



ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DES MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR [Laboratoire PIMM – Campus de Paris]

THÈSE

présentée par : Yaasin MAYI

soutenue le : 05 octobre 2021

VERSION PROVISOIRE

pour obtenir le grade de : Docteur d'HESAM Université

préparée à : École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité : Génie mécanique et matériaux

Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM.

THÈSE dirigée par : Patrice PEYRE

co-dirigée par : Michel BELLET

et co-encadrée par : Morgan DAL et Charlotte METTON

Jury

- •		
M. Jean-Michel BERGHEAU, Professeur des universités, LTDS, Université de Lyon	Président	
M. Marc MEDALE, Professeur des universités, IUSTI, Université d'Aix-Marseille	Rapporteur	H
M. Jean-Paul GARANDET, Directeur de recherches, LITEN, CEA	Rapporteur	
Mme Muriel CARIN, Professeur des universités, IRDL, Université Bretagne-Sud	Examinateur	È
M. Eric BOILLAT, Prof. assistant, LMTM, École Polytechnique Fédérale de Lausanne	Examinateur	Ŀ
M. Michel BELLET, Professeur des universités, CEMEF, MINES ParisTech	Examinateur	
M. Patrice PEYRE, Directeur de recherches CNRS, Laboratoire PIMM, Arts et Métiers	Examinateur	S
M. Morgan DAL, Maître de conférences, Laboratoire PIMM, Arts et Métiers	Examinateur	
Mme Charlotte METTON, Ingénieur de recherches, Safran Tech, Safran	Invité	E
M. Rémy FABBRO, Directeur de recherches CNRS émérite, Lab. PIMM, Arts et Métiers	Invité	

Remerciements

Table des matières

REMERO	REMERCIEMENTSIII				
TABLE I	DES MATIÈRES	V			
NOMENO	CLATURE	IX			
ACRONYM	IES	IX			
Symbole	S	X			
Indices e	T EXPOSANTS	XV			
Constan	TES	XV			
Nombres	ADIMENSIONNÉS	XV			
Vecteur	S	XVI			
	URS				
	RE PREMIER: ÉTAT DE L'ART				
1.2 G	ÉNÉRALITÉS SUR LA FABRICATION ADDITIVE	6			
1.2.1	Principes de la fabrication additive	ε			
1.2.2	Cent ans de fabrication « couche par couche »	7			
1.2.3	Avantages et limites des procédés de FA	C			
1.2.4	Le procédé de fusion laser sélective	11			
1.2.5	Enjeux de la FA chez Safran	16			
1.3 Pi	HYSIQUE DU PROCÉDÉ SLM	17			
1.3.1	Régimes d'interaction laser-matière	17			
1.3.2	Interaction laser-poudre-bain de fusion	18			
1.3.3	Hydrodynamique du bain de fusion, instabilités et défauts associés	26			
1.3.4	Lois d'échelles : prédiction des profondeurs des zones fondues	36			
1.4 SI	MULATION NUMÉRIQUE DU PROCÉDÉ SLM	38			
1.4.1	Valeur ajoutée de la simulation numérique	38			
1 4 9	Écholles de simulation en SI M	30			

1.4.3	Revue bibliographique des modèles multiphysiques	40
1.4.4	Description de l'interface libre	44
1.5 Co	ONCLUSION	46
Bibliogr	АРНІЕ	48
CHAPITI	${ m RE}~2: { m SIMULATION~THERMO-HYDRODYNAMIQUE~I}$	ΟU
	FUSION	
2.1 IN	TRODUCTION	58
2.2 M	ODÉLISATION ANALYTIQUE DE LA VAPORISATION	58
2.2.1	Rappels théoriques	58
2.2.2	Modèle du piston	65
2.2.3	Bilan	71
2.3 Di	ÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	71
2.3.1	Hypothèses	71
2.3.2	Équations de conservation	72
2.3.3	Géométrie et conditions limites	75
2.3.4	Considérations numériques	79
2.4 V	ÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE	79
2.4.1	Rappels méthodologiques	79
2.4.2	Comparaison avec le modèle du piston	80
2.4.3	Cas test numérique	83
2.4.4	Études de sensibilité	88
2.5 Co	ONCLUSION	90
BIBLIOGR	АРНІЕ	91
СНАРІТІ	RE 3 : INTÉRÊT D'UN MODÈLE DE LIT DE POUDRE	
	ÉNÉISÉ	95
3.1 IN	TRODUCTION	96
3.2 Co	ONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES MILIEUX GRANULAIRES	96
3.2.1	Rappels théoriques sur la prise de moyenne volumique	96
3.2.2	Exemples de modèles analytiques de la conductivité effective	98
3.2.3	Calcul numérique de la conductivité thermique effective	101
3.2.4	Comparaison des modèles	102
3.2.5	Pertinence des modèles de conductivité effective en SLM	103
3.3 Di	ÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	104
3.3.1	Idées générales du modèle de lit de poudre homogénéisé	104
3.3.2	Équations de conservation	105

3.3	3.3 Géométrie et conditions limites	107
3.3	3.4 Hypothèses sur les propriétés thermophysiques de la poudre	108
3.3	3.5 Considérations numériques	110
3.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE	110
3.4	1.1 Cas test numérique	110
3.4	1.2 Études de sensibilité	115
3.5	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION AVEC ET SANS LIT DE POUDRE	117
3.6	Conclusion	120
BIBL	IOGRAPHIE	121
CILAI		A INTO
	PITRE 4 : SIMULATION DES RÉFLEXIONS MULTIPLES DA	
LI KI		120
4.1	Introduction	124
4.2	Modèle analytique de Gouffé	124
4.3	DÉFINITION DU MODÈLE DE TRACÉ DE RAYONS SOUS COMSOL	127
4.3	Rappel sur les modèles développés avec COMSOL	127
4.3	3.2 Idée générale de la nouvelle approche	128
4.3	3.3 Équations de conservation	129
4.3	3.4 Stratégies de mise à jour du dépôt d'énergie	130
4.3	3.5 Traitement géométrique	132
4.4	VÉRIFICATION DU MODÈLE OPTIQUE	132
4.4	1.1 Modélisation d'un faisceau Gaussien	132
4.4	1.2 Discrétisation du laser et dépôt d'énergie dans un capillaire de vapeur	134
4.4	4.3 Comparaison au modèle de Gouffé	137
4.5	BILAN DE LA MÉTHODE	140
4.6	Conclusion.	142
BIBL	IOGRAPHIE	144
CII A I		
	PITRE 5 : ANALYSE DES PHÉNOMÈNES AFFECTANT LE CÉDÉ SLM	147
1100		
5.1	Introduction	148
5.2	ÉTUDE DE LA TRANSITION « CONDUCTION-CONDUCTION FORCÉE-KEYHOLE »	148
5.2	2.1 Validation du modèle de tir statique	148
5.2	2.2 Étude de la dynamique de formation d'un keyhole	152
5.3	ÉTUDE DE LA STABILITÉ DES RÉGIMES DE FUSION EN SLM	158
5.3	3.1 Validation du modèle de ligne de fusion	158
5.3	3.2 Rôle des réflexions multiples en SLM	165

5.4 E	FFET DE L'ATMOSPHÈRE DE TRAVAIL SUR LE PHÉNOMÈNE DE DÉNUDATION	174
5.4.1	Validation du modèle de vaporisation	174
5.4.2	Étude du potentiel de dénudation des atmosphères de travail	178
5.5 C	ONCLUSION	186
Ressour	CES COMPLÉMENTAIRES	188
BIBLIOGE	АРНІЕ	189
CONCLU	SION GÉNÉRALE	193
Conclus	ION	194
PERSPEC	TIVES	195
ANNEXI	ES	197
Annexe	1 : Modèle de Fabbro	198
ANNEXE	2 : Propriétés de l'IN718 et du Ti64	202
ANNEXE	3 : Maillage de l'ALE « double domaine »	205
Annexe	4 : RÉGLAGES DE L'INTERFACE LEVEL-SET (CEMEF)	206
ANNEXE	5 : Modèle de lit de poudre granulaire	208
ANNEXE	6 : Maillage du modèle de lit de poudre équivalent	211
ANNEXE	7 : Traitement géométrique du modèle auto-consistent	212
ANNEXE	8 : ÉTUDES DE SENSIBILITÉ DU MODÈLE AUTO-CONSISTENT	215
ANNEXE	9 : Expériences de pyrométrie 2D monobande	217
Annexe	10 : Maillage du domaine 3D	226
PRODUC	CTION SCIENTIFIQUE	227
PUBLICAT	TIONS DANS DES REVUES INTERNATIONALES À COMITÉ DE LECTURE	228
ACTES DI	E COLLOQUES NATIONAUX ET INTERNATIONAUX	228
Confére	NCE, TABLE RONDE ET WEBINAIRE DONNÉS SUR INVITATION	229
Contrib	UTION À UN CHAPITRE DE LIVRE SCIENTIFIQUE	229
COMMUN	ICATION SANS ACTE À DES SÉMINAIRES NATIONAUX	230
Commun	ICATION SANS ACTE À DES SÉMINAIRES RÉGIONAUX	230
RÉCOMI	PENSES ACADÉMIQUES	231
RÉSUMÉ	<u> </u>	236
ABSTRA	СТ	236

Nomenclature

Acronymes

ACARE Advisory Council for Aeronautics in Europe

AIAA American Institute of Aeronautics and Astronautics

ALE Arbitrary Lagrangian Eulerian method

AM Additive Manufacturing

ASME American Society of Mechanical Engineers

CAO Conception Assistée par Ordinateur

CEMEF Centre de Mise en Forme des Matériaux

CFAO Conception et Fabrication Assistés par Ordinateur

EASA European Aviation Safety Agency

EBAM Electron Beam Additive Manufacturing

EBM Electron Beam Melting

EBV Energy for a Built Volume

FA Fabrication Additive

FAO Fabrication Assistée par Ordinateur

ILM Interaction Laser-Matière

IR Infrarouge

I2M Institut de Mécanique et d'Ingénierie

LBM Laser Beam Melting

LDNA Laser-assisted Double wire Non-transferred Arc manufacturing

LEAP Leading Edge of Aerospace Propulsion

LED Linear Energy Density

LMD-F Laser Metal Deposition-Fil

X NOMENCLATURE

LMD-P Laser Metal Deposition-Poudre

LPBF Laser Powder Bed Fusion

LS Level-Set method

PF Phase-Field method

PIMM Laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux

R&T Recherche et Technologie

RT Ray Tracing

SLA Stéréolithographie

SLM Selective Laser Melting

VED Volumetric Energy Density

WAAM Wire Arc Additive Manufacturing

ZF Zone fondue

Symboles

A, A	4_{0}	-	Α	bsor	bance,	absor	bance	normal	le
------	---------	---	---	------	--------	-------	-------	--------	----

 \mathcal{A}_0 m² Surface totale de l'enceinte sphérique équivalente

 \mathcal{A}_{p} m² Surface transversale (maître-couple) d'une particule

 $c_p \ / \ c_p^{eq} \ ~{\rm J\cdot kg^{\text{-}1} \cdot K^{\text{-}1}}$ Capacité thermique massique / équivalente

 $\mathcal{C}_1,\,\mathcal{C}_2$ - Constantes de pénalisation de Darcy

 C_L, C_r - Coefficients de portance / de traînée

d Diamètre de l'ouverture de la cavité optique

 $D_L \ / \ R_L$ m Diamètre / rayon de faisceau laser

 $D_p \ / \ R_p$ m Diamètre / rayon d'un grain du lit de poudre

 D_{vg} m · s⁻² Diffusivité massique vapeur-gaz

e m Profondeur du keyhole (ou de la cavité optique)

 e_p m Épaisseur du lit de poudre

 E_c m Écart vecteur

SYMBOLES

$\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{\text{-}6}\cdot\mathrm{s}^{\text{-}3}$	Fonction de distribution des particules évaporées
-	Fractions volumiques de liquide / de poudre
-	Fonction auxiliaires
-	Distribution Gaussienne
-	Distribution top-hat
N	Poids
N	Force de portance
N	Force de traînée
-	Profil temporel de l'impulsion laser
J	Énergie libre de Gibbs
$ m J \cdot kg^{ ext{-}1}$	Enthalpie massique
-	Fonction de Heaviside lissée
$ m W\cdot m^{-2}$	Irradiance (ou intensité)
$ m W\cdot m^{ ext{-}2}$	Irradiances absorbée / incidente / réfléchie
$W \cdot m^{\text{-}1} \cdot K^{\text{-}1}$	Conductivité thermique
-	Vecteur d'onde du rayon i
m^2	Perméabilité hydrodynamique
m	Dimension caractéristique des constituants du milieu granulaire
m	Dimension caractéristique macroscopique du milieu granulaire
$W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$	Luminance du corps noir
$W \cdot m^{2} \cdot sr^{1} \cdot m^{1}$	Luminance spectrale du corps noir
$ m J \cdot kg^{ ext{-}1}$	Chaleurs latentes de fusion / de vaporisation
$\mathrm{kg}\cdot\mathrm{m}^{\text{-2}}\cdot\mathrm{s}^{\text{-1}}$	Flux d'ablation
${ m kg\cdot mol^{ ext{-}1}}$	Masse molaire / masse molaire du mélange vapeur-gaz
-	Indices de réfraction
-	Nombre de rayons
-	Niveau de gris
m^2	Ouverture du keyhole (ou de la cavité optique)
	N N N N - J J · kg-1 - W · m-2 W · m-2 W · m-1 · K-1 - m² m M W · m-2 · sr-1 W · m-2

XII NOMENCLATURE

p / p_0	Pa	Pression / pression initiale
p_{atm}	Pa	Pression atmosphérique
$p_{rec} \ / \ p_s$	Pa	Pression de recul / pression totale à la surface du liquide
P_{abs}	W	Puissance absorbée
P_L	W	Puissance laser incidente
P_{cond}	W	Puissance évacuée par conduction dans le solide
P_{conv}	W	Puissance évacuée par convection dans le liquide
P_{vap}	W	Puissance évacuée par vaporisation
${\cal P}$	-	Densité de probabilité
q_i	m	Position du rayon i
q_{mesh}	-	Qualité des mailles
q_{min}	-	Qualité minimale des mailles admise sans remaillage
Q	$ m W\cdot m^{-3}$	Source de chaleur volumique
r_p	m	Rayon d'étranglement
r_0	m	Dimension caractéristique du VER
R / R_0	-	Réflectance / réflectance normale
R_p, R_s	-	Réflectance de Fresnel pour des ondes polarisées « p » et « s »
R_F	-	Réflectance de Fresnel pour une onde non polarisée
S	$J \cdot K^{\text{-}1}$	Entropie,
S_m	$J\cdot K^{\text{-}1}\cdot mol^{\text{-}1}$	Entropie molaire
t	\mathbf{s}	Temps
t_f	\mathbf{s}	Temps final de la simulation
t_p	\mathbf{s}	Durée d'impulsion
t_{th}	\mathbf{s}	Instant de franchissement du seuil de keyhole
T / T_0	K	Température / température initiale
T_f	K	Température de fusion
$T_{liq} / T_{sol} / T_{m}$	K	Températures de liquidus / solidus / moyenne de solidification

SYMBOLES

T_c	K	Température critique
T_{v}	K	Température de vaporisation
T_{r0}	-	Transmittance normale
T_{s}	K	Température à la surface du liquide
T_1, T_2	K	Températures qui bornent le regime de vaporisation
T_p	K	Température seuil de densification du lit de poudre
T_{rad} / T_{vraie}	K	Températures « radiative » / température « vraie »
T_{s1}	K	Température de la pression de recul simplifiée
u_D	$\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{\text{-1}}$	Vitesse moyenne d'entrainement de la vapeur métallique
$U_e,\ U_l$	$\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{\text{-1}}$	Vitesses caractéristique d'entrainement / de portance
V	m^3	Volume
V_m	$\mathrm{m}^3\cdot\mathrm{mol}^{\text{-}1}$	Volume molaire
$V_d / V_l / V_v$	$\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{ ext{-}1}$	Vitesses de perçage / éjection / vaporisation (modèle du piston)
V_L	$\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{\text{-1}}$	Vitesse de scan (ou de balayage)
W_v	-	Fraction massique de vapeur métallique
x, y, z	m	Coordonnées cartésiennes

$Lettres\ grecques$

α	m · s ⁻²	Diffusivité thermique
β	K ⁻¹	Coefficient d'expansion thermique
eta_R	-	Coefficient de rétrodiffusion (ou de recombinaison)
γ	-	Coefficient adiabatique
δ	m	Épaisseur de peau thermique
δ_l	m	Épaisseur de la cellule de liquide (modèle du piston)
$\Delta \alpha_{max}$	rad	Inclinaison maximale de l'interface liquide/gaz
$\Deltalpha_{seuil},\Deltaeta_{seuil}$	rad	Seuils d'inclinaison de l'interface liquide/gaz
$\it \Delta h_s$	$ m J\cdot m^{-3}$	Enthalpie de fusion « simplifiée »
ΔH	$ m J\cdot m^{-3}$	Énergie absorbée par le keyhole durant le temps d'interaction

XIV NOMENCLATURE

ΔH_v^m	$J \cdot mol^{-1}$	Enthalpie molaire de vaporisation
ΔT	K	Intervalle de fusion
ΔT_p	K	Intervalle de densification
δt	s	Incrément de temps
$\delta(\cdot)$	m-1	Fonction Dirac
ε	-	Émissivité
ϵ	m	Épaisseur d'interface level-set
θ	rad	Angle d'incidence par rapport à la normale à l'interface irradiée
κ	m ⁻¹	Courbure de l'interface liquide/gaz
λ	m	Longueur d'onde
λ_m	m	Longueur d'onde moyenne
μ	$Pa \cdot s$	Viscosité dynamique
ξ	m ⁻¹	Coefficient d'extinction
ρ	$ ext{kg}\cdot ext{m}^{-3}$	Masse volumique
σ	$ m N\cdot m^{-1}$	Tension de surface
τ	s	Temps d'intégration de la caméra rapide
$ au_{Ray}$	S	Temps caractéristique de Rayleigh
$ au_m$	S	Temps de montée en puissance du laser
$ au_k$	s	Temps caractéristique du capillaire de vapeur
$ au_o$	s	Temps caractéristique optique
ϕ_{KN}	-	Fonction du nombre de Mach en sortie de couche de Knudsen
ϕ_i	-	Fraction volumique de la phase i dans le lit de poudre
\emptyset_1,\emptyset_2	-	Fonctions auxiliaires du lit de poudre
φ	rad	Angle de contact entre les particules
χ	SI	Propriété thermodynamique ou scalaire quelconque
ψ	m	Fonction distance (méthode LS)
Ω	sr	Angle solide
ω_i	$\mathrm{rad}\cdot\mathrm{s}^{\text{-}1}$	Fréquence angulaire du rayon i

Indices et exposants

effPropriétés effectives du milieu granulaire Propriétés d'une phase fluide quelconque Propriétés de la phase gazeuse gPropriétés en sortie de couche de Knudsen KnPropriétés de la phase liquide Propriétés du lit de poudre (toutes phases confondues) p Propriétés de la zone pâteuse pât Propriétés de la phase liquide sat Propriétés à la pression de vapeur saturante Propriétés de la phase vapeur métallique

Constantes

c_0	$\mathrm{m}\cdot\mathrm{s}^{\text{-1}}$	Célérité de la lumière dans le vide
g	$\mathrm{m\cdot s}^{\text{-2}}$	Pesanteur
h	$J \cdot s$	Constante de Planck
k_B	$J \cdot K^{\text{-}1}$	Constante de Boltzmann
R	$J \cdot mol^{\text{-}1} \cdot K^{\text{-}1}$	Constante des gaz parfaits
σ	J · s ⁻¹ · m ⁻²	Constante de Stefan-Boltzmann

Nombres adimensionnés

 C_p Ratio pression sur pression dynamique Ma Nombre de Mach Pe Nombre de Péclet Re Nombre de Reynolds θ_t Nombre de Shield π_i, π_i' Paramètres adimensionnés du théorème de Vaschy π -Buckingham

XVI NOMENCLATURE

 η Ratio masse volumique de la vapeur sur celle du gaz

Vecteurs

 \vec{f}_M $N \cdot m^{-2}$ $Contrainte\ thermocapillaire$ \vec{f}_p $N \cdot m^{-3}$ Flottabilité $\vec{f_v}$ $N \cdot m^{-3}$ Force volumique quelconque \vec{f}_{σ} $N \cdot m^{-2}$ Tension de surface \vec{g} $m \cdot s^{-2}$ Champ de pesanteur \vec{J} $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ Flux de vapeur métallique \vec{n} Vecteur normal à la surface irradiée \mathbf{m} \vec{u} $m \cdot s^{-1}$ Champ de vitesse

Opérateurs

 $\overrightarrow{\nabla}$ Gradient

 $\overrightarrow{\nabla}_s$ Gradient surfacique

 $\overrightarrow{\nabla}$ · Divergence

 $\langle \cdot \rangle$ Prise de Moyenne volumique

Introduction

2 INTRODUCTION

La Fabrication Additive (FA), qui connait un intérêt industriel croissant, regroupe les procédés d'élaboration pour lesquels des pièces métalliques, céramiques ou polymères sont fabriquées par ajouts successifs de couches de matière. Si à ses débuts, cette méthode de fabrication était perçue comme un outil de prototypage rapide, elle est depuis une décennie envisagée et utilisée comme un outil de production en petite et moyenne série de pièces à haute valeur ajoutée, au même titre que les procédés « conventionnels » comme la fonderie, la forge ou l'usinage. Un avantage de cette technique, souvent cité pour expliquer cet attrait croissant, est sa capacité à produire des pièces géométriquement complexes, offrant ainsi l'opportunité de revoir la forme et les fonctionnalités des pièces conçues, notamment via des techniques d'optimisation topologique.

Parmi ces procédés, on trouve la technique de fabrication par fusion laser sélective « lit de poudre », souvent désignée par son appellation commercial Selective Laser Melting® (SLM®)¹. Avec ce procédé, les pièces sont obtenues par fusion laser et solidification séquentielle de couches de poudre (les lits de poudre), suivant une trajectoire prédéfinie par ordinateur. La SLM est particulièrement adaptée à la fabrication de petites pièces ($\sim 1\text{-}50$ cm) très complexes avec une haute résolution géométrique (~ 50 μ m), comme les structures micro-treillis (lattices). L'industrie aéronautique et le secteur médical entre autres misent sur ce procédé puisqu'il permet d'alléger les structures, de réduire le nombre d'assemblages nécessaires, d'intégrer des fonctionnalités internes (comme des canaux de refroidissement) tout en optimisant la tenue mécanique des pièces conçues.

Dans ce contexte général, le groupe Safran cherche à se placer à l'avant-garde de la production et de l'intégration de pièces élaborées en FA dans l'industrie aéronautique. Le groupe s'est d'ailleurs déjà distingué sur le sujet en obtenant pour la première fois en 2017, la certification d'un distributeur de turbine, 35% plus léger, entièrement fabriqué par SLM. Cette avancée suit de près l'exemple plus connu des injecteurs de carburant des moteurs LEAP produit par SLM par General Electric Aviation depuis 2015.

Compte-tenu des standards de sécurité en vigueur dans l'industrie aéronautique, les procédés de FA en général et la fabrication par SLM en particulier nécessitent d'être portés à une haute maturité scientifique et technologique, afin de produire des pièces certifiées. Si dans un premier temps la compréhension des effets des conditions opératoires sur la qualité des pièces finies est obtenue empiriquement via de larges campagnes d'essais, l'optimisation de ces conditions opératoires nécessite souvent des études expérimentales approfondies – instrumentation des machines de fabrication, mesures in situ en banc d'essais, exploitation statistique de données, etc. – et fait de plus en plus appel à du calcul numérique. La présente thèse s'inscrit justement dans cette logique. Elle vise à développer des outils numériques qui aideront à comprendre les phénomènes physiques affectant la fabrication par SLM, et dont on tirera des indications pratiques quant aux paramètres à privilégier ou à éviter.

Ce travail se déroule dans un contexte collaboratif original. Il met en relation trois laboratoires, donc trois champs de compétences propres.

D'abord, l'objectif de la thèse de Kévin MARCHAIS, réalisée à l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) de Bordeaux, est de concevoir un code de calcul basé sur la méthode des éléments discrets, pour étudier « l'étalabilité » (l'aptitude à être étalée) des poudres, afin de définir comment obtenir des lits de poudre denses et homogènes avant fusion. De manière plus générale, le modèle doit

-

¹ On trouve d'autres appellations comme LPBF (*Laser Powder Bed Fusion*) ou LBM (*Laser Beam Melting*). Cependant, nous conserverons l'acronyme SLM, bien qu'étant commercial, car il est sans ambiguïté et simple à prononcer.

OPÉRATEURS 3

servir à définir des critères permettant de qualifier ce qu'est un « bon lit de poudre » en SLM, et également d'investiguer les phénomènes de transfert thermique dans les milieux granulaires.

Le but de la thèse d'Alexis QUEVA, au Centre de Mise en Forme de Matériaux (CEMEF) à Sophia-Antipolis, est de simuler le procédé SLM à des échelles allant du monocordon (une ligne de fusion) à des cordons juxtaposés et superposés, échelles rarement traitées dans la littérature à cause du coût de calcul numérique important. Ce travail est précédé de l'adaptation d'un modèle de SLM développé au CEMEF pour les matériaux céramiques, au cas des alliages métalliques.

Enfin, l'objectif de la présente thèse, lancée au laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM) de Paris, est de concevoir un modèle numérique le plus « fin » possible de l'interaction laser-matière, afin de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu à l'échelle locale, leurs interactions, et leurs impacts sur le procédé SLM. Des campagnes expérimentales seront également mises en œuvre afin de calibrer et valider les méthodes numériques développées. La collaboration avec l'I2M permettra de nourrir des réflexions sur les façons de modéliser les lits de poudre dans les modèles numériques de fusion laser à l'échelle locale. L'interaction avec le CEMEF permettra de discuter sur la façon de simplifier les phénomènes physiques locaux, afin d'intégrer leurs effets dans des modèles numériques de plus grandes échelles, qui dépassent le simple monocordon.

Enfin, cette coopération académique est orchestrée et soutenue par l'entreprise Safran, à travers l'expertise et les moyens de production de sa plateforme de R&T Safran Tech, basée sur le plateau de Saclay en région parisienne. La force de cette organisation (3 laboratoires + Safran) réside en ce qu'elle permet de balayer un large panel de problématiques associées au procédé SLM. L'objectif commun ainsi visé est de renforcer la compréhension du procédé SLM dans sa globalité et d'accélérer la mise au point de paramètres industriels pour les alliages de titane et les superalliages base nickel.

Cette thèse est intitulée Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM. Autrement dit, il s'agit d'étudier via la simulation numérique comment la combinaison de plusieurs phénomènes physiques élémentaires (au sens propre), se traduit sur les conditions de fusion qui régissent le procédé SLM. Pour construire cette étude, nous avons suivi tout au long de la thèse une méthode itérative, ou de conception des modèles par complexité croissante. Plus concrètement, la méthode itérative propose d'étudier en premier lieu les phénomènes physiques élémentaires (hydrodynamique du bain de fusion, thermique, effets optiques, écoulements dans l'atmosphère de travail), avant de comprendre leur combinaison dans un second temps. Le plan du manuscrit reflète cette méthodologie, et s'organise comme suit.

Le Chapitre 1 fait un état de l'art sur la fabrication additive en général, puis sur la fusion laser sélective et la simulation numérique du procédé SLM en particulier. Une rapide mise en perspective historique rappelle d'abord à quels besoins industriels les différents procédés de FA cherchaient à répondre à leur apparition. La présentation du procédé SLM et de sa valeur ajoutée permet ensuite d'introduire la raison pour laquelle l'entreprise Safran cherche à développer une expertise sur le sujet. Enfin, nous expliquerons comment la simulation numérique du procédé SLM, notamment à l'échelle locale, peut contribuer à relever les défis scientifiques et technologiques qu'introduit la fusion laser sélective « lit de poudre », justifiant ainsi la présente thèse.

Ensuite, le Chapitre 2 présente la première brique de simulation multiphysique du procédé SLM: l'hydrodynamique du bain de fusion. Avant de se lancer dans la construction d'une méthode numérique, nous aborderons cette thématique à l'aide du modèle analytique du « piston », qui donne une première compréhension des phénomènes physiques qui règnent dans le bain de fusion, et quantifie les grandeurs qui le caractérisent et justifient d'éventuelles hypothèses simplificatrices. Le modèle numérique est

4 INTRODUCTION

ensuite vérifié (au sens numérique) pour une configuration simplifiée de tir statique pleine tôle, notamment via un benchmark numérique avec le CEMEF.

Le Chapitre 3 considère un modèle de lit de poudre homogénéisé, c'est-à-dire représenté, non pas à l'aide d'un milieu granulaire, mais grâce à un domaine continu, homogène, et aux propriétés apparentes représentatives du milieu granulaire. Comme précédemment, le chapitre commence par introduire des modèles analytiques, en l'occurrence ici de la conductivité thermique équivalente des milieux granulaires. Le modèle numérique est ensuite confronté à un deuxième benchmark numérique avec le CEMEF. S'ensuit une discussion sur l'apport de ce modèle de lit de poudre équivalent sur la description des phénomènes hydrodynamiques rencontrés en SLM.

On développe ensuite dans le Chapitre 4 une méthode numérique qui permet d'intégrer au modèle thermo-hydrodynamique une description corpusculaire du rayonnement laser incident, via la méthode de tracé de rayons. Cette dernière complexifie le modèle d'interaction laser-matière, mais elle permet de décrire le phénomène de « piégeage de faisceau » qui conditionne en partie la stabilité des zones fondues lors du passage au mode keyhole. Bien que souvent intégré dans les modèles numériques, ce phénomène est paradoxalement rarement discuté dans la littérature. Ensuite, on présente une méthode numérique spécialement développée lors de cette thèse, qui décrit l'interaction entre le laser et la dynamique du bain de fusion, de manière auto-consistante.

Le Chapitre 5 présente une synthèse des différentes briques physiques développées. L'idée est de répondre à l'objectif de la thèse, à savoir tester l'aptitude de la modélisation numérique à expliquer comment les phénomènes physiques locaux déterminent les régimes d'interaction laser-matière et la stabilité hydrodynamique du procédé SLM. Trois thématiques seront abordées. D'abord, on étudiera la dynamique de formation du keyhole lors d'un tir laser statique et quels sont ses facteurs de déstabilisation. On étudiera ensuite l'influence de la vitesse de déplacement du laser sur la morphologie et la stabilité des cordons formés, notamment en lien avec le phénomène de piégeage de faisceau. Nous regarderons également comment le procédé SLM peut être affecté par la formation des cordons en régime transitoire. On étudiera enfin l'influence de l'atmosphère de travail sur le phénomène de dénudation de poudre en bord de cordon, via une démarche originale couplant simulation numérique, modèle analytique et lois d'échelles, dans le but de contribuer à un choix raisonné de l'atmosphère de travail.

Enfin, dans la synthèse des résultats obtenus, un accent particulier sera porté sur les pistes de recherche possibles qui permettraient de poursuivre les développements présentés, mais aussi plus globalement sur les perspectives qu'apporte la simulation numérique du procédé SLM à l'échelle mesoscopique.

Bonne lecture.

Chapitre Premier

État de l'art

Table des matières

1.1	INTRODUCTION	6
1.2	GÉNÉRALITÉS SUR LA FABRICATION ADDITIVE	6
1.2.1	Principes de la fabrication additive	6
1.2.2	2 CENT ANS DE FABRICATION COUCHE PAR COUCHE	7
1.2.3	AVANTAGES ET LIMITES DES PROCÉDÉS DE FA	9
1.2.4	LE PROCÉDÉ DE FUSION DE LASER SÉLECTIVE	11
1.2.5	5 Enjeux de la FA chez Safran	16
1.3	PHYSIQUE DU PROCÉDÉ SLM	17
1.3.1	RÉGIMES D'INTERACTION LASER-MATIÈRE	17
1.3.2	2 Interaction laser-poudre-bain de fusion	18
1.3.3	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION, INSTABILITÉS ET DÉFAUTS ASSOCIÉS	26
1.3.4	LOIS D'ÉCHELLES: PRÉDICTION DES PROFONDEURS DES ZONES FONDUES	36
1.4	SIMULATION NUMÉRIQUE DU PROCÉDÉ SLM	38
1.4.1	Valeur ajoutée de la simulation numérique	38
1.4.2	2 ÉCHELLES DE SIMULATION EN SLM	39
1.4.3	REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES MODÈLES MULTIPHYSIQUES	40
1.4.4	DESCRIPTION DE L'INTERFACE LIBRE	44
1.5	CONCLUSION	46
DIDI	IOCD A DHIE	19

1.1 Introduction

Le nombre d'études multiphysiques sur le procédé de Fabrication Additive (FA) par fusion laser sélective (SLM) a crû exponentiellement – au sens littéral – au cours de la dernière décennie (Figure 1-1). Bien que les thématiques investiguées à l'aide de ces modèles numériques soient assez similaires à celles que l'on peut étudier dans le contexte du soudage laser (interaction laser-matière, instabilités hydrodynamiques, formation du keyhole, etc.), ce dernier n'a pourtant pas bénéficié de l'effet de mode impulsé par le procédé SLM. Cette situation est à la fois un paradoxe, mais aussi une opportunité de réactualiser ces thématiques scientifiques dans le cadre de la fabrication additive.

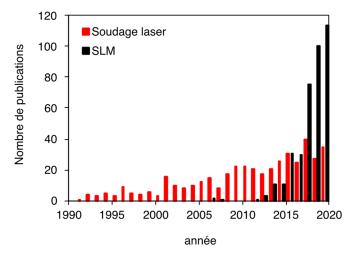


Figure 1-1 Nombre de publications annuelles dont le titre, le résumé ou les mots clés font référence à la simulation multiphysique des procédés de soudage laser et de fabrication additive par fusion laser sélective (données compilées à l'aide de Scopus).

1.2 Généralités sur la fabrication additive

1.2.1 Principes de la fabrication additive

La FA, ou impression 3D, désigne l'ensemble des procédés d'élaboration pour lesquels des pièces métalliques, céramiques ou polymères sont fabriquées par ajouts successifs de couches de matière, à partir d'un modèle conçu par CAO [1]. À quelques variantes près, qui dépendent du procédé employé, un cycle de production en FA est basé sur une chaine numérique composée de quatre grandes étapes.

Étape 1 : conception d'un modèle 3D par CAO [Figure 1-2(a)]. Le modèle peut être conçu de zéro grâce à un logiciel dédié (Blender, CATIA®, NX®, etc.) ou par rétroconception, à partir d'un objet réel scanné puis importé dans un logiciel de CAO.

Étape 2 : génération d'un fichier au format *.STL [Figure 1-2(b)]. Le volume conçu précédemment est réduit à sa plus simple expression géométrique. Ses surfaces extérieures sont discrétisées à l'aide d'un maillage triangulaire et toutes ses autres caractéristiques (historique de construction, contraintes d'assemblage, textures, etc.) sont effacées.

Étape 3 : préparation du fichier de fabrication [Figure 1-2(c)]. C'est la phase de Fabrication

Assistée par Ordinateur (FAO), lors de laquelle le fichier STL est importé et traité dans une zone de fabrication virtuelle. À cette étape, la position, le nombre et l'orientation des pièces sont configurés. Des supports de fabrication sont ajoutés au modèle, ils permettent de solidariser les pièces au plateau (évitant leur décrochage au cours de la fabrication) et de soutenir les surfaces en contre-dépouille. Pour certains procédés, ces supports jouent également le rôle de dissipateur thermique. C'est enfin à cette étape que le modèle est « slicé », c'est-à-dire tranché en séries de strates, et que la trajectoire et les paramètres de l'outil sont calculés. L'épaisseur des strates a une influence directe sur la résolution verticale de la pièce fabriquée à travers « l'effet escalier », et sur le temps de fabrication – des fines couches assurent une fine résolution de la pièce au détriment du temps de fabrication.

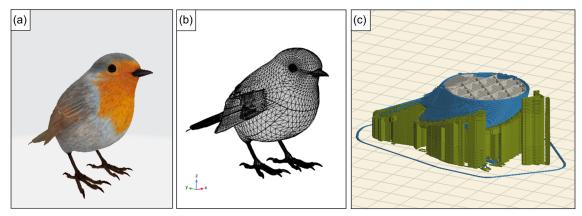


Figure 1-2 Étapes de conception en fabrication additive. (a) Modèle réaliste d'un rouge gorge, avec couleurs, textures et contraintes géométriques. (b) Le même rouge-gorge au format *.STL où seul le maillage des surfaces extérieures subsiste. (c) Le modèle de rouge-gorge à l'étape de FAO. Des supports de fabrication sont ajoutés à l'extérieur de la pièce pour soutenir les zones en contre-dépouille et à l'intérieur de la pièce pour que celle-ci soit autoporteuse.

Étape 4 : fabrication des pièces. À l'aide d'une machine d'impression 3D à commande numérique, les pièces sont fabriquées couche par couche. Cette étape est généralement précédée d'une phase de préparation de la zone de travail, avec par exemple le réglage du taux d'oxygène dans l'enceinte de fabrication, le préchauffage du matériau d'apport, etc.

Une fois les pièces fabriquées, elles subissent différentes opérations de post-traitement, comme après n'importe quel procédé d'élaboration. La première opération consiste simplement à désolidariser les pièces du plateau de fabrication et de leurs supports. Une seconde opération est en général un traitement de surface (sablage, surfaçage, rectification, polissage, etc.) afin d'effacer les éventuelles traces laissées par l'opération d'extraction mais aussi, de gommer l'effet escalier propre à la fabrication additive. Enfin, en fonction des matériaux utilisés, les pièces subissent différents traitements thermiques ou mécaniques qui leur donneront leur propriétés (mécaniques, microstructurales, etc.) finales.

1.2.2 Cent and de fabrication « couche par couche »

Le concept de fabrication additive défini précédemment repose sur l'exploitation d'une chaîne numérique qui commence par la CAO et se termine par l'impression d'une pièce à l'aide d'une machine à commande numérique. Cependant, l'idée de fabriquer des objets en trois dimensions en superposant des couches de matériaux est bien plus ancienne.

En effet, l'une des premières inventions d'impression 3D remonte probablement au brevet de Baker [2], qui dépose en 1920 une méthode de fabrication d'objets par superposition de cordons de soudure. Le mode de manipulation alors envisagé est principalement manuel. D'autres inventions de soudage à l'arc additif ont ensuite vu le jour dans les années 60-70, essentiellement pour fonctionnaliser des surfaces [3], réparer des pièces ou fabriquer des structures à géométrie cylindrique comme des cuves pressurisées [4]. À la même époque, on trouve également des variantes à ces méthodes, où le matériau d'apport se présente sous la forme de poudre [5] et où la source de chaleur est un faisceau laser [6]. À travers ces inventions, on retrouve donc les débuts des procédés additifs dits de dépôt de matière direct.

Cependant, c'est certainement dans le courant des années 80 que naît véritablement la fabrication additive dans son acception actuelle, grâce aux progrès réalisés dans les domaines de la CAO et de la machine-outil à commande numérique. C'est en effet la combinaison de ces deux technologies qui donne à la technique de fabrication « couche par couche » tout son potentiel.

L'invention de Housholder [7] brevetée en 1981 est à cet égard caractéristique. Il décrit dans sa déclaration d'invention trois techniques de « fonderies digitales » [7], dont une méthode qui consiste à fondre sélectivement une succession de couches de poudre avec un faisceau laser : c'est l'ancêtre du procédé de SLM. Cependant, Housholder n'exploite pas son brevet et en 1986, Deckard [8] en dépose une variante, le procédé Selective Laser Sintering, où les couches de poudre ne sont plus fondues mais frittées.

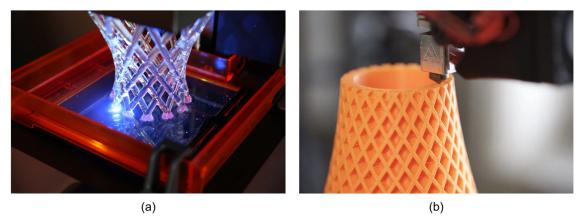


Figure 1-3 Structures lattices fabriquées par (a) stéréolithographie et (b) dépôt de filament.

À part l'invention des procédés de fusion/frittage laser envisagés pour plusieurs classes de matériaux, ce sont surtout les techniques d'impression 3D base polymère qui se développent dans les années 80, avec en particulier le procédé de stéréolithographie (SLA) ou photopolymérisation. Ce procédé consiste à solidifier sélectivement un bain de photopolymère à l'aide d'un rayon laser opérant dans le domaine ultraviolet [Figure 1-3(a)]. Les deux brevets majeurs de cette technique ont été déposés en 1984, par le français André [9], puis par l'américain Hull [10]. Les deux inventeurs insistent dans leurs brevets respectifs sur le fait que l'emploi de la CAO accélère et facilite la conception de pièces industrielles, et que le procédé SLA permettrait de faire s'écrouler les coûts de fabrication des prototypes. Ces considérations illustrent bien les besoins naissant dans l'industrie au cours des années 80, à savoir la possibilité de produire rapidement et à moindre coût des modèles personnalisables, afin de valider au plus tôt le design et la fonctionnalité des produits conçus.

Dans la même logique, on trouve également le procédé Fused Deposition Modelling – certainement

le procédé d'impression 3D le plus connu du grand public – inventé par Crump en 1989 [11], qui consiste à déposer des filaments de polymère fondus, extrudés à travers une buse chauffante [Figure 1-3(b)].

Au cours de la décennie suivante, l'essor de la fabrication additive s'accélère. Contrairement aux années 80, l'enjeu identifié n'est plus seulement de valider la forme et la fonctionnalité des produits conçus à travers des modèles; les objectifs visés sont également de valider rapidement un choix de matériau et de produire dans un délai réduit de l'outillage pour la production en grande série. On passe donc du concept de prototypage rapide à celui d'outillage rapide [12]. C'est dans ce contexte que l'entreprise EOS commercialise la première machine de fusion/frittage laser sélective en 1995 [13], afin de répondre à la demande de fabrication rapide de moules pour l'injection plastique. D'autres procédés voient le jour entre temps.

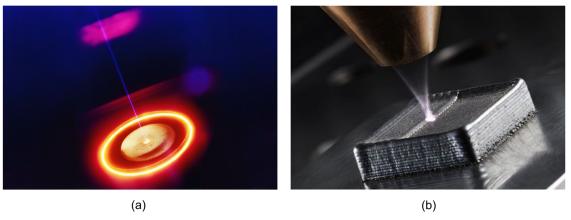


Figure 1-4 (a) Fusion par faisceau d'électrons. (b) Cube fabriqué par projection de poudre.

En 1993, le Massachusetts Institute of Technology brevète la technique d'impression 3D par jet de liant, ou Binder jet 3D printing [14], qui consiste à projeter sélectivement un liant à base polymère sur une succession de couches de poudre métallique. La pièce subit ensuite un traitement thermique pour fondre le liant et fritter la poudre, afin d'augmenter ses propriétés mécaniques. Ensuite, la même année, Larson [15] propose une variante du procédé de fusion de lit de « lit de poudre » où les couches de matériaux sont fusionnées par l'intermédiaire d'un faisceau d'électrons [Figure 1-4(a)]. Enfin, à partir de 1998, l'entreprise Optomec commercialise les premières machines de fabrication additive par fusion laser de poudre projetée. Ici, contrairement aux développements des années 60-70, l'objectif n'est pas uniquement de recharger ou fonctionnaliser une pièce, mais bien de produire un objet en trois dimensions [Figure 1-4(b)].

1.2.3 Avantages et limites des procédés de FA

À partir des années 60, les procédés de FA ont donc été inventés pour répondre à différents besoins industriels comme la fonctionnalisation des pièces, le prototypage et l'outillage rapides. Aujourd'hui et depuis le milieu des années 2000, la fabrication additive est envisagée comme une technique permettant de produire en petite et moyenne séries des objets complexes et à haute valeur ajoutée, au même titre qu'avec les autres procédés plus « conventionnels » comme la fonderie, la forge ou l'usinage [12]. La FA présente d'ailleurs quelques avantages comparatifs, à savoir :

- Une flexibilité dans la conception. Personnaliser le design, intégrer des fonctionnalités internes aux pièces (canaux internes, etc.) ou combiner plusieurs pièces en une pour minimiser le nombre d'assemblages est facilité. Les méthodes d'optimisation topologiques permettent de réduire la masse des pièces tout en optimisant leur tenue mécanique. Cependant, comme pour tous les procédés, des règles de conception spécifiques aux différentes méthodes de FA doivent être suivies afin de tirer parti de cette flexibilité de conception.
- L'accélération du processus de production, notamment grâce à une chaîne numérique fluide. Tous les procédés ont connu une accélération des processus de production grâce à la CFAO et aux machines à commande numérique. Cependant avec la FA, produire des pièces de complexité croissante ne demande pas nécessairement d'étapes ou de dispositifs spécifiques supplémentaires. Si le design d'une pièce est modifié, la méthode de fabrication ne change pas fondamentalement alors qu'avec d'autres procédés, un changement de design même léger peut entrainer la mise en place de sous-étapes de fabrication, d'assemblages, voire la remise en question complète de la faisabilité dudit procédé.
- La possibilité de mettre en place une chaine de production décentralisée.
- L'utilisation optimisée de la matière première, qui n'est déposée que là où elle est nécessaire.
- Les procédés de FA sont relativement accessibles à tous les acteurs qui n'ont pas forcément une culture historique de la machine-outil (car il n'y a pas de mécanique lourde).

Cependant, il semble que la diffusion et la démocratisation des procédés additifs se confronte toujours à quelques défis, notamment :

- Un coût d'investissement et des frais de fonctionnement encore relativement élevés pour la plupart des acteurs en dehors du secteur aéronautique. Le coût élevé de la matière première et du temps d'utilisation machine ne rendent les procédés de FA concurrentiels que pour des petites séries. Cependant, cela doit être relativisé en fonction des procédés de FA. Par exemple, le procédé de fabrication par dépôt de fil (WAAM) peut s'appuyer sur un outillage de soudage à l'arc robotisé préexistant, et des filières de production de matière première relativement bien développées. En revanche, pour les procédés de fusion de lits de poudre, des machines et matériaux d'apport spécifiques sont nécessaires.
- Le manque de standards, accompagné d'une difficulté à garantir la certification et les coûts des pièces dans un environnement en constante évolution.
- La remise en question de certains schémas de production industriels bien ancrés.
- Un manque de fiabilité des chaines de données pour développer la production décentralisée.
- Les limites des capacités dimensionnelles des machines de FA, ainsi que leur obsolescence rapide.
- La production d'une pièce parfois difficilement transposable d'une machine à une autre.
- Un défaut de compréhension des mécanismes physiques à la base des procédés de FA.

Pour relever ces défis, de nombreuses initiatives se développent, en particulier afin d'accélérer la

compréhension, la maitrise et la standardisation des procédés additifs. Donnons quelques exemples non-exhaustifs.

Concernant le développement de standards, l'agence America Makes publie depuis 2017, avec la participation de l'American National Standards Institute, des feuilles de route pour la fabrication additive, dont le but est de faire l'état des lieux des standards existants dans différents secteurs d'activités, d'identifier leurs limites, afin de proposer des actions de standardisation prioritaires [16]. Ensuite, concernant la fiabilisation des chaînes d'information et de données, l'entreprise américaine VeriTX développe un système de chaine logistique numérique basé sur la blockchain, afin de créer dans le secteur aéronautique, un réseau de distribution sécurisé de modèles 3D entre équipementiers et sous-traitants [17]. Aussi, en ce qui concerne la diffusion et la démocratisation des procédés de FA, on peut citer la création en 2017 de la plateforme technologique Additive Factory Hub [18], basée en Île-de-France, qui regroupe 10 membres fondateurs industriels et universitaires dont le groupe Safran, le Cetim et l'école d'Arts et Métiers. L'objectif affiché de cette structure est de proposer une plateforme collaborative ouverte où moyens de production et expertises sont mutualisés, afin d'accélérer la maitrise des procédés additifs et de leur « démocratisation » dans l'industrie, en particulier auprès des petites et moyennes entreprises. D'autres structures similaires ont vu le jour hors de la région parisienne, tel que Platinium 3D [19] dans la région Grand-Est.

1.2.4 Le procédé de fusion laser sélective

1.2.4.1 Présentation générale du procédé SLM

On peut classer les procédés de fabrication additive base métallique en fonction de leur mode d'assemblage et du type de matériau d'apport (Figure 1-5). À partir de cette classification, on identifie déjà une différence fondamentale entre les procédés de fusion et les procédés indirects à base de liant. Les procédés de fusion produisent par définition des pièces aux propriétés anisotropes, puisque le dépôt et la fusion de matière sont directionnels. En revanche, les pièces à base de liant sont par la suite frittées, ce qui tend à rendre leurs propriétés mécaniques isotropes.

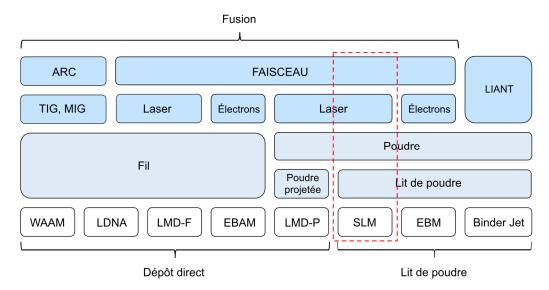


Figure 1-5 Quelques procédés de fabrication additive métallique classés selon le mode de d'assemblage (ex : fusion par faisceau laser) et la nature du matériau d'apport.

Parmi ces techniques, on trouve le procédé SLM qui procède par fusion sélective d'une succession de couches de poudre déposées sur un plateau de fabrication via un système de mise en couche, suivant une trajectoire prédéfinie. Plus précisément, un cycle de production en SLM se déroule comme suit [Figure 1-6(a)-(b)]:

Étape 1 : étalement de la poudre. Le plateau de fabrication s'abaisse d'une hauteur égale à l'épaisseur de couche de poudre, et le système de mise en couche (un rouleau ou un racleur) étale la poudre sur le plateau de fabrication. En SLM, le diamètre médian de la poudre se situe typiquement entre 15 μm et 45 μm. Recourir à un rouleau à la place d'une lame d'étalement permet d'utiliser des poudres plus fines, avec un diamètre médian de l'ordre de 10 μm, ce qui assure un meilleur état de surface de la pièce. De plus, le rouleau a un effet de compactage du lit de poudre qui autorise la fabrication de pièces avec des angles de contre-dépouilles plus importants qu'avec une lame. En revanche, les poudres fines, de plus grande surface spécifique, sont soumises à davantage de forces de cohésion, ce qui les rend difficiles à étaler avec un racleur.

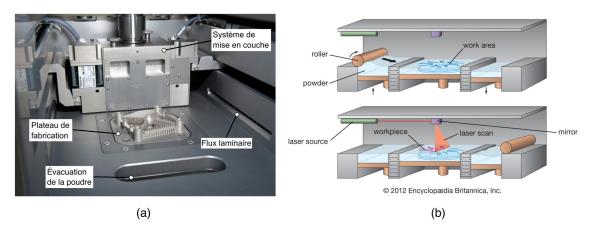


Figure 1-6 (a) Enceinte de fabrication d'une machine SLM Solution (b) Schéma de principe du procédé SLM.

Étape 2 : fusion du lit de poudre. Le faisceau laser fond la couche de poudre qui vient d'être déposée, en suivant une trajectoire prédéfinie lors de l'étape de FAO. Cette opération s'effectue généralement à l'aide d'un laser à fibre monomode, opérant dans le proche-infrarouge (longueur d'onde $\sim 1,07~\mu m$). Notez que des lasers à plus faible longueur d'onde, opérant notamment dans le vert ($\sim 515~nm$) ou dans le bleu ($\sim 450~nm$), commencent à être disponibles industriellement pour élaborer des pièces avec des alliages très réfléchissants dans l'IR, comme les alliages de cuivre ou d'aluminium. Le faisceau laser balaye le lit de poudre par l'intermédiaire d'une tête scanner, composée de deux miroirs galvanométriques. À cause de l'inertie de ces miroirs, la vitesse de balayage des lasers est limitée à environ 5 m · s⁻¹, là où en EBM, le système de pilotage magnétique du faisceau d'électrons autorise des vitesses de l'ordre de 30-40 m · s⁻¹. Lors de la fabrication, l'atmosphère de travail est inertée, souvent à l'aide d'argon ou de diazote, afin de limiter l'oxydation à chaud des pièces (%O₂ < 400 ppm [20]). De plus, un flux laminaire est généré au-dessus de la zone de fabrication, afin d'évacuer les éjections de matière qui se forment au cours de l'interaction laser-matière. Enfin, le lit de poudre peut être préchauffé par résistance via le plateau de fabrication (~ 200 -500°C), afin de limiter l'amplitude des contraintes résiduelles formées au cours du refroidissement.

Étape 3 : le plateau s'abaisse à nouveau, une nouvelle couche de poudre est déposée. Si à la

première étape, l'épaisseur de couche de poudre est égale à la hauteur d'abaissement de plateau, aux étapes suivantes, celle-ci est augmentée d'une épaisseur qui résulte de la densification de la couche précédente. Au bout de n couches, on montre que l'épaisseur de poudre vaut la hauteur d'abaissement du plateau divisée par la compacité du lit de poudre [21].

Étape 4 : fusion de la nouvelle couche de poudre. Les paramètres du laser doivent donc être réglés afin de fondre entièrement la nouvelle couche de poudre et à refondre au moins une couche de métal solidifié afin d'assurer une cohésion entre chaque strate de fabrication.

Les étapes 3 et 4 sont ensuite répétées jusqu'à la fin de la fabrication. L'enceinte est par la suite désinertée, les pièces sont extraites de l'enceinte de fabrication avant d'être dépoudrées (*i.e.* extraction de la poudre résiduelle non fusionnée) et de subir d'éventuels traitements de surface ou thermiques. La poudre non utilisée est enfin recyclée.

1.2.4.2 Paramètres du procédé

Yadroitsev (2009) [22] estime que le procédé SLM repose sur plus de cent paramètres. On peut en effet ajouter à la description précédente du procédé, des considérations sur la position, le nombre et l'orientation des pièces sur le plateau, le nombre de supports par pièce, et surtout détailler la stratégie de lasage souvent complexe et multi-paramétriques (Tableau 1-1).

Pour simplifier l'étude de la stabilité des cordons en SLM, et afin (1) de réaliser des pièces entièrement denses, (2) assurer une continuité métallurgique entre chaque couche et (3) limiter la formation d'éjections, on se sert en général de paramètres énergétiques unifiés. Trois densités d'énergie sont le plus souvent utilisées ; il s'agit de la LED (*Linear Energy Density*), de la VED (*Volumétrique Energy Density*) et de l'EBV (*Energy for a Built Volume*) :

$$LED = \frac{P_L}{V_L} \tag{1.1}$$

$$VED = \frac{4P_L}{V_L \pi D_L^2} \tag{1.2}$$

$$EBV = \frac{P_L}{V_L e_p p E_c} \tag{1.3}$$

où P_L , V_L et D_L sont respectivement la puissance, la vitesse et le diamètre du faisceau laser, e_p est l'épaisseur de couche de poudre et E_c est l'écart vecteur (distance entre deux cordons).

La LED est utilisée en soudage laser, afin de quantifier l'énergie apportée par millimètre de cordon. Le défaut de cet indicateur est qu'il n'intègre pas le diamètre de spot. Il ignore donc l'irradiance incidente, qui est pourtant essentielle dans les conditions d'interaction laser-matière (cf. Chapitre 2). La VED, qui peut être réécrite comme l'intensité incidente divisée par la vitesse de balayage, corrige donc cette limite. Cependant, si cet indicateur est utile à l'échelle d'un monocordon et décrit correctement l'évolution des profondeurs de fusion, il ne permet pas de quantifier l'énergie apportée à l'échelle d'une couche de poudre. C'est le troisième indicateur, l'EBV, qui répond à ce besoin en intégrant l'épaisseur de couche de poudre et l'écart vecteur.

Paramètres laser [unité]	Valeurs
Puissance laser [W]	100-1000
Vitesse de balayage [mm · s ⁻¹]	200-2000
Diamètre de faisceau [µm]	50-200
Distribution d'irradiance	Gaussienne ou top-hat
Paramètres du lit de poudre [unité]	Valeurs
Épaisseur de couche [µm]	50-200
Diamètre des particules [µm]	15-45 (médian)
Forme des particules	Sphériques, irrégulières, satellisées
Taux d'humidité dans la poudre	-
Type de matériau	aciers (inoxydables, à outils, maraging), base nickel (Inconel® 625-718-738, Hastelloy® X), titane (pure, Ti-6Al-4V, Ti-6Al-7Nb, TiTa), aluminium (Al-Si-12, Al-Si-10Mg), cobalt-chrome (CoCrMo), cuivre (pure)
Stratégies de construction [unité]	Valeurs
Écart-vecteur [µm]	50-250
Mode de scan	skywritting, delay
Stratégie de remplissage / contour	lignes, damier, hatch distance, offset contours $\it etc.$
Paramètres de l'enceinte [unité]	Valeurs
Gaz de protection	argon, diazote, hélium
Débit du flux laminaire $[l \cdot min^{-1}]$	-
Température de préchauffage [°C]	200-500

Tableau 1-1 Liste non-exhaustive des paramètres du procédé SLM.

Cependant, aucun paramètre n'intègre le temps de refroidissement entre cordons (ou entre chaque couche), qui est un indicateur important des contraintes et déformations thermiques subies par la pièce. De plus, que ce soit la LED, la VED ou l'EBV, ces paramètres ne reposent en réalité que sur une faible assise physique, et ne permettent notamment pas de discriminer les rôles respectifs de la puissance laser et de la vitesse de balayage, ni même de délimiter rigoureusement les différents régimes d'interaction laser-matière.

Un exemple parlant est donné dans les travaux de Scipioni Bertoli et al. (2017) [23]. En réalisant cinq monocordons à VED constante (242 J·m⁻³ en l'occurrence) sur un acier 316L, ils montrent que plus on augmente la puissance et la vitesse (allant de 100 W et 100 mm·s⁻¹ à 500 W et 500 mm·s⁻¹), plus les cordons sont instables. Pour être précis, les cordons passent d'un mode keyhole relativement stable au régime de humping (cf. paragraphe 1.3.3.3).

Ce dernier exemple illustre bien l'intérêt qu'il y a à comprendre les phénomènes hydrodynamiques qui régissent la stabilité des lignes de fusion en SLM. C'est donc là l'un des objectifs principaux de notre travail. Nous reviendrons en paragraphe 1.3 sur les différents modes de fusion que l'on rencontre en SLM, et nous montrerons qu'il existe des lois d'échelles plus pertinentes que les paramètres unifiés précédents pour les discriminer.

1.2.4.3 Exemples de réalisations

Le procédé SLM est particulièrement adapté à la fabrication de pièces de faibles et moyennes dimensions (~ 1-50 cm), très complexes géométriquement. Comme suggéré par Housholder [7], les secteurs du médical et de l'aéronautique sont les deux cibles privilégiées de ce procédé. Nous présentons donc sur la Figure 1-7 quatre exemples de réalisations liés à ces secteurs d'activités.

La Figure 1-7(a) montre un implant maxillo-facial en titane, conçu, fabriqué et commercialisé par l'entreprise belge Materialise [24]. Le crâne du patient est scanné à l'aide d'une scanner 3D, et la géométrie obtenue est importée dans un logiciel de CAO (rétroconception) afin de concevoir une prothèse sur-mesure, donc parfaitement adaptée à la morphologie du patient. Sa structure poreuse permet à la fois d'obtenir des propriétés mécaniques proches de l'os, mais aussi de faciliter la croissance osseuse autour de l'implant. Un alliage de titane est choisi car ce dernier est biocompatible, et limite donc le phénomène de rejet.

La Figure 1-7(b) montre ensuite un deuxième exemple issu du secteur médical. Il s'agit cette foisci d'une prothèse vertébrale en alliage de titane, conçue, fabriquée et commercialisée par l'entreprise néerlandaise FMI Instrumed [25]. Ici l'accent est particulièrement porté sur les propriétés mécaniques de l'implant. Tout en supportant le poids du patient, la prothèse doit impérativement présenter les mêmes caractéristiques mécaniques que l'os dans lequel elle est implantée, afin de limiter le retrait osseux provoqué par le phénomène de déviation de contraintes.

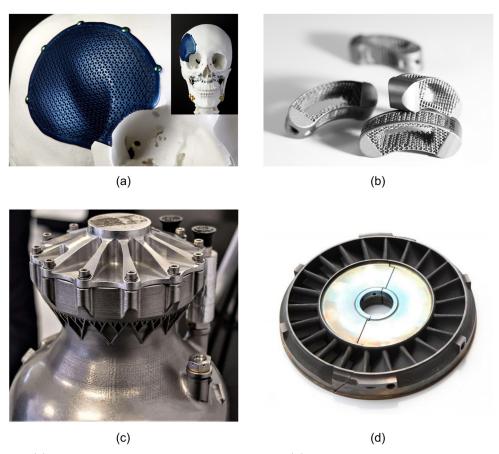


Figure 1-7 (a) Prothèse maxillo-faciale en alliage de titane. (b) Prothèse vertébrale en alliage de titane. (c) Chambre de combustion en Inconel® du moteur SuperDraco conçu et fabriqué par SpaceX. (d) Distributeur de turbine en Hastelloy® X conçu et fabriqué par Safran Power Unit.

Le troisième exemple illustré sur la Figure 1-7(c) est une chambre de combustion en Inconel®, du moteur de la fusée SuperDraco conçue et fabriquée par l'entreprise SpaceX [26]. Dans les exemples précédents, la valeur ajoutée du procédé SLM résidait dans la possibilité de personnalisation et d'optimisation topologique des implants. Ici, c'est un gain de masse qui est recherché, et la possibilité d'intégrer des fonctionnalités dans les pièces (typiquement des canaux de refroidissements).

Enfin, le dernier exemple sur la Figure 1-7(d) montre un distributeur de turbine en Hastelloy® X, conçu et fabriqué par Safran Power Unit [27], et certifié par l'agence européenne de la sécurité aérienne. À l'image de l'exemple précédent, la reconception de cette pièce a permis de réduire de 35% la masse de l'objet, mais également, de diviser par deux le nombre de sous-composants.

1.2.5 Enjeux de la FA chez Safran

Le groupe Safran fait partie du conseil ACARE (*Advisory Council for Aeronautics in Europe*) [28], qui fixe les objectifs en termes de leadership industriel et de l'amélioration des performances des aéronefs en Europe (rapport Flightpath 2050 [28-29]). Pour Safran, ces objectifs se déclient en trois enjeux principaux :

- La réduction de la masse et des volumes des pièces aéronautiques.
- L'augmentation des rendements des moteurs.
- La réduction des nuisances et des polluants lors de la production (avec notamment des objectifs de -85% d'émission de NO_x et une réduction du bruit de 55% d'ici à 2035).

On comprend alors que les technologies d'impression 3D et le procédé de SLM en particulier soient des secteurs stratégiques de recherche et d'investissement pour Safran. On l'a vu, la réduction de la masse, du volume des pièces et du nombre de leurs sous-composants est permise par la grande flexibilité de conception qu'autorise la FA. Aussi, l'augmentation des rendements des moteurs est possible notamment en fonctionnalisant certaines pièces par l'intégration de canaux de refroidissement. Enfin, le raccourcissement des chaines de production participe à la réduction des nuisances et des émissions de polluants lors de la production. Tous ces principes sont concrètement mis en œuvre à travers la fabrication de prototypes de moteurs entièrement fabriqués par impression 3D (Figure 1-8), qui démontrent la faisabilité des objectifs et préparent à la généralisation progressive des pièces fabriquées par impression 3D dans le secteur de l'aéronautique.

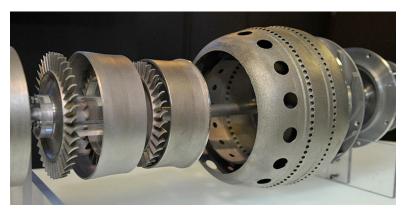


Figure 1-8 Prototype d'un groupe auxiliaire de puissance entièrement produit en FA par Safran Power Unit.

Cependant, s'il y a encore quelques années l'effet de mode entourant l'impression 3D laissait entrevoir cette technologie comme une « panacée », on sait qu'en aéronautique, les technologies de FA sont toujours confrontées au mur de la certification, comme rappelé par le rapport ACARE 2017 [30]. La certification d'une pièce de FA en aéronautique suppose de porter à une très grande maturité scientifique et technologique le procédé de fabrication associé, ce qui passe notamment par une compréhension et une maitrise des phénomènes physiques sous-jacents.

En fusion laser sélective, on l'a vu, on ne peut réduire la compréhension du procédé à de simples indicateurs qui combinent les paramètres opératoires. Un enjeu fondamental de la maitrise de ce procédé est de comprendre les mécanismes physiques qui régissent l'interaction laser-matière et le comportement hydrodynamique du bain de fusion à l'échelle locale, et cette thèse s'inscrit justement dans ce contexte. Avant de développer la contribution du présent travail, nous allons faire un état des lieux assez fondamental sur la physique de l'interaction laser-matière (ILM) en SLM, et sur les régimes hydrodynamiques que l'on rencontre à l'échelle du bain de fusion.

1.3 Physique du procédé SLM

1.3.1 Régimes d'interaction laser-matière

Lorsque l'on étudie un procédé laser de puissance, on commence traditionnellement par le définir en termes de régime d'ILM. On le place donc sur un plan (irradiance incidente, durée d'impulsion), deux paramètres qui déterminent l'état de la matière qui est mise en œuvre.

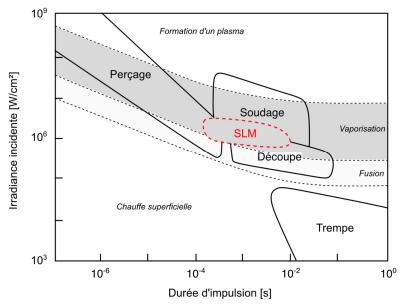


Figure 1-9 Cartographie des régimes d'interaction laser-matière, états de la matière et procédés associés.

Adapté de Hügel et Graf (2009) [31].

D'après la Figure 1-9, le procédé de fusion laser sélective, est très proche du régime de soudage. Nous retrouverons dans les paragraphes suivants les nombreuses analogies existantes entre les deux procédés de SLM et de micro-soudage.

D'après les paramètres procédés reportés dans le Tableau 1-1, l'irradiance incidente en SLM est de l'ordre de 1 MW · cm⁻², et la durée d'interaction vaut entre 10⁻⁴ et 10⁻² s, en fonction de la vitesse de balayage et de la longueur du cordon. Dans ce régime, l'énergie incidente est à priori suffisante pour fondre et vaporiser la cible irradiée. En fonction de l'état de la matière (poudre, métal fondu, ou matériau partiellement vaporisé), les mécanismes de couplage énergétiques varient et l'ILM est régie par des lois différentes. Ce sont ces lois et ces mécanismes que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

1.3.2 Interaction laser-poudre-bain de fusion

1.3.2.1 Vue d'ensemble

L'évolution du couplage énergétique en fonction de l'état de la matière en SLM peut être synthétisée par la courbe en « racine carré » de la Figure 1-10, qui schématise l'absorbance apparente du matériau irradié en fonction de l'énergie (LED ou VED) mise en œuvre dans le procédé.

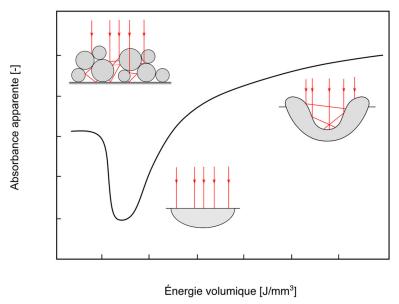


Figure 1-10 Absorbance en fonction de l'énergie incidente. Adapté de Trapp et al. (2017) [32] et Ye et al. (2019) [33].

À faible énergie volumique (ou aux premiers instants de l'interaction) le niveau d'absorption est relativement élevé parce que le rayonnement incident est piégé par le lit de poudre. Lors de la fusion, le laser éclaire un métal dense qui agit comme un miroir, faisant baisser le niveau d'absorption. Enfin, lors de la vaporisation progressive, une pression de recul s'applique à la surface du bain de fusion, ce qui génère une forme de cavité optique, ou *keyhole*, qui piège le rayonnement incident par réflexions multiples, et augmente le couplage énergétique.

Ces trois états de la matière sont rencontrés en SLM de façon plus ou moins transitoire d'une paramétrie à une autre. Pour maitriser le procédé, nous devons donc comprendre l'ensemble des mécanismes physiques de couplage, à commencer par le cas général de l'absorption d'un faisceau laser par un métal dense.

1.3.2.2 Absorption du rayonnement laser par le métal dense

Le faisceau laser est une onde électromagnétique monochromatique, dont les propriétés et les lois de propagation dans un milieu donné sont décrites par les équations de Maxwell. Lorsqu'une onde électromagnétique éclaire une surface métallique, le nuage d'électrons libres situé dans la bande de conduction se met à vibrer sous l'action du champ électrique de l'onde incidente [34]. En vibrant, les électrons génèrent à leur tour un champ électrique vers l'extérieur du matériau, déphasé de 180° par rapport au champ électrique incident, et avec un angle d'émission égal à l'angle d'incidence (par rapport à la normale à la surface). Il s'agit du rayonnement réfléchi. D'autre part, les électrons émettent un champ électrique vers l'intérieur du matériau, dont l'intensité décroit exponentiellement avec la profondeur (suivant une loi de type Beer-Lambert), et qui correspond au rayonnement transmis. Les vibrations des électrons sont par ailleurs absorbées par la structure cristalline du matériau, ce qui se manifeste à l'échelle macroscopique par un échauffement de la surface irradiée.

En somme, une onde électromagnétique est réfléchie (R_0) , transmise (T_{r0}) et absorbée (A_0) par le matériau irradié :

$$R_0 + T_{r0} + A_0 = 1 (1.4)$$

Comme mentionné plus haut, l'intensité transmise dans le matériau décroît exponentiellement avec la profondeur de pénétration, en suivant la loi de Beer-Lambert [34] :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-4\pi k_\lambda}{\lambda}z\right) \tag{1.5}$$

où k_{λ} est le coefficient d'extinction à la longueur d'onde du laser λ , et z est la distance parcourue par le rayonnement à l'intérieur du matériau.

On reporte dans le Tableau 1-2 les indices de réfraction du nickel et du titane pur, les éléments de base des alliages étudiés dans ce manuscrit. Si on définit l'épaisseur de peau comme la distance à laquelle l'intensité transmise I vaut $1/e^2$ fois l'intensité incidente I_0 [34], alors on trouve 32 nm et 42 nm respectivement pour le nickel et le titane. Autrement dit, comparé aux épaisseurs de peau thermiques ($\sqrt{\alpha t}$, avec α la diffusivité thermique) des deux matériaux et des métaux en général qui est de l'ordre de 100 μ m pour un temps caractéristique de 10^{-3} s, on peut considérer les métaux comme opaques et le dépôt d'énergie comme surfacique.

En conséquence, on peut négliger la quantité d'énergie transmise dans le matériau devant les quantités réfléchies et absorbées. Dans ce cas, l'équation (1.4) se simplifie :

$$A_0 + R_0 = 1 (1.6)$$

Le coefficient de réflexion R_0 peut être exprimé en fonction des indices de réfraction n_λ et k_λ du

Tableau 1-2 Indices de réfraction et absorbance normale du nickel et du titane purs à 1,06 µm [34].

Matériau	$oldsymbol{k}_{\lambda}$	n_{λ}	\mathbf{A}
Nickel	5,26	2,62	0,26
Titane	4,0	3,8	0,39

milieu irradié [équation (1.7)], mais il dépend aussi de nombreux paramètres tels que l'angle d'incidence, la température et la rugosité de la surface éclairée, la longueur d'onde du laser, la présence de films d'oxydes, *etc.* Dans ce qui suit, nous rappelons brièvement l'influence de quelques-uns de ces paramètres sur le coefficient d'absorption des métaux.

$$R_0 = \frac{(1 - n_\lambda)^2 + k_\lambda^2}{(1 + n_\lambda)^2 + k_\lambda^2} \tag{1.7}$$

a. Influence de l'angle d'incidence

La dépendance du coefficient d'absorption (ou de réflexion) à l'angle d'incidence s'exprime à l'aide des relations de Fresnel [34] :

$$R_{p} = \frac{[n_{\lambda} - 1/\cos(\theta)]^{2} + k_{\lambda}^{2}}{[n_{\lambda} + 1/\cos(\theta)]^{2} + k_{\lambda}^{2}}$$
(1.8)

$$R_s = \frac{[n_\lambda - \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}{[n_\lambda + \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}$$
(1.9)

$$R_F = \frac{1}{2} (R_p + R_s) \tag{1.10}$$

Les équations (1.8) et (1.9) ressemblent à l'équation (1.7), mais elles font en plus intervenir le cosinus de l'angle d'incidence θ . Les indices « p » et « s » font référence à la polarisation de l'onde électromagnétique : « p » lorsque l'orientation du champ électrique est comprise dans le plan d'incidence (formé par les rayonnements émis et réfléchis), et « s » lorsque celle-ci est perpendiculaire (« s » comme Senkrecht qui signifie perpendiculaire en Allemand [34]). Lorsque l'onde incidente n'est pas polarisée – ce qui est le cas des lasers utilisés en SLM –, le coefficient de réflexion est alors calculé comme la moyenne des réflectances obtenues avec les deux autres polarisations [équation (1.10)].

Physiquement, le fait que l'absorbance dépende de l'angle d'incidence et de la polarisation de

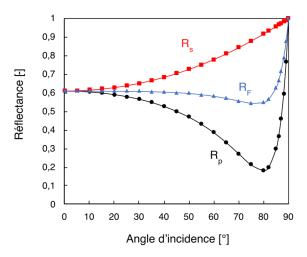


Figure 1-11 Réflectance en fonction de l'angle d'incidence et en fonction de la polarisation.

l'onde, s'explique par un couplage plus ou moins efficace entre les électrons et le champ électrique incident, en fonction de la direction de ce dernier. On trace les équations (1.8)-(1.10) sur la Figure 1-11, en prenant les indices de réfraction du titane pur à 1,06 µm (cf. Tableau 1-2). Lorsque l'orientation du champ électrique est confondue avec le plan d'incidence, le couplage est effectivement plus efficace, ce qui se traduit par une réflectance globalement plus faible que lorsque l'onde est polarisée perpendiculairement. En revanche pour l'onde non polarisée, la réflectance est quasi-constante (~ 0.6) sur presque toute la plage angulaire, puis augmente brutalement entre 80° et 90°.

b. Influence de la rugosité

Toute surface présente des aspérités susceptibles de piéger localement le rayonnement incident, augmentant ainsi le couplage énergétique. Du fait de la rugosité de la surface, le rayonnement peut également être rediffusé dans toutes les directions au lieu d'être réfléchi de façon spéculaire. Nous n'étudierons pas ces mécanismes ici étant donné qu'en SLM, le faisceau laser interagit avec le métal dense à l'état liquide.

c. Influence de la longueur d'onde

La réflectance diminue généralement avec la longueur d'onde pour la plupart des métaux (Figure 1-12). Sans expliquer précisément l'allure des courbes de réflectance en fonction de la longueur d'onde, on peut comprendre cette tendance en considérant le fait que l'énergie des photons augmente lorsque la longueur d'onde diminue (relation de Planck) et que par conséquent, le couplage entre les photons incidents et la vibration des électrons est d'autant plus efficace que la longueur d'onde est courte [34].

d. Influence de la température

Pour un état de la matière métallique (solide ou liquide) et une longueur d'onde donnés, on observe généralement une augmentation de l'absorbance avec la température, car l'agitation particulaire qui traduit la montée en température permet d'augmenter la quantité d'énergie échangée entre les

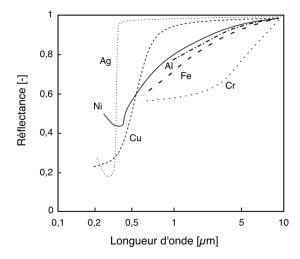


Figure 1-12 Réflectance de différents métaux purs en fonction de la longueur d'onde. Adapté de Laurens et al. (1996) [35].

électrons et la structure cristalline. On trouve des exceptions, certains aciers notamment, qui voient leur réflectance croître avec la température [34].

e. Influence de la fusion

Le passage à l'état liquide joue également sur la quantité d'énergie absorbée par une cible métallique irradiée. Plusieurs facteurs entrent en compétition à la fusion. Notamment, les liaisons atomiques s'étirent lors du changement de phase, si bien que la probabilité de « chocs » entre les photons incidents et le nuage d'électrons dans la couche de diffusion diminue, et tend à faire chuter l'absorbance. D'autre part, d'après le modèle de Drude, l'absorbance augmente avec la résistivité électrique du métal qui augmente généralement à la fusion [36]. Par ailleurs, il existe un effet géométrique dû à l'état de surface « miroir » du liquide, qui tend à diminuer la quantité d'énergie absorbée [33].

Pour l'Inconel 625^{\oplus} ou le Ti-6-Al4V, on trouve finalement que l'absorbance à 1,06 μ m chute à la température de fusion [33]. En revanche pour le cuivre pur à la même longueur d'onde, l'augmentation de la résistivité électrique l'emporte sur les autres facteurs, et l'absorbance augmente à la fusion.

1.3.2.3 Absorption du rayonnement laser par le lit de poudre

Dans les lits de poudre, le mécanisme de couplage énergétique diffère quelque peu. Un lit de poudre est un milieu granulaire, composé d'un empilement de grains solides, généralement de forme sphérique, et d'un gaz interstitiel présent entre les grains. Lorsque le faisceau incident éclaire le lit de poudre, chaque grain absorbe et réfléchit individuellement une fraction de l'énergie incidente, selon les mécanismes décrits précédemment. Cependant, l'énergie réfléchie est aussi en partie renvoyée vers le lit de poudre : le faisceau incident est alors d'une certaine façon « piégé » par le lit de poudre, d'où une augmentation de l'absorbance apparente du système (Figure 1-13). À l'échelle mesoscopique, la chaleur n'est donc plus déposée en surface, mais en volume. L'efficacité de ce mécanisme dépend bien évidemment des propriétés des grains (granulométrie, forme, rugosité, etc.), mais aussi de la configuration géométrique du lit de poudre (épaisseur, porosité, etc.).

Ce sujet a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, analytiques et numériques. Outre les mesures de Trapp et al. (2017) [32] et Ye et al. (2019) [33], on peut également citer les travaux plus

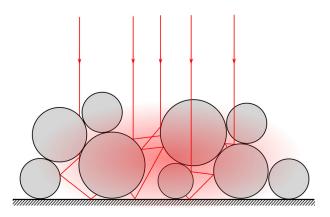


Figure 1-13 Schéma du mécanisme de piégeage de faisceau dans le lit de poudre.

récents de Simonds et al. (2020) [37], qui ont mesuré par sphère intégrante, l'absorbance apparente d'un lit de poudre de 316L de 300 μ m de profondeur. Ils trouvent une valeur moyenne de 0,74 pour le lit de poudre, alors que l'absorbance du 316L solide est comprise entre 0,2 et 0,3 ; soit entre deux et quatre fois moins.

Gusarov et Smurov (2010) [38] ont également développé un modèle analytique d'absorption du lit de poudre. Ils distinguent notamment les lits de poudre « infiniment » profonds, dans lesquels le rayonnement incident s'éteint, et les lits de poudre peu profonds, où une fraction du rayonnement incident atteint et est réfléchi par le substrat métallique. Avec l'approximation de l'épaisseur optique infinie, ils calculent que l'absorbance apparente A_p du lit de poudre s'exprime par:

$$A_p = \frac{3\sqrt{1 - R_0}}{1 + 2\sqrt{1 - R_0}} \tag{1.11}$$

L'équation (1.11) est tracée sur la Figure 1-14. On constate que le modèle de Gusarov et Smurov reproduit parfaitement la tendance observée expérimentalement, et l'ordre de grandeur calculé pour le 316L ($A_p \sim 0.76$ lorsque A=0.25) est également en accord avec les mesures de Simonds et al. [37] mentionnées plus haut.

De manière complémentaire, Dayal et Gambaryan-Roisman (2017) [39] simulent l'absorption d'un lit de poudre de SLM à l'aide d'une simulation basée sur des éléments discrets et la méthode ray tracing (RT). Avec cette simulation, ils valident la distinction entre les lits de poudre infiniment et peu profonds. Ils montrent par exemple que lorsque le lit de poudre est profond, l'interaction laser-poudre se produit majoritairement sur une profondeur équivalente à trois diamètres de grain moyens, avec une densité d'énergie maximale située à un diamètre moyen de profondeur environ. En revanche, lorsque le substrat se situe à une profondeur inférieure à trois grains moyens, et si celui-ci est réfléchissant, alors une fraction de l'énergie qui l'atteint est réfléchie vers le lit de poudre (par le dessous donc), et un deuxième pic de densité d'énergie est observé au fond du lit de poudre.

Tous ces résultats, expérimentaux, analytiques ou numériques, semblent donc s'accorder sur le mécanisme d'absorption que l'on a décrit. Cependant, une question récurrente en SLM est de savoir

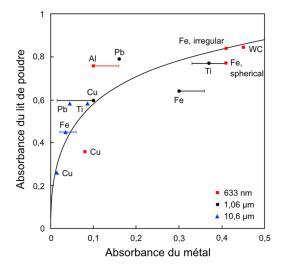


Figure 1-14 Absorbance des lits de poudre en fonction de l'absorbance du matériau de base. Comparaison du modèle de Gusarov et Smurov à des mesures extraites de la littérature. Adapté de Gusarov et Smurov (2010) [38].

dans quelle mesure le faisceau laser interagit réellement avec le lit de poudre en régime stationnaire.

Le laser éclaire évidemment le lit de poudre dans les premières dizaines de microsecondes de l'interaction. En revanche, une fois que le lit de poudre fond, tout semble indiquer que le laser interagit principalement avec le bain de fusion ; donc avec le métal liquide. C'est en tout cas ce qu'observent de nombreux auteurs [23,40–44], notamment Zhirnov et al. (2020) [43] qui développent un dispositif expérimental spécialement conçu pour repérer la position du faisceau laser par rapport au bain de fusion au cours du procédé SLM. De ce constat, on pourrait donc déduire d'une part, qu'il est plus pertinent d'étudier l'interaction laser-bain de fusion que l'interaction laser-poudre, et d'autre part, que l'étude de l'hydrodynamique du bain de fusion en régime de SLM pourrait être étudiée en ignorant la poudre. Certains auteurs comme Cunningham et al. (2019) [45] partagent ces conclusions. En filmant par radiographie X la dynamique de formation des keyholes avec et sans lit de poudre, ils montrent de manière convaincante que la poudre ajoute de la variabilité aux mécanismes thermohydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion, sans pour autant en changer fondamentalement la nature. Lane et al. (2020) [46] formulent également le problème en ces termes. Par ailleurs, Fabbro (2019) [47] montre que les lois d'échelles que l'on développe en soudage laser sont également valables en fusion laser sélective, ce qui renforce donc ces conclusions.

Cependant, nous devons tout de même nuancer légèrement ces affirmations. Toutes ces analyses ont été formulées à partir d'expériences menées sur des alliages métalliques que l'on pourrait qualifier « d'absorbants », c'est-à-dire pour des aciers, des alliages de titane ou des superalliages base nickel, avec des absorbances qui se situent entre 0,2 et 0,4. Pour les métaux ou alliages à haute réflectivité, typiquement comme le cuivre pur (avec une absorbance de quelques pourcents dans l'infrarouge), il semblerait que le lit de poudre agisse comme un facteur stabilisant. C'est en tout cas ce que suggèrent les travaux de Nordet et al. (2021) [44], qui indiquent que le haut pouvoir absorbant des lits de poudre aide à initier un mode de fusion stable avec le cuivre. Toutefois, cette observation ne contredit pas l'idée que l'on puisse analyser dans une certaine mesure l'hydrodynamique du bain de fusion en SLM sans lit de poudre. Ce résultat serait intéressant pour nous, puisque cela permettrait de simplifier nos modèles numériques en ignorant le lit de poudre dans nos simulations. Avant d'en arriver-là, nous vérifierons dans le Chapitre 3 si on observe bien numériquement les mêmes mécanismes hydrodynamiques avec et sans lit de poudre.

1.3.2.4 Absorption du rayonnement laser par le keyhole

Le troisième mode d'interaction laser-matière est celui qui se produit lorsque le processus de vaporisation accompagne la fusion du matériau. Pour être plus spécifique, lorsque la température du bain de fusion dépasse la température de vaporisation de l'alliage, alors la vapeur métallique se détend dans l'atmosphère de travail et, par principe d'action-réaction, une pression de recul s'applique à la surface du bain de fusion. Si cette dernière est suffisamment importante pour compenser puis dépasser la pression de Laplace, alors se forme une déflexion centrée au niveau du point le plus chaud de la zone fondue (ZF), qui agit comme une cavité optique qui piège le rayonnement incident et augmente le couplage énergétique [Figure 1-15(a)]. Nous reviendrons plus précisément sur la physique de la vaporisation au Chapitre 2.

On passe alors d'un mode de fusion par conduction, où la surface des bains de fusion est plane et les zones fondues peu pénétrantes (Figure 1-15(b), gauche), au mode de *keyhole*, où les bains de fusion sont plus pénétrants (Figure 1-15(b), droite). On admet généralement que le mode *keyhole* se produit

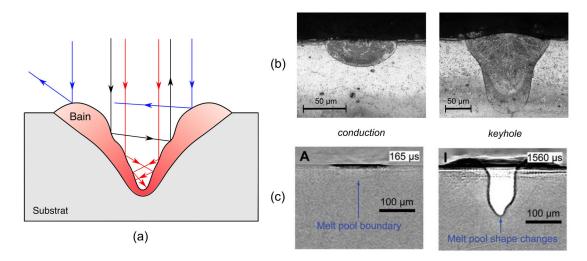


Figure 1-15 (a) Schéma du mécanisme de piégeage de faisceau. (b) Zones fondues en mode conduction (gauche) et *keyhole* (droite). (c) Bains de fusion en mode conduction (gauche) et *keyhole* (droite). Extrait de Cunningham et *al.* [45].

lorsque le rapport d'aspect des zones fondues (i.e. ratio profondeur sur diamètre de faisceau) est supérieur ou égal à 1 [48]. En fait, nous verrons à l'aide du modèle multiphysique que nous développons, d'une part qu'il existe une mode de fusion intermédiaire entre les modes conductif et keyhole, et d'autre part, qu'une définition basée sur les rapports d'aspects est insuffisante et présente des exceptions. Nous essayerons de redéfinir plus rigoureusement ces modes de fusion au Chapitre 5.

Dans la littérature sur les procédés de soudage laser, on utilise souvent le modèle analytique de Gouffé (1945) [49] pour estimer le pouvoir absorbant des bains de fusion en mode *keyhole*. Ce modèle calcule par récurrence l'absorbance apparente d'une cavité optique, supposée comme un corps gris orthotrope, dans laquelle se produit le phénomène de rediffusions multiples :

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{o}{\mathcal{A}_0}\right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + \frac{o}{\mathcal{A}}}$$
(1.12)

avec o l'ouverture du keyhole, \mathcal{A} son aire totale (ouverture comprise) et \mathcal{A}_0 la surface d'une sphère de même profondeur. Ce modèle a été développé à l'origine pour concevoir des corps noirs artificiels (que l'on utilise pour étalonner des instruments optiques), mais en approximant le keyhole à un cône ou à un cylindre, on peut utiliser ce modèle par analogie en soudage et en fusion laser sélective.

On trace sur la Figure 1-16, l'absorbance apparente d'une enceinte conique en fonction de son rapport d'aspect, calculée grâce à la loi de Gouffé. On reconnait la partie droite de la courbe en « racine carré » déjà présentée en Figure 1-10. L'augmentation de l'absorbance en régime de keyhole traduit donc bien l'évolution de la morphologie du bain de fusion avec le niveau d'énergie absorbée. Cette évolution a d'ailleurs été très clairement observée par Cunningham et al. [45] qui ont filmé par radiographie X, la dynamique de formation d'un keyhole lors d'une impulsion laser en pleine tôle. On y voit le passage du mode de fusion par conduction (Figure 1-15(c), gauche) au mode keyhole (Figure 1-15(c), droite). Dans le Chapitre 5, grâce à un modèle de dépôt d'énergie auto-consistant, nous expliquerons comment le couplage bidirectionnel entre le rayonnement incident et l'hydrodynamique du bain de fusion explique cette séquence de formation du keyhole.

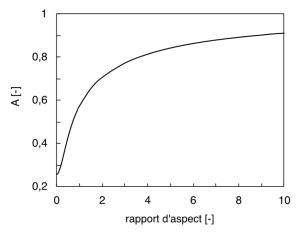


Figure 1-16 Absorbance apparente d'une enceinte conique en fonction de son rapport d'aspect (calcul réalisé avec l'absorbance du nickel pur).



En résumé, nous avons présenté les différents mécanismes de couplage énergétique entre le rayonnement incident et la matière, sous toutes les formes rencontrées au cours du procédé SLM : poudre, liquide et keyhole. Nous avons également vu, notamment à travers l'exemple du keyhole, que les conditions d'interaction laser-matière sont intimement liées aux phénomènes hydrodynamiques à l'œuvre dans le bain de fusion. La prochaine étape consiste donc à décrire ces mécanismes, leur stabilité, et comment ils peuvent mener à l'apparition de défauts dans une pièce fabriquée par SLM.

1.3.3 Hydrodynamique du bain de fusion, instabilités et défauts associés

1.3.3.1 Moteurs des écoulements dans le bain de fusion

a. Flottabilité

Les forces de flottabilité résultent du gradient de masse volumique dans le bain, lui-même dû au gradient de température :

$$\vec{f}_p = \rho(T)\vec{g} = \rho(T_f)[1 - \beta(T - T_f)]\vec{g}$$
 (1.13)

où $\rho(T)$ est la masse volumique thermo-dépendante du fluide, \vec{g} est l'accélération gravitationnelle, β est le coefficient d'expansion thermique de l'alliage et T_f est la température de fusion.

En soudage ou en SLM, le métal liquide est plus chaud et donc moins dense au centre de la zone d'interaction, tandis qu'il est plus froid et donc plus dense en périphérie. Ce gradient de masse volumique crée donc un écoulement naturel dans le bain, dirigé de l'intérieur vers l'extérieur de la zone d'interaction. Cependant, les écoulements générés ont un impact limité sur les champs de vitesse et de température dans le bain, comparé par exemple à la convection thermocapillaire.

b. Tension de surface

La tension de surface est la force qui cherche à minimiser l'énergie d'interface d'un liquide :

$$\vec{f}_{\sigma} = \sigma \kappa \vec{n} \tag{1.14}$$

où σ est la tension de surface et κ est la courbure de l'interface liquide/gaz. Typiquement en soudage laser, elle s'oppose à la pression de recul et cherche à refermer le capillaire de vapeur.

Un autre effet intéressant de la tension superficielle en SLM, est que lorsqu'un grain du lit de poudre est en contact avec le bain de fusion, celui-ci est intégré par la capillarité dans le bain. De même, lorsque deux grains de poudre en contact fondent (formant un « étranglement » ou necking au point de contact), la dynamique de coalescence est pilotée par la compétition entre la tension de surface et l'inertie des gouttes [50]. On schématise cet effet sur la Figure 1-17. On peut par ailleurs montrer que ce mécanisme de coalescence est dimensionné par le temps caractéristique de Rayleigh [50,51]:

$$\tau_{Ray} = \sqrt{\frac{\rho_l R_p^3}{\sigma}} \tag{1.15}$$

où R_{p} est le rayon d'un grain de poudre.

En SLM, τ_{Ray} est de l'ordre de 10^{-6} s à 10^{-4} s en fonction des alliages. Pour les alliages relativement peu denses (les alliages d'aluminium par exemple), ce temps caractéristique très court peu gêner la densification puisque les grains proches ont tendance à se coalescer (formant une multitude de sphères liquides) sans s'agglomérer dans un bain de fusion unique. Dans le même registre, Zhou et al. (2015) [52] montrent que pour les alliages très conducteurs, la vitesse de solidification entre en concurrence avec la vitesse d'étalement de la goutte formée, si bien que le phénomène de balling (cf. paragraphe 1.3.3.2) est favorisé lorsque la première est supérieure ou comparable à la seconde. Un temps caractéristique de sphéroïdisation court a donc tendance à renforcer ce phénomène.

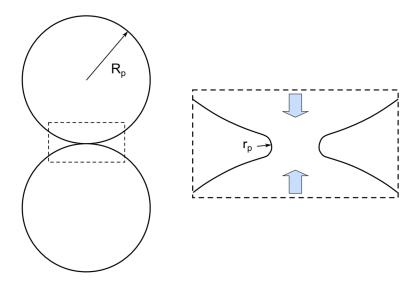


Figure 1-17 Coalescence de deux gouttes liquides.

c. Contrainte thermocapillaire

La contrainte thermocapillaire résulte d'un gradient tangentiel de tension de surface, dû au gradient de température :

$$\vec{f}_{M} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_{S} T \tag{1.16}$$

On nomme aussi cette contrainte effet Marangoni, par abus de langage. En fait, on devrait parler d'effet Marangoni « thermique », puisque l'effet Marangoni au sens large comprend également le gradient de tension de surface dû au gradient de composition chimique. Dans la suite du manuscrit, on ne s'intéressera qu'à l'effet Marangoni thermique, donc on parlera d'effet thermocapillaire ou d'effet Marangoni indistinctement.

Le sens des écoulements générés par l'effet Marangoni dépend du signe du coefficient thermocapillaire $\partial \sigma/\partial T$. Lorsque celui-ci est négatif (*i.e.* la tension de surface décroît avec la température), les écoulements sont dirigés du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion [Figure 1-18(a)]. Les bains de fusion ont donc tendance à s'élargir sous cet effet. De nombreux métaux purs et alliages entrent dans cette catégorie ; c'est entre autres le cas du Ti-6Al-4V et de l'Inconel® 718 [54]. Ensuite, lorsque le coefficient thermocapillaire est négatif (*i.e.* la tension de surface croît avec la température), les écoulements sont dirigés de la périphérie du bain de fusion vers le centre de la zone d'interaction [Figure 1-18(b)]. Les bains de fusion ont donc tendance à s'approfondir. Les aciers inoxydables tel que le 304L ou le 316L peuvent présenter un coefficient thermocapillaire négatif ou positif, en fonction de leur concentration en soufre ou en oxygène (par exemple, en-dessous de ~ 50 ppm de soufre, le coefficient thermocapillaire est négatif, tandis qu'audessus il est positif [54]). Troisièmement, Keene et al. (1982) [55] suggèrent que les alliages métalliques

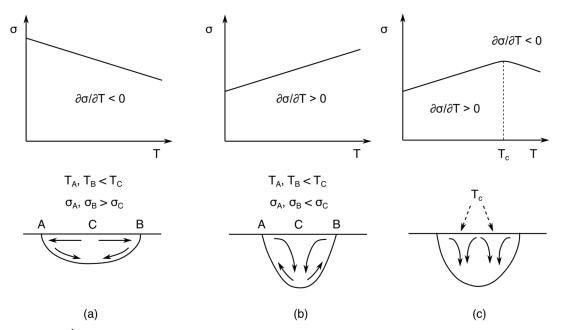


Figure 1-18 Écoulements dans le bain de fusion en fonction du signe du coefficient thermocapillaire $(\partial \sigma/\partial T)$. (a) $\partial \sigma/\partial T < 0$, (b) $\partial \sigma/\partial T > 0$ et (c) la tension de surface croît et passe par un maximum. Adapté de Mills et al. (1998) [53].

à coefficient thermocapillaire positif voient ce dernier changer de signe à partir d'une température critique T_c , si bien que les écoulements dans le bain de fusion se complexifient [Figure 1-18(c)].

Remarquons enfin deux points. Premièrement, avec un coefficient thermocapillaire négatif, les bains de fusion ont tendance à s'approfondir. On pourrait donc imaginer dans ce cas de figure, qu'un bain de fusion formé sans vaporisation ait un rapport d'aspect de l'ordre de 1 [56]. Ce cas de figure illustre que la définition d'un seuil de keyhole basé sur le rapport d'aspect d'une ZF est incomplète. Plus exactement, que les zones fondues aient un rapport d'aspect supérieur ou égal à 1 en mode keyhole est une conséquence de ce mode de fusion et non une définition absolue. C'est en partie pour cela que nous chercherons à redéfinir ce mode de fusion dans le Chapitre 5.

Deuxièmement, en soudage laser ou en SLM, on montre que l'impact de l'effet Marangoni sur le champ de température dans la ZF est négligeable comparé à l'effet de la pression de recul. Nous vérifierons effectivement dans le Chapitre 2 grâce au modèle analytique du « piston », que c'est la pression de recul qui détermine au premier ordre les échanges thermiques dans la ZF.

d. Pression de recul

Comme nous l'avons déjà évoqué, la pression de recul résulte de la détente de la vapeur métallique au cours du processus de vaporisation, par effet d'action-réaction sur le bain de fusion. Nous étudierons en détail l'effet de la pression de recul sur les écoulements dans le bain de fusion dans tout le manuscrit. Ici, on se contente de rappeler que la pression de recul est, en simplifiant, proportionnelle à la pression de vapeur saturante :

$$p_s \propto p_{sat}(T)$$
 (1.17)

Maintenant que nous connaissons les principaux moteurs des écoulements dans le bain de fusion, nous pouvons étudier les instabilités hydrodynamiques que l'on est susceptible de rencontrer au cours du procédé SLM.

1.3.3.2 Instabilité de type balling

Le balling est rencontré lorsque l'énergie laser absorbée est insuffisante pour fondre continument le lit de poudre, et permettre au cordon une dilution suffisante avec le substrat. La ligne de fusion, au lieu d'être continue, se fragmente donc en sphères métalliques individuelles, sous l'action de la tension de surface (Figure 1-19). On souhaite éviter ce défaut en SLM parce que la discontinuité de fusion génère des porosités par manque de fusion, mais aussi parce que les sphères formées peuvent gêner le passage du racleur au cours de l'étape d'étalement.

De nombreux auteurs ont étudié ce phénomène, que ce soit en frittage laser sélectif ou en fusion laser sélective [40,52,57-62].

Kruth et al. (2004) [59] ont par exemple proposé un critère géométrique de balling, en approximant le cordon de soudure à un cylindre. Le critère suggère simplement que si la surface de ce cylindre est

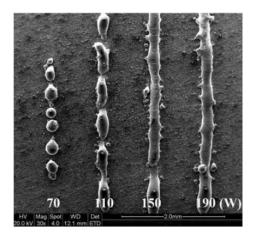


Figure 1-19 Illustration de la fragmentation du cordon de SLM lorsqu'à vitesse constante, la puissance du laser diminue. Extrait de Li et *al.* (2012) [62].

supérieure à celle d'une sphère de même volume, alors le phénomène de *balling* se produit, parce que le volume de liquide cherche à minimiser son énergie interfaciale. Les auteurs suggèrent donc de régler les paramètres du procédé de façon à minimiser le ratio longueur sur largeur du bain.

Plus tard, Li et *al.* (2012) [62] ont réalisé une étude systématique des paramètres qui ont une influence sur ce phénomène. Ils concluent notamment que :

- L'oxygène favorise le phénomène de balling, car l'oxydation de l'alliage diminue sa capacité
 de mouillage. Tout comme Kruth et al. [59] et Gu et al. (2009) [61], ils recommandent donc
 de minimiser le taux d'oxygène dans les enceintes de fabrication.
- Augmenter la densité d'énergie volumique, en baissant la vitesse de scan et en augmentant la puissance du laser, réduit le *balling*.
- L'écart vecteur (espacement entre cordons) n'a pas d'effet sur cette instabilité. Ce résultat est discutable car en cas de forte dénudation (cf. paragraphe 1.3.3.4) et avec un écart vecteur faible, on tendrait à réduire le balling (on fondrait le substrat alimenté en poudre latéralement).
- Le taux de dilution du cordon joue comme un facteur stabilisant. Donc à même énergie, plus le lit de poudre est épais, moins le mouillage du cordon est important, et plus le phénomène de balling est susceptible de se produire.

1.3.3.3 Instabilité de type humping

Les instabilités de type balling et humping sont parfois confondues, parce que les deux produisent des cordons discontinus (Figure 1-20). Cependant, ces deux instabilités sont très différentes, d'une part parce qu'elle ne se produisent pas aux mêmes densités d'énergies, et d'autre part, parce que les mécanismes physiques sous-jacents sont différents.

On rencontre le *humping* à relativement haute vitesse de scan et haute puissance laser, en mode *keyhole*. Les mécanismes physiques qui expliquent cette instabilité ont été longuement étudiés en soudage laser [63–66] et en SLM [23,40,67,68], et ses conditions d'apparition ont également été analysées via la simulation numériquement [69,70]. On peut les résumer comme suit.

Le métal liquide arrive par l'avant du bain de fusion, il contourne le keyhole sur ses côtés et vers le bas en suivant le front avant du keyhole (Figure 1-21). Puisque la section de passage du fluide est réduite par la présence du capillaire de vapeur, le fluide s'écoule vers l'arrière à une vitesse de l'ordre de dix fois celle de la vitesse de scan [70] (principe de la conservation du débit). L'écoulement principal est freiné sur les côtés par viscosité, si bien que seule sa partie centrale parvient à s'écouler à haute vitesse vers l'arrière du bain, en formant un jet relativement fin et allongé (Figure 1-21). À cause de l'instabilité de Plateau-Rayleigh, cet écoulement forme une constriction à une certaine longueur, qui favorise son refroidissement et ancre un point au référentiel de l'échantillon. C'est à ce moment-là que se forme le hump par effet d'accumulation, puisque la vitesse d'éloignement de ce point (égale à la vitesse de scan) est très inférieure à la vitesse d'éjection du liquide. Le jet alimente donc un bourrelet qui grossit, et se solidifie à mesure que le front de solidification progresse vers l'avant. L'alimentation du hump s'arrête lorsqu'une nouvelle constriction du jet de liquide survient suivant les mêmes mécanismes et le processus se répète périodiquement, d'où l'alternance régulière de bosses et de vallées que l'on observe sur les cordons.

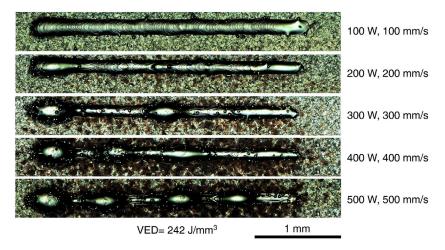


Figure 1-20 Formation progressive de l'instabilité de humping lorsque, à VED constante, le couple (P_0, V_0) augmente. Extrait de Scipioni Bertoli et al. (2017) [23].

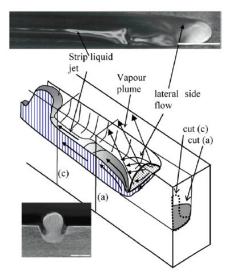


Figure 1-21 Photo (échelle 1 mm) et schéma des écoulements dans le bain de fusion au cours du *humping*, et coupe transversale du *hump* résultant (échelle : 0,5 mm). Extrait de Fabbro (2010) [71].

Notez que certains auteurs comme Berger et al. (2011) [64] ne reconnaissent pas l'instabilité de Plateau-Rayleigh comme étant un mécanisme contribuant à la formation des humps. Ils invoquent uniquement l'effet d'accumulation résultant de la compétition entre la vitesse d'écoulement du métal liquide, la vitesse de scan et celle de solidification.

Quoi qu'il en soit, en SLM, le humping est indésirable à double titre. D'abord, pour les mêmes raisons que l'on cherche à éviter le balling. Ensuite, parce que les vallées augmentent localement les épaisseurs de poudre (aux couches suivantes), et favorisent ainsi la formation de porosités par manque de fusion. De plus, puisque le humping est rencontré à relativement haute vitesse de scan, cette instabilité impose d'une certaine façon une limite dans la productivité des cordons.

1.3.3.4 Formations d'éjections

Lorsqu'on observe la fabrication d'une pièce en SLM, on aperçoit à l'œil nu de nombreuses particules incandescentes éjectées de la zone d'interaction-laser matière (Figure 1-22), alignées dans la direction de scan. Différents mécanismes expliquent la formation de ces éjectas, suivant qu'ils soient solides ou liquides (on parle alors de *spatters*).

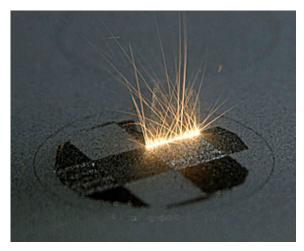


Figure 1-22 Éjections incandescentes caractéristiques du procédé SLM.

a. Éjection de particules solides

Ce sont les projections les plus nombreuses, qui sont issues de l'interaction directe ou indirecte entre la plume de vapeur avec le lit de poudre environnant. Différents mécanismes d'éjection ont été étudiés expérimentalement [67,72-74], en particulier par Matthews et al. (2016) [74], mais aussi plus récemment numériquement par Li et al. (2020) [75]. Ces mécanismes peuvent être résumés comme suit.

Lorsque la plume de vapeur se détend dans l'atmosphère de travail, une zone de dépression se crée à ses abords selon le principe de Bernoulli. Les particules du lit de poudre au voisinage de la plume sont donc aspirées vers elle, et alors trois possibilités se présentent [Figure 1-23(a)] : (1) soit la particule a assez d'énergie cinétique pour être incorporée dans le bain de fusion (particule n°1 sur le schéma), (2) soit son énergie cinétique est insuffisante, et elle se trouve entraînée par la plume de

vapeur sans passer sous le faisceau (particule n°2), (3) soit l'énergie cinétique est insuffisante, et la particule passe sous le faisceau et fond partiellement ou entièrement, et devient incandescente (particule n°3).

L'aspiration des particules laisse donc une zone vide de poudre de part et d'autre du cordon [Figure 1-23(b)], phénomène que l'on nomme dénudation. On souhaite éviter ce phénomène puisque le manque de poudre est susceptible de créer des canaux vides indésirables dans les pièces. On cherche plus généralement à éviter les projections car en retombant sur le lit de poudre, elles peuvent soit former des inclusions dans la pièce et jouer le rôle d'amorce de fissuration, soit limiter la refusion de la couche précédente et provoquer un manque de fusion (cf. paragraphe 1.3.3.5). Les éjectas de dimensions comparables à l'épaisseur du lit de poudre peuvent également gêner le mouvement du racleur lors de la phase d'étalement.

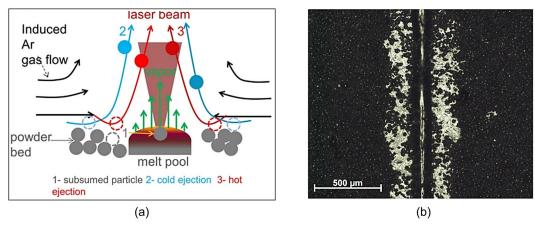


Figure 1-23 (a) Schéma d'entrainement de grains de poudre par la plume de vapeur. Extrait de Ly et al. (2017)[73]. (b) Zone dénudée autour d'un cordon de SLM. Extrait de la thèse de Traore (2021) [76].

Les travaux récents de Traore et al. (2021) [77] montrent que l'atmosphère de travail joue un rôle de premier ordre dans la formation de ces mécanismes. À partir d'expériences réalisées dans une machine SLM125, ils montrent par exemple que les zones fondues sont plus efficacement dénudées sous hélium que sous argon, toutes choses étant égales par ailleurs. En revanche, malgré une quantité plus importante de matière entrainée, ils observent un plus grand nombre d'éjectas sous argon que sous hélium. Ce résultat suggère donc que les particules sous hélium sont d'avantage intégrées au bain de fusion, tandis qu'elles sont davantage éjectées sous argon. L'une des hypothèses invoquées pour expliquer ce résultat, est que l'énergie cinétique d'entrainement des particules est plus grande sous hélium.

b. Éjection de spatters

L'éjection de spatters a été longuement étudiée en soudage laser [78–80]. En SLM, les éjections de liquide sont moins nombreuses que les éjectas issus du lit de poudre, mais leur volume est relativement important (leurs dimensions sont parfois comparables à l'épaisseur du lit de poudre). Plusieurs études montrent que les mécanismes de formation de spatters en SLM sont comparables à ce que l'on observe en soudage laser [67,72,81], et s'expliquent soit par la friction entre la plume de vapeur et le bain de fusion [Figure 1-24(a)], soit par une déstabilisation du front arrière du capillaire par le rayonnement laser réfléchi par le front avant [Figure 1-24(b)]. L'étude systématique des régimes hydrodynamiques

rencontrés en soudage et en SLM est donc une tâche importante afin d'identifier quelles conditions d'interaction laser-matière favorisent l'apparition d'éjections.

Notez qu'un autre mécanisme de *spatter* a été montré par Ly et *al.* (2017) [73], spécifiquement dans le cadre du procédé SLM. Ils montrent qu'à haute vitesse de lasage (> 1500 mm · s⁻¹), le liquide contenu dans le bourrelet avant du bain de fusion peut posséder une énergie cinétique suffisante pour compenser voire dépasser l'énergie interfaciale, et ainsi se décrocher du bain de fusion en formant un *spatter* vers l'avant. Ils montrent également que la poudre qui alimente ce bourrelet accentue ce phénomène.

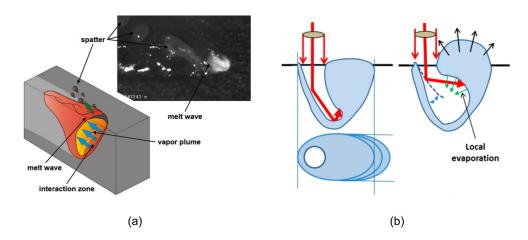


Figure 1-24 Schéma des mécanismes de *spatters*. (a) Friction de la plume de vapeur avec le front arrière du *keyhole*. Extrait de Weberpals et Dausinger (2008) [80]. (b) Déstabilisation du front arrière par le rayonnement réfléchi provenant du front avant. Extrait de Fabbro (2020) [82].

1.3.3.5 Formation de porosités

a. Formation de porosités par manque de fusion

Différents mécanismes sont à l'origine des manques de fusion. Le principal d'entre eux est un défaut de recouvrement entre les cordons [Figure 1-25(a)]. En effet, si l'écart vecteur est trop important, alors des volumes situés à l'interaction de deux cordons restent infondus. Les manques de fusion se présentent également lorsque des éjectas de dimension importante (de l'ordre d'une épaisseur de couche) retombent sur le lit de poudre (Figure 1-25(b), gauche). L'éjecta masque alors le rayonnement incident à la poudre située à son voisinage. Un troisième mécanisme qui explique le manque de fusion est tout simplement une densité d'énergie incidente insuffisante pour fondre toute l'épaisseur du lit de poudre. Dans tous les cas, comme le montre l'analyse systématique des pores par micro-tomographie menée par Cunningham et al. (2017) [83], les manques de fusion ont une forme irrégulière (anguleuse) et sont remplis de poudre, ce qui favorise l'amorce de fissures dans les pièces.

b. Formation de porosités par fermeture de keyhole

Un autre type de porosité qu'on rencontre dans les pièces de SLM, de forme plus sphérique que les précédentes (Figure 1-25(b), droite), résulte de la fermeture du capillaire de vapeur.

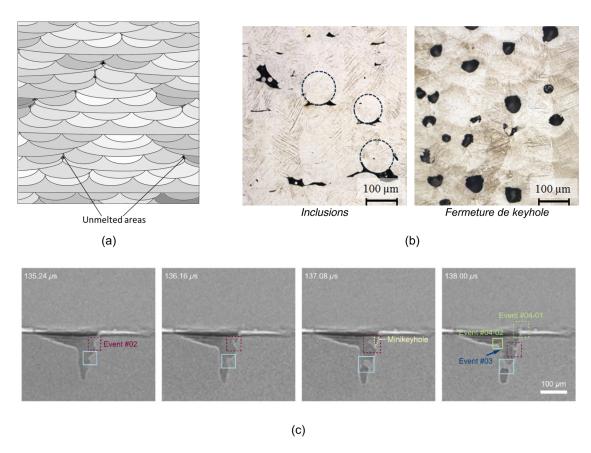


Figure 1-25 (a) Schéma du manque de fusion par défaut de superposition de cordons. Extrait de Tang, Pistorius et Beuth (2017) [85]. (b) Macrographie de manques de fusion par inclusion (gauche) et par fermeture de *keyhole* (droite). Extrait de Kasperovitch et *al.* (2016) [86]. (c) Fermeture de *keyhole* filmée par radiographie X. Extrait de Zhao et *al.* (2019) [84].

La Figure 1-25(c) illustre un exemple de fermeture de keyhole filmé par radiographie X durant des expériences de micro-soudage (dans des conditions identiques au procédé SLM) [84]. On distingue un keyhole très allongé, avec des humps qui se forment sur la partie haute du front avant, et se propagent vers le fond du capillaire. En se propageant vers le bas, les humps grossissent et provoquent la fermeture périodique du keyhole. La porosité formée prend une forme quasi-sphérique sous l'action de la tension de surface. Celle-ci se réouvre éventuellement sous l'action de la pression de recul (puisque la zone est alors éclairée par le laser), où se fige par solidification.

Les porosités de *keyhole* se produisent souvent en SLM en début de cordon, si la tête scanner n'a pas atteint sa vitesse de croisière (ou pire, si elle est immobile). L'énergie volumique absorbée est alors relativement importante, la vaporisation est intense et un *keyhole* profond et instable se forme. Pour éviter ce problème, le mode de balayage appelé *sky-writting* consiste à faire accélérer et ralentir la tête scanner, laser éteint, en-dehors des zones à fusionner. On évite alors la formation de *keyholes* profonds en début de cordon, au détriment du temps de fabrication.

Un autre mécanisme de formation de porosité à cause de la vaporisation a été simulé par Courtois et al. (2016) [87]. Les auteurs montrent que la plume de vapeur, en entrant en collision avec le front arrière du keyhole, pénètre le métal liquide et forme une bulle qui est figée par le front de solidification.

Enfin, une troisième forme de porosité qui se produit en régime de vaporisation, résulte de figeage du capillaire de vapeur au moment du refroidissement (*freezing front*). En effet, lorsque le laser est coupé subitement, la dynamique de fermeture du *keyhole*, pilotée par la tension de surface, est dans

certaines conditions moins rapide que la solidification, si bien que son empreinte reste figée dans la matière. Pour éviter ce problème, Khairallah et *al.* (2020) [88] proposent à l'aide d'une simulation numérique, une stratégie de décroissance de la puissance laser en fin de cordon.



Nous avons récapitulé les principaux moteurs de l'écoulement dans le bain de fusion, et rappelé comment ils étaient impliqués dans les différentes instabilités hydrodynamiques présentes en soudage laser et en SLM. Nous avons enfin présenté le rôle de la plume de vapeur dans les mécanismes de formation de *spatters*, et de l'éjection de particules solides.

Une fois que l'on a observé et compris ces différents effets, on cherche en général à les prédire. Nous avons évoqué à plusieurs reprises dans les paragraphes précédents l'utilisation de modèles numériques multiphysiques qui aident à prédire et à décrire tous ces phénomènes. Nous y reviendrons plus précisément au paragraphe 1.4. Un autre moyen tout aussi efficace, est d'établir des lois d'échelles, comme celle destinée à prédire la profondeur des zones fondues sous l'effet de la pression de recul.

1.3.4 Lois d'échelles : prédiction des profondeurs des zones fondues

De nombreux auteurs ont proposé des lois d'échelles pour prédire la profondeur de pénétration des cordons en soudage laser [47,89] et en SLM [33,90–93], et ainsi optimiser les paramètres du procédé en réduisant les plans d'expériences généralement basés sur un très grand nombre d'essais. Nous présentons ici brièvement le modèle de Fabbro [47,89] qui a la spécificité de s'appliquer aussi bien en soudage laser qu'en SLM.

Le modèle de Fabbro s'appuie d'abord sur un paramétrage simplifié d'un keyhole cylindrique de diamètre D_L (le diamètre de faisceau), de profondeur e, et dont les parois sont à température uniforme T_v (la température de vaporisation de l'alliage). Ce keyhole absorbe une puissance P_L , se déplace à vitesse V_L (la vitesse de scan) dans un échantillon à température initiale T_0 , d'absorbance A, de conductivité thermique k, de masse volumique ρ et de capacité thermique massique c_p (Figure 1-26).

À l'aide d'une étude adimensionnée basée sur le théorème de Vaschy π -Buckingham [94] (pour les détails, voir Annexe 1), on montre que le problème ainsi posé dépend de trois paramètres π_i indépendants adimensionnés, reliés par :

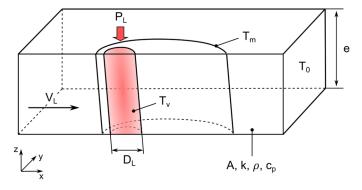


Figure 1-26 Schéma d'un keyhole simplifié. Adapté de Fabbro et al. (2018) [89].

$$\frac{e}{D_L} = \frac{AP_L}{D_L k (T_v - T_0) g(Pe)}$$
 (1.18)

Le premier paramètre π_1 est le rapport d'aspect du $keyhole\ e/D_0$. Le deuxième π_2 est le nombre de Péclet $Pe = V_L \rho c_p D_L / k$. Le troisième π_3 est le ratio des puissances $AP_L / D_L k (T_v - T_0)$. Fabbro et al. (2018) [89] montrent que g(Pe) s'écrit comme une fonction linéaire par morceaux du nombre de Péclet.

Ensuite, d'après le théorème de Vaschy π -Buckingham, d'autres nombres adimensionnés, fonctions des premiers, peuvent être identifiés et se révéler plus appropriés. Par exemple, au lieu de raisonner avec la profondeur du keyhole, on peut travailler avec la profondeur de la ZF qui est plus facile à mesurer expérimentalement. Dans ce cas-là, on utilise plutôt π'_1 le ratio de la profondeur de la ZF sur l'épaisseur de peau thermique δ [47]:

$$\pi_1' = \frac{e}{\delta} = 2\frac{e}{D_L}\sqrt{Pe} \tag{1.19}$$

De même, Rubenchik, King et We (2018) [91] travaillent avec un rapport d'enthalpie au lieu de raisonner en rapport de puissances :

$$\pi_3' = \frac{\Delta H}{\Delta h_s} \tag{1.20}$$

où ΔH représente l'énergie absorbée par le keyhole durant le temps d'interaction et Δh_s est l'enthalpie de fusion. La relation entre π_3 et π_3' est détaillée en Annexe 1.

Finalement, en traçant la profondeur du bain de fusion adimensionnée e/δ en fonction de l'enthalpie normalisée $\Delta H/h_s$ pour différentes conditions paramétriques (Figure 1-27), on montre que tous les points se confondent sur deux droites, l'une caractéristique du régime conductif, l'autre marquant le passage au mode keyhole. Ce résultat est d'autant plus intéressant que le lit de poudre n'entre à aucun moment en considération dans la construction de cette loi d'échelle.

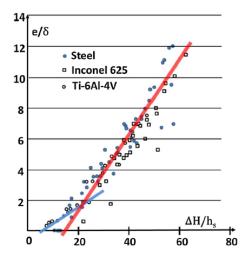


Figure 1-27 Validation de la loi d'échelle. Profondeur de bain normalisée en fonction de l'enthalpie normalisée. Extrait de Fabbro (2019) [47].

En somme, ce résultat montre qu'une approche analytique basée sur des nombres adimensionnés, est très efficace pour produire un modèle prédictif. L'avantage d'un modèle analytique sur un modèle numérique, est qu'il ne demande aucun temps de calcul. L'inconvénient est que seuls des observables relativement simples peuvent être prédits. Il est en effet difficile de résoudre à la main des problèmes tridimensionnels complexes, par exemple pour expliquer le phénomène de humping. De même, il n'est pas rentable de développer un modèle multiphysique simplement pour prédire les dimensions des zones fondues – les modèles analytiques le font très bien. La valeur ajoutée des modèles numériques doit résider dans leur capacité à prédire des phénomènes complexes, difficilement observables ou quantifiables expérimentalement. C'est sur cet aspect que nous allons poursuivre et conclure ce premier chapitre, en présentant un état de l'art sur la simulation numérique du procédé SLM.

1.4 Simulation numérique du procédé SLM

1.4.1 Valeur ajoutée de la simulation numérique

Revenons sur les principes de la fabrication additive. Comme rappelé au paragraphe 1.2, le procédé SLM repose sur une chaîne numérique composée de trois grandes étapes : (1) d'abord la conception d'un modèle 3D, puis la conversion de celui-ci au format STL. Ces deux étapes composent la phase de conception. (2) L'étape de FAO, où la pièce numérique est tranchée en une série de strates, et ou la trajectoire du laser est calculée. Il s'agit de la phase de préparation à la fabrication. Enfin (3) les pièces ainsi conçues et préparées sont produites à l'aide d'une machine de SLM à commande numérique.

Le potentiel de la simulation numérique est d'enrichir et de nourrir une boucle de rétroaction dès la phase de FAO, en apportant des données physiques sur le déroulement de la fabrication (Figure 1-28). Par exemple, si la simulation numérique détecte des défauts de lasage, des manques de fusion, des surchauffes locales, etc., alors le bureau des méthodes sera en mesure de rectifier la stratégie de fabrication avant de produire la pièce. Notez d'ailleurs que plus la modification est réalisée en amont de la chaine, plus le gain de temps et de ressources est important. On pourrait donc imaginer un niveau de rétroaction dès la phase de CAO, avec modification du design de la pièce à partir de règles de conception établies via la simulation numérique comme support.

Bien sûr, tout ceci n'est à l'heure actuelle qu'un idéal à atteindre. Plus modestement, la simulation

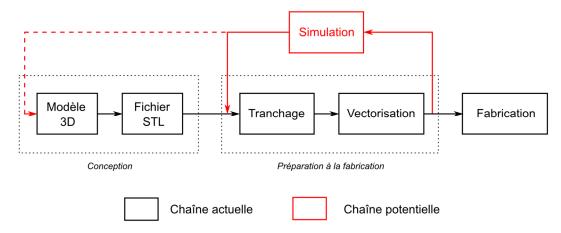


Figure 1-28 Chaîne numérique de la fabrication additive, augmentée de la simulation numérique.

numérique sert surtout à comprendre des phénomènes physiques, et aide à trier et à interpréter (quasiintuitivement) la masse de données qui peuvent expliquer l'état d'une pièce fabriquée. Mais pour aller dans cette direction, la stratégie et les méthodes de simulation numériques doivent s'appuyer sur différentes échelles que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Échelles de simulation en SLM

Nous l'avons vu tout au long de ce chapitre, la fusion laser sélective est un procédé multiphysique et multi-échelles. À l'échelle de l'interaction laser-matière, la poudre fond, le bain de fusion se vaporise, et des écoulements complexe se produisent dans la phase liquide et dans l'atmosphère gazeuse environnante. Lorsque le matériau se solidifie, à l'échelle de la microstructure, le front de solidification progresse à travers un processus de croissance cellulaire ou dendritique, piloté entre autres par les gradients thermique et chimique, et par la vitesse de solidification. Enfin, la solidification rapide du matériau induit des contraintes résiduelles qui se manifestent à l'échelle globale par des distorsions de la pièce, voire l'initiation et la propagation de fissures qui sont néfastes pour la tenue mécanique de la pièce.

À l'heure actuelle, aucun code n'est capable de simuler tous ces phénomènes physiques à la fois – et aucun ne le sera peut-être jamais – ; chaque code simule une échelle unique, et communique des données d'entrée à un autre code, chargé de simuler une échelle différente. Il s'agit donc d'une démarche multi-échelles (Figure 1-29).

Certains modèles simulent le procédé à l'échelle mesoscopique, c'est-à-dire à l'échelle du bain de fusion, ou de quelques cordons. C'est l'échelle considérée dans ce manuscrit. Leur objectif est en général de simuler le procédé de la façon la plus fine possible, pour prédire les champs de température locaux, les écoulements dans le bain et la vapeur métallique, les instabilités hydrodynamiques, etc.; c'est-à-dire tous les phénomènes physiques présentés dans ce chapitre. Par abus de langage, on qualifie cette approche numérique de « multiphysique ».

On trouve ensuite les modèles qui simulent le procédé à l'échelle microscopique, c'est-à-dire à l'échelle du front de solidification et des phases métallurgiques. Leur objectif est de prédire la microstructure finale des pièces, la formation de différentes phases métallurgiques, les phénomènes de

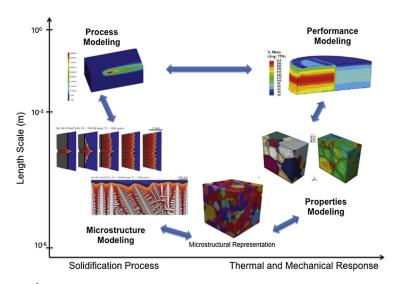


Figure 1-29 Échelles de simulation en SLM. Extrait et adapté de François et al. (2017) [95].

micro-ségrégation, la fissuration, etc., en fonction des conditions locales de solidification.

On trouve enfin les modèles qui simulent le procédé à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire à l'échelle de la pièce. Ici, l'objectif est de faire le lien entre l'historique thermique du procédé avec les transformations thermomécaniques que subissent les pièces au cours de la fabrication, typiquement les contraintes résiduelles et les déformations.

On voit à travers ces descriptions que l'échelle mesoscopique que nous traitons, peut constituer un véritable pivot de la simulation multi-échelles du procédé SLM, puisque de nombreuses données de sorties peuvent être générées pour nourrir les échelles microscopique et macroscopique. On pourrait par exemple calculer des conditions locales de solidification (*i.e.* gradient et vitesse de solidification), qui sont les données d'entrée de base des modèles microscopiques (modèles automates cellulaires, enveloppe mesoscopique, etc.). De même, à partir du champ thermique, on pourrait alimenter une simulation thermomécanique. Là encore, ce sont des perspectives générales que nous dressons. La suite du manuscrit se concentre exclusivement sur l'échelle mesoscopique.

1.4.3 Revue bibliographique des modèles multiphysiques

Comme illustré au paragraphe 1.1, la production de modèles multiphysiques du procédé SLM a augmenté exponentiellement ces dix dernières années. De nombreuses thématiques ont été explorées à l'aide de la simulation numérique. Nous en listons cinq pour la SLM et le soudage dans le Tableau 1-3, avec quelques exemples de travaux représentatifs.

Les exemples les plus connus de modèles numériques du procédé SLM à l'échelle du bain de fusion ont été développés au Laboratoire Lawrence Livermore (USA), par les équipes de Khairallah et al. [88,96,97]. Leur modèle numérique est l'un des premiers à intégrer le lit de poudre avec une description granulaire (i.e. chaque grain composant le lit de poudre est représenté individuellement), en plus de toute la physique généralement prise en compte dans les modèles multiphysiques du soudage, c'est-à-dire la tension de surface, la pression de recul, l'effet Marangoni, etc.

Grace à leur modèle, ils vérifient notamment que la dynamique de coalescence des grains de poudre est pilotée par la tension de surface, et que les gains au contact direct du bain de fusion sont intégrés à ce dernier par capillarité (cf. paragraphe 1.3.3.1) [96]. Ils montrent également que la nature stochastique du lit de poudre peut jouer un rôle néfaste sur la régularité et la rugosité du cordon, car les grains au voisinage direct du bain de fusion viennent perturber son écoulement en se collant au métal liquide [97]. Cependant, leur conclusion doit être nuancée par le fait que la dénudation n'est pas prise en compte dans leur algorithme. Aussi, en ajoutant récemment au modèle un dépôt d'énergie par tracé de rayon, Khairallah et al. (2020) [88] montrent comment la formation d'éjectas de dimensions comparables à l'épaisseur du lit de poudre, peut masquer le rayonnement incident et affecter la régularité de la fusion pendant le procédé.

Parmi les autres travaux comparables, on peut notamment citer les travaux de Tang et al. [70,98], qui étudient la formation de diverses instabilités hydrodynamiques. Dans leur étude de 2018 [98], ils simulent le procédé SLM à l'échelle de deux cordons superposés (l'un au-dessus de l'autre). Ils montrent par exemple que des porosités se forment lorsque la première couche n'est pas suffisamment refondue, ou au contraire lorsque le keyhole formé à la deuxième couche est trop profond et se referme. Dans ce dernier cas, la porosité apparait au niveau de la première couche, mais résulte bien de la deuxième ligne de fusion. Dans leur article de 2020 [70], les mêmes auteurs produisent l'une des rares

Tableau 1-3 Listes non-exhaustives de publications en simulation multiphysique des procédés de SLM et de soudage laser, classées par thématique.

Thématiques	SLM	(micro)Soudage
Hydrodynamique, stabilité du keyhole	Kolossov et al. (2004) [99]; Khairallah et Anderson (2014) [96]; Foroozmehr et al. (2016) [100]; Khairallah et al. (2016) [74]; Yan et al. (2017) [101]; Bayat et al. (2019) [102]; Chen et al. (2018) [103]; Wang et Zou (2019) [104]; Queva et al. (2020) [105]; Khairallah et al. (2020) [88]; Yuan et al. (2020) [106]	Lee et al. (2002) [107]; Ki, Mazumder et Mohanty (2002) [108], Geiger et al. (2009) [109]; Cho et al. (2012) [110]; Pang et al. (2015) [111]; Courtois et al. (2016) [87]; Kouraytem et al. (2019) [112]; Wang, Zhang et Yan (2020) [113]; Mayi et al. (2021) [114]
Humping	Tang, Le et Wong (2020) [70]	Wu et al. (2017) [69]
Plume de vapeur, écoulements de gaz	Masmoudi, Bolot et Coddet (2015) [115]; Bidare et al. (2018) [116]; Mayi et al. (2020) [117]; Li et al. (2020) [75]; Li et Tan (2021) [118]	Tan, Bailey et Shin (2013) [119]; Pang et al. (2016) [120]
Dépôt d'énergie	Dayal et Gambaryan-Roisman [39]	Ki, Mohanty et Mazumder (2001) [121]; Médale, Touvrey et Fabbro (2008) [122]; Courtois et al. (2013) [123]
Multi-cordons	Chen (2018) [124]; Tang, Tan et Wong (2018) [98]; Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [125]	-

études numériques où les conditions d'apparition du humping sont reproduites (Figure 1-30). Ils incriminent notamment l'instabilité de Plateau-Rayleigh, et en étudiant l'effet des propriétés thermophysiques sur cette instabilité, ils montrent qu'un coefficient thermocapillaire positif (cas des aciers 304L et 316L avec plus de 50 ppm de soufre) accentue le phénomène de *humping* (toutes choses étant égales par ailleurs), tandis que la viscosité dynamique tend à le minimiser.

Ensuite, certains travaux étudient le rôle de la vaporisation sur les écoulements de gaz induits et leur rôle potentiellement néfaste sur la stabilité du lit de poudre. Par exemple, Masmoudi et al. (2015) [115] se sont intéressés à l'effet de la pression de l'atmosphère de travail sur la vaporisation et les écoulements induits dans l'enceinte de travail. Ils montrent notamment qu'en augmentant la pression de travail, on diminue l'effet de recirculation induit par la vaporisation, ce qui assure une meilleure stabilité du lit de poudre. Cependant, comme leur simulation s'appuie sur un modèle de lit de poudre simplifié avec des propriétés thermiques équivalentes, ils ne peuvent donc pas illustrer directement cet effet avec leur simulation.

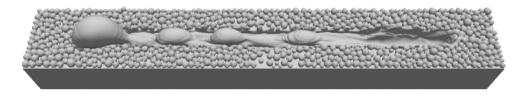


Figure 1-30 Simulation du phénomène du humping en SLM. Extrait de Tang, Le et Wong (2020) [70].

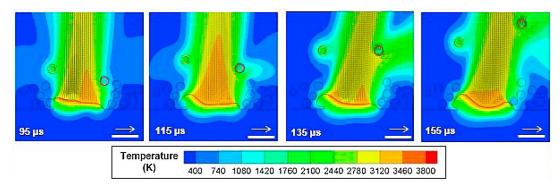


Figure 1-31 Simulation de l'éjection d'une particule solide durant un tir statique sur lit de poudre. Extrait de Li et *al.* (2020) [75].

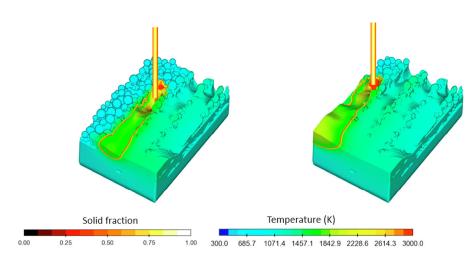


Figure 1-32 Simulation de deux couches constituées de quatre cordons. Extrait de Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [125].

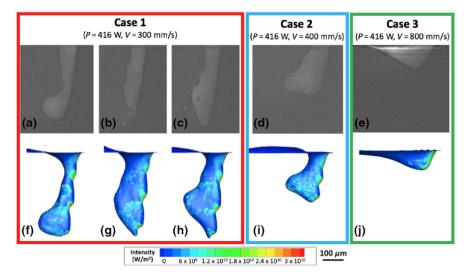


Figure 1-33 Comparaison des morphologies de keyholes simulés par éléments finis et filmés par radiographie X. Extrait de Kouraytem et *al.* (2019) [112].

Ce n'est que récemment que des modèles complets ont été publiés, dans lesquels l'hydrodynamique du bain de fusion, de la plume de vapeur, et l'interaction gaz-particules sont simulés. Li et al. [75] reproduisent par exemple les différentes séquences d'éjection de particules solides. L'un de ces mécanismes est illustré sur la Figure 1-31. On y distingue une particule provenant du lit de poudre, qui est d'abord attirée vers la plume par effet d'aspiration, puis éjectée verticalement lorsqu'elle se retrouve dans le champ de vitesse principal.

Cependant, il n'existe que peu d'études multiphysiques qui simulent le procédé au-delà du simple monocordon. On a déjà évoqué les travaux de Tang et al. [98] sur la superposition de cordons, mais une autre étude notable est celle de Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [125]. Ils simulent la formation de deux couches de quatre cordons juxtaposés, et étudient entre autres la formation de manque de fusion dû à un défaut de juxtaposition de cordons.

La rareté de ce type d'étude s'explique par son coût de calcul important. Pour lever ces limites, des méthodes de modélisation alternatives ont été développées, où le lit de poudre est décrit à l'aide d'un milieu homogène aux propriétés thermique et hydrodynamiques équivalentes [103,126] – contrairement au modèle de Masmoudi et al. [115] où seul l'aspect thermique est pris en compte. Notez que les prémices de cette méthode ont été développés dans le cadre de la simulation du frittage laser sélectif par Kolossov et al. (2004) [99]. Nous reviendrons en détail sur cette approche dans le Chapitre 3 où nous étudierons la pertinence d'un modèle fondé sur les mêmes principes.

Enfin, il faut noter que la simulation numérique s'appuie de plus en plus sur la radiographie X, qui permet d'aller plus loin dans la validation et l'analyse des phénomènes hydrodynamiques à l'échelle locale. Si les rayons X sont utilisés depuis plus de vingt ans comme outils d'analyse du procédé de soudage laser [127–129], l'accès à des sources synchrotron permet aujourd'hui d'obtenir des images mieux résolues temporellement et spatialement, qui donnent de précieuses informations aux modélisateurs.

Une étude notable qui allie simulation multiphysique et radiographie X a été produite par Kouraytem et al. (2019) [112]. Comme illustré sur la Figure 1-33, les images issues du synchrotron permettent d'observer et de valider une grande diversité de morphologies de keyholes. Dans cet exemple, Kouraytem et al. [112] montrent comment l'irradiance est distribuée dans le capillaire de

vapeur: le front avant absorbe l'essentiel de l'irradiance incidente, et l'apparition des humps génère des concentrations locales d'intensité qui entretiennent l'instabilité du keyhole.

En somme, les rayons X et la simulation numérique forment un couple redoutable pour élucider les mécanismes multiphysiques qui sous-tendent les régimes hydrodynamiques en soudage ou en fusion laser sélective.

* **

Nous venons d'esquisser le potentiel de la simulation numérique à l'échelle mesoscopique, à travers quelques exemples notables de la littérature. Tous ces modèles s'appuient sur des briques de modélisation qu'il convient de connaître afin de comprendre les forces et les limites de ces outils numériques.

En fusion laser sélective et plus généralement au cours des procédés laser de puissance, on peut affirmer que tout se passe à l'interface liquide/vapeur. On l'a vu au paragraphe 1.3.2, le laser interagit principalement avec le bain liquide, et le mécanisme d'absorption de la puissance laser se déroule à l'interface liquide gaz. De même, les principaux moteurs des écoulements dans le bain liquide (au premier ordre la pression de recul) s'exercent à cette même frontière. Nous allons donc clôturer ce chapitre en introduisant deux méthodes de suivi de l'interface liquide/gaz que l'on rencontrera dans la suite du manuscrit.

1.4.4 Description de l'interface libre

On peut classer les méthodes de suivi d'interfaces libres en deux: les méthodes Lagrangiennes (ou front tracking) et les méthodes Eulériennes (ou front capturing) [130].

Avec les méthodes Lagrangiennes, les nœuds du maillage à l'interface suivent les particules du fluide. En d'autres termes, l'interface liquide/gaz est discontinue et est discrétisée avec un maillage conforme. En revanche avec les méthodes Eulériennes, l'interface liquide/gaz se déplace dans un maillage fixe. Autrement dit, l'interface liquide/gaz est continue et il y a une vitesse relative entre les particules du fluide et les nœuds du maillage.

L'avantage de la première méthode est que les phénomènes survenant à l'interface sont mieux représentés qu'avec la seconde. En simulation du soudage ou de la SLM, cette méthode garantit donc une meilleure représentativité des phénomènes physiques tels que le dépôt d'énergie ou la prise en compte de la pression de recul. En revanche, puisque l'interface est par définition discontinue, aucun changement topologique comme la création d'une goutte ou la formation d'une porosité n'est simulable, sans reconstruction numérique de l'interface. On comprend donc qu'avec cette méthode, on peut difficilement étudier les régimes hydrodynamiques instables. Avec les méthodes Eulériennes c'est l'inverse : la représentativité physique des phénomènes à l'interface liquide/gaz est limitée, mais tous les régimes hydrodynamiques peuvent être simulés.

Dans ce manuscrit, nous rencontrerons deux méthodes, une Lagrangienne, une Eulérienne. Nous avons tout d'abord choisi la méthode ALE (pour *Arbitrary Lagrangian Eulerian*), pour développer nos modèles car nous avons jugé qu'elle permettrait un développement plus rapide des différentes briques de modélisation présentées aux chapitres 2 à 4. Nous rencontrerons ensuite la méthode Level-Set (LS), purement Eulérienne, développée au CEMEF.

1.4.4.1 Méthode ALE

La méthode ALE, comme son nom l'indique, croise les descriptions Lagrangienne et Eulérienne. Plus exactement les nœuds situés à l'interface liquide/gaz suivent le mouvement des particules de fluide, suivant une description Lagrangienne, tandis que les nœuds situés à l'intérieur du domaine fluide sont libres de se déplacer suivant un schéma qui permet de minimiser la distorsion des mailles [Figure 1-34(a)]. La description est donc dite Eulérienne, au sens où il y a un mouvement relatif entre les nœuds du maillage et les particules de fluide.

Puisque l'interface liquide/gaz est représentée « explicitement » (au sens courant du terme), on peut alors y imposer directement les conditions limites, par exemple la tension de surface [équation (1.14)], la contrainte thermocapillaire [équation (1.16)] ou la pression de recul [équation (1.17)]. L'autre conséquence de cette représentation, est qu'il n'est pas nécessaire de représenter, ni de calculer aucun champ dans le domaine gazeux. De ce fait, les modèles basés sur la méthode ALE sont généralement plus rapides à calculer que les modèles LS. C'est en tout cas l'expérience que nous avons sur COMSOL Multiphysics[®].

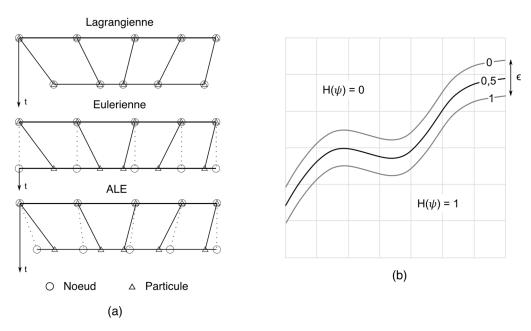


Figure 1-34 (a) Schéma comparatif entre les méthodes Lagrangienne, Eulérienne et ALE. Adapté de Stein, de Borst et Hughes (2004) [131]. (b) Schéma de la méthode LS. Adapté de Girardot (2014) [132].

1.4.4.2 Méthode Level-Set

La méthode LS repose sur une description purement Eulérienne de l'interface liquide/gaz. On définit une fonction distance ψ , qui est fixée arbitrairement positive dans un domaine (par exemple, le domaine métallique), et négative dans le deuxième domaine (le domaine gazeux). Le zéro de cette fonction représente donc la position de l'interface. Cependant, puisque l'interface n'est pas confondue avec le maillage, il est nécessaire de la diffuser sur une épaisseur notée 2ϵ , à travers des champs qui varient continument.

On définit ensuite deux fonctions. La première est une fonction de Heaviside lissée :

$$\mathcal{H}(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\psi}{\epsilon} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi\psi}{\epsilon}\right) \right], & |\psi| \le 0 \\ 1, & \psi > 0 \end{cases}$$
 (1.21)

et la deuxième est la fonction Dirac associée :

$$\delta(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2\epsilon} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi\psi}{\epsilon}\right) \right], & |\psi| \le \epsilon \\ 0, & |\psi| > \epsilon \end{cases}$$
 (1.22)

Si on note χ une propriété thermophysique quelconque, alors χ évolue à travers les phases i et j suivant l'équation :

$$\chi = \mathcal{H}(\psi)\chi_i + [1 - \mathcal{H}(\psi)]\chi_j \tag{1.23}$$

Ensuite, il est nécessaire de résoudre une équation de transport pour calculer la position de l'interface en fonction du champ de vitesse \vec{u} calculé avec les équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \psi \tag{1.24}$$

Enfin, la fonction Dirac sert à convertir tous les termes surfaciques en termes volumiques intégrés sur toute l'épaisseur de l'interface. Par exemple, pour imposer l'effet Marangoni à l'interface liquide/gaz, comme on ne peut pas y imposer de condition limite (puisque l'interface est définie implicitement), on l'introduit sous la forme d'une force volumique:

$$\vec{f}_{M} = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_{s} T \delta(\psi) \tag{1.25}$$

où \vec{f}_M a maintenant comme unité le N·m³. Le même traitement est réservé aux conditions limites thermiques, comme les flux de chaleur. On comprend donc que plus l'épaisseur d'interface est faible, mieux les phénomènes physiques sont représentés, mais au détriment du temps de calcul puisque le maillage doit être adapté en conséquence. En somme, un compromis doit être trouvé entre temps de calcul et représentativité des phénomènes physiques.

1.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre bibliographique, nous avons passé en revue tous les principes physiques mis en œuvre dans le procédé SLM, et les différentes approches numériques déjà recensées dans la littérature. Cet état de l'art nous a également permis d'identifier trois questions auxquelles nous tâcherons de répondre dans la suite du manuscrit :

- Dans quelles mesures la description du lit de poudre peut être pertinente dans la simulation numérique des phénomènes thermo-hydrodynamiques qui règnent à l'échelle du bain de CONCLUSION 47

fusion ? Nous traiterons cette question dans le Chapitre 3, où nous questionnerons également l'intérêt d'un modèle de lit de poudre continu-équivalent.

- Quel rôle joue le phénomène de multi-réflexion dans la dynamique de formation du capillaire et dans la stabilité des bains de fusion ? Bien que ce phénomène soit connu en soudage laser et souvent intégré dans les modèles multiphysiques, le lien entre réflexions multiples et stabilité hydrodynamique est paradoxalement rarement discuté. Nous introduirons donc un modèle de piégeage de faisceau auto-consistent dans le Chapitre 4, et étudierons la dynamique et la stabilité des bains de fusion sous cet effet dans le Chapitre 5.
- Comment l'atmosphère de travail conditionne-t-elle l'ampleur du phénomène de dénudation ? À l'aide d'un modèle analytique couplé à des expériences numériques, nous construirons une loi d'échelle dans le Chapitre 5, afin de proposer des éléments d'explication.

Toutes ces discussions s'appuieront sur un modèle thermo-hydrodynamique « socle » que nous présenterons dans le chapitre suivant, et pour lequel nous étudierons l'impact du choix de la méthode de suivi d'interface libre sur les résultats physiques obtenus.

Bibliographie

- [1] NF EN ISO/ASTM 52900 : Fabrication additive Principes généraux Terminologie, (2017).
- [2] R. Baker, Method of making decorative articles, US1533300, 1925. https://patents.google.com/patent/US1533300.
- [3] W. White, Pressure roller and method of manufacture, US3156968A, 1964. https://patents.google.com/patent/US3156968A.
- [4] A. Ujiie, Method of and apparatus for constructing substantially circular cross section vessel by welding, US3558846A, 1971. https://patents.google.com/patent/US3558846A.
- [5] V. Berinde, A. Million, N. Greavu, C. Million, Welding process using granular or powder filler delivered on open-channel strip, US3819901A, 1974. https://patents.google.com/patent/US3819901A.
- [6] D.S. Gnanamuthu, Cladding, US3952180A, 1976. https://patents.google.com/patent/US3952180A.
- [7] R.F. Housholder, Molding process, US4247508, 1981. https://patents.google.com/patent/US4247508A
- [8] C.R. Deckard, Method and apparatus for producing parts by selective sintering, US4863538A, 1989. https://patents.google.com/patent/US4863538A.
- [9] J.-C. André, A. Le Mehaute, O. De Witte, Dispositif pour realiser un modèle de piece industrielle, FR2567668A1, 1986. https://patents.google.com/patent/FR2567668A1.
- [10] C.W. Hull, Apparatus for production of three-dimensional objects by stereolithography, US4575330A, 1986. https://patents.google.com/patent/US4575330A.
- [11] S.S. Crump, Apparatus and method for creating three-dimensional objects, US5121329A, 1992. https://patents.google.com/patent/US5121329A.
- [12] Futur de la fabrication additive, Pôle Interministériel de Prospective et d'Anticipation des Mutations Économiques, 2017.
- [13] 30 years, EOS. (2020). https://30years.eos.info/en (accessed March 8, 2020).
- [14] M. Cima, E. Sachs, T. Fan, J.F. Bredt, S.P. Michaels, S. Khanuja, A. Lauder, S.-J.J. Lee, D. Brancazio, A. Curodeau, H. Tuerck, Three-dimensional printing techniques, US5387380A, 1994. https://patents.google.com/patent/US5387380A.
- [15] R. Larson, A method and apparatus for layerwise production of bodies from powder, SE504560C2, 1997. https://patents.google.com/patent/SE504560C2.
- [16] Standardization Roadmap for Additive Manufacturing, America Makes & ANSI Additive Manufacturing Standardization Collaborative (AMSC), 2017.
- [17] S. Hendrixson, Where Blockchain and 3D Printing Converge, Distributed Manufacturing Can Thrive, Additive Manufacturing Media. (2020). https://www.additivemanufacturing.media/articles/where-blockchain-and-3d-printing-converge-distributed-manufacturing-can-thrive (accessed April 19, 2021).
- [18] Qui est AFH?, Additive Factory Hub. (2021). https://www.additivefactoryhub.com (accessed April 19, 2021).
- [19] Activités de Platinium 3D, Platinium 3D Fabrication Additive. (2021). http://www.platinium3d.com/fr (accessed April 20, 2021).
- [20] O. Andreau, Nocivité en fatigue et contrôle de défauts produits par fabrication additive, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers ENSAM, 2019. https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-02466522.
- [21] T.M. Wischeropp, C. Emmelmann, M. Brandt, A. Pateras, Measurement of actual powder layer height and packing density in a single layer in selective laser melting, Additive Manufacturing. 28 (2019) 176–183. https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.04.019.
- [22] I. Yadroitsev, Selective laser melting: direct manufacturing of 3D-objects by selective laser melting of metal powders, Lambert Acad. Publ, Saarbrücken, 2009.

BIBLIOGRAPHIE 49

[23] U. Scipioni Bertoli, A.J. Wolfer, M.J. Matthews, J.-P.R. Delplanque, J.M. Schoenung, On the limitations of Volumetric Energy Density as a design parameter for Selective Laser Melting, Materials & Design. 113 (2017) 331–340. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.10.037.

- [24] Cranio-maxillofacial implants, (2021). https://www.materialise.com/en/medical/patient-specific-cranio-maxillofacial-implants (accessed April 19, 2021).
- [25] Additive Manufacturing, FMI International. (2021). https://www.fmi-international.com/solutions/medical/competences/additive-manufacturing (accessed April 20, 2021).
- [26] Moteur fusée SuperDraco, (2018). http://orbiter.dansteph.com/forum/index.php?topic=14268.0 (accessed April 20, 2021).
- [27] Safran obtient la première certification d'une pièce majeure de turbomachine imprimée en 3D, Safran Power Units Média. (2017). https://www.safran-power-units.com/fr/media/safran-obtient-la-première-certification-dune-pièce-majeure-de-turbomachine-imprimee-en-3d-20170619 (accessed April 20, 2021).
- [28] About ACARE, ACARE 4 Europe. (2021). https://www.acare4europe.org/about-acare (accessed April 20, 2021).
- [29] Flightpath 2050 Europe's Vision for Aviation, Commission européenne, 2011.
- [30] Strategic Research & Innovation Agenda 2017 Update Volume 1, Advisory Council For Aeronautics Research in Europe, 2017.
- [31] H. Hügel, T. Graf, Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren, 2., neu bearb. Aufl, Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [32] J. Trapp, A.M. Rubenchik, G. Guss, M.J. Matthews, In situ absorptivity measurements of metallic powders during laser powder-bed fusion additive manufacturing, Applied Materials Today. 9 (2017) 341–349. https://doi.org/10.1016/j.apmt.2017.08.006.
- [33] J. Ye, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, M.F. Crumb, G. Guss, J. Belak, M.J. Matthews, Energy Coupling Mechanisms and Scaling Behavior Associated with Laser Powder Bed Fusion Additive Manufacturing, Adv. Eng. Mater. 21 (2019) 1900185. https://doi.org/10.1002/adem.201900185.
- [34] W.M. Steen, J. Mazumder, Laser Material Processing, Springer London, London, 2010. https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5.
- [35] P. Laurens, C. Dubouchet, D. Kechemair, Application des lasers aux traitements de surface, Techniques de l'ingénieur. (1996) 21.
- [36] M. von Allmen, A. Blatter, Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and Applications, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1995. https://doi.org/10.1007/978-3-642-57813-7.
- [37] B.J. Simonds, E.J. Garboczi, T.A. Palmer, P.A. Williams, Dynamic Laser Absorptance Measured in a Geometrically Characterized Stainless-Steel Powder Layer, Phys. Rev. Applied. 13 (2020) 024057. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.024057.
- [38] A.V. Gusarov, I. Smurov, Radiation transfer in metallic powder beds used in laser processing, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 111 (2010) 2517–2527. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2010.07.009.
- [39] R. Dayal, T. Gambaryan-Roisman, Heat transfer in granular medium for application to selective laser melting: A numerical study, International Journal of Thermal Sciences. 113 (2017) 38–50. https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.11.014.
- [40] V. Gunenthiram, P. Peyre, M. Schneider, M. Dal, F. Coste, R. Fabbro, Analysis of laser—melt pool—powder bed interaction during the selective laser melting of a stainless steel, Journal of Laser Applications. 29 (2017) 022303. https://doi.org/10.2351/1.4983259.

- [41] U. Scipioni Bertoli, G. Guss, S. Wu, M.J. Matthews, J.M. Schoenung, In-situ characterization of laser-powder interaction and cooling rates through high-speed imaging of powder bed fusion additive manufacturing, Materials & Design. 135 (2017) 385–396. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2017.09.044.
- [42] P.A. Hooper, Melt pool temperature and cooling rates in laser powder bed fusion, Additive Manufacturing. 22 (2018) 548–559. https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.05.032.
- [43] I. Zhirnov, S. Mekhontsev, B. Lane, S. Grantham, N. Bura, Accurate determination of laser spot position during laser powder bed fusion process thermography, Manufacturing Letters. 23 (2020) 49–52. https://doi.org/10.1016/j.mfglet.2019.12.002.
- [44] G. Nordet, C. Gorny, Y. Mayi, M. Dal, A. Effernelli, E. Blanchet, F. Coste, P. Peyre, Reflectivity measurements during Laser Powder bed Fusion of pure copper with a 1kW cw green laser, (2021).
- [45] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, Science. 363 (2019) 849–852. https://doi.org/10.1126/science.aav4687.
- [46] B. Lane, J. Heigel, R. Ricker, I. Zhirnov, V. Khromschenko, J. Weaver, T. Phan, M. Stoudt, S. Mekhontsev, L. Levine, Measurements of Melt Pool Geometry and Cooling Rates of Individual Laser Traces on IN625 Bare Plates, Integr Mater Manuf Innov. 9 (2020) 16–30. https://doi.org/10.1007/s40192-020-00169-1.
- [47] R. Fabbro, Scaling laws for the laser welding process in keyhole mode, Journal of Materials Processing Technology. 264 (2019) 346–351. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.09.027.
- [48] E. Assunção, Investigation of conduction to keyhole mode transition, Cranfield University, 2012. https://dspace.lib.cranfield.ac.uk/handle/1826/7842.
- [49] A. Gouffé, Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes, Revue d'optique. 24 (1945) 1–10.
- [50] D.G.A.L. Aarts, H.N.W. Lekkerkerker, H. Guo, G.H. Wegdam, D. Bonn, Hydrodynamics of Droplet Coalescence, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 164503. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.164503.
- [51] C. Körner, A. Bauereiß, E. Attar, Fundamental consolidation mechanisms during selective beam melting of powders, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 21 (2013) 085011. https://doi.org/10.1088/0965-0393/21/8/085011.
- [52] X. Zhou, X. Liu, D. Zhang, Z. Shen, W. Liu, Balling phenomena in selective laser melted tungsten, Journal of Materials Processing Technology. 222 (2015) 33–42. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2015.02.032.
- [53] K.C. Mills, B.J. Keene, R.F. Brooks, A. Shirali, Marangoni Effects in Welding, Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 356 (1998) 911–925. http://www.jstor.org/stable/54903.
- [54] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [55] B.J. Keene, K.C. Mills, J.W. Bryant, E.D. Hondros, Effects of Interaction Between Surface Active Elements on the Surface Tension of Iron, Canadian Metallurgical Quarterly. 21 (1982) 393–403. https://doi.org/10.1179/cmq.1982.21.4.393.
- [56] P. Berger, Discussion privée, IFSW International Workshop on Process Fundamentals of Laser Welding, Cutting and Additive Manufacturing, Hirschegg, (2020).
- [57] N.K. Tolochko, M.K. Arshinov, A.V. Gusarov, V.I. Titov, T. Laoui, L. Froyen, Mechanisms of selective laser sintering and heat transfer in Ti powder, Rapid Prototyping Journal. 9 (2003) 314–326. https://doi.org/10.1108/13552540310502211.

BIBLIOGRAPHIE 51

[58] N.K. Tolochko, S.E. Mozzharov, I.A. Yadroitsev, T. Laoui, L. Froyen, V.I. Titov, M.B. Ignatiev, Balling processes during selective laser treatment of powders, Rapid Prototyping Journal. 10 (2004) 78–87. https://doi.org/10.1108/13552540410526953.

- [59] J.P. Kruth, L. Froyen, J. Van Vaerenbergh, P. Mercelis, M. Rombouts, B. Lauwers, Selective laser melting of iron-based powder, Journal of Materials Processing Technology. 149 (2004) 616–622. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2003.11.051.
- [60] D. Gu, Y. Shen, Balling phenomena during direct laser sintering of multi-component Cu-based metal powder, Journal of Alloys and Compounds. 432 (2007) 163–166. https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.06.011.
- [61] D. Gu, Y. Shen, Balling phenomena in direct laser sintering of stainless steel powder: Metallurgical mechanisms and control methods, Materials & Design. 30 (2009) 2903–2910. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2009.01.013.
- [62] R. Li, J. Liu, Y. Shi, L. Wang, W. Jiang, Balling behavior of stainless steel and nickel powder during selective laser melting process, Int J Adv Manuf Technol. 59 (2012) 1025–1035. https://doi.org/10.1007/s00170-011-3566-1.
- [63] R. Fabbro, S. Slimani, F. Coste, F. Briand, Experimental study of the humping process during NdYag CW laser welding, in: Proceedings of the Fourth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2007, Munich, 2007: pp. 277–282.
- [64] P. Berger, H. Hügel, A. Hess, R. Weber, T. Graf, Understanding of Humping Based on Conservation of Volume Flow, Physics Procedia. 12 (2011) 232–240. https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.030.
- [65] M. Seiler, A. Patschger, J. Bliedtner, Investigations of welding instabilities and weld seam formation during laser microwelding of ultrathin metal sheets, Journal of Laser Applications. 28 (2016) 022417. https://doi.org/10.2351/1.4944446.
- [66] M. Seiler, A. Patschger, L. Tianis, C. Rochholz, J. Bliedtner, Experimental determination of influencing factors on the humping phenomenon during laser micro welding of thin metal sheets, Journal of Laser Applications. 29 (2017) 022413. https://doi.org/10.2351/1.4983506.
- [67] V. Gunenthiram, P. Peyre, M. Schneider, M. Dal, F. Coste, I. Koutiri, R. Fabbro, Experimental analysis of spatter generation and melt-pool behavior during the powder bed laser beam melting process, Journal of Materials Processing Technology. 251 (2018) 376–386. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2017.08.012.
- [68] N.W. Makoana, H. Moller, H. Burger, M. Tlotleng, I. Yadroitsev, Evaluation of Single Tracks of 17-4PH Steel Manufactured at Different Powder Densities and Scanning Speeds by Selective Laser Melting, SAJIE. 27 (2016). https://doi.org/10.7166/27-3-1668.
- [69] D. Wu, X. Hua, D. Ye, F. Li, Understanding of humping formation and suppression mechanisms using the numerical simulation, International Journal of Heat and Mass Transfer. 104 (2017) 634–643. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.08.110.
- [70] C. Tang, K.Q. Le, C.H. Wong, Physics of humping formation in laser powder bed fusion, International Journal of Heat and Mass Transfer. 149 (2020) 119172. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119172.
- [71] R. Fabbro, Melt pool and keyhole behaviour analysis for deep penetration laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 43 (2010) 445501. https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/44/445501.
- [72] D. Wang, S. Wu, F. Fu, S. Mai, Y. Yang, Y. Liu, C. Song, Mechanisms and characteristics of spatter generation in SLM processing and its effect on the properties, Materials & Design. 117 (2017) 121–130. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.12.060.
- [73] S. Ly, A.M. Rubenchik, S.A. Khairallah, G. Guss, M.J. Matthews, Metal vapor micro-jet controls material redistribution in laser powder bed fusion additive manufacturing, Sci Rep. 7 (2017) 4085. https://doi.org/10.1038/s41598-017-04237-z.

- [74] M.J. Matthews, G. Guss, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, P.J. Depond, W.E. King, Denudation of metal powder layers in laser powder bed fusion processes, Acta Materialia. 114 (2016) 33–42. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2016.05.017.
- [75] X. Li, C. Zhao, T. Sun, W. Tan, Revealing transient powder-gas interaction in laser powder bed fusion process through multi-physics modeling and high-speed synchrotron x-ray imaging, Additive Manufacturing. 35 (2020) 101362. https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101362.
- [76] S. Traore, Influence de l'environnement de travail en fabrication additive "lit de poudre, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers ENSAM, 2021.
- [77] S. Traore, M. Schneider, I. Koutiri, F. Coste, R. Fabbro, C. Charpentier, P. Lefebvre, P. Peyre, Influence of gas atmosphere (Ar or He) on the laser powder bed fusion of a Ni-based alloy, Journal of Materials Processing Technology. 288 (2021) 116851. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116851.
- [78] R. Fabbro, M. Hamadou, F. Coste, Metallic vapor ejection effect on melt pool dynamics in deep penetration laser welding, J. Laser Appl. 16 (2004) 5. https://doi.org/10.2351/1.1642633.
- [79] R. Fabbro, S. Slimani, I. Doudet, F. Coste, F. Briand, Experimental study of the dynamical coupling between the induced vapour plume and the melt pool for Nd–Yag CW laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 39 (2006) 394–400. https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/2/023.
- [80] J. Weberpals, F. Dausinger, Fundamental understanding of spatter behavior at laser welding of steel, in: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, Temecula, California, USA, 2008: p. 704. https://doi.org/10.2351/1.5061334.
- [81] Y. Liu, Y. Yang, S. Mai, D. Wang, C. Song, Investigation into spatter behavior during selective laser melting of AISI 316L stainless steel powder, Materials & Design. 87 (2015) 797–806. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.08.086.
- [82] R. Fabbro, Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, Applied Sciences. 10 (2020) 1487. https://doi.org/10.3390/app10041487.
- [83] R. Cunningham, S.P. Narra, C. Montgomery, J. Beuth, A.D. Rollett, Synchrotron-Based X-ray Microtomography Characterization of the Effect of Processing Variables on Porosity Formation in Laser Power-Bed Additive Manufacturing of Ti-6Al-4V, JOM. 69 (2017) 479–484. https://doi.org/10.1007/s11837-016-2234-1.
- [84] C. Zhao, Q. Guo, X. Li, N. Parab, K. Fezzaa, W. Tan, L. Chen, T. Sun, Bulk-Explosion-Induced Metal Spattering During Laser Processing, Phys. Rev. X. 9 (2019) 021052. https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.021052.
- [85] M. Tang, P.C. Pistorius, J.L. Beuth, Prediction of lack-of-fusion porosity for powder bed fusion, Additive Manufacturing. 14 (2017) 39–48. https://doi.org/10.1016/j.addma.2016.12.001.
- [86] G. Kasperovich, J. Haubrich, J. Gussone, G. Requena, Correlation between porosity and processing parameters in TiAl6V4 produced by selective laser melting, Materials & Design. 105 (2016) 160–170. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.05.070.
- [87] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 49 (2016) 155503. https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503.
- [88] S.A. Khairallah, A.A. Martin, J.R.I. Lee, G. Guss, N.P. Calta, J.A. Hammons, M.H. Nielsen, K. Chaput, E. Schwalbach, M.N. Shah, M.G. Chapman, T.M. Willey, A.M. Rubenchik, A.T. Anderson, Y.M. Wang, M.J. Matthews, W.E. King, Controlling interdependent mesonanosecond dynamics and defect generation in metal 3D printing, Science. 368 (2020) 660–665. https://doi.org/10.1126/science.aav7830.
- [89] R. Fabbro, M. Dal, P. Peyre, F. Coste, M. Schneider, V. Gunenthiram, Analysis and possible estimation of keyhole depths evolution, using laser operating parameters and material properties, Journal of Laser Applications. 30 (2018) 032410. https://doi.org/10.2351/1.5040624

BIBLIOGRAPHIE 53

[90] W.E. King, H.D. Barth, V.M. Castillo, G.F. Gallegos, J.W. Gibbs, D.E. Hahn, C. Kamath, A.M. Rubenchik, Observation of keyhole-mode laser melting in laser powder-bed fusion additive manufacturing, Journal of Materials Processing Technology. 214 (2014) 2915–2925. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.005.

- [91] A.M. Rubenchik, W.E. King, S.S. Wu, Scaling laws for the additive manufacturing, Journal of Materials Processing Technology. 257 (2018) 234–243. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.02.034.
- [92] S. Patel, M. Vlasea, Melting modes in laser powder bed fusion, Materialia. 9 (2020) 100591. https://doi.org/10.1016/j.mtla.2020.100591.
- [93] Z. Gan, O.L. Kafka, N. Parab, C. Zhao, L. Fang, O. Heinonen, T. Sun, W.K. Liu, Universal scaling laws of keyhole stability and porosity in 3D printing of metals, Nat Commun. 12 (2021) 2379. https://doi.org/10.1038/s41467-021-22704-0.
- [94] E. Buckingham, On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations, Phys. Rev. 4 (1914) 345–376. https://doi.org/10.1103/PhysRev.4.345.
- [95] M.M. Francois, A. Sun, W.E. King, N.J. Henson, D. Tourret, C.A. Bronkhorst, N.N. Carlson, C.K. Newman, T. Haut, J. Bakosi, J.W. Gibbs, V. Livescu, S.A. Vander Wiel, A.J. Clarke, M.W. Schraad, T. Blacker, H. Lim, T. Rodgers, S. Owen, F. Abdeljawad, J. Madison, A.T. Anderson, J.-L. Fattebert, R.M. Ferencz, N.E. Hodge, S.A. Khairallah, O. Walton, Modeling of additive manufacturing processes for metals: Challenges and opportunities, Current Opinion in Solid State and Materials Science. 21 (2017) 198–206. https://doi.org/10.1016/j.cossms.2016.12.001.
- [96] S.A. Khairallah, A. Anderson, Mesoscopic simulation model of selective laser melting of stainless steel powder, Journal of Materials Processing Technology. 214 (2014) 2627–2636. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.001.
- [97] S.A. Khairallah, A.T. Anderson, A. Rubenchik, W.E. King, Laser powder-bed fusion additive manufacturing: Physics of complex melt flow and formation mechanisms of pores, spatter, and denudation zones, Acta Materialia. 108 (2016) 36–45. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2016.02.014.
- [98] C. Tang, J.L. Tan, C.H. Wong, A numerical investigation on the physical mechanisms of single track defects in selective laser melting, International Journal of Heat and Mass Transfer. 126 (2018) 957–968. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.06.073.
- [99] S. Kolossov, E. Boillat, R. Glardon, P. Fischer, M. Locher, 3D FE simulation for temperature evolution in the selective laser sintering process, International Journal of Machine Tools and Manufacture. 44 (2004) 117–123. https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2003.10.019.
- [100] A. Foroozmehr, M. Badrossamay, E. Foroozmehr, S. Golabi, Finite Element Simulation of Selective Laser Melting process considering Optical Penetration Depth of laser in powder bed, Materials & Design. 89 (2016) 255–263. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.10.002.
- [101] W. Yan, W. Ge, Y. Qian, S. Lin, B. Zhou, W.K. Liu, F. Lin, G.J. Wagner, Multi-physics modeling of single/multiple-track defect mechanisms in electron beam selective melting, Acta Materialia. 134 (2017) 324–333. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.05.061.
- [102] M. Bayat, A. Thanki, S. Mohanty, A. Witvrouw, S. Yang, J. Thorborg, N.S. Tiedje, J.H. Hattel, Keyhole-induced porosities in Laser-based Powder Bed Fusion (L-PBF) of Ti6Al4V: High-fidelity modelling and experimental validation, Additive Manufacturing. 30 (2019) 100835 https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.100835.
- [103] Q. Chen, G. Guillemot, C.-A. Gandin, M. Bellet, Numerical modelling of the impact of energy distribution and Marangoni surface tension on track shape in selective laser melting of ceramic material, Additive Manufacturing. 21 (2018) 713–723. https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.03.003.

- [104] H. Wang, Y. Zou, Microscale interaction between laser and metal powder in powder-bed additive manufacturing: Conduction mode versus keyhole mode, International Journal of Heat and Mass Transfer. 142 (2019) 118473. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118473.
- [105] A. Queva, G. Guillemot, C. Moriconi, C. Metton, M. Bellet, Numerical study of the impact of vaporisation on melt pool dynamics in Laser Powder Bed Fusion - Application to IN718 and Ti– 6Al–4V, Additive Manufacturing. 35 (2020) 101249. https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101249.
- [106] W. Yuan, H. Chen, T. Cheng, Q. Wei, Effects of laser scanning speeds on different states of the molten pool during selective laser melting: Simulation and experiment, Materials & Design. 189 (2020) 108542. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2020.108542.
- [107] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo, Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 1570–1576. https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/13/320.
- [108] H. Ki, J. Mazumder, P.S. Mohanty, Modeling of laser keyhole welding: Part I. mathematical modeling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple reflections, and free surface evolution, Metall and Mat Trans A. 33 (2002) 1817–1830. https://doi.org/10.1007/s11661-002-0190-6.
- [109] M. Geiger, K.-H. Leitz, H. Koch, A. Otto, A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets, Prod. Eng. Res. Devel. 3 (2009) 127–136. https://doi.org/10.1007/s11740-008-0148-7.
- [110] W.-I. Cho, S.-J. Na, C. Thomy, F. Vollertsen, Numerical simulation of molten pool dynamics in high power disk laser welding, Journal of Materials Processing Technology. 212 (2012) 262–275. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2011.09.011.
- [111] S. Pang, X. Chen, J. Zhou, X. Shao, C. Wang, 3D transient multiphase model for keyhole, vapor plume, and weld pool dynamics in laser welding including the ambient pressure effect, Optics and Lasers in Engineering. 74 (2015) 47–58. https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.05.003.
- [112] N. Kouraytem, X. Li, R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, T. Sun, A.D. Rollett, A.D. Spear, W. Tan, Effect of Laser-Matter Interaction on Molten Pool Flow and Keyhole Dynamics, Phys. Rev. Applied. 11 (2019) 064054. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.064054.
- [113] L. Wang, Y. Zhang, W. Yan, Evaporation Model for Keyhole Dynamics During Additive Manufacturing of Metal, Phys. Rev. Applied. 14 (2020) 064039. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.064039.
- [114] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Transient Dynamics and Stability of Keyhole at Threshold in Laser Powder Bed Fusion Regime Investigated by Finite Element Modeling, Journal of Laser Applications. 33 (2021) 012024. https://doi.org/10.2351/7.0000330.
- [115] A. Masmoudi, R. Bolot, C. Coddet, Investigation of the laser–powder–atmosphere interaction zone during the selective laser melting process, Journal of Materials Processing Technology. (2015) 11. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2015.05.008.
- [116] P. Bidare, I. Bitharas, R.M. Ward, M.M. Attallah, A.J. Moore, Fluid and particle dynamics in laser powder bed fusion, Acta Materialia. 142 (2018) 107–120. https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.09.051.
- [117] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Laser-induced plume investigated by finite element modelling and scaling of particle entrainment in laser powder bed fusion, J. Phys. D: Appl. Phys. 53 (2020) 075306. https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900.
- [118] X. Li, W. Tan, Numerical Modeling of Powder Gas Interaction Relative to Laser Powder Bed Fusion Process, Journal of Manufacturing Science and Engineering. 143 (2021) 054502. https://doi.org/10.1115/1.4048443.

BIBLIOGRAPHIE 55

[119] W. Tan, N.S. Bailey, Y.C. Shin, Investigation of keyhole plume and molten pool based on a three-dimensional dynamic model with sharp interface formulation, J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 055501. https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/5/055501.

- [120] S. Pang, X. Chen, X. Shao, S. Gong, J. Xiao, Dynamics of vapor plume in transient keyhole during laser welding of stainless steel: Local evaporation, plume swing and gas entrapment into porosity, Optics and Lasers in Engineering. 82 (2016) 28–40. https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2016.01.019.
- [121] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder, Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method, J. Phys. D: Appl. Phys. 34 (2001) 364–372. https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/3/320.
- [122] M. Medale, C. Touvrey, R. Fabbro, An axi-symmetric thermo-hydraulic model to better understand spot laser welding, European Journal of Computational Mechanics. 17 (2008) 795–806. https://doi.org/10.3166/remn.17.795-806.
- [123] M. Courtois, M. Carin, P.L. Masson, S. Gaied, M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 505305. https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505305.
- [124] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410.
- [125] M. Bayat, S. Mohanty, J.H. Hattel, Multiphysics modelling of lack-of-fusion voids formation and evolution in IN718 made by multi-track/multi-layer L-PBF, International Journal of Heat and Mass Transfer. 139 (2019) 95–114. https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.003.
- [126] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901. https://doi.org/10.2351/1.5118558.
- [127] A. Matsunawa, J.-D. Kim, N. Seto, M. Mizutani, S. Katayama, Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding, Journal of Laser Applications. 10 (1998) 247–254. https://doi.org/10.2351/1.521858.
- [128] S. Fujinaga, H. Takenaka, T. Narikiyo, S. Katayama, A. Matsunawa, Direct observation of keyhole behaviour during pulse modulated high-power Nd:YAG laser irradiation, J. Phys. D: Appl. Phys. 33 (2000) 492–497. https://doi.org/10.1088/0022-3727/33/5/304.
- [129] M.H. Cho, D. Farson, J.Y. Lee, C.D. Yoo, Laser weld keyhole dynamics, in: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, Jacksonville, Florida, USA, 2001: pp. 925–932. https://doi.org/10.2351/1.5059953.
- [130] M. Dal, R. Fabbro, [INVITED] An overview of the state of art in laser welding simulation, Optics & Laser Technology. 78 (2016) 2–14. https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.09.015.
- [131] E. Stein, R. de Borst, T.J.R. Hughes, eds., Encyclopedia of computational mechanics, John Wiley, Chichester, West Sussex, 2004.
- [132] J. Girardot, Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers ENSAM, 2014. https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01068269.

Chapitre 2

Modélisation et simulation thermohydrodynamique du bain de fusion

Table des matières

2.1	INTRODUCTION	58
2.2	MODÉLISATION ANALYTIQUE DE LA VAPORISATION	58
2.2.1	Rappels théoriques	58
2.2.2	MODÈLE DU PISTON	65
2.2.3	BILAN	71
2.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	71
2.3.1	Hypothèses	71
2.3.2	ÉQUATIONS DE CONSERVATION	72
2.3.3	GÉOMÉTRIE ET CONDITIONS LIMITES	75
2.3.4	CONSIDÉRATIONS NUMÉRIQUES	79
2.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE	79
2.4.1	RAPPELS MÉTHODOLOGIQUES	79
2.4.2	COMPARAISON AVEC LE MODÈLE DU PISTON	80
2.4.3	CAS TEST NUMÉRIQUE	83
2.4.4	ÉTUDES DE SENSIBILITÉ	88
2.5	CONCLUSION	90
DIDI	IOCD A DILLE	01

2.1 Introduction

L'étude des phénomènes thermo-hydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion lors de la fusion laser sélective est l'objet central de ce manuscrit. Compte-tenu des intensités laser généralement mises en œuvre lors du procédé SLM ($\gtrsim 1~\rm MW\cdot cm^{-2}$), cette thématique revient en pratique à étudier comment la vaporisation conditionne l'ILM et l'hydrodynamique du bain de fusion, puisque la pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le métal liquide.

On présentera donc dans ce chapitre les travaux de modélisation (via le modèle du piston) et de simulation numérique de la vaporisation induite lors d'une impulsion laser, schématisée sur la Figure 2-1. Cette première étape est un prérequis à la modélisation d'une ligne de fusion, d'abord parce qu'elle permet d'appréhender dans une configuration simplifiée les effets de la pression de recul sur la formation du bain de fusion, ses champs de vitesse et de température, et sa morphologie. Ensuite, d'un point de vue plus pratique, il est souvent très efficace de « roder » un modèle multiphysique complexe dans une configuration simplifiée, avant de l'utiliser dans une configuration plus complète, mais plus coûteuse en ressources numériques. Nous vérifierons enfin le modèle numérique à l'aide d'un cas test développé avec le CEMEF, qui permet de discuter de l'influence du choix de la méthode de suivi d'interface libre sur les résultats physiques obtenus.

2.2 Modélisation analytique de la vaporisation

2.2.1 Rappels théoriques

2.2.1.1 Relation de Clausius-Clapeyron

D'un point de vue thermodynamique, on caractérise le changement de phase d'un corps pur par sa variation d'énergie libre de Gibbs G:

$$dG = Vdp - SdT (2.1)$$

où V est le volume, p la pression, S l'entropie et T la température². À l'équilibre thermodynamique, les variations d'énergies libres de Gibbs des phases liquide et vapeur s'égalisent :

$$dG_{l} = dG_{v} \Rightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{S_{v} - S_{l}}{V_{v} - V_{l}} = \frac{S_{v}^{m} - S_{l}^{m}}{V_{v}^{m} - V_{l}^{m}}$$
(2.2)

où S_i^m et V_i^m sont respectivement l'entropie et le volume molaire des phases i. Or, l'enthalpie molaire de vaporisation ΔH_v^m s'écrit :

$$\Delta H_v^m = (S_v^m - S_l^m)T = ML_v \tag{2.3}$$

² Dans la suite du manuscrit, nous supposerons cette relation vraie pour les alliages métalliques également.

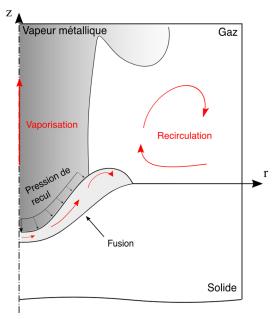


Figure 2-1 Fusion et vaporisation d'une plaque métallique lors d'une impulsion laser.

où M est la masse molaire et L_v est la chaleur latente de vaporisation. De plus, en supposant que $V_v^m \gg V_l^m$ et que la vapeur se comporte comme un gaz parfait, alors on obtient :

$$pV_{v}^{m} = RT \tag{2.4}$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{ML_v}{R} \frac{dT}{T^2} \tag{2.5}$$

L'équation (2.5) est la relation de Clausius-Clapeyron, qui exprime la pression de vapeur saturante du système en fonction de la température ; c'est-à-dire la pression à laquelle, à température T, les phases liquide et vapeurs sont à équilibre thermodynamique. Ainsi, en intégrant cette relation entre T_s (la température de la surface en cours d'évaporation) et T_v (la température d'ébullition à pression atmosphérique), on obtient :

$$p_{sat}(T_s) = p_{sat}(T_v) exp\left[\frac{ML_v}{RT_v}\left(1 - \frac{T_v}{T_s}\right)\right] = p_{atm} exp\left[\frac{ML_v}{RT_v}\left(1 - \frac{T_v}{T_s}\right)\right]$$
(2.6)

où p_{sat} est la pression de saturation et p_{atm} est la pression atmosphérique.

Notons qu'il existe des formulations empiriques de la pression de vapeur saturante. En réécrivant la relation de Clausius-Clapeyron sous forme logarithmique, une mesure de l'enthalpie d'évaporation pour différents couples (p,T) permet de déterminer les constantes A,B et C:

$$log[p_{sat}(T_s)] = A - \frac{B}{T_s} + C \cdot log(T_s)$$
(2.7)

où $C \cdot log(T_s)$ est un terme correctif qui permet d'obtenir de meilleures corrélations expérimentales.

La Figure 2-1 compare la loi de Clausius-Clapeyron à des lois empiriques obtenues pour le nickel et le titane purs [1,2], et il semble que cette première donne une excellente estimation des valeurs expérimentales, en particulier au voisinage de la pression atmosphérique.

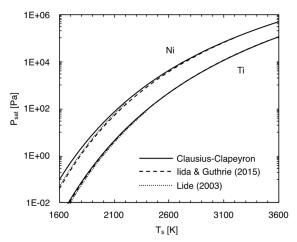


Figure 2-1 Pression de saturation en fonction de la température [1,2].

2.2.1.2 Évaporation hors équilibre

Considérons une interface liquide/vapeur. Au cours de l'évaporation, des particules quittent l'interface côté liquide et rejoignent la phase vapeur. À l'échelle particulaire, on représente ces particules en mouvement à l'aide de la théorie cinétique des gaz, qui associe aux vitesses des particules de gaz une répartition statistique maxwellienne f [3,4] :

$$f = \rho \left(2\pi \frac{RT}{M} \right)^{-3/2} exp\left(-\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2RT/M} \right)$$
 (2.8)

avec $\vec{u} = (u, v, w)$ la vitesse des particules. Ainsi, aux particules quittant l'interface liquide, est associée une distribution maxwellienne f^+ (Figure 2-2). Ces particules entrent en collision avec les particules environnantes, et entre elles. En conséquence, une fraction d'entre-elles recondense vers le liquide. On associe donc à ces dernières une distribution maxwellienne f^- .

À l'équilibre thermodynamique, ou trouve par définition $T_s^l = T_s^v$ et $p_s^l = p_s^v = p_{sat}$. On obtient donc [4]:

$$f_s^- = f_s^+ = \rho_{sat} \left(2\pi \frac{RT_s}{M} \right)^{-3/2} exp\left(-\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2RT_s/M} \right)$$
 (2.9)

où ρ_{sat} est la masse volumique de saturation : $\rho_{sat}(T_s) = p_{sat}M/RT_s$.

En revanche, en cas d'inégalité des flux de particules à l'interface, il existe une zone hors-équilibre de quelques libres parcours moyens au-dessus de l'interface, appelée couche de Knudsen. À l'échelle macroscopique, cette zone est considérée comme une discontinuité hydro-dynamique, aux propriétés $(\rho_{Kn}, T_{Kn}, p_{Kn}) \neq (\rho_{sat}, T_s, p_{sat})$. Comme précédemment, on définit donc à la sortie de la couche de Knudsen f^{Kn} , telle que [3,4]:

³ En réalité, une fraction des particules évaporées se diffuse à travers le gaz ambiant lorsqu'elles entrent en collision avec celui-ci. C'est le régime d'évaporation diffusif. On peut cependant négliger ce mode d'évaporation devant le mode de vaporisation convectif lors des applications laser [3].

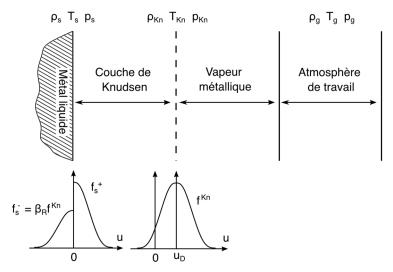


Figure 2-2 Schéma unidimensionnel de la couche de Knudsen. Adapté de [4,5].

$$f^{Kn} = \rho_{Kn} \left(2\pi \frac{RT_{Kn}}{M} \right)^{-3/2} exp \left[-\frac{(u - u_D)^2 + v^2 + w^2}{2RT_{Kn}/M} \right]$$
 (2.10)

où u_D est la vitesse d'entrainement moyenne de la vapeur en sortie de la couche de Knudsen. Cette dernière admet comme solution maximale la célérité locale du son [6] :

$$u_D^{max} = \sqrt{\gamma \frac{RT_{Kn}}{M}} \tag{2.11}$$

avec γ le coefficient adiabatique de la vapeur. À l'interface, on pose finalement le bilan suivant :

$$f_s = \begin{cases} f_s^+, & u > 0 \\ \beta_R f^{Kn}, & u < 0 \end{cases}$$
 (2.12)

où β_R est le coefficient de rétrodiffusion (ou de recombinaison), c'est-à-dire la fraction des particules de vapeur qui recondense lors de l'interaction avec les particules environnantes. β_R caractérise l'intensité du phénomène de vaporisation et théoriquement, il est compris entre 0 et 1. Plus β_R s'éloigne de 1, plus le processus d'évaporation est intense [6].

Finalement, le flux de masse ablatée et la pression à l'interface – les deux grandeurs qui nous intéressent pour appliquer le modèle du piston – se définissent comme [4] :

$$\dot{m} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_{0}^{+\infty} u f_s^+ du + \int_{-\infty}^{0} u \beta_R f^{Kn} du \right\} dv dw \tag{2.13}$$

$$p_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} u^2 f_s^+ du + \int_{-\infty}^0 u^2 \beta_R f^{Kn} du \right\} dv dw \tag{2.14}$$

où par analyse dimensionnelle, on retrouve les bonnes unités de \dot{m} [kg·m⁻²·s⁻¹] et de p_s [Pa].

On distingue ensuite trois cas.

a. Cas 1 : solution simplifiée

On suppose que $u_D \ll u$. Dans ce cas, on montre que le flux d'ablation s'écrit [4]:

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s}} p_{sat}(T_s) - \beta_R \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{Kn}}} p_{sat}(T_{Kn})$$
 (2.15)

Le premier terme correspond au flux « net » d'évaporation, aussi appelé relation de Hertz-Langmuir. Le second terme correspond quant à lui au flux de particules rétrodiffusées. Les calculs d'Anisimov (1968) [7] montrent que dans cette configuration, β_R atteint une limite inférieure non nulle d'environ 0,18 (*i.e.* 18% des particules évaporées se recondensent). Si on suppose de plus que $f^+ \sim f^{Kn}$ (ce qui revient à supposer que $T_{Kn} = T_s$ et $\rho_{Kn} = \rho_s$), alors l'équation (2.15) se simplifie [4] :

$$\dot{m} = (1 - \beta_R) \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s}} p_{sat}(T_s).$$
 (2.16)

Pour la pression à l'interface, l'intégration par parties de l'équation (2.14) donne [4] :

$$p_s = \frac{1}{2} [p_{sat}(T_s) + \beta_R p_{sat}(T_{Kn})]$$
 (2.17)

Idem, en supposant que $f^+ \sim f^{Kn}$, alors l'équation (2.17) devient [4] :

$$p_s = \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_s)$$
 (2.18)

Les équations (2.16) et (2.18) que l'on attribue généralement à Samokhin (1990) [6], sont les expressions les plus souvent retenues dans la littérature pour calculer le flux d'ablation et la pression à l'interface. Elles sont relativement faciles à interpréter et simples d'application.

En revanche, ces solutions ne sont pas correctes lorsque $T_s \sim T_v$. En effet, expérimentalement on observe que la vaporisation débute lorsque $T_s \geq T_v$ [8], impliquant qu'à $T_s = T_v$, $\dot{m} = 0$ et $p_s = p_{atm}$. Pourtant, les équations (2.16) et (2.18), tracées sur les Figure 2-3(a) et Figure 2-3(b) respectivement, donnent $\dot{m} > 0$ et $p_s < p_{atm}$ lorsque $T_s < T_v$, ce qui n'est pas consistent physiquement.

Pour corriger cette incohérence, il y a deux options : soit on reconstruit mathématiquement p_s et \dot{m} au voisinage de T_v , soit on résout complètement les équations (2.13) et (2.14).

b. Cas 2 : solution intermédiaire

On reconstruit mathématiquement p_s et \dot{m} au voisinage de T_v , pour que les nouvelles solutions respectent les conditions limites physiques. Théoriquement, la pression totale appliquée à l'interface

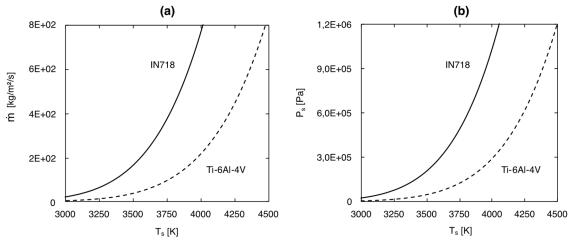


Figure 2-3 (a) Flux d'ablation et (b) pression de recul pour les alliages IN718 et Ti64, pour lesquels T_v vaut respectivement 3188 K et 3558 K [1,2].

liquide/gaz est la somme des pressions du gaz et de recul [8] :

$$p_s = p_g + p_{rec} (2.19)$$

Lorsque $T_s \leq T_v$, la vaporisation n'a pas commencé, donc $p_{rec} = 0$ et $p_s = p_g = p_{atm}$. En revanche, lorsque $T_s \gg T_v$, la vaporisation est si intense que les atomes de vapeur métallique chassent les atomes de gaz ambiant au-dessus de la zone irradiée, si bien que $p_g \to 0$. D'où, $p_s \approx p_{rec}$.

Enfin, entre ces deux régimes limites, $0 < p_g < p_{atm}$, et p_g dépend de l'intensité du processus de vaporisation. En somme, p_s prend la forme suivante :

$$p_{s} = \begin{cases} p_{atm}, & T_{s} \leq T_{1} \\ aT_{s}^{3} + bT_{s}^{2} + cT_{s} + d, & T_{1} < T_{s} \leq T_{2} \\ \frac{1}{2}(1 + \beta_{R})p_{sat}(T_{s}), & T_{s} > T_{2} \end{cases}$$
(2.20)

où T_1 et T_2 sont deux températures qui bornent le régime de vaporisation intermédiaire, avec théoriquement $T_1 \geq T_v$ et $T_2 \gg T_v$. La même méthode peut être appliquée pour corriger l'expression du flux d'ablation.

Cette démarche a été proposée par Pang et al. (2015) [9]. Ils préconisent de choisir T_1 et T_2 tels que l'intervalle $[T_1, T_2]$ soit centré sur une température T_3 , à laquelle la courbe $p_s = p_{atm}$ intersecte la courbe $p_s = p_{rec}$ (Figure 2-4). Deuxièmement, ils recommandent que $(T_2 - T_1)$ n'excède pas 10% de T_3 .

c. Cas 3 : solution complète

On résout complètement les équations (2.13) et (2.14). Les lois de passage à travers la couche de Knudsen (les ratios T_{Kn}/T_s , ρ_{Kn}/ρ_s et p_{Kn}/p_s , ainsi que β_R) sont établies en résolvant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers la couche de Knudsen [3,10]:

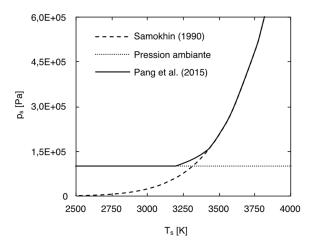


Figure 2-4 Reconstruction de la pression de recul d'après la méthode de Pang [9]. Dans cet exemple, $T_1=3200~{\rm K},\,T_2=3432~{\rm K},\,T_3=3315~{\rm K}.$

$$\frac{T_{Kn}}{T_s} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{\sqrt{\emptyset_{KN}}}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{\sqrt{\emptyset_{KN}}}{2} \right]^2$$
 (2.21)

$$\frac{\rho_{Kn}}{\rho_{sat}} = \sqrt{\frac{T_s}{T_{Kn}}} \cdot \left[\frac{1}{2} (2\phi_{Kn} + 1) \cdot exp(\phi_{Kn}) \cdot erfc(\sqrt{\phi_{KN}}) - \sqrt{\frac{\phi_{KN}}{\pi}} \right] + \frac{1}{2} \frac{T_s}{T_{Kn}} \cdot \left[1 - \sqrt{\pi \phi_{KN}} \cdot exp(\phi_{KN}) \cdot erfc(\sqrt{\phi_{KN}}) \right]$$
(2.22)

$$\beta_R = 1 - \sqrt{2\pi\gamma} \cdot Ma_{Kn}(T_s) \cdot \frac{\rho_{Kn}}{\rho_s} \cdot \sqrt{\frac{T_{Kn}}{T_s}}$$
(2.23)

où \emptyset_{KN} est une fonction du nombre de Mach en sortie de la couche de Knudsen :

$$\phi_{KN} = \frac{\gamma}{2} M a_{Kn}^2(T_s) \tag{2.24}$$

Le ratio p_{Kn}/p_{sat} , se déduit des équations (2.21)-(2.22) et de la loi des gaz parfaits. Les détails du calcul ne sont pas présentés ici, mais la démarche exhaustive est traitée entre autres par Knight (1979) [3], Ytrehus et Østmo (1996) [5], Klassen et al. (2014) [10] et Wang et al. (2020) [11].

Ensuite, par intégration des équations (2.13) et (2.14), on obtient :

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_s}} p_{sat}(T_s) + \beta_R \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{KN}}} p_{sat}(T_{KN}) \left[\sqrt{\pi} \phi_{KN} erfc(\phi_{KN}) - \exp(-\phi_{KN}^2) \right]$$
 (2.25)

$$p_{s} = \frac{1}{2}p_{sat}(T_{s}) + \beta_{R}p_{sat}(T_{KN})\left[\left(\phi_{KN}^{2} + \frac{1}{2}\right)erfc(\phi_{KN}) - \frac{\phi_{KN}}{\sqrt{\pi}}exp(-\phi_{KN}^{2})\right]$$
(2.26)

Les équations (2.25) et (2.26) ressemblent respectivement aux équations (2.16) et (2.18), mais leurs seconds termes sont pondérés par des fonctions du nombre de Mach Ma_{Kn} . L'utilisation de ces lois est donc rendue plus difficile puisqu'il est nécessaire de calculer la fonction $Ma_{Kn}(T_s)$. Ceci

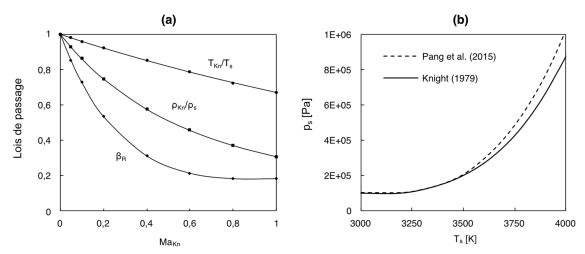


Figure 2-5 (a) Lois de passage à travers la couche de Knudsen calculées par Knight [3]. (b) Comparaison des pressions de recul calculées par les méthodes de Knight [3] et de Pang et al. [9].

suppose de résoudre tout l'écoulement, au-delà de la couche de Knudsen. Ce travail a été réalisé entre autres par Knight [3], et les lois de passage qu'il tabule sont reproduites sur la Figure 2-5.

Sur la Figure 2-5(a), on retrouve bien la limite inférieure du coefficient de recombinaison calculée par Anisimov [7] – égale à 0,18 environ. Ensuite, on remarque que le ratio T_{Kn}/T_s décroit linéairement avec le nombre de Mach, tandis que le ratio ρ_{Kn}/ρ_{sat} décroit beaucoup plus vite, si bien qu'à haute intensité de vaporisation, l'impact de la discontinuité hydrodynamique sur les écoulements n'est plus négligeable. En conséquence, l'hypothèse $f^+ \sim f^{Kn}$ formulée dans les cas 1 et 2 ne tient plus. Cette dernière remarque se vérifie sur la Figure 2-5(b), où les pressions de recul calculées via les méthodes de Pang [9] et de Knight [3] sont comparées. On montre que les deux modèles convergent entre T_v et T_2 , mais que celui de Pang [9] surestime la pression de recul par rapport au modèle de Knight [3] audelà de T_2 .

Dans la suite du manuscrit, sauf mention contraire, nous privilégierons donc la solution analytique « complète », que nous calculerons à partir des travaux de Knight [3].

2.2.2 Modèle du piston

Nous venons de rappeler les bases théoriques du phénomène de vaporisation hors équilibre, qui survient lorsqu'un échantillon d'alliage métallique est irradié par un laser de puissance. À partir de ces outils mathématiques, on peut désormais étudier plus pragmatiquement l'influence de la vaporisation lors d'un tir laser statique sur pleine tôle. C'est l'application du modèle du « piston ».

2.2.2.1 Mise en équation

Considérons une cellule liquide cylindrique irradiée par un faisceau laser top-hat (Figure 2-6). La cellule a une épaisseur δ_l , un rayon R_L (égal au rayon du faisceau laser), et ses surfaces inférieure et supérieure sont à température T_{liq} et $T_s > T_v$ homogènes. Dans cette configuration, le front de vaporisation progresse dans le liquide à vitesse V_v (la vitesse de vaporisation) et la pression de recul a un double effet : (1) éjecter latéralement le métal liquide hors de la zone d'interaction à vitesse V_l (la vitesse d'éjection) et (2) faire progresser la cellule liquide dans le métal solide à vitesse V_d (la vitesse de perçage). Ajoutons à cela quatre hypothèses :

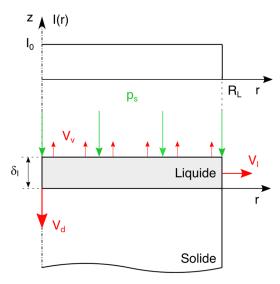


Figure 2-6 Schéma du modèle du piston. On voit l'analogie avec la Figure 2-1.

- Le liquide est non visqueux : $\mu = 0$ Pa.s.
- L'interface liquide/gaz est toujours horizontale.
- On néglige la tension de surface devant la pression de recul.
- Il n'y a pas d'effet Marangoni.

L'étude de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de cette cellule en régime stationnaire est réalisée par le modèle du piston. Cette approche a été initialement proposée par Von Allmen (1976) [12], mais elle a surtout été développée et formalisée par Semak et Matsunawa (1997) [13]. Plus récemment, le modèle a été repris et corrigé par Hirano (2012) [14], et c'est à cette dernière version que nous ferons référence dans ce manuscrit.

a. Étude de la conservation de la masse

Au régime stationnaire, il y a un équilibre entre d'un côté, la masse de solide entrant dans la cellule liquide, et de l'autre côté, la somme des masses de liquide éjecté et évaporé :

$$\rho_s(\pi R_L^2) V_d = \rho_l(2\pi R_L) \delta_l V_l + \rho_l(\pi R_L^2) V_v$$
 (2.27)

où ρ_i est la masse volumique des phases i. L'épaisseur de la cellule liquide s'exprime comme [14] :

$$\delta_{l} = \frac{\alpha_{l}}{V_{d}} ln \left\{ 1 + \frac{\rho_{l} c_{p}^{l} (T_{s} - T_{liq})}{\rho_{s} [c_{p}^{s} (T_{liq} - T_{0}) + L_{m}]} \right\}$$
(2.28)

où c_p^i est la capacité thermique massique des phases i, $\alpha_l = k_l/\rho_l c_p^l$ est la diffusivité thermique du liquide, et k_l est la conductivité thermique du liquide.

En substituant l'expression de δ_l dans l'équation (2.27), on obtient une équation du second degré en V_d , qui après résolution donne :

$$V_{d} = \frac{b + \sqrt{b^{2} - 4ac}}{2a} \qquad avec \qquad \begin{cases} a = \rho_{s}R_{L} \\ b = \rho_{l}R_{L}V_{v} \\ c = -2\rho_{l}V_{l}\alpha_{l} \ln\left\{1 + \frac{\rho_{l}c_{p}^{l}(T_{s} - T_{liq})}{\rho_{s}[c_{p}^{s}(T_{liq} - T_{0}) + L_{m}]}\right\} \end{cases}$$
(2.29)

Ensuite, la vitesse de vaporisation V_v s'exprime comme le rapport entre le flux d'ablation \dot{m} et la masse volumique du liquide :

$$V_v = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \tag{2.30}$$

Notez qu'on utilisera ici l'expression simplifiée de \dot{m} ; nous verrons plus tard que le modèle du piston n'admet pas de solution lorsque $T_s < T_v$. Enfin, on déduit V_l du bilan de quantité de mouvement.

b. Étude de la conservation de la quantité de mouvement

En posant le théorème de Bernoulli dans le repère de la cellule liquide, le long d'une ligne de courant allant de la surface supérieure de la cellule jusqu'au bord de celle-ci, on obtient :

$$p_s = \frac{1}{2}\rho_l V_l^2 + p_{atm} \tag{2.31}$$

$$V_l = \sqrt{\frac{2(p_s - p_{atm})}{\rho_l}} \tag{2.32}$$

On pourrait ajouter au théorème de Bernoulli un terme dissipatif lié à la viscosité du liquide, comme l'a fait Mas (2003) [4]. Cependant, les travaux de Girardot (2014) [15] montrent que les pertes de charge visqueuses sont négligeables devant la pression de recul.

De même que pour \dot{m} , on utilisera ici l'expression simplifiée de p_s . Puisque $V_l \propto (p_s - p_{atm})^{1/2}$, le modèle du piston impose naturellement une température minimale $T_s > T_v$ telle que $p_s \ge p_{atm}$.

c. Étude de la conservation de l'énergie

On ferme le système en résolvant l'équation de conservation de l'énergie :

$$P_{abs} = P_{conv} + P_{vap} + P_{cond} \tag{2.33}$$

où P_{abs} est la puissance la ser absorbée par la cellule liquide, P_{conv} est la puissance évacuée par convection dans le liquide, P_{vap} est la puissance évacuée par va porisation et P_{cond} est la puissance évacuée par conduction dans le solide.

 P_{abs} , P_{conv} , P_{vap} et P_{cond} s'expriment respectivement comme [14]:

$$\begin{cases}
P_{abs} = A_0 P_L = A_0 I_0(\pi R_L^2) \\
P_{conv} = \rho_l (2\pi R_L) \delta_l V_l \left[c_p^s (T_l - T_0) + L_m + c_p^l \left(\frac{T_s + T_{liq}}{2} - T_{liq} \right) \right] \\
P_{vap} = \rho_l (\pi R_L^2) V_v \left[c_p^s (T_l - T_0) + L_m + c_p^l (T_s - T_{liq}) + L_v \right] \\
P_{cond} = \rho_s (\pi R_L^2) c_p^s (T_{liq} - T_0) f(Pe)
\end{cases}$$
(2.34)

où A_0 est l'absorbance normale du matériau, P_L et I_0 sont respectivement la puissance et l'irradiance incidente du laser, T_0 est la température initiale, L_m est la chaleur latente de fusion, T_{liq} est la température du liquidus. De plus, Pe est le nombre de Péclet lié à la vitesse de pénétration du liquide dans le solide :

$$Pe = \frac{R_0 V_d}{\alpha_s} \tag{2.35}$$

Enfin, la fonction f(Pe) est estimée par Hirano [14] comme :

$$f(Pe) = 4Pe^{-0.84} (2.36)$$

d. Procédure d'application

Le problème étant posé, il faut maintenant suivre les quatre étapes suivantes pour se servir du modèle du piston :

- 1) Formuler une hypothèse sur la valeur de T_s .
- 2) Calculer $p_{sat}(T_s)$ et $p_s(T_s)$ via les équations (2.6) et (2.18) respectivement.
- 3) En déduire V_v , V_l puis V_d via les équations (2.30), (2.32) et (2.29) respectivement.
- 4) Calculer P_{conv} , P_{vap} et P_{cond} pour en déduire P_{abs} via le système d'équations (2.34).

On peut également prendre le problème dans l'autre sens, c'est-à-dire imposer une puissance incidente P_L et calculer la température T_s qui satisfait l'équation de conservation de l'énergie. Ainsi, il est possible d'exprimer tous les paramètres du problème $(T_s, V_d, V_v, V_l \text{ et } \delta_l)$, en fonction des paramètres du procédé $(P_L \text{ et } R_L)$ et des propriétés thermophysiques de l'alliage considéré $(A_0, k, \rho, c_p, T_{liq}, T_v, L_m, \text{ et } L_v)$.

2.2.2.2 Cas d'application : $R_L = 50 \mu m$, $I_{abs} \in [0,5; 12] \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$

Appliquons le modèle du piston à un tir statique sur pleine tôle, avec un spot laser de diamètre 100 μ m ($R_L = 50 \mu$ m), pour une gamme d'irradiance absorbée allant de 0,5 MW · cm⁻² à 12 MW · cm⁻², et pour deux alliages métalliques, l'IN718 et le Ti64. Nous avons choisi ici un spot de 100 μ m de diamètre qui correspond à la dimension caractéristique des faisceaux laser en SLM. En revanche nous

balayons une gamme d'irradiance absorbée plus large que celle typiquement rencontrée en SLM, afin d'étudier différents régimes d'interaction. Les propriétés thermophysiques utilisées dans cet exemple sont données dans le Tableau 2-1. Notez que par simplification, les propriétés thermo-dépendantes de ces alliages (cf. Annexe 2) ne seront utilisées que dans les modèles 3D présentés au Chapitre 5.

Propriété	é [unité]	IN718	Ti64	Réf.
A_0	Absorbance normale [-]	0,3	0,39	[16,17]
c_p	Chaleur spécifique $[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$	680	740	[18]
k	Conductivité thermique [W \cdot m $^{\text{-1}} \cdot$ K $^{\text{-1}}]$	26,9	27	[18]
L_m	Chaleur latente de fusion $[J \cdot kg^{-1}]$	$2{,}70\cdot10^{5}$	$2,\!86\cdot 10^5$	[18]
L_v	Chaleur latente de vaporisation $[J \cdot kg^{-1}]$	$6,29 \cdot 10^{6}$	$8,90\cdot 10^6$	[2]
М	Masse molaire [g·mol ⁻¹]	59,47	47,87	[18]
T_{sol} / T_{liq}	Température de solidus / liquidus [K]	1433/1609	1878/1923	[18]
T_v	Température de vaporisation [K]	3188	3558	[2]
α	Diffusivité thermique $[m^2 \cdot s^{-1}]$	$5{,}02\cdot10^{-6}$	$8,\!37\cdot 10^{-6}$	ı
μ	Viscosité dynamique [Pa.s]	$2,0\cdot 10^{-3}$	$2,0\cdot 10^{-3}$	[18]
ρ	Masse volumique [kg \cdot m ⁻³]	7886	4200	[18]
σ	Tension de surface $[N \cdot m^{-1}]$	1,8	1,38	[18,19]
$\partial \sigma/\partial T$	Coefficient thermocapillaire [mN \cdot m ⁻¹]	-0,11	-0.31	[18,19]

Tableau 2-1 Propriétés thermophysiques utilisées pour le modèle du piston.

La Figure 2-7 donne en fonction de l'irradiance absorbée, (a) le bilan de puissance échangée (i.e. la répartition de P_{abs} échangée en P_{conv} , P_{vap} et P_{cond}), (b) la température du front de vaporisation, (c) l'épaisseur de la cellule liquide et les vitesses (d) d'éjection, (e) de perçage et (f) de vaporisation. Indépendamment du matériau testé, on distingue trois régimes d'interaction laser-matière. La gamme d'irradiance surlignée en bleu correspond au procédé SLM.

Tout d'abord, entre $0.5~\mathrm{MW\cdot cm^{-2}}$ et $1~\mathrm{MW\cdot cm^{-2}}$, la puissance incidente est principalement évacuée par conduction dans le solide. Ce régime est caractérisé par une température comparable au point d'ébullition [Figure 2-7(b)], une épaisseur du bain de fusion de plusieurs dizaines voire une centaine de micromètres [Figure 2-7(c)] et des vitesses d'éjection, de perçage et de vaporisation nulles ou quasi nulles [Figure 2-7(d)-(f)]. Il s'agit en fait du régime dit « conductif », où la vaporisation existe puisque $T_s > T_v$, mais dont les effets ne déterminent ni l'hydrodynamique ni la thermique du bain de fusion. Dans notre étude, ce régime est relativement marginal puisqu'on ne l'observe qu'entre $0.5~\mathrm{MW\cdot cm^{-2}}$ et $1~\mathrm{MW\cdot cm^{-2}}$. P_{cond} chute en effet très vite en-dessous de 40% des échanges.

On trouve ensuite entre 1 MW \cdot cm⁻² et 10 MW \cdot cm⁻², un second régime que nous qualifierons de régime de « conduction forcée » [20]. Ce régime est caractérisé par la domination de la convection dans le bain liquide, devant les deux autres processus d'évacuation de la chaleur.

Pour les deux matériaux, jusqu'à 70% de la puissance incidente est évacuée par convection [Figure 2-7(a)]. On distingue deux phases à l'intérieur de ce régime. La première entre 1 MW · cm⁻² et 3 MW · cm⁻², où les pertes par conduction, bien que décroissantes, restent supérieures aux pertes par vaporisation. Ensuite à 3 MWcm², un croisement s'opère entre ces deux contributions, et P_{vap} augmente jusqu'à égaliser P_{conv} .

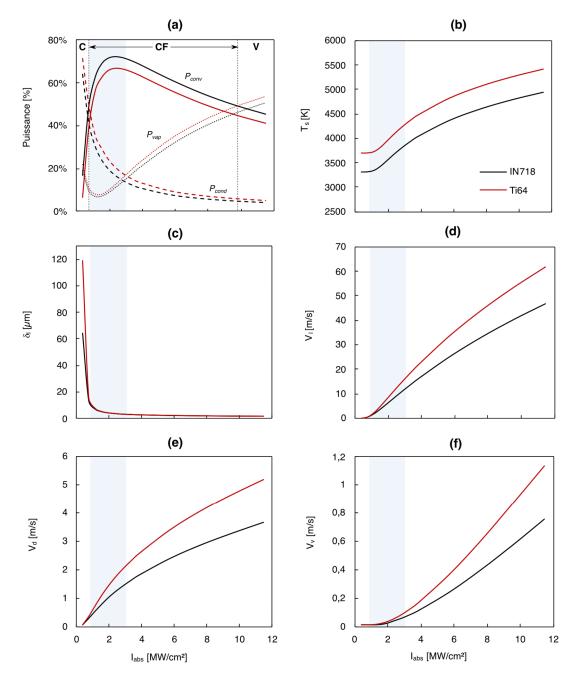


Figure 2-7 Résultats du modèle du piston pour les alliages IN718 et Ti64. (a) Bilan de puissance échangée, (b) température du front de vaporisation, (c) épaisseur de la cellule liquide, (d)-(f) vitesses d'éjection latérale, de perçage et de vaporisation. C, CF et V désignent les régimes de conduction, de conduction forcée et de vaporisation respectivement.

Aussi, à irradiance absorbée donnée, on trouve $T_s^{Ti64} > T_s^{IN718}$ car l'absorbance du Ti64 est 30% plus élevée que celle de l'IN718, et que sa masse volumique est près de deux fois inférieure. On a vu sur la Figure 2-3 qu'à température égale, la vaporisation était plus intense sur IN718 que sur Ti64. Cependant, ici T_s^{Ti64} dépasse suffisamment T_s^{IN718} pour qu'à irradiance absorbée donnée, la situation inverse se produise. On trouve donc que $V_l^{Ti64} > V_l^{IN718}$, $V_d^{Ti64} > V_d^{IN718}$ et $V_v^{Ti64} > V_v^{IN718}$.

Notez également qu'en régime conductif $\delta_l^{Ti64} > \delta_l^{IN718}$ (puisque la diffusivité thermique du Ti64 est 70% supérieure à celle de l'IN718). Cependant, ces grandeurs convergent ensuite vers des valeurs similaires durant le régime de conduction forcée car la vitesse de perçage augmente avec l'irradiance absorbée [équation (2.28)].

Troisièmement, au-delà de 10 MW · cm⁻², le régime est dit « évaporatif ». Les pertes par vaporisation égalisent et dépassent les pertes par convection, et les pertes par conduction deviennent négligeables devant ces deux premières. Par exemple à $I_{abs} = 11,5$ MW · cm⁻², P_{vap} , P_{melt} et P_{cond} représentent respectivement 51%, 45% et 4% des échanges thermiques. Ce régime est également caractérisé par des épaisseurs de bain de fusion très faibles, de l'ordre du micromètre.

2.2.3 Bilan

Le modèle du piston appliqué dans une configuration de SLM « statique » confirme que la pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le bain de fusion, en quantifiant à plus de 60% la puissance évacuée par convection dans le bain. Le modèle du piston donne également les ordres de grandeurs de cinq paramètres qui caractérisent le bain de fusion dans ce régime :

Paramètre [unité]	IN718	Ti64
T_s [K]	3188 - 3900	3558 - 4300
$\delta_l \; [\mu \mathrm{m}]$	3 – 10	3 - 10
$V_l \; [\mathrm{m/s}]$	0 - 15	0 - 20
$V_d [\mathrm{m/s}]$	0 - 1,5	0 - 2
$V_{\nu} [\mathrm{m/s}]$	0 - 0.1	0 - 0.1

Tableau 2-2 Ordres de grandeur de cinq paramètres en régime de conduction forcée.

Si le modèle du piston est relativement facile à implémenter (un tableur suffit), il présente en revanche deux inconvénients. Premièrement, il ignore certains phénomènes physiques tels que la déformation de l'interface liquide/gaz sous l'action de la pression de recul, de la tension de surface et de la contrainte thermocapillaire. Notre modèle numérique sera à même de décrire ces phénomènes, et une comparaison des deux approches permettra d'estimer dans quelle mesure ces simplifications sont préjudiciable à la caractérisation de l'hydrodynamique du bain de fusion. Enfin, et c'est le plus important, le modèle du piston ne donne que l'état stationnaire du bain de fusion, mais ne permet pas de décrire sa dynamique de formation. C'est en cela que la modélisation numérique apporte une valeur ajoutée dans l'étude de l'hydrodynamique du bain de fusion.

2.3 Définition du modèle numérique

2.3.1 Hypothèses

Nous nous plaçons dans une configuration semblable au modèle du piston. Une plaque métallique est irradiée à l'aide d'un faisceau laser focalisé et immobile. Tout comme le modèle du piston donc, on suppose que le problème possède une symétrie cylindrique, autour du l'axe du faisceau laser. De plus, on se place dans une configuration telle que l'interface liquide/gaz est faiblement déformée, si bien qu'on peut ignorer le phénomène de « piégeage de faisceau », traité dans le Chapitre 4.

Le modèle numérique est présenté ici dans sa version la plus complète, avec les équations qui

régissent à la fois les écoulements dans le bain de fusion et dans la vapeur métallique. Cependant, comme ce chapitre est dédié à l'hydrodynamique du bain de fusion, seuls les résultats concernant le bain de fusion seront présentés. Une description des écoulements dans la vapeur métallique sera présentée au Chapitre 5, à travers l'étude du phénomène de dénudation.

2.3.2 Équations de conservation

2.3.2.1 Conservation de l'énergie

On résout l'équation de la chaleur dans les domaines métallique et gazeux :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p (\vec{u} \cdot \vec{V}T) = \vec{V} \cdot (k\vec{V}T)$$
(2.37)

avec c_p , k et ρ respectivement la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la masse volumique. Pour prendre en compte la chaleur latente de fusion, nous introduisons une chaleur spécifique équivalente. Ainsi, on exprime l'enthalpie massique h d'un mélange pâteux (solide-liquide) comme la

$$h_{p\hat{a}t} = (1 - f_{liq})h_s + f_{liq}h_l \tag{2.38}$$

où f_{liq} est la fraction de liquide. Si on suppose que les phases solides et liquides sont incompressibles, alors on peut définir la chaleur spécifique comme :

$$c_p = \frac{\partial h}{\partial T} \tag{2.39}$$

En substituant l'expression de h dans l'équation (2.39), on obtient donc :

moyenne pondérée des enthalpies massiques des phases solide et liquide :

$$c_{p,p\hat{a}t} = \left(1 - f_{liq}\right) \frac{\partial h_s}{\partial T} + f_{liq} \frac{\partial h_l}{\partial T} + (h_l - h_s) \frac{\partial}{\partial T} \{f_{liq}\}. \tag{2.40}$$

Ensuite, en posant $c_{p,s}=\partial h_s/\partial T,\,c_{p,l}=\partial h_l/\partial T$ et $(h_l-h_s)=L_m,$ l'équation (2.40) devient :

$$c_{p,p\hat{a}t} = (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + L_m \frac{\partial f_{liq}}{\partial T}$$
(2.41)

Enfin, on pose la chaleur spécifique équivalente c_p^{eq} :

$$c_p^{eq} = \begin{cases} c_{p,s}, & T < T_{sol} \\ (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + L_m \frac{\partial f_{liq}}{\partial T}, & T_{sol} \le T < T_{liq} \\ c_{p,l}, & T \ge T_{liq} \end{cases}$$

$$(2.42)$$

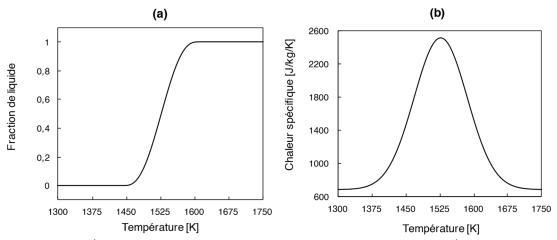


Figure 2-2 (a) Évolution de la fraction de liquide en fonction de la température. (b) Évolution de chaleur spécifique équivalente en fonction de la température.

où T_{sol} et T_{liq} sont respectivement les températures du solidus et du liquidus.

À défaut de connaitre le chemin de solidification dans les conditions du procédé étudié, on suppose en général que celui-ci suit une loi de Heaviside lissée, sur l'intervalle de changement de phase ΔT [21] [Figure 2-2(a)]. Avec cette hypothèse, on peut approximer l'équation (2.41) par :

$$c_{p,p\hat{a}t} = \left(1 - f_{liq}\right)c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + \frac{L_m}{\sqrt{\pi\Delta\tilde{T}^2}}exp\left[-\frac{(T - T_m)^2}{\Delta\tilde{T}^2}\right]$$
(2.43)

où $T_m = (T_{liq} + T_{sol})/2$ et $\Delta \tilde{T}$ est un intervalle de température centré sur T_m . Enfin, si on suppose que les propriétés thermophysiques du solide et du liquide sont égales et constantes, alors l'équation (2.42) se simplifie davantage :

$$c_p^{eq} = c_p + \frac{L_m}{\sqrt{\pi \Delta \tilde{T}^2}} exp \left[-\frac{(T - T_m)^2}{\Delta \tilde{T}^2} \right]$$
 (2.44)

On suit les recommandations de Bonacina et al. (1973) [22] en posant $\Delta \tilde{T} = 0.5\Delta T$ [Figure 2-2(b)].

2.3.2.2 Équations de Navier-Stokes

On suppose que le métal liquide et le gaz environnant sont des fluides Newtoniens et que l'écoulement dans ces milieux est laminaire. Dans ce cas, on calcule le champ de vitesse dans ces milieux à l'aide des équations de Navier-Stokes, i.e. les équations de conservation de la masse (2.45) et de la quantité de mouvement (2.46):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \tag{2.45}$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{V}) \vec{u} = \vec{V} \cdot \left\{ -pI + \mu \left[\vec{V} \vec{u} + (\vec{V} \vec{u})^T \right] - \frac{2}{3} \mu (\vec{V} \cdot \vec{u}) I \right\} + \vec{f}_v$$
 (2.46)

avec μ la viscosité dynamique et \vec{f}_{ν} un terme de force volumique qui diffère selon les phases. Le gaz et la vapeur métallique sont supposés compressibles, tandis que le métal liquide est supposé incompressible. Pour ce dernier, les équations (2.45) et (2.46) se réduisent donc à :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \tag{2.47}$$

$$\rho_{l} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_{l} (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left\{ -pI + \mu_{l} \left[\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^{T} \right] \right\} + \vec{f}_{v}^{l}$$
(2.48)

La transition solide-liquide est modélisée via un terme de Darcy [24]:

$$\vec{f}_v^l = -\frac{\mu_l}{K} \vec{u} \tag{2.49}$$

où K est la perméabilité hydrodynamique de la zone pâteuse.

Pour comprendre l'équation (2.49), il faut considérer la zone pâteuse d'un alliage métallique comme une structure poreuse, constituée d'une matrice solide -i.e. la structure de solidification (dendrites, cellules...) – dans laquelle circule le métal liquide. Plus la perméabilité est grande (plus la structure poreuse laisse circuler le fluide à travers elle), moins le champ de vitesse est pénalisé. La perméabilité de la zone pâteuse doit donc dépendre d'une grandeur caractéristique (comme l'espacement inter-dendritique ou intercellulaire en fonction du type de solidification attendu) et de la fraction de liquide.

L'un des modèles de perméabilité couramment employé dans le domaine de la solidification des alliages métalliques est l'équation de Kozeny-Carman [24] :

$$K = \frac{d_g^2}{180} \cdot \frac{f_{liq}^3 + C_2}{\left(1 - f_{liq}\right)^2} \tag{2.50}$$

avec d_g une dimension caractéristique de la structure de solidification et C_2 une constante infinitésimale destinée à éviter la division par 0. Cette équation est obtenue en estimant que la structure poreuse se comporte comme un empilement de sphères de diamètre d_g . On retrouve bien avec cette loi que plus la structure de solidification est fine, plus l'écoulement du fluide est pénalisé. Aussi, on trouve que dans le liquide $(f_{liq}=1), \|\vec{f_v}^l\|=0$ et l'écoulement n'est pas pénalisée. À l'inverse dans le solide $(f_{liq}=0), K \to 0$ donc $\|\vec{f_v}^l\| \to \infty$ et l'écoulement est « infiniment » pénalisé.

Les équations (2.49) et (2.50) donnent donc une interprétation physique de la pénalisation de l'écoulement du fluide dans la zone pâteuse. On peut aussi voir ce jeu d'équations comme une simple méthode de pénalisation numérique. En effet, en posant $C_1 = 180 \,\mu_l/d_g^2$, l'équation (2.50) devient :

$$\vec{f}_{v}^{l} = -C_{1} \frac{\left(1 - f_{liq}\right)^{2}}{f_{liq}^{3} + C_{2}} \vec{u}$$
(2.51)

où C_1 et C_2 sont désormais deux constantes numériques que l'on règle de façon à pénaliser l'écoulement du fluide dans la zone pâteuse, tout en assurant une stabilité de la méthode numérique.

Dans la littérature, on trouve pour des applications similaires à la nôtre, C_1 de l'ordre de 10^5 à 10^{11} et C_2 qui vaut entre 10^{-5} et 10^{-3} [21,23,25]. Ici, on les fixe à 10^6 et 10^{-6} respectivement.

Enfin côté gaz, la force volumique est tout simplement la gravité :

$$\vec{f}_{\nu}^{g} = \rho_{\nu} \vec{g} \tag{2.52}$$

avec ρ_{v} la masse volumique du mélange vapeur-gaz, qui s'exprime en fonction de la masse molaire moyenne \widetilde{M} du mélange gazeux, qui dépend de la fraction massique locale de vapeur métallique :

$$\rho_{gas} = \frac{p\widetilde{M}}{RT}.\tag{2.53}$$

2.3.2.3 Transport de vapeur métallique

Le transport d'espèces métalliques dans le gaz environnant est modélisé via la loi de Fick:

$$\rho \frac{\partial w_v}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) w_v = \vec{\nabla} \cdot (\rho D_{vg} \vec{\nabla} w_v)$$
(2.54)

où w_v est la fraction massique de vapeur métallique et D_{vg} est la diffusivité massique de la vapeur métallique dans le gaz ambient.

2.3.3 Géométrie et conditions limites

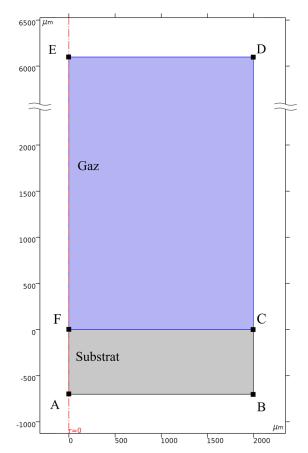
2.3.3.1 Originalité du traitement géométrique

Le domaine de calcul est représenté en Figure 2-3. Il est composé d'un domaine gazeux et d'un domaine métallique (substrat), et le suivi de l'interface métal/gaz est réalisé à l'aide de la méthode ALE (cf. paragraphe 1.4.4.1). Cette dernière est habituellement employée lorsqu'on souhaite modéliser uniquement le substrat. Pour traiter la coexistence entre deux phases, on se dirige généralement vers les méthodes Eulériennes qui proposent naturellement cette description. En revanche, sans traitement numérique dédié, ces dernières imposent une continuité de tous les champs à l'interface. Or, nous avons vu précédemment que l'évaporation sous faisceau laser est caractérisée par une discontinuité hydrodynamique à l'échelle macroscopique.

Pour prendre en compte cette discontinuité hydrodynamique, nous avons couplé ici deux domaines géométriques avec une interface commune, où deux jeux de variables distincts $(p_g, \vec{u}_g, T_g, \rho_g) \neq (p_l, \vec{u}_l, T_l, \rho_l)$ peuvent théoriquement être résolus. De cette façon, on maitrise les conditions de saut que l'on souhaite imposer à l'interface⁴.

Les différentes conditions limites sont résumées ci-dessous.

⁴ À notre connaissance, cette méthode ALE « double domaine » n'avait pas encore été proposée, du moins sous COMSOL Ce travail a fait l'object d'une communication à la conférence COMSOL® 2018 Lausanne [26] et a été reprise dans les travaux de Raja-Kumar [27], présentés à la conférence COMSOL® 2020 Europe.



 ${\bf Tableau~2\hbox{--}3~Conditions~limites~de~la~m\'ethode}$ ${\bf ALE}.$

	Frontière	Maillage mobile (ALE)	
	\mathbf{AF}	$d_r = 0$	
Métal	AB	$d_z = 0$	
Mé	\mathbf{BC}	$d_r = 0$	
	\mathbf{CF}	V - 3 3	
eu	\mathbf{CF}	$V_I = \vec{u}_l \cdot \vec{n}$	
Gaz/vapeu	\mathbf{EF}	$d_r = 0$	
az/r	ED	$d_z = 0$	
Ğ	$^{\mathrm{CD}}$	$d_r = 0$	

 ${\bf Figure~2-3~{\rm Domaine~de~calcul}}.$

Tableau 2-4 Conditions limites physiques.

	Frontière	Thermique	Hydrodynamique	Chimique
	AF	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique
	AB	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	-
Métal	BC	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	-
M	CF	$-k\vec{\nabla}T\cdot(-\vec{n}) = I_{abs} - \dot{m}L_v$	$\begin{split} \left(-pI + \mu \left[\vec{V}\vec{u} + \left(\vec{V}\vec{u}\right)^T \right] \right) \cdot \vec{n} &= \\ - \left(p_s - p_{atm}\right) \cdot \vec{n} &+ \sigma \kappa \vec{n} + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{V}_S T \end{split}$	-
	\mathbf{CF}	Continuité	$\vec{u}_v \cdot \vec{n} = \dot{m}/\rho_v$	$\vec{J} = w_v \rho_v \vec{u}_v$
Gaz	\mathbf{EF}	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique
	ED	Adiabatique	p = 0	Sortie
	$^{\mathrm{CD}}$	Adiabatique	p = 0	Sortie

2.3.3.2 Conditions limites thermiques

On impose un flux thermique à l'interface métal/gaz, représentatif de l'irradiance laser absorbée :

$$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r) g(t) cos(\theta)$$
 (2.55)

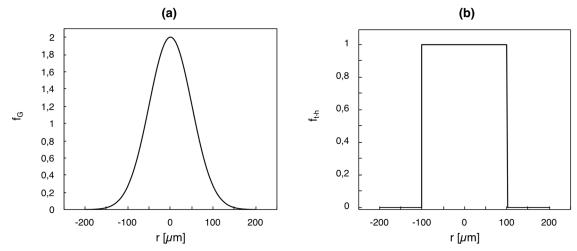


Figure 2-4 Distributions spatiales de l'irradiance laser. (a) Faisceau Gaussien et (b) faisceau top-hat.

où A_0 est l'absorbance normale du matériau irradié, P_L est la puissance du laser, R_L est le rayon du spot laser et θ est l'angle d'incidence du laser, par rapport à la normale sortante de l'interface liquide/gaz. Ce flux est contrebalancé par les pertes thermiques par vaporisation $\varphi_{vap} = \dot{m}L_v$.

On distinguera deux types de distributions spatiales f(r) de l'irradiance laser. La première est la distribution Gaussienne [Figure 2-4(a)] :

$$f_G(r) = 2 \cdot exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right) \tag{2.56}$$

où R_L est le rayon laser dit « à $1/e^2$ », c'est-à-dire la distance à l'axe du laser à laquelle l'irradiance incidente chute en-dessous de 13,5% de l'irradiance maximale ($1/e^2 = 0.135$). La seconde est la distribution d'irradiance homogène « top-hat » [Figure 2-4(b)] :

$$f_{t-h}(r) = \begin{cases} 1, & r \le R_L \\ 0, & r > R_L \end{cases}$$
 (2.57)

Par la suite, nous utiliserons la distribution d'irradiance exacte lorsque celle-ci sera connue et caractérisée par nos soins. À défaut, nous utiliserons les équations (2.56) et (2.57).

Enfin, les distributions temporelles g(t) rencontrées dans tout le manuscrit seront sous la forme (Figure 2-5) :

$$g(t) = 1 - exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \tag{2.58}$$

où τ_m est le temps de montée en puissance.

2.3.3.3 Conditions limites hydrodynamiques

Par conservation de la masse, on écrit à l'interface liquide/gaz [28]:

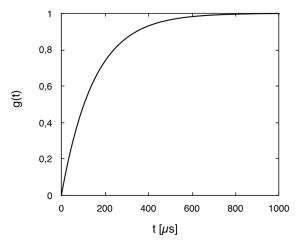


Figure 2-5 Loi de montée en puissance avec $\tau_m=150~\mu \mathrm{s}.$

$$\rho_l(\vec{u}_l \cdot \vec{n} - V_I) = \rho_v(\vec{u}_v \cdot \vec{n} - V_I) = \dot{m}$$
(2.59)

où V_I est la vitesse de l'interface. On en déduit la vitesse d'éjection de vapeur métallique :

$$u_D = \vec{u}_v \cdot \vec{n} = \frac{\dot{m}}{\rho_v} + V_I \tag{2.60}$$

D'après le modèle du piston, V_I est de l'ordre de 0-2 m · s⁻¹ sur la gamme d'irradiance absorbée considérée. Or, si on estime une température de front de vaporisation de 3500 K, alors d'après le modèle de Knight [3], le flux de vaporisation \dot{m} attendu est de l'ordre de 160 kg · m⁻² · s⁻¹, ce qui équivaut à une vitesse de détente \dot{m}/ρ_v de l'ordre de 800 m · s⁻¹. On constate donc que $\dot{m}/\rho_v \gg V_I$, et on peut simplifier la vitesse d'éjection comme :

$$u_D = \frac{\dot{m}}{\rho_v} \tag{2.61}$$

Notez que Knight [3] avait également supposé qu'il n'était pas nécessaire de corriger la vitesse d'éjection par le terme de récession de l'interface liquide/gaz; c'est ce que nous confirmons ici.

En revanche, côté liquide, on impose les contraintes normale et tangentielle, la première prend en compte la pression de recul (p_s) et la tension de surface $(\sigma \kappa)$, et la deuxième correspond à la contrainte de Marangoni $(\partial \sigma/\partial T \vec{\nabla}_s T)$. En somme, on prend donc bien en compte la discontinuité hydrodynamique imposée par la couche de Knudsen grâce au traitement géométrique présenté plus haut, en imposant la pression de recul côté métal et le flux de vaporisation côté gaz. La pression du gaz à l'interface est quant à elle calculée de manière auto-consistante par le modèle numérique.

2.3.3.4 Conditions limites de la méthode ALE

D'après l'équation (2.59), on trouve que la vitesse de l'interface liquide/gaz s'exprime comme :

$$V_I = \vec{u}_l \cdot \vec{n} - \frac{\dot{m}}{\rho_l} \tag{2.62}$$

où \dot{m}/ρ_l est la vitesse de vaporisation, c'est-à-dire la vitesse à laquelle le front de vaporisation progresse dans le liquide – cf. équation (2.30). Or, nous avons vu avec le modèle du piston que cette composante est dix fois inférieure à la vitesse de perçage. Donc on peut négliger cette contribution dans le calcul de la vitesse de l'interface liquide/gaz. L'équation (2.27) devient donc :

$$V_I = \vec{u}_l \cdot \vec{n} \tag{2.63}$$

2.3.4 Considérations numériques

2.3.4.1 Maillage

Pour ne pas encombrer le corps du manuscrit, le maillage utilisé pour résoudre le problème est représenté en Annexe 3. Il est composé d'éléments triangulaires, affinés sur la zone d'interaction lasermatière. Grace à une étude de convergence spatiale, on trouve un bon compromis entre temps de calcul et fiabilité de la solution numérique en maillant les frontières fines avec des éléments de $2 \mu m$, le reste étant maillé avec un taux de croissance de 1,05 à partir des frontières fines et des éléments de $90 \mu m$ aux extrémités du domaine.

2.3.4.2 Paramètres du solveur

Le problème numérique est résolu à l'aide du solveur direct PARDISO, selon une approche fortement couplée. Pour faciliter la convergence du modèle, la Jacobienne est mise à jour à chaque itération. Le schéma temporel sélectionné est la méthode d'Euler implicite (BDF d'ordre 1), choisie pour sa stabilité. On fixe un pas de temps initial de 10^{-8} s et un pas de temps « cible » de 10^{-6} s ; COMSOL ajuste ensuite automatiquement son pas de temps entre ces bornes, de façon à minimiser l'erreur de calcul, au regard des tolérances relatives et absolues fixées respectivement à $5 \cdot 10^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{-4}$ (valeurs par défaut dans COMSOL). Enfin, les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés sur une station de calcul Dell® PowerEdge R640 avec un processeur Intel® Xeon® à 3,2 GHz. Les calculs présentés dans ce chapitre durent 1h à 3h environ.

2.4 Vérification de la méthode numérique

2.4.1 Rappels méthodologiques

Selon l'Institut Américain d'Aéronautique et d'Astronautique (AIAA) [29] et la Société Américaine des Ingénieurs en Génie Mécanique (ASME) [30], un modèle, c'est la représentation d'un système physique sous la forme d'un système d'équations, qui aide à comprendre et à prédire son comportement.

Ensuite, un modèle numérique, c'est la transposition de ce concept en un outil numérique capable

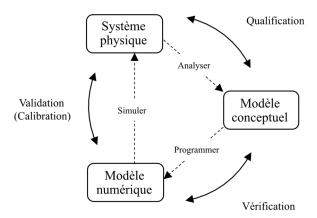


Figure 2-6 Phases de modélisation et de simulation d'un système physique. Adapté de [29].

de simuler le système réel. S'assurer que le modèle numérique se comporte en adéquation avec le modèle sous-jacent (indépendamment de sa validité vis-à-vis du procédé réel) c'est la phase de *vérification*. S'assurer que celui-ci s'accorde avec le réel, c'est la phase de *validation* (Figure 2-6).

Par l'intermédiaire de ces deux étapes, on qualifie le modèle, en estimant dans quelles mesures ce dernier représente fidèlement la réalité. En cas de faiblesse du modèle, on peut soit l'enrichir en reprenant les étapes d'observation et d'analyse soit, lorsque certains paramètres ou phénomènes physiques sont inconnus *a priori*, le calibrer pour qu'il demeure tout de même prédictif, mais à un degré plus restreint qu'avec la validation. En pratique, les deux étapes de validation et calibration sont menées conjointement.

Le modèle numérique du bain de fusion est d'abord comparé au modèle analytique du piston, puis au modèle numérique développé au CEMEF [31–33]. L'AIAA préconise de comparer deux codes qui résolvent exactement les mêmes jeux d'équations. Le « benchmark » que nous présentons ici est un peu différent puisque les modèles comparés ont leurs spécificités. Il s'agit donc d'une comparaison entre deux solutions numériques au sens large, qui répondent à un même problème physique. Cette méthodologie différente permet ici d'étudier comment la différence de suivi d'interface libre, se traduit dans les résultats obtenus. Enfin, on réalise une étude de sensibilité des dimensions des zones fondues aux variations des principales propriétés thermophysiques et des paramètres de pénalisation de Darcy.

2.4.2 Comparaison avec le modèle du piston

Le modèle numérique est utilisé dans les mêmes conditions paramétriques que le modèle du piston. L'IN718 y est utilisé comme matériau d'application, avec les propriétés thermophysiques du Tableau 2-1. Le faisceau laser incident présente une distribution d'irradiance homogène de 100 μ m de diamètre et l'irradiance absorbée varie entre 1 MW · cm⁻² et 3 MW · cm⁻². On impose également un temps de montée τ_m de 30 μ s pour faciliter la convergence numérique.

La Figure 2-7 montre un exemple représentatif de l'hydrodynamique du bain de fusion obtenue dans ces conditions. Sont représentés sur la colonne de gauche, la fraction de liquide et le champ de vitesse dans le bain à différents instants, et sur la colonne de droite le champ thermique à ces mêmes instants.

En début d'interaction la ser-matière ($t=20~\mu s$), lorsque la pression de recul ne s'applique pas encore sur la surface du bain ($T_s < T_v$), l'interface liquide/gaz est parfaitement plane. C'est le régime

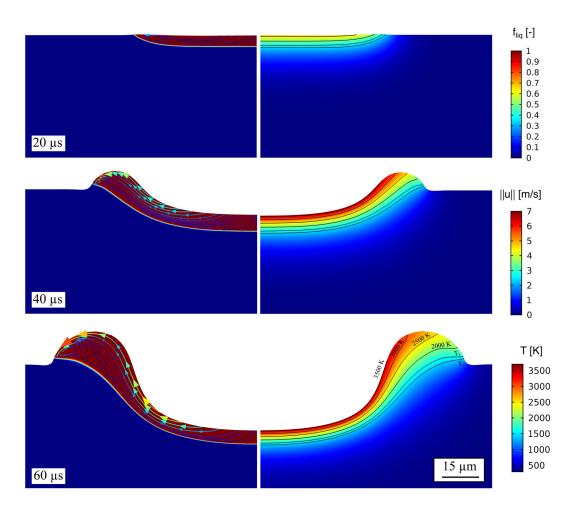


Figure 2-7 Fraction de liquide, champ de vitesse (colonne de gauche) et champ thermique (colonne de droite) dans le bain liquide à différents instants de l'interaction laser-matière lorsque $I_{abs}=1.8~\mathrm{MW/cm^2}$.

conductif. Du fait de la distribution homogène de l'irradiance absorbée, le bain possède une forme quasi-cylindrique, très proche de la géométrie de la cellule liquide supposée dans le modèle du piston. Dans cette phase de l'interaction, la convection dans le bain de fusion est essentiellement assurée par la convection thermocapillaire, qui entraı̂ne le métal liquide du centre de la zone d'interaction à la périphérie du bain de fusion. La vitesse maximale dans le fluide est alors de 3 m \cdot s⁻¹ environ.

Lorsque la température atteint et dépasse le point d'ébullition de l'alliage, une déflexion relativement peu profonde se forme au centre de la zone d'interaction ($t=40~\mu s$). La forme très rectangulaire du capillaire est là encore le résultat de la distribution homogène de l'irradiance incidente. La température à l'interface liquide gaz est d'ailleurs relativement homogène sur toute cette zone. Aussi, même si l'interface liquide/gaz n'est pas horizontale sur toute sa largeur, sa zone centrale est tout de même quasi-horizontale sur une largeur équivalente à la largeur du spot laser.

Le métal liquide provenant de cette cellule est éjecté latéralement par la pression de recul et vient alimenter un bourrelet en périphérie de la ZF, dont le volume augmente avec le temps. À $t=60~\mu s$, le métal liquide atteint en sortie de cette zone horizontale une vitesse d'éjection de l'ordre de 5 m · s⁻¹. La vitesse maximale dans le bain (~ 7 m · s⁻¹) est cependant atteinte en sa périphérie, dans la zone de gradient thermique tangentiel maximal, donc là où la convection thermocapillaire est la plus importante. Ainsi, la zone éclairée par le faisceau est à température relativement homogène (~ 3600 K), alors qu'au niveau du bourrelet, elle décroit de 2000 K sur une longueur de 20 μ m environ. Le gradient tangentiel est donc de l'ordre de 10^8 K/m.

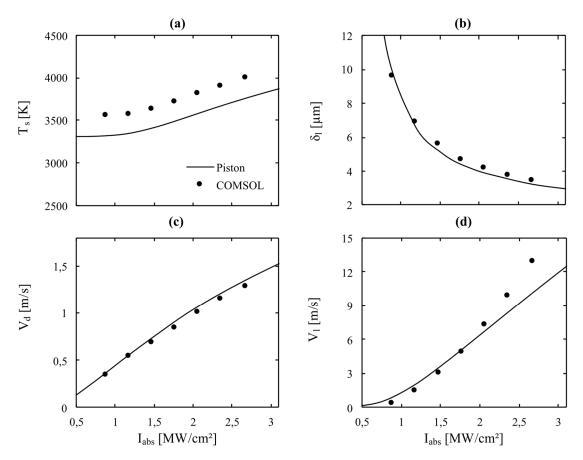


Figure 2-8 Comparaison des résultats du modèle du piston avec ceux obtenus par simulation numérique en régime stationnaire.

Une simulation complémentaire réalisée dans cette configuration, mais sans la convection thermocapillaire produit rigoureusement les mêmes résultats (sauf la vitesse maximale en périphérie de bain). En fait, même si l'effet Marangoni produit les plus grandes vitesses dans le bain, il a un effet mineur sur l'hydrodynamique en régime de conduction forcée.

La Figure 2-8 compare ensuite les grandeurs caractéristiques calculées avec le modèle du piston et avec notre modèle numérique.

La Figure 2-8(a) compare d'abord la température du front de vaporisation, supposée homogène par le modèle du piston, à la température maximale dans le bain obtenue par simulation numérique. Comme vu précédemment, la température de la zone d'interaction laser-matière est relativement homogène, donc la température maximale en est assez représentative. Les deux courbes suivent exactement la même tendance, mais avec un décalage constant d'environ 230 K, soit l'équivalent de 10% de T_v . À cette échelle de température et compte-tenu des différences qui existent entre ces deux modèles, un écart de 10% n'est pas très significatif.

La Figure 2-8(b) compare ensuite l'épaisseur de bain fondu estimée par le modèle du piston à l'épaisseur du bain fondu sur l'axe de symétrie obtenue par simulation numérique. Là encore, les deux modèles s'accordent parfaitement. On retrouve bien que l'épaisseur du bain décroit entre 10 μ m et 3 μ m lorsque l'irradiance absorbée augmente de 1 MW · cm⁻² à 3 MW · cm⁻². Aussi, puisque l'épaisseur du bain est inversement proportionnelle à la vitesse de perçage d'après l'équation (2.28), on trouve que la vitesse de perçage sur l'axe de symétrie estimée par le modèle numérique s'accorde avec le calcul analytique dans les mêmes proportions [Figure 2-8(c)].

Enfin, la Figure 2-8(d) compare la vitesse d'éjection latérale dans le bain de fusion calculée analytiquement – supposée constante dans toute l'épaisseur de la cellule liquide – avec la vitesse d'éjection maximale obtenue numériquement. Là encore, la comparaison n'est pas directe. Nous avons défini la vitesse d'éjection comme la vitesse maximale en sortie de la zone horizontale, de façon à exclure la contribution du courant de Marangoni qui est maximale en périphérie du bain. Malgré la différence d'observables, on trouve là encore une grande similitude entre les tendances et les ordres de grandeurs obtenus par les modèles analytiques et numériques.

En somme, cette comparaison permet à la fois, de vérifier notre modèle numérique en régime stationnaire, mais aussi de constater que le modèle du piston donne une excellente approximation du problème à résoudre, malgré les hypothèses simplificatrices. Dans la suite du manuscrit, nous chercherons à vérifier le comportement transitoire du modèle numérique. Le modèle du piston n'étant plus d'aucune utilisé pour cette tâche, nous avons mis en place un cas test numérique avec le CEMEF.

2.4.3 Cas test numérique

2.4.3.1 Définition du cas test

Lorsqu'on développe un « benchmark » numérique, on s'arrange en général pour définir un cas test « minimum », dans une configuration la plus simplifiée possible, mais qui reste pertinente vis-à-vis du problème complet à résoudre. En ce sens, le modèle de tir statique pleine tôle à propriétés constantes constitue déjà un bon cas test. Cependant, pour simplifier davantage le problème, nous avons opté pour une expression réduite de la pression de recul :

$$p_s = \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_{s1}) \exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right)$$
 (2.64)

où $T_{s1} = T_v + 300$ K. Avec cette expression, la pression de recul n'est pas calculée de façon autoconsistante en fonction de la température de l'interface liquide/gaz. Son amplitude maximale est en revanche fixée par $P_{sat}(T_{s1})$ et elle suit une distribution Gaussienne, tout comme l'irradiance laser.

Le Tableau 2-5 résume la paramétrie choisie pour ce cas test numérique. Celle-ci est proche des paramètres retenus lors de la validation du modèle, que nous présenterons dans le Chapitre 5.

Param	nètre [unité]	Valeur(s)
P_L	Puissance laser [W]	50, 100, 200
R_L	Rayon du faisceau laser [µm]	75
$ au_m$	Temps de montée [µs]	100
t_p	Durée de l'impulsion laser [µs]	1000

Tableau 2-5 Paramètres du cas test.

Enfin, le Tableau 2-6 synthétise les spécificités numériques des deux codes comparés.

	PIMM	CEMEF
Surface libre	ALE	LS ($\frac{1}{2}$ épaisseur = 5 μ m)
Thermique		
Apport de chaleur	$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f_G(r) g(t) \vec{n} \cdot \vec{z}$	$Q_{abs} = A_0 \frac{P}{\pi R_0^2} f_G(r) g(t) \delta(\boldsymbol{\psi}) \vec{n} \cdot \vec{z}$
Chaleur latente de fusion	Chaleur spécifique équivalente [équation (2.44)]	Loi enthalpique $h = f(T, L_m) [33]$
Pertes par vaporisation	$arphi_{vap}=\dot{m}L_v$	$Q_{vap} = \dot{m}L_v \delta(\boldsymbol{\psi})$
Hydrodynamique		
Pénalisation dans le solide	Terme de Darcy [équation (2.51)]	Viscosité artificielle du solide $\mu_s = f(T) \ [33]$
Tension de surface	$\vec{f} = \sigma \kappa \vec{n} + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{V}_S T$	$\vec{f} = \left(\sigma\kappa\vec{n} + \frac{\partial\sigma}{\partial T}\vec{V}_ST\right)\boldsymbol{\delta}(\boldsymbol{\psi})$
Pression de recul	$p_s = \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_{s1}) exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right)$	$p_s = \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_{s1}) exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right) \delta(\boldsymbol{\psi})$
Autres	-	Correction de la conservation de la masse.Maillage adaptatif.

Tableau 2-6 Différences entre les modèles de PIMM et du CEMEF.

2.4.3.2 Résultats

a. Morphologie du bain de fusion et champ de vitesse

Pour chaque puissance simulée, on compare sur la Figure 2-9 les champs de fraction de liquide et de vitesse dans les bains de fusion obtenus en fin d'interaction $(t = t_p)$.

Premièrement, on constate qualitativement que les formes des bains de fusion calculées par les deux modèles sont quasiment identiques. On retrouve la forme caractéristique des bains de fusion en régime de conduction lorsque $P_L = 50$ W et en régime de conduction forcée lorsque $P_L = 100$ W et $P_L = 200$ W. On retrouve également la boucle de recirculation typique de l'écoulement de Marangoni en périphérie du bain de fusion. En revanche, par rapport au cas top-hat simulé précédemment, les bains ont une forme semi-sphérique, du fait de la distribution Gaussienne de l'irradiance incidente.

Ensuite, la Figure 2-10 donne l'évolution des dimensions et du volume des bains de fusion en fonction du temps.

On note tout d'abord l'excellent accord entre les deux modèles concernant les dimensions du bain

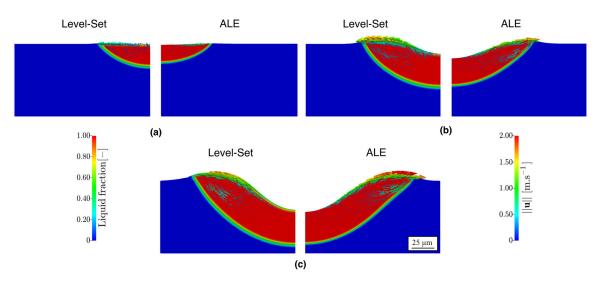


Figure 2-9 Fraction de liquide et champ de vitesse dans le bain de fusion à $t=t_p$ (coupes transversales) pour $P_L=50~{\rm W},\,P_L=100~{\rm W}$ et $P_L=200~{\rm W}.$

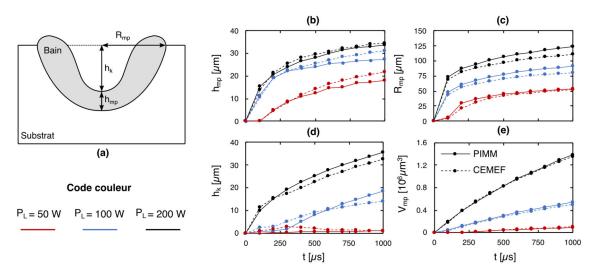


Figure 2-10 (a) Définition des dimensions du bain de fusion. (b)-(d) Évolution des dimensions du bain de fusion au cours de l'interaction (épaisseur du bain, profondeur du capillaire et rayon du bain respectivement). (e) Évolution du volume de métal fondu au cours de l'interaction.

et leur évolution au cours du temps. À la fin de l'interaction laser-matière, les écarts relatifs constatés sur les dimensions du bain de fusion valent en moyenne entre 8% et 16%. On constate ensuite que les écarts observés en fin de simulation ont toujours le même signe, quelle que soit la puissance : notre modèle prédit toujours des bains de fusion plus larges et moins épais que le modèle du CEMEF, avec un capillaire de vapeur systématiquement plus profond.

Pour comprendre ces différences, il faut rappeler qu'avec l'approche LS implémentée par le CEMEF, tous les termes surfaciques sont intégrés sur une épaisseur d'interface non nulle. Ils sont en quelque sorte « convertis » en termes volumiques via la fonction Dirac. Théoriquement, plus l'épaisseur d'interface liquide/gaz tend vers zéro, plus les termes volumiques sont représentatifs des termes surfaciques, mais au prix d'un temps de calcul important (du fait de la taille des mailles qui doit être adaptée en conséquence) et de difficultés de convergence numérique. Puisque l'épaisseur de l'interface LS n'est jamais nulle, alors tout l'enjeu est de calibrer cette dernière de façon à trouver un compromis entre la représentativité des phénomènes physiques et le coût numérique. Ici, le cas test a

permis de calibrer la demi-épaisseur d'interface LS à 5 μ m (cf. Annexe 4). Cependant, la diffusion des contraintes à l'interface atténue leurs effets sur l'écoulement du métal liquide.

En conséquence, en régime conductif, la librairie CimLib tend à simuler des bains moins larges et plus profonds que le modèle COMSOL, parce que la contrainte de Marangoni (de coefficient thermocapillaire négatif) est diffusée à l'interface. De même en régime de conduction forcée, la librairie CimLib tend à simuler des bains moins larges, plus épais et avec des capillaires moins profonds que le modèle COMSOL, parce que l'effet de la pression de recul sur l'hydrodynamique du bain est diffusé à travers l'interface LS également, et que la vitesse surfacique résultante est sous-évaluée.

Cependant, malgré ces différences de dimensions, les volumes fondus sont identiques, ce qui montre que la même quantité d'énergie est bien absorbée par le matériau, quelle que soit l'approche de modélisation.

On trouve enfin un résultat apparemment en contradiction avec le modèle du piston. Ainsi, en régime stationnaire, l'épaisseur du bain de fusion augmente avec la puissance incidente. Ce résultat s'explique par le fait que la pression de recul n'est pas calculée de façon auto-consistante, en fonction de la température de la surface du bain. Si bien que lorsque $P_L = 200$ W, la température maximale dans le bain atteint 3700 K, ce qui est supérieur à T_{s1} , la valeur de température qui fixe l'amplitude maximale de la pression de recul simplifiée [équation (2.64)]. Cette dernière et l'épaisseur du bain sont donc sous-estimées par rapport à leurs valeurs physiques.

b. Champ de température

De manière similaire, on compare sur la Figure 2-11 les champs de température obtenus en fin d'interaction laser-matière.

Tout d'abord, malgré les écarts observés sur les dimensions des bains de fusion, les champs thermiques obtenus par les deux modèles présentent une excellente concordance. La distribution identique des isocontours de température (T_{sol} , T_{liq} , 2000 K, 2500 K et 3000 K) entre les deux modèles renforce particulièrement ce constat.

Plus quantitativement, on trace sur la Figure 2-12 les profils de température en fonction de la profondeur dans le métal ; ceux-ci sont quasiment confondus. De même, l'évolution de la température maximale dans le bain de fusion (au centre de la zone d'interaction) tracée sur la Figure 2-12(d) indique que les deux modèles prédisent les mêmes dynamiques de chauffe. La température augmente rapidement au cours des premières 150 µs, avant d'atteindre le régime stationnaire.

En régime conductif, le plateau de température est atteint après environ $850 \,\mu s$, indiquant que l'équilibre entre la puissance laser apportée et les puissances transférées par conduction et convection (la vaporisation étant négligeable d'après le modèle du piston) est établi.

En régime de conduction forcée, le plateau est atteint dès que la pression de recul s'exerce à la surface du bain liquide, la convection étant le principal mécanisme de transfert chaleur dans ce régime.

Enfin, quels que soient les régimes d'interaction, les écarts obtenus entre les deux modèles sur la température atteinte en régime stationnaire n'excèdent pas 6 %, ce qui est inférieur à ce que l'on obtenait en comparaison du modèle du piston.

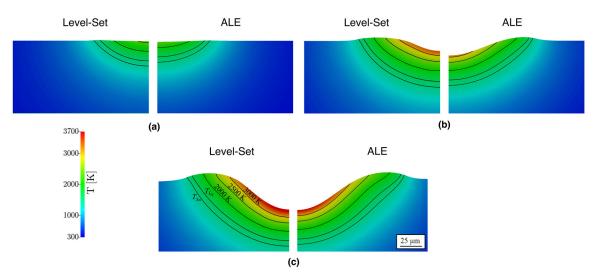


Figure 2-11 Champ de température et isocontours $(T_{sol}, T_{liq}, 2000 \text{ K}, 2500 \text{ K} \text{ et } 3000 \text{ K})$ à $t = t_p$ (coupes transversales) pour $P_L = 50 \text{ W}, P_L = 100 \text{ W} \text{ et } P_L = 200 \text{ W}.$

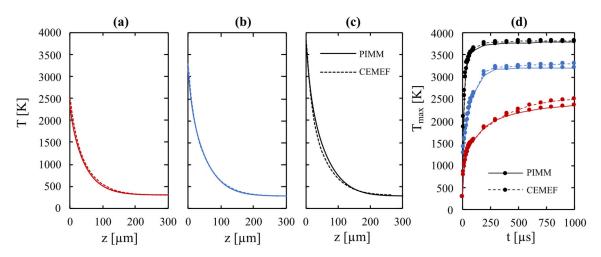


Figure 2-12 (a)-(c) Température en fonction de la profondeur sur l'axe de symétrie. (d) Température maximale dans le bain de fusion en fonction du temps. Code couleur identique à la Figure 2-10.

c. Bilan

Les deux modèles numériques présentent des comportements identiques. La différence de gestion de l'interface libre (LS contre ALE) entraı̂ne des différences principalement sur l'hydrodynamique du bain de fusion. Puisqu'il atténue les effets de la contrainte thermocapillaire et de la pression de recul, le modèle LS tend à sous-estimer les vitesses de convection dans le bain liquide par rapport au modèle ALE, et prédit en conséquence des bains de fusion moins larges, plus épais et avec des capillaires de vapeur moins profonds. Toutefois, ces différences sont relativement mineures, et n'excèdent pas 16%.

En revanche, la thermique est identique, l'effet de diffusion de l'interface LS n'a que peu d'impact sur les champs de température et sur le volume fondu. Nous vérifions ici que les deux modèles numériques se comportent donc en adéquations avec les jeux d'équations que nous avons imposés.

La dernière étape de vérification consiste à étudier la sensibilité du modèle aux propriétés thermophysiques et aux paramètres numériques.

2.4.4 Études de sensibilité

2.4.4.1 Sensibilité des dimensions des zones fondues aux propriétés du substrat

Nous avons étudié la sensibilité des dimensions des bains de fusion obtenues par simulation, à une variation de ± 10 % des propriétés physiques de l'IN718, autour des valeurs nominales reportées dans le Tableau 2-1.

On analyse d'abord les variations relatives de la profondeur du bain de fusion [Figure 2-13(a)]. En classant les propriétés thermophysiques par ordre de sensibilité, on distingue trois groupes.

Le premier groupe se réduit à l'absorbance normale du matériau, pour laquelle une variation de 10% implique une variation relative de la profondeur du bain de 10%. On notera ici que l'absorbance est une propriété thermophysique du « premier ordre », c'est-à-dire que le modèle numérique est très sensible à ses variations. Ce résultat était attendu puisque le modèle du piston montre que toute la dynamique de pénétration du bain de fusion est pilotée par la densité de puissance absorbée, donc par le coefficient d'absorption. Par ailleurs, on retrouve bien le fait que la profondeur de fusion dépend linéairement de la puissance absorbée.

Notez également que ce résultat est d'autant plus décisif que le phénomène d'absorption est modifié lorsque les réflexions multiples du rayonnement incident surviennent au régime de keyhole (cf. Chapitre 4). Une description « fine » de l'interaction laser-matière est donc nécessaire si l'on souhaite prédire et analyser ce qui se produit au-delà des régimes de conduction et de conduction forcée (cf. Chapitre 5).

Ensuite, le deuxième groupe est composé des propriétés thermophysiques pour lesquelles une variation de 10% implique une variation de la profondeur du bain autour de 4%. Il s'agit de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique, de la masse volumique ainsi que de la chaleur latente de vaporisation. Ces quatre grandeurs interviennent dans le calcul des transferts par conduction dans le solide et par vaporisation, dont on a vu qu'elles jouaient un rôle secondaire dans le régime d'interaction étudié (par rapport à la convection pilotée par la pression de recul).

Le troisième groupe réunit enfin quatre propriétés thermophysiques dont une variation de 10% implique une variation de la profondeur du bain de fusion relativement négligeable, inférieure ou égale

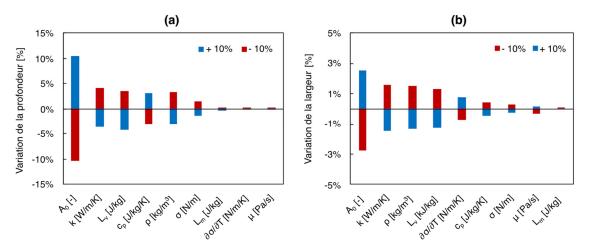


Figure 2-13 Analyse de la sensibilité de (a) la profondeur et (b) la largeur du bain de fusion, à une variation de \pm 10% des propriétés thermophysiques. Étude réalisée à partir du cas P=500 W.

à 1%. On retrouve la tension de surface, le coefficient thermocapillaire, la viscosité dynamique et la chaleur latente de fusion. Notez qu'à part cette dernière, ces propriétés n'interviennent pas dans le modèle du piston.

Concernant la largeur du bain de fusion, l'analyse est similaire, mais pour toute variation de 10% des propriétés thermophysiques, les variations de largeur du bain de fusion sont toujours inférieures à 10%. [Figure 2-13(b)]. La largeur du bain est donc moins sensible que la profondeur du bain aux petites variations des propriétés thermophysiques en régime de conduction forcée. Ce constat paraît logique si on considère que la dynamique de formation du bain de fusion dans ce régime est analogue à celle du perçage, c'est-à-dire dirigée selon l'axe du laser. On retrouve donc comme précédemment l'absorbance du matériau comme paramètre le plus sensible du modèle, mais à hauteur de 3% seulement. La variation des autres propriétés donne ensuite une variation de la largeur du bain de l'ordre de 1%, ce qui est encore une fois marginal.

2.4.4.2 Sensibilité des dimensions des zones fondues aux coefficients de Darcy

Discutons ensuite de la sensibilité des dimensions du bain de fusion aux paramètres de pénalisation de Darcy C_1 et C_2 [équation (2.51)]. Pour rappel, le paramètre C_2 permet d'éviter la division par zéro, tandis que le rapport C_1/C_2 fixe l'amplitude de pénalisation lorsque la fraction de liquide tend vers zéro.

On compare sur la Figure 2-14 les contours des bains de fusion obtenus en faisant varier C_2 entre 10^{-4} et 10^{-7} , puis C_1 entre 10^4 et 10^7 , au cas de référence ($C_1 = 10^6$ et $C_2 = 10^{-6}$).

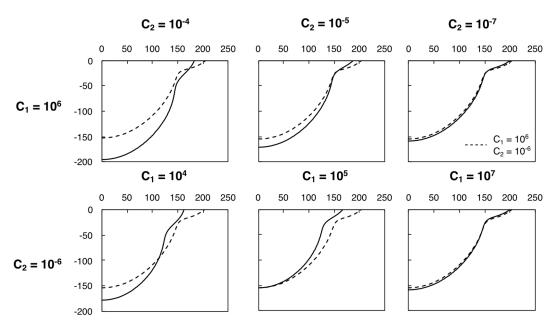


Figure 2-14 Contours des zones fondues obtenues pour différents couples (C_1, C_2) .

On constate que le modèle converge. En effet, la forme du bain de fusion se stabilise à partir de la configuration de référence – ce qui est rassurant – soit pour un rapport C_1/C_2 qui vaut 10^{12} . Audelà, la forme du bain de fusion ne change plus mais le modèle connaît des difficultés de convergence numérique. La configuration choisie est donc un bon compromis entre pénalisation du champ de vitesse dans le solide et convergence numérique.

2.5 Conclusion

Nous avons présenté les travaux de modélisation et de simulation des phénomènes thermohydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion lors d'une impulsion laser.

Grace au modèle du piston, nous avons d'abord vérifié que la pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le bain de fusion en régime de conduction forcée, puisque plus de 60% de la puissance incidence est évacuée par convection dans le bain. Les ordres de grandeurs calculés à l'aide de ce modèle analytique nous ont ensuite permis de simplifier et de vérifier notre modèle numérique au régime stationnaire. Le cas test défini avec le CEMEF a enfin complété cette vérification en régime transitoire. Il nous a également permis de discuter de l'impact du choix de la méthode de suivi de l'interface libre sur les résultats physiques obtenus. Nous avons ainsi montré que la méthode LS tend à sous-évaluer, par effet de diffusion, l'impact des contraintes hydrodynamiques (pression de recul, effet thermocapillaire) sur les écoulements dans le bain. Le volume de matière fondu reste logiquement inchangé, en revanche, les bains de fusions simulés sont systématiquement moins larges et les capillaires sont moins profonds.

Le modèle développé à ce stade est une version simplifiée du problème thermo-hydrodynamique que l'on se donne pour objectif de résoudre. Par exemple, nous n'avons pas encore introduit de lit de poudre, et nous avons opté pour une description analytique simplifiée de l'apport de chaleur, limitée au régime de conduction forcée. Ces deux thématiques seront traitées dans les Chapitre 3 (modèle équivalent de lit de poudre) et Chapitre 4 (prise en compte des multi-réflexions au sein du capillaire de vapeur) respectivement.

BIBLIOGRAPHIE 91

Bibliographie

[1] T. Iida, R.I.L. Guthrie, The thermophysical properties of metallic liquids, First edition, Oxford University Press, United Kingdom, 2015.

- [2] D.R. Lide, D.R. Lide, eds., CRC handbook of chemistry and physics, 84th ed, CRC Press, Boca Raton, 2003.
- [3] C.J. Knight, Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure, AIAA Journal. 17 (1979) 519–523. https://doi.org/10.2514/3.61164.
- [4] C. Mas, Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser, Université Pierre et Marie Curie Paris VI, 2003. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003252.
- [5] T. Ytrehus, S. Østmo, Kinetic theory approach to interphase processes, International Journal of Multiphase Flow. 22 (1996) 133–155. https://doi.org/10.1016/0301-9322(95)00056-9.
- [6] A.A. Samokhin, Effect of laser radiation on absorbing condensed matter, Nova Science Publ, Commack, NY, 1990.
- [7] S.I. Anisimov, Vaporization of metal absorbing laser irradiation, Soviet Physics JETP. 27 (1968). https://doi.org/10.1142/9789814317344_0002.
- [8] K. Hirano, R. Fabbro, M. Muller, Experimental determination of temperature threshold for melt surface deformation during laser interaction on iron at atmospheric pressure, J. Phys. D: Appl. Phys. 44 (2011) 435402. https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/43/435402.
- [9] S. Pang, K. Hirano, R. Fabbro, T. Jiang, Explanation of penetration depth variation during laser welding under variable ambient pressure, Journal of Laser Applications. 27 (2015) 022007. https://doi.org/10.2351/1.4913455.
- [10] A. Klassen, T. Scharowsky, C. Körner, Evaporation model for beam based additive manufacturing using free surface lattice Boltzmann methods, J. Phys. D: Appl. Phys. 47 (2014) 275303. https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/27/275303.
- [11] L. Wang, Y. Zhang, W. Yan, Evaporation Model for Keyhole Dynamics During Additive Manufacturing of Metal, Phys. Rev. Applied. 14 (2020) 064039. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.064039.
- [12] M. von Allmen, Laser drilling velocity in metals, Journal of Applied Physics. 47 (1976) 5460–5463. https://doi.org/10.1063/1.322578.
- [13] V. Semak, A. Matsunawa, The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing, J. Phys. D: Appl. Phys. 30 (1997) 2541–2552. https://doi.org/10.1088/0022-3727/30/18/008.
- [14] K. Hirano, Study on striation generation process during laser cutting of steel, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2012. https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00751668.
- [15] J. Girardot, Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2014. https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01068269.
- [16] C. Sainte-Catherine, M. Jeandin, D. Kechemair, J.-P. Ricaud, L. Sabatier, Study of Dynamic Absorptivity at 10.6 μm (CO2) and 1.06 μm (Nd-YAG) Wavelengths as a Function of Temperature, J. Phys. IV France. 01 (1991) C7-151-C7-157. https://doi.org/10.1051/jp4:1991741.
- $[17] \ W.M. \ Steen, \ J. \ Mazumder, \ Laser \ Material \ Processing, \ Springer \ London, \ London, \ 2010. \\ \underline{https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5}.$

- [18] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [19] K. Zhou, B. Wei, Determination of the thermophysical properties of liquid and solid Ti-6Al-4V alloy, Appl. Phys. A. 122 (2016) 248. https://doi.org/10.1007/s00339-016-9783-6.
- [20] R. Fabbro, Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, Applied Sciences. 10 (2020) 1487. https://doi.org/10.3390/app10041487.
- [21] S. Morville, Modélisation multiphysique du procédé de Fabrication Rapide par Projection Laser en vue d'améliorer l'état de surface final, Université de Bretagne Sud, 2012. https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00806691.
- [22] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, M. Primicerio, Numerical solution of phase-change problems, International Journal of Heat and Mass Transfer. 16 (1973) 1825–1832. https://doi.org/10.1016/0017-9310(73)90202-0.
- [23] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, A complete model of keyhole and melt pool dynamics to analyze instabilities and collapse during laser welding, Journal of Laser Applications. 26 (2014) 042001. https://doi.org/10.2351/1.4886835.
- [24] D.A. Nield, A. Bejan, Convection in Porous Media, Springer New York, New York, NY, 2013. https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7.
- [25] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901. https://doi.org/10.2351/1.5118558.
- [26] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Two-Phase Flow Modelling of Metal Vaporisation under Static Laser Shot using a Double Domain ALE Method – A Feasibility Study, in: Proceedings of the 2018 COMSOL Conference in Lausanne, Lausanne, 2018: p. 7. https://www.comsol.fr/paper/two-phase-flow-modeling-of-metal-vaporisation-under-static-laser-shot-using-a-do-66591.
- [27] M. Raja Kumar, I. Tomashchuk, J.-M. Jouvard, M. Duband, A First Approximation to the Modeling of Vapor Plume Evolution in Laser Welding, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, held online, 2020: p. 7. https://www.comsol.fr/paper/a-first-approximation-to-the-modeling-of-vapor-plume-evolution-in-laser-welding-94431.
- [28] G. Tryggvason, R. Scardovelli, S. Zaleski, Direct Numerical Simulations of Gas-Liquid Multiphase Flows, 1st ed., Cambridge University Press, 2001. https://doi.org/10.1017/CBO9780511975264.
- [29] American Institute of Aeronautics and Astronautics, ed., Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, VA, 1998.
- [30] American Society of Mechanical Engineers, ed., Standard for verification and validation in computational fluid dynamics and heat transfer: an American national standard, Reaffirmed 2016, The American Society of Mechanical Engineers, New York, NY, 2009.
- [31] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. HAL Id: hal-01552410. https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410.
- [32] A. Queva, Y. Mayi, M. Bellet, G. Guillemot, P. Peyre, M. Dal, C. Moriconi, C. Metton, Thermo-mechanical simulation of track development in the Laser Beam Melting process -Effect of laser-metal interaction, in: IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2019: p. 012005. https://doi.org/10.1088/1757-899X/529/1/012005.

BIBLIOGRAPHIE 93

[33] A. Queva, G. Guillemot, C. Moriconi, C. Metton, M. Bellet, Numerical study of the impact of vaporisation on melt pool dynamics in Laser Powder Bed Fusion - Application to IN718 and Ti-6Al-4V, Additive Manufacturing. 35 (2020) 101249. https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101249.

Chapitre 3

Intérêt d'un modèle de lit de poudre homogénéisé

7 0 1	1	1	4	• •	
Tar	He.	des	mat	10	res

3.1	INTRODUCTION	96
3.2	CONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES MILIEUX GRANUI	AIRES96
3.2.1	Rappels théoriques sur la prise de moyenne volumique	96
3.2.2	Exemples de modèles analytiques de la conductivité effective	98
3.2.3	CALCUL NUMÉRIQUE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE EFFECTIVE	101
3.2.4	COMPARAISON DES MODÈLES	102
3.2.5	PERTINENCE DES MODÈLES DE CONDUCTIVITÉ EFFECTIVE EN SLM	103
3.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	104
3.3.1	Idées générales du modèle de lit de poudre homogénéisé	104
3.3.2	ÉQUATIONS DE CONSERVATION	105
3.3.3	GÉOMÉTRIE ET CONDITIONS LIMITES	107
3.3.4	HYPOTHÈSES SUR LES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES DE LA POUDRE	108
3.3.5	Considérations numériques	110
3.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE	110
3.4.1	Cas test numérique	110
3.4.2	ÉTUDES DE SENSIBILITÉ	115
3.5	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION AVEC ET	SANS LIT
DE P	OUDRE	117
3.6	CONCLUSION	120
BIBL	IOGRAPHIE	121

3.1 Introduction

La deuxième brique de simulation que nous traitons ici concerne l'intégration d'un lit de poudre dans le modèle thermo-hydrodynamique précédent.

L'objectif est de répondre à deux questions. La première, est d'évaluer la pertinence d'un modèle de lit de poudre homogène. Pour des raisons de contraintes numériques, nous avons en effet opté pour cette description moyennée du milieu granulaire⁵. Le deuxième aspect, plus général, questionne sur la nécessité d'intégrer ou non un modèle de lit de poudre pour analyser les phénomènes thermohydrodynamiques impliqués en SLM.

Pour répondre à ces questions, on propose tout d'abord une étude bibliographique sur les modèles de conductivité thermique équivalente dans le but d'identifier les ordres de grandeur des conductivités des lits de poudre en SLM. Nous poursuivrons ensuite selon une méthodologie similaire au chapitre précédent. Le modèle numérique développé est vérifié à l'aide d'un cas test défini avec le CEMEF, et sa sensibilité aux différentes hypothèses numériques est évaluée. Enfin, afin d'évaluer l'intérêt ou les limites de l'approche continue-équivalente et la nécessité d'intégrer un lit de poudre à notre étude, nous comparerons les dynamiques de formation de bains de fusion obtenus avec et sans lit de poudre, toutes choses égales par ailleurs.

3.2 Conductivité thermique des milieux granulaires

Dans ce paragraphe, nous n'allons discuter que de la conductivité thermique effective des lits de poudre. La masse volumique et la chaleur spécifique étant des grandeurs « massiques », nous verrons dans le paragraphe 3.3.4 que leur traitement est direct. Quant à la viscosité et à la tension de surface, nous verrons que leur choix repose sur des considérations purement numériques.

3.2.1 Rappels théoriques sur la prise de moyenne volumique

Prenons d'abord un milieu granulaire diphasique, constitué d'une phase solide et d'une phase fluide (Figure 3-1). On note L sa dimension caractéristique, et l celle de ses constituants (dimension des grains ou des espaces inter-grains). Considérons ensuite un Volume Élémentaire Représentatif (VER) de dimension caractéristique r_0 . Par définition, le VER est « suffisamment grand » pour contenir des fractions de phases représentatives du système complet, mais il est aussi « suffisamment petit » pour que la variation locale des champs étudiés soit négligeable devant leur valeur moyenne. On dit alors que le VER respecte la séparation des échelles [1] :

$$l < r_0 \ll L \tag{3.1}$$

Pour construire un modèle de conductivité thermique équivalente, nous procédons à la prise de moyenne volumique du champ thermique à l'intérieur de ce VER. Définissons donc la température

⁵ En marge de la thèse, nous avons également développé un modèle de lit de poudre granulaire, en collaboration avec l'I2M (cf. Annexe 5). Il n'a cependant pas été exploité, mais il offre des perspectives de développement.

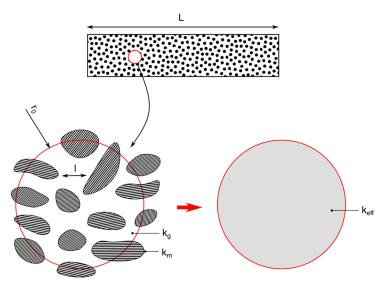


Figure 3-1 Schéma de principe de la conductivité thermique équivalente. Adapté de [1].

moyenne « superficielle » [1] :

$$\langle T_i \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_i} T dV \tag{3.2}$$

où V_i est le volume de phase i contenu dans le VER, ce dernier étant noté V pour simplifier l'écriture. Définissons ensuite la température moyenne « intrinsèque » [1] :

$$\langle T_i \rangle^i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} T dV \tag{3.3}$$

Les équations (3.2) et (3.3) sont donc reliées par l'égalité suivante [1] :

$$\langle T_i \rangle = \emptyset_i \langle T_i \rangle^i \tag{3.4}$$

où $\emptyset_i = V_i/V$ est la fraction volumique de phase i et $\sum_{i=1}^n \emptyset_i = 1$. Définissons enfin la température moyenne « globale » [2] :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{V} \int_{V} T dV \tag{3.5}$$

On déduit donc des équations (3.2) et (3.5) l'égalité suivante [2]:

$$\langle T \rangle = \sum_{i=1}^{n} \langle T_i \rangle \tag{3.6}$$

Ensuite, pour calculer le flux thermique, on exprime le gradient thermique. On utilise pour cela le

théorème de la prise de moyenne volumique d'un gradient [1,3] :

$$\langle \vec{\nabla} \chi \rangle = \vec{\nabla} \langle \chi \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_i} \chi \vec{n}_i dA \tag{3.7}$$

où χ est un scalaire quelconque, A_i est la surface extérieure à la phase i, de normale sortante \vec{n}_i . En supposant que le champ de température soit continu à l'interface entre chaque phase (hypothèse de l'équilibre thermique local [3]), l'application du théorème du gradient à l'équation (3.6) donne :

$$\vec{\nabla}\langle T \rangle = \sum_{i=1}^{n} \langle \vec{\nabla} T_i \rangle \tag{3.8}$$

où les intégrales surfaciques s'annulent puisque les normales sortantes aux interfaces de chaque phase s'opposent. On déduit de la même manière l'égalité suivante pour les flux thermiques :

$$k_{eff} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \sum_{i=1}^{n} k_i \langle \vec{\nabla} T_i \rangle \tag{3.9}$$

où k_{eff} est la conductivité thermique « effective ». Enfin, on ré-exprime les équations (3.8) et (3.9) à l'échelle des phases, via l'équation (3.4) :

$$\begin{cases}
\vec{\nabla}\langle T \rangle = \sum_{i=1}^{n} \phi_{i} (\vec{\nabla} T_{i})^{i} \\
k_{eff} \vec{\nabla}\langle T \rangle = \sum_{i=1}^{n} \phi_{i} k_{i} (\vec{\nabla} T_{i})^{i}
\end{cases} (3.10)$$

Appliqué à notre cas diphasique, l'équation (3.10) devient plus simplement :

$$\begin{cases}
\vec{\nabla}\langle T \rangle = \phi_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f + (1 - \phi_f) \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \\
k_{eff} \vec{\nabla}\langle T \rangle = \phi_f k_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f + (1 - \phi_f) k_s \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s
\end{cases} (3.11)$$

En somme, nous disposons d'un système de deux équations à trois inconnues : k_{eff} , $\langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s$ (solide) et $\langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f$ (fluide). Pour fermer le système et calculer la conductivité thermique effective, on doit formuler une dernière hypothèse sur la configuration géométrique du milieu étudié.

3.2.2 Exemples de modèles analytiques de la conductivité effective

Dans ce paragraphe, nous allons étudier sept modèles de conductivité thermique effective, chacun étant associé à un système géométrique donné.

Considérons d'abord un milieu diphasique simple, dont les phases solide et fluide sont parallèles à la direction du flux thermique [Figure 3-2(a)]. Dans ce cas-là, en régime stationnaire, la troisième équation s'obtient en égalisant les gradients thermiques :

$$\langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f = \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \tag{3.12}$$

Après résolution du système (3.11)-(3.12), on retrouve l'équation simple de la conductivité thermique effective de deux conducteurs en parallèle :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \emptyset_f + \left(1 - \emptyset_f\right) \frac{k_s}{k_f} \tag{3.13}$$

où \emptyset_f est la fraction de fluide. Prenons ensuite deux phases en série par rapport à la direction du flux thermique [Figure 3-2(b)]. Cette-fois ci, en régime stationnaire, on égalise les flux thermiques :

$$k_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f = k_s \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \tag{3.14}$$

On obtient donc de la même manière la conductivité thermique effective pour des matériaux en série :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{k_s/k_f}{\emptyset_f \frac{k_s}{k_f} + 1 - \emptyset_f}$$
(3.15)

D'autres configurations plus complexes comme les empilements de sphères, peuvent être résolus analytiquement en s'appuyant sur des cellules unitaires périodiques. C'est la démarche qu'ont par exemple entreprise Zehner et Schlünder (ZS) (1970) [4]. Ils prennent une cellule élémentaire composée d'un huitième de cylindre, divisé en deux zones concentriques [Figure 3-2(c)]. Un tube extérieur, rempli exclusivement de fluide, et un cylindre intérieur diphasique. La frontière entre ces deux phases est décrite par l'équation suivante [4] :

$$r^2 + z^2 = [B + (B - 1)z]^2$$
(3.16)

où B est un paramètre qui règle la forme de la phase solide. Lorsque B vaut 1, on trouve l'équation d'une sphère. Lorsque $B \to 0$, le solide se confond avec l'axe z. Enfin lorsque $B \to \infty$, le solide tend vers un cylindre. On ne développera pas ici le calcul complet de ZS, mais la conductivité thermique équivalente s'exprime finalement [4] :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = 1 - \sqrt{1 - \emptyset_f} + \frac{2\sqrt{1 - \emptyset_f}}{1 - B\frac{k_f}{k_s}} \left\{ \frac{\left(1 - \frac{k_f}{k_s}\right)B}{\left(1 - \frac{k_f}{k_s}B\right)^2} ln\left(\frac{1}{\frac{k_f}{k_s}B}\right) - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{1 - \frac{k_f}{k_s}B} \right\}$$
(3.17)

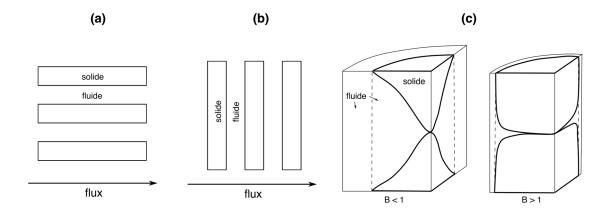


Figure 3-2 Conducteurs (a) en parallèles, (b) en série et (c) cellules unitaires de ZS. Adapté de [4].

Comme les deux modèles précédents, la formule de ZS est indépendante des dimensions des particules et ne dépend explicitement que de la conductivité thermique des phases et de la porosité du milieu, deux informations « globales ». On voit bien là la perte d'information sur les données locales du lit de poudre, qui est indissociable de la prise de moyenne volumique.

Enfin, dans des cas plus complexes, indescriptible par le seul calcul analytique, on peut s'orienter vers des approches semi-empiriques. Le modèle de Hadley [2] en est un exemple typique. Il part en effet du modèle analytique de Maxwell (1873) [5], écrit dans sa forme la plus générale :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{\emptyset_f f + \frac{k_s}{k_f} (1 - \emptyset_f f)}{1 - \emptyset_f (1 - f) + \frac{k_s}{k_f} \emptyset_f (1 - f)}$$
(3.18)

où $f = f(k_s/k_f, \emptyset_f)$, est une fonction qui dépend de la configuration géométrique du système étudié. Notez qu'en posant f = 1 et f = 0, on retrouve les équations (3.13) et (3.15) respectivement.

Maxwell donne la solution à deux configurations limites d'empilements de sphères. La première correspond à une suspension de particules sphériques sans contact les unes avec les autres :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{2\emptyset_f + \frac{k_s}{k_f} (3 - 2\emptyset_f)}{3 - \emptyset_f + \frac{k_s}{k_f} \emptyset_f}$$
(3.19)

avec f=2/3. Cette solution est la borne inférieure du modèle de Maxwell, c'est-à-dire la configuration où la conduction thermique passe essentiellement par le fluide. La deuxième solution correspond à une matrice solide percée de trous remplis de fluide (configuration qu'on appellera « gruyère » ou « matrice ») :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{2\left(\frac{k_s}{k_f}\right)^2 \left(1 - \emptyset_f\right) + \left(1 - 2\emptyset_f\right) \frac{k_s}{k_f}}{\left(2 + \emptyset_f\right) \frac{k_s}{k_f} + 1 - \emptyset_f} \tag{3.20}$$

avec dans ce cas $f = \frac{2k_s/k_f}{2k_s/k_{f+1}}$. Cette équation est la borne supérieure de la solution de Maxwell, c'està-dire la configuration où la conduction thermique se déroule essentiellement via la matrice solide. En somme, en fonction de la porosité du milieu et du rapport entre la conductivité des phases, tout milieu granulaire se comporte, soit comme une suspension de particules solides, soit comme une matrice solide poreuse, soit comme l'un et l'autre, dans des proportions qu'il reste à déterminer.

À partir de ce raisonnement, Hadley suppose que la conductivité thermique des milieux granulaires s'écrit comme la moyenne pondérée des équations (3.18) et (3.20) :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = (1 - \alpha) \frac{\emptyset_f f_0 + \frac{k_s}{k_f} (1 - \emptyset_f f_0)}{1 - \emptyset_f (1 - f_0) + \frac{k_s}{k_f} \emptyset_f (1 - f_0)} + \alpha \frac{2\left(\frac{k_s}{k_f}\right)^2 (1 - \emptyset_f) + (1 - 2\emptyset_f) \frac{k_s}{k_f}}{(2 + \emptyset_f) \frac{k_s}{k_f} + 1 - \emptyset_f}$$
(3.21)

où f_0 et α sont deux paramètres empiriques que l'on étalonne à l'aide de mesures de la conductivité thermique, et qui situent le milieu granulaire réel par rapport aux deux configurations limites présentées plus haut. Le paramètre f_0 est ainsi contraint par la relation suivante :

$$\frac{2}{3} \le f_0 \le \frac{2 \, k_s / k_f}{2 k_s / k_f + 1} \tag{3.22}$$

Ce modèle ne dépend pas explicitement des caractéristiques de la poudre étudiée (granulométrie, forme), en revanche, ces données sont contenues implicitement dans les paramètres f_0 et α , qui doivent en conséquence être étalonnés à chaque fois qu'un nouveau milieu granulaire est étudié.

3.2.3 Calcul numérique de la conductivité thermique effective

Outre les modèles analytiques et semi-empiriques présentés plus haut, on trouve également des estimations numériques de la conductivité effective des lits de poudre, basées sur la méthode des éléments discrets [6–9].

Une application typique est proposée dans les travaux de Moser, Pannala et Murthy (MPM) (2016) [8], qui calculent la conductivité thermique de lits de poudre dans le cadre de la simulation des procédés de frittage/fusion laser sélective de céramiques et d'alliages métalliques. Ils imposent pour cela un gradient de température sur les bords d'un domaine parallélépipédique rempli d'éléments discrets sphériques. En calculant le flux de chaleur en régime stationnaire, connaissant le gradient thermique, ils estiment donc la conductivité thermique effective du milieu granulaire en fonction des principaux paramètres influant.

MPM montrent entre autres choses qu'à granulométrie donnée, la conductivité thermique effective d'un lit de poudre augmente avec son épaisseur, et tend vers une valeur limite qui dépend de la configuration géométrique du milieu. Ils calculent également une corrélation pour des lits de poudre « infiniment » épais et de granulométrie mono-disperse :

$$\frac{k_{eff}}{k_s} = -2,44\theta^2 + 15,2\theta \frac{k_f}{k_s} + 3,57\theta - 25,2\left(\frac{k_f}{k_s}\right)^2 + 11,7\frac{k_f}{k_s} + 0,001 \tag{3.23}$$

Cette fois, ce modèle tient compte du diamètre des grains D_p et de la température du milieu T à travers le terme radiatif $\theta = \sigma T^3 D_p/k_g$, (σ étant la constante de Stefan-Boltzmann). En revanche, il ne dépend pas explicitement de la porosité du milieu comme précédemment.

3.2.4 Comparaison des modèles

Cinq des sept modèles présentés (ZS, Maxwell supérieur, Maxwell inférieur, Hadley et MPM) sont comparés sur la Figure 3-3, aux résultats expérimentaux compilés par Crane et Vachon (1977) [10]. Notez que ce sont les valeurs sélectionnées par Hadley parce qu'elles correspondent à des milieux granulaires représentatifs des conditions d'étalonnage de son modèle semi-empirique.

Premièrement, on constate que l'hypothèse formulée par Hadley est tout à fait valide, c'est-à-dire que la conductivité thermique des empilements de sphères est très bien décrite à partir des deux cas limites que sont la suspension de particules et la configuration « gruyère ». En effet, à porosité donnée, un milieu granulaire se comporte comme une suspension de particules lorsque le ratio k_s/k_f est relativement faible, c'est-à-dire lorsque la conduction à travers les couches de fluide domine la conduction via les contacts entre les particules solides. Ici, cela correspond à l'intervalle où k_s/k_f est compris entre 1 et 1000 – notez que si on augmente la porosité du lit de poudre, les courbes se décalent vers le coin inférieur droit du graphique. Lorsque ce ratio vaut entre 100 et 1000, on constate ensuite que k_{eff}/k_f se stabilise autour de 10. Autrement dit, tout changement de matériau qui maintiendrait le système sur ce plateau, n'aurait aucun effet sur la conductivité thermique effective du lit de poudre.

C'est typiquement ce qu'ont observé Rombouts et al. (2005) [11] en mesurant la conductivité thermique de différents échantillons de poudre de SLM via une méthode pyroélectrique. Dans leur configuration, des lits de poudre de cuivre, de fer ou de 316L sous air présentent des conductivités thermiques similaires – autour $0.2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ en moyenne avec une porosité située entre 0.4 et 0.6 – bien que la conductivité thermique du cuivre dense soit, à température ambiante, cinq fois plus élevée que celle du fer dense, et de trente fois plus importante que celle du 316L dense (respectivement $400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $70 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $13 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [12]).

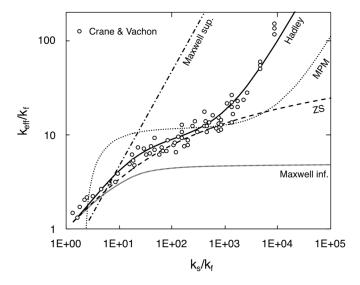


Figure 3-3 Comparaison des modèles de ZS, Hadley, MPM et Maxwell aux mesures compilées par Crane et Vachon (porosité = 0.38).

En revanche, le milieu granulaire est davantage sensible à la conductivité thermique du gaz interstitiel. C'est aussi ce qu'ont observé Wei et al. (2018) [13] en mesurant la conductivité thermique de lots de poudre de SLM via la méthode du fil chaud. Toujours à température ambiante, ils montrent qu'un lit de poudre de 316L sous diazote a une conductivité thermique de l'ordre de $0,2~\rm W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$ (avec une porosité proche de 0,4), en accord donc avec les mesures de Rombouts [11] (puisque l'air et le diazote on des conductivités thermiques équivalentes à température ambiante [14]). En revanche, lorsque le diazote est remplacé par de l'hélium qui a une conductivité thermique six fois supérieure, alors la conductivité thermique du lit de poudre passe à $0,66~\rm W\cdot m^{-1}\cdot K^{-1}$, soit une augmentation d'un facteur trois.

Ensuite, au-delà du plateau, l'empilement de grains se comporte plutôt comme une matrice solide, dans laquelle la conduction thermique passe préférentiellement par les contacts entre les particules. Les modèles de Hadley et de Maxwell sup. présentent alors des courbes parallèles.

Indépendamment du rapport k_s/k_f , notez que la configuration « gruyère » survient lorsque la phase solide se consolide par frittage. Les grains ne sont alors plus en contact ponctuels ou quasiponctuels, mais sont reliés par des ponts liquides ou solides (necking). C'est typiquement ce qui se
produit en EBM pendant la phase de frittage, durant laquelle la conductivité du lit de poudre peut
doubler par rapport à l'état initial non consolidé [15]. Cependant en SLM, en l'absence d'étape de
pré-frittage et au vu des cinétiques de fusion, on peut sans doute ignorer le phénomène de necking.

Deuxièmement, on trouve que le modèle de MPM décrit le même comportement que celui exposé par Hadley. Il accentue cependant le phénomène de plateau et surestime la croissance de k_{eff}/k_f lorsque k_s/k_f croît entre 1 et 10. Ces différences s'expliquent par le fait que la corrélation de MPM a été établie dans une configuration qui n'est a priori pas représentative des mesures expérimentales. Ce résultat suggère néanmoins qu'en y intégrant des données réelles (granulométrie, forme des grains, etc.), une simulation par éléments discrets peut être une méthode très prometteuse pour étudier et estimer la conductivité thermique des milieux granulaires.

Troisièmement, on note que le modèle de ZS donne de très bonnes estimations de la conductivité thermique effective pour des rapports $k_s/k_f < 1000$, mais qu'au-delà, il ne parvient pas à décrire le changement de tendance qui traduit le passage de la suspension à la matrice. Hsu, Cheng et Wong (1994) [16] montrent que cette sous-estimation de la conductivité thermique est due à l'hypothèse des contacts ponctuels adoptée par ZS, qui minimise la conduction thermique au-delà de $k_s/k_f = 1000$.

3.2.5 Pertinence des modèles de conductivité effective en SLM

Résumons les résultats précédents. De manière générale, la conductivité thermique effective des milieux granulaires est calculée à l'aide d'une prise de moyenne volumique du gradient thermique à travers un volume élémentaire représentatif (VER). On suppose alors que le VER respecte la séparation des échelles. Sa dimension caractéristique r_0 est alors à la fois plus petite que l'échelle du système granulaire complet L, et plus grande que la dimension caractéristique d'un grain unitaire l. Le modèle ainsi obtenu dépend de la conductivité thermique de chaque phase, et est conditionné par la configuration géométrique supposée du milieu granulaire, c'est-à-dire par l'organisation des grains les uns par rapport aux autres et par la nature de leurs contacts.

La première question que l'on peut se poser, est de savoir si un lit de poudre de SLM respecte

l'hypothèse de la séparation des échelles. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.2.4, l'épaisseur d'un lit de poudre en fusion laser sélective se situe typiquement entre 50 μ m et 200 μ m, tandis que le diamètre moyen des grains qui le constituent est de l'ordre de 30-40 μ m. Il n'y a donc qu'un à six grains en moyenne dans l'épaisseur du lit de poudre, ce qui ne semble pas suffisant pour définir un VER.

Cependant, les travaux de MPM nous donnent une estimation de l'erreur que l'on commet en calculant la conductivité thermique effective dans le cadre du procédé SLM : on la surestime au plus d'un facteur deux. Donc finalement, l'ordre de grandeur reste le même, donc négligeable devant la conductivité thermique de la plupart des métaux denses. En conséquence, lorsque le métal fond et pénètre le substrat sous-jacent, la chaleur est principalement évacuée par ce canal, et la poudre ne joue aucun rôle sur la thermique du procédé.

En conséquence, on peut supposer que notre modèle multiphysique ne sera que très peu sensible à la conductivité thermique effective choisie, si celle-ci respecte les bons ordres de grandeur déterminés dans ce paragraphe. Nous vérifierons cette hypothèse dans le paragraphe 3.4.2.

En attendant, dans les paragraphes suivants, nous définissons le modèle de lit de poudre homogénéisé général qui tient compte des propriétés thermiques effectives du lit de poudre et en particulier de la conductivité thermique que nous venons d'estimer.

3.3 Définition du modèle numérique

3.3.1 Idées générales du modèle de lit de poudre homogénéisé

Le modèle général de lit de poudre homogénéisé repose sur les principes proposés par Dal et *al.* (2016) [17] (laboratoire PIMM) – qui s'appuient sur les travaux de Kolossov et *al.* (2004) [18] – et par Chen (2018) [19] (CEMEF).

On pose la fonction $f_p(T)$, qui représente la fraction volumique de poudre en fonction de la température locale (Figure 3-4). Cette fonction traduit le fait que le lit de poudre se densifie au cours de la fusion et se présente donc, soit dans un état pulvérulent, soit dans un état dense (métal solide ou liquide). Ainsi, ses propriétés thermophysiques χ_p s'expriment en fonction de $f_p(T)$:

$$\chi_p = f_p(T)\chi_{eff} + [1 - f_p(T)]\chi_m$$
(3.24)

où ψ_{eff} représente les propriétés effectives de la poudre et ψ_m les propriétés du métal dense.

À l'état initial, on associe au lit de poudre des propriétés thermo-hydrodynamiques supposées homogènes. Parmi ces propriétés, on retrouve la conductivité thermique effective dont on a détaillé les origines précédemment. À l'état initial donc, $f_p(T) = 1$ et $\chi_p = \chi_{eff}$.

Ensuite, lorsque le lit de poudre fond, $f_p(T) = 0$, et le milieu équivalent présente les propriétés thermophysiques du métal dense. Enfin, lorsque la poudre se densifie partiellement, les propriétés thermophysiques du milieu « pâteux » sont déterminées par la valeur de $f_p(T)$, qui suit une fonction choisie de façon à assurer une stabilité numérique du processus de densification. Nous avons choisi une fonction de Heaviside lissée sur un intervalle ΔT_p , qui représente l'intervalle de densification (Figure 3-4).

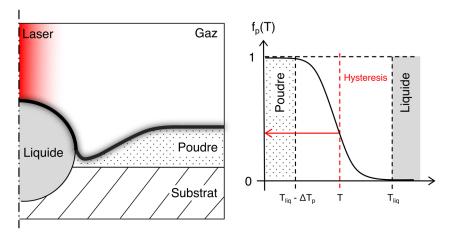


Figure 3-4 Schéma de principe du milieu de poudre équivalent.

Physiquement, la densification du lit de poudre résulte de la coalescence des grains au moment de la fusion (cf. paragraphe 1.3.3.1). Avec notre approche numérique, on ne peut pas reproduire la nature physique de la densification. ΔT_p est donc un artefact numérique qui permet de simuler la densification du milieu granulaire tout en assurant la stabilité du modèle. Théoriquement, ΔT_p équivaut à l'intervalle de fusion ΔT , mais en pratique, Chen [19] observe une meilleure convergence numérique en prenant un multiple de ΔT . Nous évaluerons donc la sensibilité du modèle à ce paramètre dans les paragraphes 3.4.2 et 3.5 pour trouver un compromis entre représentativité physique et stabilité numérique.

3.3.2 Équations de conservation

3.3.2.1 Conservation de l'énergie

Comme dans le Chapitre 2, le champ thermique dans le lit de poudre et le substrat métallique est calculé grâce à l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho(f_p)c_p(f_p)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho(f_p)c_p(f_p)(\vec{u}\cdot\vec{\nabla}T) = \vec{V}\cdot[k(f_p)\vec{V}T] + Q$$
(3.25)

Contrairement au chapitre précédent, les différentes phases ne sont pas délimitées par un domaine géométrique, mais par la fraction de poudre $f_p(T)$ dont dépendent les propriétés thermiques.

L'équation (3.25) comporte également le terme source volumique Q, pondéré par $(1 - f_{liq}) - f_{liq}$ étant la fraction de liquide définie dans le chapitre précédent. Il s'agit de la source de chaleur absorbée en volume par le lit de poudre (cf. paragraphe 1.3.2.3). Comme Chen [19], on modélise ce terme via l'équation de Beer-Lambert :

$$Q = \frac{\partial I}{\partial z} = \xi I \tag{3.26}$$

où ξ est le coefficient d'extinction et I est le flux de chaleur absorbée par le lit de poudre, qui décroit exponentiellement avec la profondeur z.

3.3.2.2 Équations de Navier-Stokes

De même, on résout les équations de Navier-Stokes dans le substrat métallique et le lit de poudre, en supposant que ce dernier se comporte comme un fluide Newtonien compressible :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho(f_p) \right] + \vec{\nabla} \cdot \left[\rho(f_p) \vec{u} \right] = 0 \tag{3.27}$$

$$\rho(f_p)\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(f_p)(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left\{-pI + \mu(f_p)\left[\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T\right] - \frac{2}{3}\mu(f_p)(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})I\right\} + \vec{f}_v$$
(3.28)

Idem, les propriétés hydrodynamiques dépendent explicitement de la fraction de poudre $f_p(T)$. Le terme $\vec{f_v}$ correspond ici à la tension de surface à la frontière liquide/poudre (Figure 3-5):

$$\vec{f}_{v} = \sigma_{ln} \kappa(\emptyset_{1}) \delta(\emptyset_{1}) \vec{n}(\emptyset_{1}) \tag{3.29}$$

Dans le modèle précédent, on imposait la tension de surface uniquement à la frontière liquide/gaz. Ici, nous l'imposons également à l'interface liquide/poudre, pour que le bain liquide se sphéroïdise complètement sous son action. Cependant, puisqu'il n'y a pas de frontière explicite entre le bain de fusion et la poudre, nous nous sommes inspirés de la méthode LS pour construire à la place une frontière Eulérienne.

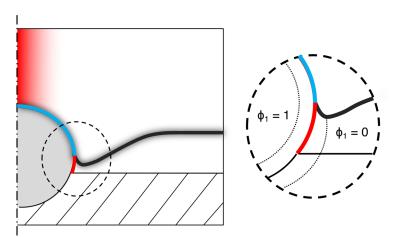


Figure 3-5 Schéma de principe de la tension de surface à l'interface poudre/liquide.

On définit pour cela une fonction auxiliaire \emptyset_1 qui suit une loi de Heaviside lissée, centrée sur T_l . On définit à partir de cette fonction la normale à l'interface liquide/poudre $\vec{n}(\emptyset_1)$, en calculant le gradient de la fonction \emptyset_1 :

$$\vec{n}(\emptyset_1) = \frac{\vec{\nabla}\emptyset_1}{\|\vec{\nabla}\emptyset_1\|} \tag{3.30}$$

On définit également la courbure locale en prenant la divergence de la normale :

$$\kappa(\emptyset_1) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla} \emptyset_1}{\|\vec{\nabla} \emptyset_1\|} \right) \tag{3.31}$$

Enfin, le terme $\delta(\emptyset_1)$ est la fonction Dirac qui, comme en Level-Set, permet de « convertir » un terme surfacique en contribution volumique.

3.3.3 Géométrie et conditions limites

3.3.3.1 Adaptation de l'ALE « double domaine »

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les principes de l'ALE « double domaine ». Grace à ce traitement géométrique, nous pouvons résoudre les équations de conservation simultanément dans les phases métallique et gazeuse, tout en distinguant ces dernières grâce à des domaines géométriques séparés. Ici, on définit une transition implicite entre le lit de poudre et le substrat grâce à une deuxième fonction auxiliaire \emptyset_2 . Celle-ci suit une loi de Heaviside lissée sur un intervalle infinitésimal (5 μ m d'épaisseur), et est centrée sur l'interface théorique entre le substrat et la poudre.

Le domaine géométrique et la fonction \emptyset_2 sont représentés sur la Figure 3-6, et les conditions limites sont résumées dans le Tableau 3-1.

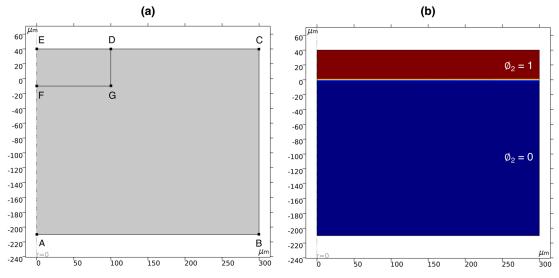


Figure 3-6 (a) Domaine géométrique substrat + lit de poudre. (b) Fonction \emptyset_2 .

Tableau 3-1 Conditions limites.

Frontière	Thermique	Hydrodynamique	ALE
AB	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	$d_z = 0$
BC	Adiabatique	$ec{u}_l \cdot ec{n} = 0$	$d_r = 0$
CE	$I = I_0$ (Beer-Lambert)	$\left[\left(-pI + \mu \left(f_p \right) \left[\vec{\nabla} \vec{u} + \left(\vec{\nabla} \vec{u} \right)^T \right] \right) \cdot \vec{n} = \right]$,, → →
	$-k\vec{\nabla}T\cdot(-\vec{n}) = I_{abs} - \dot{m}L_v$	$-(P_{s}-P_{atm})\cdot\vec{n} + \sigma(f_{p})\kappa\vec{n} + \vec{\nabla}_{s}T\frac{\partial\sigma}{\partial T}\Big _{T>T_{l}}$	$V_I = \vec{u}_l \cdot \vec{n}$
EA	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	$d_r = 0$

3.3.3.2 Conditions limites thermiques

L'apport de chaleur est régi par deux conditions limites. D'abord, le lit de poudre absorbe le flux laser suivant la loi de Beer-Lambert [équation (3.26)]. La condition limite associée à cette loi s'écrit :

$$I_{0} = \left[1 - f_{liq}(T)\right] A_{eff} \frac{P_{L}}{\pi R_{I}^{2}} f(r)g(t)cos(\theta)$$
(3.32)

avec A_{eff} l'absorbance effective du lit de poudre. I_0 est ainsi pénalisé par $\left[1-f_{liq}(T)\right]$, pour que l'équation de Beer-Lambert soit nulle dans le bain liquide. De manière complémentaire, le flux de chaleur absorbé par le bain liquide s'exprime donc :

$$I_{abs} = f_{liq}(T)A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r)g(t)cos(\theta)$$
(3.33)

3.3.3.3 Autres conditions limites

Les conditions limites hydrodynamiques et celles de la méthode ALE sont identiques à celles imposées au Chapitre 2. Nous ne les développerons donc pas davantage.

3.3.4 Hypothèses sur les propriétés thermophysiques de la poudre

3.3.4.1 Propriétés thermiques

Dans la littérature, lorsque le lit de poudre est décrit par un milieu homogène, ses propriétés thermiques effectives sont généralement calculées comme la moyenne pondérée des propriétés du métal χ_m et de celles du gaz interstitiel χ_g :

$$\chi_{eff} = \emptyset_g \chi_g + \left[1 - \emptyset_g\right] \chi_m \tag{3.34}$$

Dans le paragraphe 3.2, nous avons montré que les propriétés thermiques d'un milieu granulaire ne s'expriment pas toujours aussi directement. Dans le cas de la conductivité thermique, l'équation (3.34) correspond à un système de deux conducteurs placés en parallèle par rapport à la direction du flux thermique [équation (3.13)]. Considérons par exemple un lit de poudre d'IN718. La conductivité thermique de l'IN718 solide à température ambiante vaut 8,9 W · m⁻¹ · K⁻¹ [12]. Si on considère que la compacité d'un lit de poudre vaut 0,5 en SLM, alors k_{eff} est estimée à environ 4,5 W · m⁻¹ · K⁻¹ avec l'équation (3.34), soit plus de vingt fois la valeur mesurée par Rombouts et al. [11]. En fait ces derniers recommandent de prendre une conductivité effective de l'ordre de dix fois celle de l'air à température ambiante, soit environ 0,26 W · m⁻¹ · K⁻¹. C'est la valeur de référence que nous retiendrons pour la suite de l'étude.

En revanche, l'équation (3.34) s'applique directement pour la masse volumique et la capacité thermique [21] :

$$\rho_{eff} = \emptyset_g \rho_g + [1 - \emptyset_g] \rho_m \tag{3.35}$$

$$\rho_{eff}c_{p,eff} = \emptyset_g \rho_g c_{p,g} + \left[1 - \emptyset_g\right] \rho_m c_{p,m}$$
(3.36)

3.3.4.2 Propriétés hydrodynamiques

Nous devons ensuite définir la viscosité dynamique et la tension de surface du lit de poudre, deux paramètres purement numériques.

On peut d'abord envisager que la viscosité du lit de poudre soit inférieure ou équivalente à celle du métal liquide. Si les grains de poudre présentent relativement peu d'adhésion et sont libres de se mouvoir les uns par rapports aux autres, alors on peut estimer que le lit de poudre se comporte comme un fluide relativement peu visqueux.

Cependant, l'écoulement des grains de poudre dû au phénomène de recirculation induit par la plume de vapeur (cf. paragraphe 5.4) n'est pas représentable avec cette approche. On pourrait donc raisonner à l'inverse, en fixant une viscosité dynamique élevée de façon à pénaliser tout écoulement dans le lit de poudre. C'est l'hypothèse qui a par exemple été retenue par Chen [19]. Ce dernier impose arbitrairement la valeur de 10 Pa·s, et fait ensuite décroitre la viscosité dynamique sur l'intervalle de densification suivant une loi exponentielle. Cette dernière est préférée à une évolution linéaire ou suivant une loi de Heaviside, parce qu'elle présente en pratique une meilleure convergence numérique. Dans ce chapitre, nous fixons cette valeur à 20 Pa·s (Figure 3-7), et elle fera l'objet d'une étude de sensibilité au paragraphe 3.4.2.

Ensuite, on définit les tensions de surfaces aux frontières liquide/poudre (σ_{lp}) et poudre/gaz (σ_{pg}) . On suppose que le lit de poudre n'exerce aucune action mécanique sur le bain liquide. Autrement dit, ce dernier doit être libre de se former et de se « spheroïdiser » sous l'action de la tension de surface. En conséquence, comme Chen [19], on suppose que $\sigma_{lp} = \sigma$; σ étant la tension de surface à l'interface liquide/gaz, comme définie dans le chapitre précédent.

Ensuite, comme Dal et al. [17], on suppose que $\sigma_{pg} \ll \sigma$. On fixe arbitrairement une valeur de référence à 0,05 N·m⁻¹, celle-ci fera l'objet d'une étude de sensibilité au paragraphe 3.4.2.

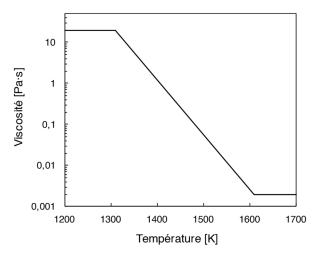


Figure 3-7 Viscosité dynamique du lit de poudre en fonction de la température ($\Delta T_p = 300 \text{ K}$).

3.3.4.3 Propriétés optiques

On estime grâce au modèle de Gusarov et Smurov [22] (cf. paragraphe 1.3.2.3) que l'absorbance effective d'un lit de poudre d'IN718 vaut environ deux fois celle mesurée sur un matériau dense, soit 0,6. Les propriétés thermophysiques de la poudre d'IN718 et de l'argon retenues dans ce chapitre, sont résumées dans le Tableau 3-2 et le Tableau 3-3 respectivement. Les propriétés de l'IN718 dense utilisées sont les mêmes que dans le chapitre précédent (cf. Tableau 2-1).

Propriété [unité]		Valeur	Référence
A_{eff}	Absorbance effective [-]	0,6	[22]
Constantes numériques [unité]			
ΔT_p	Intervalle de densification [K]	300	-
μ_{eff}	Viscosité dynamique effective [Pa·s]	20	-
σ_{lp}	Tension de surface liquide/poudre $[N \cdot m^{-1}]$	1,8	-
$\sigma_{p,g}$	Tension de surface poudre/gaz [N·m ⁻¹]	0,05	-

Tableau 3-2 Résumé des propriétés thermophysiques de l'IN718 et des constantes numériques.

Tableau 3-3 Propriétés thermophysiques de l'argon.

Propriété [unité]		Valeur	Référence
c_p	Chaleur spécifique $[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$	520	[14]
k	Conductivité thermique $[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$	$1,7 \cdot 10^{-2}$	[14]
ρ	Masse volumique [kg \cdot m ⁻³]	1,6	[14]
\emptyset_g	Fraction volumique dans le lit de poudre [-]	0,5	-

3.3.5 Considérations numériques

Le maillage retenu ici est illustré en Annexe 6. On maille uniformément la zone d'interaction lasermatière (DEFG) avec des éléments triangulaires de 1 μ m de côté et le reste du domaine est maillé avec un taux de croissance des éléments égal à 1,05.

Notez enfin que les paramètres du solver présentés dans le paragraphe 2.3.4.2 sont réutilisés ici.

3.4 Vérification de la méthode numérique

3.4.1 Cas test numérique

3.4.1.1 Définition du cas test

Le cas test réalisé ici est similaire à celui présenté dans le chapitre précédent, au paragraphe 2.4.3. Seules diffèrent les conditions d'interaction laser matière (lit de poudre dans ce chapitre contre pleine tôle précédemment) et les paramètres du procédé, qui sont résumés dans le Tableau 3-4.

Paramètre [unité]		Valeur
e_p	Épaisseur du lit de poudre $[\mu m]$	40
P_L	Puissance laser [W]	250
R_L	Rayon du faisceau laser [µm]	50
τ_m	Temps de montée [µs]	100
t_p	Durée de l'impulsion laser [μs]	100

Tableau 3-4 Paramètres procédé du benchmark.

3.4.1.2 Résultats

a. Morphologie du bain de fusion et champ de vitesse

On compare la morphologie des bains de fusion simulés par le CEMEF et avec notre modèle, dont les différences ont été résumées précédemment (cf. Tableau 2-6). Au Chapitre 2, on étudiait la forme du bain de fusion en fin d'interaction laser-matière en fonction de la puissance incidente. Ici nous analysons sa dynamique de formation, qui se déroule en trois étapes caractéristiques.

D'abord, la poudre contenue dans le volume d'interaction laser-matière entame sa densification. [Figure 3-8(a)]. En effet, cela est le résultat de l'augmentation de la masse volumique apparente du lit de poudre, partant de celle d'un empilement de sphères ($\rho_{eff} = \emptyset_f \rho_l$) vers celle du métal liquide ($\rho_{eff} = \rho_l$), lorsque la fraction de poudre $f_p(T)$ passe de 1 à 0 entre T_p et T_l [équations (3.24) et (3.34)]. Ici l'intervalle de densification est fixé à 300 K, soit environ deux fois l'intervalle de fusion. En conséquence, durant les premières 150 µs de la densification, cette dernière se déroule sans fusion. Comme expliqué précédemment, ceci est un artéfact numérique qui aide à faire converger le calcul. Nous étudierons l'impact de cette hypothèse sur les résultats dans les paragraphes 3.4.2 et 3.5.

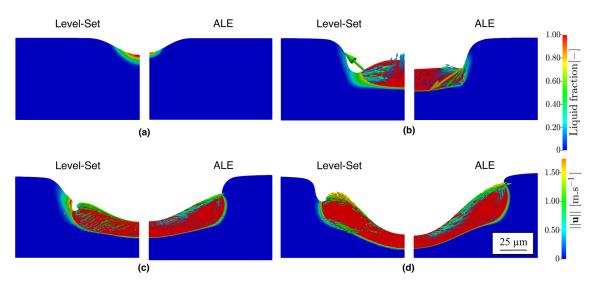


Figure 3-8 Fraction de liquide et champ de vitesse dans le bain de fusion à différents instants : (a) $t = t_p/4$, (b) $t = t_p/2$, (c) $t = 3t_p/4$ et (d) $t = t_p$.

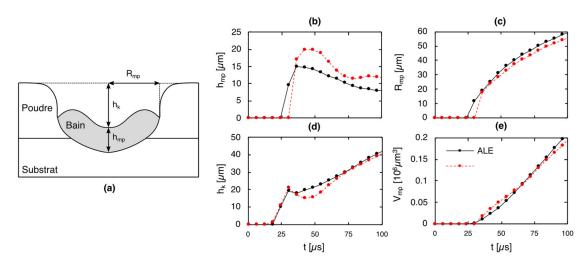


Figure 3-9 (a) Définition des dimensions du bain de fusion. (b)-(d) Évolution des dimensions du bain de fusion au cours de l'interaction (épaisseur du bain, profondeur du capillaire et rayon du bain respectivement). (e) Évolution du volume de métal fondu au cours de l'interaction.

Ensuite, lorsque le volume densifié fond complètement ($f_{liq} = 1$), le bain de fusion se sphéroïdise sous l'action de la tension de surface. Celle-ci s'applique continument le long des interfaces liquide/gaz et liquide/poudre, puisque nous avons supposé que la poudre entourant le bain de fusion n'exerce aucune action mécanique sur ce dernier (Figure 3-8(b), gauche). Dans le cas du tir statique sur pleine tôle, la contrainte thermocapillaire est le principal moteur de l'écoulement lorsque la vaporisation n'a pas encore commencé (elle est ensuite remplacée par la pression de recul). Lorsque le coefficient thermocapillaire est négatif (ce qui est le cas de l'IN718), alors le métal liquide circule du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion, c'est-à-dire dans le sens opposé au gradient thermique tangentiel. Ici, c'est plutôt le processus de sphéroïdisation qui domine les écoulements dans le bain liquide, si bien que le métal liquide circule de la périphérie vers le centre du bain.

Lorsque la température de vaporisation est dépassée, la pression de recul s'applique à l'interface liquide/gaz. Elle commence par écraser la goute métallique formée lors de la phase de sphéroïdisation (Figure 3-8, droite), puis forme une déflexion peu profonde [Figure 3-8(c)] qui aide le bain de fusion à pénétrer le substrat métallique situé sous le lit de poudre [Figure 3-8(d)]. Sous l'action de la pression de recul et du mouvement vertical de l'interface liquide/gaz, le métal liquide circule alors du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion.

Globalement, c'est la même séquence qui est décrite par les deux modèles. Cependant, on note une première différence : la vaporisation ne débute pas aux mêmes instants. Sur la Figure 3-8 ($t = t_p/2$), le bain de fusion est déjà aplati par la pression de recul côté PIMM, tandis qu'il est toujours en phase de sphéroïdisation côté CEMEF.

On note ensuite une deuxième différence morphologique lorsque le capillaire peu profond s'est formé. En effet, le bain de fusion côté PIMM semble « collé » au lit de poudre environnant tandis que côté CEMEF, le bourrelet en périphérie du bain a une forme plus arrondie. Comme dans le chapitre précédent, la contrainte thermocapillaire - donc la vitesse de circulation du fluide en périphérie du bain - est plus faible avec la méthode LS qu'avec la description ALE. Elle maintient donc le bain de fusion collé au lit de poudre avec la méthode ALE, ce qui n'est pas le cas avec la méthode LS.

Hormis ces différences morphologiques, les deux modèles présentent donc les mêmes étapes de

formation du bain de fusion en tir statique sur lit de poudre, ce qui constitue un premier échelon de vérification qualitative de la méthode numérique. Si nous comparons maintenant (Figure 3-9) les dimensions et le volume de bain de fusion au cours du temps, la dynamique de formation des bains de fusion associée conforte l'analyse qualitative formulée précédemment. La similitude entre les modèles est notable.

Ensuite, les modèles LS et ALE présentent les mêmes écarts que dans le cas pleine tôle : le modèle ALE prédit des bains de fusion plus larges et moins épais que le modèle LS, avec des épaisseurs de liquide plus faibles. Encore une fois, cela est dû à la différence de traitement des contraintes à l'interface liquide/gaz. La méthode LS intègre la pression de recul et la contrainte thermocapillaire sur une épaisseur non-nulle, si bien que leurs effets sur les écoulements dans le bain sont atténués. Aussi, la différence de dynamique de sphéroïdisation se traduit par une épaisseur de bain 35% plus importante côté CEMEF et d'une déflexion de l'interface liquide/gaz d'autant moins profonde lorsque $t=t_p/2$ (Figure 3-9(b) et (d) respectivement).

Enfin, comme dans le cas pleine tôle, les volumes de bain fondu sont similaires, ce qui confirme le fait que la même quantité d'énergie est apportée malgré les différentes approches.

b. Champ de température

On compare ensuite sur la Figure 3-10 les champs de température dans le lit de poudre et le domaine métallique. On observe tout d'abord, que conformément à la loi de Beer-Lambert [équation (3.26)], le lit de poudre est chauffé en volume et non pas simplement de façon superficielle comme les métaux denses [Figure 3-10(a)].

Ensuite, si pendant la phase de densification les deux modèles calculent des températures maximales strictement égales, celle calculée dans le bain par notre modèle à la fin de la sphéroïdisation est près de 500 K supérieure à celle estimée par le modèle CEMEF (environ 3700 K contre 3200 K respectivement). On confirme donc bien que la vaporisation a déjà commencé côté PIMM, tandis qu'elle débute à peine côté CEMEF.

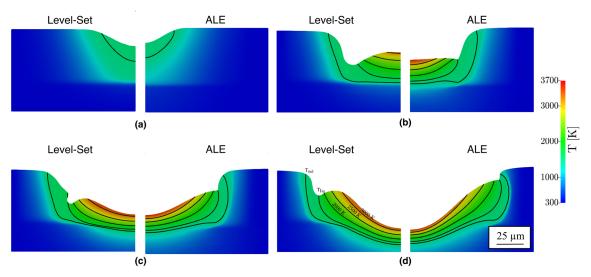


Figure 3-10 Champ de température et isocontours (T_{sol} , T_{lig} , 2000 K, 2500 K et 3000 K) à différents instants.

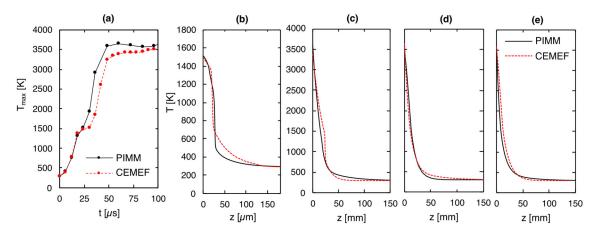


Figure 3-11 (a) Température maximale dans le bain de fusion en fonction du temps. (b)-(e) Température en fonction de la profondeur sur l'axe de symétrie à $t = t_p/4$, $t = t_p/2$, $t = 3t_p/4$ et $t = t_p$ respectivement.

Pour comprendre cet effet il faut analyser la Figure 3-11(a). L'évolution de la température maximale en fonction du temps y est la même pour les deux modèles, jusqu'au point d'inflexion qui marque la fusion du matériau densifié. Côté PIMM, il s'agit bien d'un simple point d'inflexion tandis que côté CEMEF, on trouve un véritable plateau qui s'étend sur une dizaine de microsecondes. C'est à ce moment-là qu'un retard se creuse entre les deux modèles.

Pour expliquer cette différence, on pourrait en première hypothèse se tourner vers la différence de modèles de changement de phase (cf. Tableau 2-6). Le CEMEF implémente une loi enthalpique qui prend en compte le saut d'enthalpie à la fusion, tandis que notre modèle traite le changement de phase par une capacité thermique massique équivalente. Cependant, d'après les travaux de Bonacina et al. [23], ces deux approches sont équivalentes lorsque les chemins de solidification sont identiques [cf. équations (2.38)-(2.43)], ce qui est le cas ici.

En fait, il faut plutôt s'intéresser au changement de régime d'interaction qui s'opère entre T_{sol} et T_{liq} . En effet, au changement de phase, on passe du terme source volumique de Beer-Lambert à un terme flux surfacique [équations (3.32) et (3.33)]. On a vu dans le cas test précédent que le flux imposé sur le métal liquide par la méthode LS est bien représentatif du flux imposé par la méthode ALE. Cependant, ce terme est ici diffusé deux fois par rapport au flux ALE : une première fois via la fonction Dirac (qui « convertit » la source surfacique en source volumique) et une deuxième fois via la fraction de liquide f_{liq} , qui permet de limiter l'application de ce terme au bain de liquide seul. Cette double pondération du flux incident atténue son effet sur la dynamique de chauffage durant le changement de phase, ce qui se traduit par un décalage temporel entre les deux thermogrammes. En revanche, une fois le métal entièrement fondu, les pentes des deux courbes sont identiques, et les deux modèles se retrouvent à nouveau dans le même régime d'interaction.

Ensuite côté PIMM, la température maximale passe par un maximum local, avant de décroitre légèrement. Cet effet, qui n'est pas observé côté CEMEF, correspond à l'instant ou le bain de fusion, initialement isolé du substrat par une couche de poudre, pénètre dans le substrat. La chaleur qui s'accumulait dans le volume du bain de fusion est alors évacuée par le substrat, d'où la légère inflexion de la courbe. Ensuite, la température maximale ré-augmente et les deux thermogrammes convergent (à $t=t_p$, 3637 K et 3513 K pour le PIMM et le CEMEF respectivement, soit moins de 5% d'écart).

Ce phénomène est probablement peu représentatif du procédé réel. En réalité, les grains de poudre en contact direct avec le bain de fusion y sont incorporés par capillarité, et on peut donc douter qu'une couche isolante ne se forme entre le bain de fusion et le substrat.

On remarque enfin la bonne correspondance entre les profils de température verticaux estimés par les deux modèles. À $t=t_p/2$, les profils diffèrent à cause justement du début de la transition entre les termes volumiques et surfaciques. Ensuite, à mesure que le régime de conduction forcée s'établit et que le bain de fusion s'apparente à celui du cas pleine tôle, les profils de température simulés par les deux modèles convergent, au même titre que dans le chapitre précédent.

c. Bilan

En somme, les deux modèles sont très similaires qualitativement et quantitativement, vérifiant ainsi l'approche numérique proposée dans ce chapitre. Quelques différences sont néanmoins observées pendant la phase de densification du lit de poudre, qui dépend le plus des hypothèses numériques fortes sur lesquelles repose l'approche continue-équivalente. En cela, le benchmark numérique met en avant la nécessité d'une analyse de sensibilité du modèle aux paramètres de densification (cf paragraphe ci-dessous). Passé cette étape, qui ne représente finalement qu'un court transitoire du procédé SLM (quelques dizaines de microsecondes), les deux modèles s'accordent aussi bien que dans le cas pleine tôle.

3.4.2 Études de sensibilité

En utilisant le modèle développé pour le benchmark numérique, nous avons étudié la sensibilité des dimensions du bain de fusion à quatre paramètres : la conductivité effective k_{eff} , l'intervalle de densification ΔT_p , la viscosité dynamique effective μ_{eff} et la tension de surface σ_{pg} à l'interface poudre/gaz. Les contours des bains de fusion obtenus dans différentes configurations sont tracés sur la Figure 3-12.

D'abord, on fait varier la conductivité thermique effective entre $0.5k_{eff}$ et $2k_{eff}$. Nous avons choisi de multiplier et diviser k_{eff} par deux, parce que d'après l'étude de MPM [8], c'est l'erreur que l'on commet en estimant la conductivité thermique d'un lit de poudre par un modèle équivalent. On constate sur la Figure 3-12(a) que ni l'interface poudre/gaz, ni le contour de la ZF ne varient avec k_{eff} . D'après notre étude, le modèle n'est donc pas sensible à la conductivité thermique effective, confirmant l'hypothèse formulée au paragraphe 3.2.5. Dans le cadre d'une simulation avec l'approche continue-équivalente, il suffit donc d'estimer l'ordre de grandeur de la conductivité thermique effective du lit de poudre à l'aide d'un des modèles présentés plus haut, idéalement celui de Hadley [2] étalonné avec des échantillons de poudre de SLM.

On étudie ensuite la sensibilité du bain de fusion à l'intervalle de densification [Figure 3-12(b)]. La simulation de référence est obtenue avec $\Delta T_p = 300$ K. On diminue sa valeur jusqu'à 100 K, l'intervalle de fusion ΔT vaut 166 K (cf. Tableau 2-1). Comme attendu, la forme de la ZF est assez sensible à ce paramètre. En particulier, plus ΔT_p s'approche de ΔT , plus le bain de fusion s'élargit, et plus le volume fondu en périphérie est important. La profondeur de pénétration augmente également, mais se stabilise à partir de $\Delta T_p = 200$ K. Théoriquement, on devrait privilégier la solution $\Delta T_p = \Delta T$, mais le modèle numérique converge d'autant mieux que l'intervalle de densification est élevé. L'idéal serait de comparer nos solutions à des résultats expérimentaux de référence. En l'absence de telles données, on préconise comme Chen [19] de prendre la plus petite valeur de ΔT_p supérieure à ΔT (ici 200 K), en sachant qu'on commet une erreur sur le volume fondu.

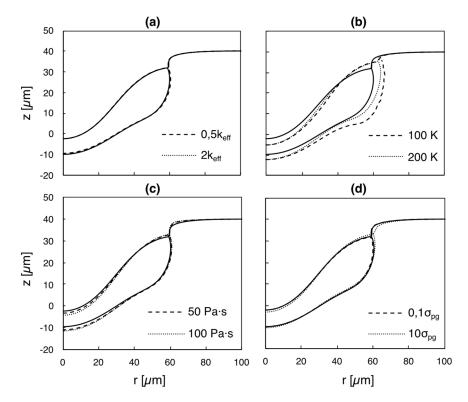


Figure 3-12 Sensibilité des dimensions de la ZF à (a) la conductivité thermique effective, (b) l'intervalle de densification, (c) la viscosité dynamique effective et (d) la tension de surface à l'interface poudre/gaz. Le bain de fusion tracé en trait plein est la solution de référence obtenue lors du benchmark numérique.

Troisièmement, on analyse la sensibilité du modèle aux variations de viscosité dynamique effective [Figure 3-12(c)]. Pour rappel, dans la simulation de référence, nous avions fixé sa valeur à 20 Pa·s de façon à pénaliser les écoulements et la déformation du lit de poudre. Seule la profondeur de pénétration du bain est sensible à la viscosité dynamique effective, mais dans des proportions moins importantes qu'à l'intervalle de solidification. La forme du bain liquide converge à partir de $\mu_{eff} = 50$ Pa·s et l'erreur commise sur la position verticale du centre du bain de fusion n'est que de 2 μ m lorsque μ_{eff} vaut 20 Pa·s. On recommandera tout de même pour les calculs ultérieurs de prendre $\mu_{eff} = 50$ Pa·s.

On analyse enfin la sensibilité du modèle à la tension de surface effective, sur une gamme allant de $0.5~\rm N\cdot m^{-1}$ à $0.005~\rm N\cdot m^{-1}$. Le contour de la ZF et de l'interface poudre/gaz n'évoluent guère sur cet intervalle. Ce résultat parait logique pour $\sigma_{pg}=0.005~\rm N\cdot m^{-1}$, parce que plusieurs ordres de grandeur séparent cette valeur de σ , la tension de surface liquide/gaz. Cependant, on aurait pu s'attendre à ce que la morphologie du bain de fusion change davantage lorsque $\sigma_{pg}=0.5$, puisque cette valeur représente tout de même 30% de σ . Si le bain de fusion ne se déforme pas même avec cette valeur, cela signifie donc que la pénalisation des écoulements dans le lit de poudre est bien effective. On peut donc finalement garder la valeur de référence de $0.05~\rm N\cdot m^{-1}$.

En somme, nous avons validé les choix de quatre paramètres numériques. L'étude de sensibilité a montré que le modèle n'était sensible ni à la conductivité thermique effective, ni aux viscosité et tension de surface effectives. En revanche, il est relativement sensible à la valeur de l'intervalle de densification. Dans ce qui suit, on compare donc les dynamiques de formation du bain de fusion avec et sans lit de poudre, pour différents ΔT_p .

3.5 Hydrodynamique du bain de fusion avec et sans lit de poudre

La dernière étude compare la dynamique de déformation des bains de fusion simulés avec ou sans lit de poudre (soudage laser vs. fusion laser sélective). Comparer les modèles développés au cours de ces deux derniers chapitres permet de vérifier si l'on retrouve numériquement les similitudes supposées, et à partir des résultats, de définir dans quelles mesures il est nécessaire d'intégrer ou non un modèle de lit de poudre équivalent dans notre outil de simulation thermo-hydrodynamique.

On reprend donc les paramètres du procédé précédents (Tableau 3-4), mais on augmente le temps d'interaction à 120 µs (pour atteindre le régime permanent). De plus, ici la pression de recul est calculée de façon auto-consistante avec la formule de Knight (cf. paragraphe 2.2.1.2), pour obtenir des résultats physiques. La morphologie et les écoulements dans le bain liquide pour les deux configurations sont ensuite comparés sur la Figure 3-13, et l'évolution temporelle des grandeurs caractéristiques des bains de fusion est présentée en Figure 3-14.

On observe tout d'abord la très grande similitude morphologique entre les bains de fusion obtenus avec et sans lit de poudre à $t=120~\mu s$ (Figure 3-13). On retrouve bien comme précédemment la pression de recul qui éjecte le métal liquide du centre de la zone d'interaction à la périphérie du bain, zone dans laquelle on trouve une boucle de recirculation caractéristique de la convection thermocapillaire.

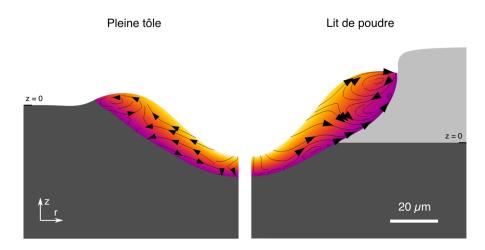


Figure 3-13 Comparaison des bains de fusion et des champs de température simulés sans et avec lit de poudre (toutes choses étant égales par ailleurs) à $t = 120 \,\mu s$. Le lit de poudre a une compacité de 0,5. Les substrats sont positionnés à ½ lit de poudre de décalage pour faire correspondre les bains de fusion.

Ensuite, on étudie l'évolution temporelle de l'épaisseur de bain de fusion, tracé sur la Figure 3-14(a). Les cas pleine tôle et lit de poudre (quelle que soit la valeur de ΔT_p), se distinguent d'abord nécessairement sur les premières 40 µs de fusion (entre 20 µs et 60 µs), qui correspondent à la phase de sphéroïdisation du bain. Comme vu lors du benchmark, cette étape est caractéristique du tir statique sur lit de poudre avec l'épaisseur de bain de fusion qui augmente sous l'action de la tension de surface. Ensuite, lorsque la pression de recul s'applique sur l'interface liquide/gaz, la bille de liquide s'écrase, l'épaisseur de bain diminue et tend vers la même valeur que dans le cas pleine tôle. Avec le modèle du piston, on a vu que l'épaisseur de bain liquide en régime permanent était proportionnelle à α_l/V_d [équation (2.28)], où la vitesse de perçage V_d dépend de l'intensité absorbée. Donc, avec ou

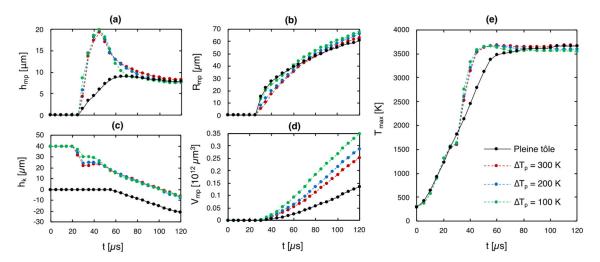


Figure 3-14 Comparaison de cinq grandeurs caractéristiques des bains de fusion sans et avec lit de poudre. (a) Épaisseur du bain de fusion. (b) Rayon du bain de fusion. (c) Profondeur de la déflexion de l'interface liquide/gaz. (d) Volume de bain fondu. (e) Température maximale.

sans poudre, une fois le métal fondu et le régime permanent établi, les épaisseurs de bain de fusion tendent nécessairement vers la même valeur. Ce résultat, prévisible grâce au modèle du piston, est donc vérifié ici par simulation numérique. La valeur de ΔT_p n'a qu'une influence marginale sur ce résultat (jusqu'à 2 μ m d'écart).

On s'intéresse ensuite à l'évolution du rayon des bains de fusion en fonction du temps, tracés sur la Figure 3-14(b) dans les cas pleine tôle et lit de poudre, pour différentes valeurs de ΔT_p . La similitude entre les deux configurations est totale. Comme dans le paragraphe précédent, la largeur du bain de fusion sur lit de poudre augmente lorsque ΔT_p diminue. Expérimentalement, on s'attendrait à ce que le bain de fusion sur lit de poudre soit encore plus large que ce qu'on observe ici, en raison de l'alimentation par de la poudre environnante via le phénomène de dénudation. Ici avec l'approche équivalente, ce phénomène n'est a priori pas modélisable.

On regarde également l'évolution temporelle de la position de l'interface liquide gaz sur l'axe de symétrie [Figure 3-14(c)]. Au début de l'interaction, il y a un décalage vertical de 40 μ m entre la configuration pleine tôle et les configurations lit de poudre, qui correspond à l'épaisseur initiale du lit de poudre. À la fin de la densification ($t=30~\mu$ s), l'écart n'est plus que de 20 μ m, puisque le lit de poudre a une compacité de 0,5.

Ensuite, une fois que la vaporisation a commencé, la profondeur de la déflexion augmente (en valeur absolue) avec le temps dans les deux situations et à la même vitesse (les courbes sont parfaitement parallèles). De ce fait, l'écart d'environ un demi lit de poudre est ensuite conservé. Là encore, ce résultat était prévisible avec le modèle du piston. On a vu que la vitesse de perçage en régime permanent était conditionnée par l'intensité absorbée. Donc, comme pour l'épaisseur de bain de fusion, qu'il y ait de la poudre ou non, une fois que le métal fond, les vitesses de perçage avec et sans poudre sont les mêmes. Les profondeurs de bain doivent donc être décalées de plus ou moins une demi-épaisseur de lit de poudre (en fonction de la compacité initiale du lit de poudre). C'est en tout cas ce que montrent les essais expérimentaux de Cunningham et al. [24] pour des lignes de fusion. Ici, ce résultat n'est pas sensible à la valeur de ΔT_p .

On s'intéresse ensuite au volume fondu [Figure 3-14(d)], qui augmente en présence d'un lit de

poudre. Ce résultat s'explique par le fait que l'énergie absorbée par le système (poudre + substrat) est deux fois plus importante au début de l'interaction laser-matière, jusqu'à la fin de la densification. On trouve d'ailleurs de manière cohérente que lorsque $\Delta T_p = 200~K \approx \Delta T$, le volume de bain fondu est environ deux fois plus important que sur pleine tôle. En SLM, le résultat serait différent puisqu'en régime permanent, le laser interagit avec un bain de fusion qui se déplace dans une zone dénudée, et qui est alimenté indirectement en poudre via le phénomène d'entrainement.

On analyse enfin l'évolution de la température maximale en fonction du temps [Figure 3-14(e)], qui est identique sur les premières 30 µs. Ensuite, lors de la fusion, la température augmente plus vite côté lit de poudre, parce que le volume de bain absorbant l'énergie est isolé du substrat par une couche de poudre isolante. Lorsque la pression de recul s'exerce et que le bain de fusion pénètre finalement le substrat sous le lit de poudre, la courbe s'infléchit légèrement puisque la chaleur s'évacue alors par le substrat (comme déjà discuté). La thermique est ensuite pilotée par la convection dans le bain de fusion, elle-même dictée par la pression de recul. Finalement, dès que la poudre fond, la température maximale dans le bain est identique à celle observée dans le cas pleine tôle, comme décrit par le modèle du piston.

En somme, on montre par cette étude numérique comparative que les procédés de soudage laser et de fusion laser sélectives sont très similaires, du moins à cette échelle. Le tir statique présente bien sûr ses spécificités au début de l'interaction laser-matière, avant la fusion du lit de poudre. En revanche, dès que le bain de fusion se forme et que le régime de conduction forcée s'établit, l'hydrodynamique dans le bain de fusion lors d'un tir statique sur lit de poudre se ramène à celle que l'on observe classiquement lors d'un tir statique sur pleine tôle, telle que décrite par le modèle du piston. Cette similitude est d'ailleurs observée quelle que soit la valeur du paramètre numérique ΔT_p .

Ce résultat questionne donc sur l'utilité d'intégrer un lit de poudre équivalent dans notre modèle thermo-hydrodynamique. À partir des résultats que nous avons montrés jusqu'ici, on peut d'ores et déjà dresser deux scenarii :

- Si l'on cherche à étudier la dynamique de formation du bain de fusion, les régimes d'interaction associés (conduction forcée, keyhole), les phénomènes physiques locaux qui concernent l'interaction du laser avec le bain liquide, et la thermique sur un seul cordon, alors on devrait pouvoir se limiter à une simulation de fusion laser sur pleine tôle.
- En revanche, si l'on cherche à décrire la formation d'un cordon de SLM, sa topographie, l'occurrence de défaut comme le balling ou le humping ou la thermique sur plusieurs cordons, alors il faut nécessairement intégrer un modèle de lit de poudre. D'ailleurs, comme rappelé en introduction de ce chapitre, ce modèle est par nature un compromis entre l'échelle de représentation et la représentativité physique des résultats. Donc il est tout à fait pertinent de l'utiliser lorsque l'on souhaite travailler à une échelle qui dépasse le simple monocordon.

Puisque nous nous intéressons aux phénomènes physiques qui règnent à l'échelle du bain de fusion, nous ignorerons donc le lit de poudre dans la suite du manuscrit.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la pertinence et l'utilité d'un modèle de lit de poudre de SLM équivalent, dans l'analyse des phénomènes hydrodynamiques qui règnent à l'échelle du bain de fusion.

En introduisant le concept de milieu équivalent à travers les modèles de conductivité thermique apparente, nous avons d'abord montré que par nature, ces approches moyennées ne sont pertinentes que lorsqu'on souhaite faire un compromis entre l'échelle de modélisation et la représentativité des phénomènes physiques. Nous avons ensuite présenté quelques valeurs de la conductivité thermique des lits de poudre en SLM, de l'ordre de $10^{-1} \, \mathrm{W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}}$, soit dix fois celle d'un gaz et dix à cent fois plus faible que celle d'un métal dense. Nous donc avons supposé que le lit de poudre ne joue qu'un rôle marginal sur la thermique et la dynamique de formation d'un capillaire de vapeur.

Nous avons ensuite vérifié cette hypothèse en comparant la formation d'un keyhole avec poudre (configuration SLM) et sans lit de poudre (configuration soudage laser). Avant la vaporisation, les dynamiques sont différentes puisque le lit de poudre passe par deux étapes qui lui sont spécifiques : la densification et la sphéroïdisation. En revanche, passé ces étapes transitoires (quelques dizaines de microsecondes), la dynamique du capillaire de vapeur sur lit de poudre converge strictement vers celle observée sur pleine tôle (prévue par le modèle du piston).

Par conséquent, nous tirons les conclusions suivantes concernant la simulation numérique du procédé SLM :

- (1) Si l'objet d'étude est l'hydrodynamique du bain fondu et l'interaction entre le laser et le bain liquide, alors un modèle de tir sur pleine tôle est suffisant.
- (2) Si l'objet d'étude est la topographie des cordons, l'apparitions de défaut de type humping ou balling, ou l'étude des multi-cordons de SLM, alors le modèle de lit de poudre équivalent est très pertinent. De ce fait, la dimension collaborative du projet (à travers les cas test numériques) prend tout son sens puisque le CEMEF utilise justement ce modèle continu-équivalent pour simuler des recouvrements de cordons.
- (3) Si l'objet d'étude est la formation de projections solides, et l'éventuel impact du caractère stochastique du lit de poudre sur la stabilité des cordons, alors un modèle granulaire (avec interaction particule-plume de vapeur), est nécessaire. Ce dernier point met en avant la principale limite du modèle continu-équivalent, puisque l'intérêt d'étudier le lit de poudre en SLM se situe justement dans la possibilité de prévoir ces évènements (projections, inclusions) néfastes pour le procédé.

Dans le chapitre suivant, on présente la troisième brique de simulation de la thèse, qui concerne le phénomène de réflexions multiples du rayonnement laser dans le capillaire de vapeur. Ce phénomène physique dit de « piégeage de faisceau » est à l'origine du régime de *keyhole*, et conditionne en grande partie le couplage énergétique et la stabilité des bains de fusion dans ce régime.

Bibliographie

- [1] K. Vafai, ed., Handbook of porous media, 2nd ed, Taylor & Francis, Boca Raton, 2005.
- [2] G.R. Hadley, Thermal conductivity of packed metal powders, International Journal of Heat and Mass Transfer. 29 (1986) 909–920. https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90186-9.
- [3] M. Kaviany, Principles of Heat Transfer in Porous Media, Springer US, New York, NY, 1991. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-0412-8.
- [4] P. Zehner, E.U. Schlünder, Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen: Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen, Chemie Ingenieur Technik. 42 (1970) 933–941. https://doi.org/10.1002/cite.330421408.
- [5] J.C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism, Republ. of 3. ed., Oxford 1891, Dover Publ, New York, 1973.
- [6] H.W. Zhang, Q. Zhou, H.L. Xing, H. Muhlhaus, A DEM study on the effective thermal conductivity of granular assemblies, Powder Technology. 205 (2011) 172–183. https://doi.org/10.1016/j.powtec.2010.09.008.
- [7] T. Tsory, N. Ben-Jacob, T. Brosh, A. Levy, Thermal DEM-CFD modeling and simulation of heat transfer through packed bed, Powder Technology. 244 (2013) 52–60. https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.04.013.
- [8] D. Moser, S. Pannala, J. Murthy, Computation of Effective Thermal Conductivity of Powders for Selective Laser Sintering Simulations, Journal of Heat Transfer. 138 (2016) 082002. https://doi.org/10.1115/1.4033351.
- [9] K. Marchais, J. Girardot, C. Metton, I. Iordanoff, A 3D DEM simulation to study the influence of material and process parameters on spreading of metallic powder in additive manufacturing, Comp. Part. Mech. (2021). https://doi.org/10.1007/s40571-020-00380-z.
- [10] R.A. Crane, R.I. Vachon, A prediction of the bounds on the effective thermal conductivity of granular materials, International Journal of Heat and Mass Transfer. 20 (1977) 711–723. https://doi.org/10.1016/0017-9310(77)90169-7.
- [11] M. Rombouts, L. Froyen, A.V. Gusarov, E.H. Bentefour, C. Glorieux, Photopyroelectric measurement of thermal conductivity of metallic powders, Journal of Applied Physics. 97 (2005) 024905. https://doi.org/10.1063/1.1832740.
- [12] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [13] L.C. Wei, L.E. Ehrlich, M.J. Powell-Palm, C. Montgomery, J. Beuth, J.A. Malen, Thermal conductivity of metal powders for powder bed additive manufacturing, Additive Manufacturing. 21 (2018) 201–208. https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.02.002.
- [14] Gas Encyclopedia Air Liquide, (2020). https://encyclopedia.airliquide.com (accessed November 24, 2020).
- [15] C.J. Smith, S. Tammas-Williams, E. Hernandez-Nava, I. Todd, Tailoring the thermal conductivity of the powder bed in Electron Beam Melting (EBM) Additive Manufacturing, Sci Rep. 7 (2017) 10514. https://doi.org/10.1038/s41598-017-11243-8.
- [16] C.T. Hsu, P. Cheng, K.W. Wong, Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media, International Journal of Heat and Mass Transfer. 37 (1994) 2751–2759. https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90392-1.
- [17] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: International Congress on Applications of

- Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901. https://doi.org/10.2351/1.5118558.
- [18] S. Kolossov, E. Boillat, R. Glardon, P. Fischer, M. Locher, 3D FE simulation for temperature evolution in the selective laser sintering process, International Journal of Machine Tools and Manufacture. 44 (2004) 117–123. https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2003.10.019.
- [19] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. HAL Id: hal-01552410. https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410.
- [20] C. Körner, A. Bauereiß, E. Attar, Fundamental consolidation mechanisms during selective beam melting of powders, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. 21 (2013) 085011. https://doi.org/10.1088/0965-0393/21/8/085011.
- [21] A. Foroozmehr, M. Badrossamay, E. Foroozmehr, S. Golabi, Finite Element Simulation of Selective Laser Melting process considering Optical Penetration Depth of laser in powder bed, Materials & Design. 89 (2016) 255–263. https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.10.002.
- [22] A.V. Gusarov, I. Smurov, Radiation transfer in metallic powder beds used in laser processing, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 111 (2010) 2517–2527. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2010.07.009.
- [23] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, M. Primicerio, Numerical solution of phase-change problems, International Journal of Heat and Mass Transfer. 16 (1973) 1825–1832. https://doi.org/10.1016/0017-9310(73)90202-0.
- [24] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, Science. 363 (2019) 849–852. https://doi.org/10.1126/science.aav4687.

Chapitre 4

Table des matières

4.6

Modélisation et simulation des réflexions multiples dans le keyhole

4.1	INTRODUCTION	124

4.2	MODELE ANALYTIQUE DE GOUFFÉ	124
4.3	DÉFINITION DU NOUVEAU MODÈLE DE TRACÉ DE RAYON	\mathbf{S}
\mathbf{SOU}	S COMSOL	127
4.3.	1 RAPPEL SUR LES MODÈLES EXISTANTS DÉVELOPPÉS AVEC COMSOL	127
4.3.	2 Idée générale de la nouvelle approche	128
4.3.	3 ÉQUATIONS DE CONSERVATION	129
4.3.	4 Stratégies de mise à jour du dépôt d'énergie	130
4.3.	5 Traitement géométrique	132
4.4	VÉRIFICATION DU MODÈLE OPTIQUE	132
4.4.	1 MODÉLISATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN	132
4.4.	2 DISCRÉTISATION DU LASER ET DÉPÔT D'ÉNERGIE DANS UN CAPILLAIRE DE VAPEUR	134
4.4.	3 COMPARAISON AU MODÈLE DE GOUFFÉ	137
4.5	BILAN	140

CONCLUSION......142

BIBLIOGRAPHIE......144

4.1 Introduction

La troisième et dernière brique de simulation traitée, concerne l'interaction laser-matière. En effet, jusqu'à présent, nous avons modélisé l'apport de chaleur par un flux analytique représentatif de la distribution d'irradiance laser incidente. Or, au-delà d'une inclinaison critique du capillaire de vapeur, l'irradiance incidente n'est plus réfléchie à l'extérieur du bain de fusion et perdue pour le procédé, mais est partiellement réabsorbée à la surface du capillaire. Le flux laser absorbé n'est donc plus l'image directe de la distribution d'irradiance incidente, mais il est conditionné par le nombre de réflexions supplémentaires que subit cette irradiation, donc par la géométrie du bain liquide, ellemême conditionnée par la pression de recul.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord le phénomène de piégeage de faisceau de manière simplifiée, grâce au modèle analytique de Gouffé. On présentera ensuite le modèle numérique, qui permet de décrire les réflexions multiples du rayonnement incident dans le capillaire de vapeur.

4.2 Modèle analytique de Gouffé

L'étude du phénomène de piégeage de faisceau est complexe, car il existe un couplage fort entre la géométrie du capillaire de vapeur et le phénomène de réflexions multiples. En effet, les absorptions multiples du rayonnement laser déterminent la distribution d'irradiance absorbée et le niveau d'absorption du capillaire de vapeur – et donc sa géométrie – tandis qu'en retour, la géométrie du capillaire détermine le nombre de réflexions multiples. Pour simplifier le problème, on peut s'intéresser en première approche au modèle analytique de Gouffé (1945) [1], qui étudie le problème des diffusions multiples dans une cavité optique⁶ à géométrie fixe.

Prenons une enceinte de forme quelconque percée d'un orifice d'aire $o \ll \mathcal{A} - \mathcal{A}$ étant l'aire totale de l'enceinte, orifice compris (Figure 4-1). Supposons qu'un flux lumineux d'irradiance I_0 pénètre l'enceinte par son orifice. Supposons également que l'enceinte se comporte comme un diffuseur orthotrope, dans lequel le flux incident est réfléchi uniformément dans toutes les directions. Dans ce cas, l'irradiance réfléchie I_r respecte la loi de Lambert :

$$I_r = R_0 I_0 \cos(\theta) \tag{4.1}$$

où R_0 est la réflectance du matériau de l'enceinte et θ est l'angle du rayonnement réfléchi par rapport à la normale à la surface réfléchissante. Notez que le bain de fusion se comporte vraisemblablement comme un miroir réfléchissant (*i.e.* réflexion spéculaire) plutôt que comme un diffuseur orthotrope [2]. Continuons néanmoins l'étude du diffuseur orthotrope, nous verrons dans le paragraphe 4.4.3 ce qu'implique cette hypothèse.

Après la première réflexion, la part de la puissance incidente qui ressort de l'enceinte s'écrit:

$$R_1 = R_0 \frac{\Omega}{\pi} \tag{4.2}$$

 $^{^6}$ Au sens général, pour désigner toute enceinte dont le pouvoir absorbant augmente par multi-réflexions.

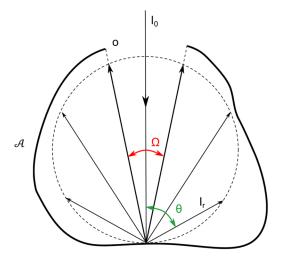


Figure 4-1 Schéma de l'enceinte orthotrope de forme quelconque.

où Ω est l'angle solide sous lequel peut rayonner l'enceinte et π représente l'angle solide total pour une hémisphère. Autrement dit, R_1 représente la réflectance apparente de l'enceinte après une réflexion. Réciproquement, l'absorbance apparente après une absorption s'écrit :

$$A_1 = 1 - R_0 \frac{\Omega}{\pi} \tag{4.3}$$

On déduit de l'équation (4.3) que plus l'orifice est petit, plus l'enceinte se comporte comme un corps noir (*i.e.* qui absorbe toute l'énergie qu'elle reçoit). Cependant, l'équation (4.3) n'est exacte que si toute l'irradiance incidente est absorbée en une seule fois. Or, la surface irradiée rediffuse le flux incident une deuxième fois dans toutes les directions, en particulier vers l'orifice.

En fait, la proportion de la puissance incidente disponible dans l'enceinte pour une seconde réflexion vaut $R_0 (\pi - \Omega)/\pi$. Si on suppose de plus que le flux est réfléchi uniformément sur toute la paroi de l'enceinte dès la deuxième réflexion, alors la fraction de la puissance incidente qui ressort de l'enceinte après deux réflexions vaut :

$$R_2 = R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi} \right) \frac{o}{\mathcal{A}} \tag{4.4}$$

Ainsi, la réflectance apparente R de l'enceinte après deux réflexions s'écrit :

$$R = R_1 + R_2 = R_0 \frac{\Omega}{\pi} + R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi} \right) \frac{o}{\mathcal{A}} \tag{4.5}$$

En généralisant l'expression (4.5) à n réflexions, la réflectance apparente devient :

$$R_{n} = R_{0} \frac{\Omega}{\pi} + R_{0}^{2} \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{o}{\mathcal{A}} \left[1 + R_{0} \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + R_{0}^{2} \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right)^{2} + \dots + R_{0}^{n-2} \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right)^{n-2}\right]$$
(4.6)

On reconnait au second membre de l'équation (4.6) la somme des termes d'une suite géométrique de raison $R_0(1-o/\mathcal{A})$. Puisque cette suite est convergente (la réflectance apparente tend vers 0 lorsque le nombre de réflexions est infini) et que $|R_0(1-o/\mathcal{A})| < 1$, alors lorsque n tend vers l'infini, l'équation (4.6) admet comme limite :

$$R = R_0 \frac{\Omega}{\pi} + R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi} \right) \frac{o}{\mathcal{A}} \cdot \frac{1}{1 - R_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}} \right)}$$

$$\tag{4.7}$$

Enfin, si on pose A = 1 - R l'absorbance apparente de l'enceinte et $A_0 = 1 - R_0$ l'absorbance du matériau de l'enceinte, alors l'équation (4.7) s'exprime finalement :

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{\Omega}{\pi}\right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + \frac{o}{\mathcal{A}}}$$

$$\tag{4.8}$$

Pour étudier l'équation (4.8), il reste à exprimer le rapport Ω/π pour différentes géométries. Gouffé [1] montre que dans le cas d'une sphère, $\Omega/\pi = o/\mathcal{A}$. Il propose donc de ré-exprimer l'équation (4.8) en posant $\Omega/\pi = o/\mathcal{A}_0$:

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{o}{\mathcal{A}_0}\right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + \frac{o}{\mathcal{A}}}$$
(4.9)

où \mathcal{A}_0 est la surface d'une sphère « équivalente », c'est à dire de même profondeur que l'enceinte de forme quelconque, dans la direction normale à l'ouverture. Ainsi pour une enceinte sphérique, $o/\mathcal{A}_0 = o/\mathcal{A}$

Grâce à l'équation (4.9), on étudie finalement l'effet des diffusions multiples sur le couplage énergétique d'enceintes de différentes formes en fonction de leur rapport d'aspect, défini comme la profondeur de l'enceinte divisée par le diamètre de l'ouverture (e/d) (Figure 4-2).

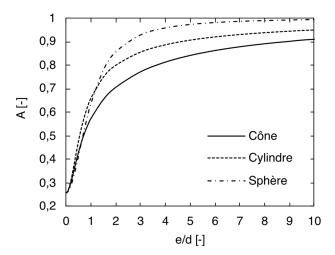


Figure 4-2 Absorbance apparente en fonction du rapport d'aspect pour différentes formes d'enceintes. D'après la loi de Gouffé appliquée au nickel pur d'absorbance normale $A_0=0.26$.

Tout d'abord, à rapport d'aspect nul ou très faible – jusqu'à 0,1 environ – les enceintes se comportent comme de simples plans d'absorbance apparente A égale à l'absorbance du matériau A_0 . Ensuite, l'absorbance apparente des trois enceintes double entre e/d=0,1 et ~ 0,7, par effet de « piégeage » du faisceau incident. Le flux incident n'est plus renvoyé à l'extérieur du système après une réflexion, mais il est partiellement redistribué à l'intérieur de l'enceinte qui voit son pouvoir absorbant doubler. Enfin entre e/d=1 et 10, l'absorbance apparente tend plus ou moins rapidement vers 1, donc vers la limite du corps noir. Aussi, puisque le cône est plus ouvert que le cylindre qui est lui-même plus ouvert que la sphère (à partir de e/d=1), on trouve logiquement qu'à haut rapport d'aspect, le pouvoir absorbant des enceintes augmente dans cet ordre-là.

À partir de ces résultats, on peut d'ores et déjà interpréter qualitativement ce qui se joue au seuil de formation du keyhole. En effet, la transition soudaine entre le capillaire de vapeur en forme de cuvette et le keyhole en forme de « V », est directement corrélée à l'augmentation très rapide de l'absorbance apparente observée pour des rapports d'aspect inférieurs à 1. Cependant, la formation du keyhole et l'augmentation de l'absorbance sont à la fois la cause et la conséquence de phénomènes locaux qu'on ne parvient pas à décrire avec cette approche globale. Il manque en effet une information essentielle, à savoir la distribution spatiale d'irradiance absorbée par la paroi du keyhole. On peut donc difficilement décrire la séquence qui marque le passage d'un capillaire peu profond à un keyhole. C'est à ce stade que la simulation numérique peut compléter notre compréhension actuelle du phénomène de keyhole.

4.3 Définition du modèle de tracé de rayons sous COMSOL

4.3.1 Rappel sur les modèles développés avec COMSOL

Le phénomène de réflexions multiples est intégré dans les modèles numérique du soudage laser depuis une vingtaine d'année au moins, souvent à l'aide de la méthode de tracé de rayons. À l'image des travaux de Lee et al. (2002), [3], Ki et al. (2005) [4] ou Medale et al. (2008) [5], ces modèles sont en général des codes numériques « maison », développés par des équipes de numériciens. En revanche, ces approches numériques très multiphysiques sont beaucoup moins répandues dans la communauté des utilisateurs d'outils commerciaux tel que COMSOL Multiphysics[®]. On trouve en effet trois types de modèles multiphysiques de l'interaction laser-matière dans la communauté COMSOL.

Il y a d'abord les modèles thermo-hydrodynamiques qui traitent l'interaction laser-matière à l'aide d'une source de chaleur basée sur la distribution spatiale du faisceau laser (Gaussien ou top-hat par exemple). C'est ce que nous avons présenté au Chapitre 2. En général, l'absorbance est supposée constante et le phénomène de réflexions multiples n'est décrit sous aucune forme. Les travaux de Tomashchuk et al. (2016) [6], Sharma et al. (2019) [7] et Raja-Kumar et al. (2020) [8] sont trois exemples représentatifs de cette catégorie de modèles.

Il y a ensuite les modèles thermo-hydrodynamiques qui décrivent l'apport de chaleur via une terme source comme précédemment, mais où l'absorbance du matériau est calibrée pour que les dimensions des zones fondues simulées au régime stationnaire correspondent à celles obtenues expérimentalement. Cette calibration est réalisée, soit à l'aide du modèle de Gouffé, soit via un modèle physique qui estime la puissance nécessaire pour fondre une surface transversale de cordon donnée [9].

Cette approche permet donc de prendre en compte l'effet des multi-réflexions sur les dimensions des zones fondues obtenues au régime stationnaire, mais elle ne décrit pas fidèlement la dynamique de formation du capillaire. D'ailleurs, l'absorbance « calibrée » ne coïncide pas forcément avec l'absorbance apparente qui résulte d'une redistribution de l'irradiance absorbée par réflexions multiples dans le keyhole. Par ailleurs, l'absorbance n'est calibrée que pour une distribution d'irradiance donnée. Sous COMSOL, les travaux de Bruyère et al. (2017) [10] donnent un exemple d'application de cette méthode dans le cas d'un tir statique, et les travaux de Courtois et al. (2016) [11] en donnent un exemple dans une configuration de soudage.

Il y a troisièmement les modèles thermo-hydrodynamiques qui intègrent le calcul auto-consistant des réflexions multiples du rayonnement laser dans le *keyhole*. Sous COMSOL, il n'existe jusqu'alors qu'un exemple d'application : les travaux de Courtois et al. (2013) [12]. Dans leur modèle, le rayonnement est modélisé à l'aide des équations de Maxwell, qui traduisent la propagation du champ électrique du laser dans le *keyhole* et son interaction avec le métal. Cette approche est plus « physique » que la méthode de tracé de rayons, car elle permet de calculer les réflexions multiples, l'épaisseur de peau ainsi que l'éventuelle diffraction du rayonnement incident lorsque la longueur d'onde du laser est comparable aux dimensions caractéristiques de l'objet irradié [13].

En revanche, cette méthode a un coût numérique relativement important. Elle résout en effet l'équation de propagation du champ électrique en plus des équations de Navier-Stokes, de l'équation de la chaleur et du modèle de suivi d'interface libre (LS en l'occurrence). De plus, cette méthode pose des problèmes d'échelle spatiale. La longueur d'onde des laser YAG étant de 1 µm, un maillage plus fin que la longueur d'onde est nécessaire pour décrire correctement la propagation du champ électrique. Pour contourner ce problème, Courtois et al. [12] modélisent des longueurs d'onde 10 à 50 fois plus grandes et calibrent les propriétés optiques du matériau pour retrouver les lois d'interaction propres au laser YAG. Malgré cette adaptation, cette approche n'a jusqu'à présent été appliquée qu'à des cas de tirs statiques.

Cette courte étude bibliographique sur les modèles d'ILM montre donc qu'il manque sous COMSOL®, un modèle alternatif à la solution de Courtois et al. [12], qui permette de décrire le phénomène de piégeage de faisceau au cours d'une ligne de fusion. Pourtant, c'est un phénomène clé car il conditionne directement la profondeur de pénétration des cordons et les instabilités hydrodynamiques qui conduisent à des défauts de fusion.

Pour développer ce nouvel outil, nous avons choisi d'utiliser le module *Ray-Optics* implémenté dans COMSOL Multiphysics[®]. Cette méthode est un compromis entre la méthode électromagnétique de Courtois et *al.* [12] (très physique mais coûteuse) et la méthode de source de chaleur équivalente (moins physique mais plus rapide).

4.3.2 Idée générale de la nouvelle approche

Étudions les temps caractéristiques du problème physique que nous souhaitons simuler : le tir statique pleine tôle étudié dans le chapitre précédent. Nous avons vu à l'aide du modèle du piston et du code numérique que la vitesse de perçage V_d du bain liquide dans le solide était de l'ordre du mètre par seconde. Si on prend le diamètre du spot laser $D_L=100~\mu\mathrm{m}$ comme dimension caractéristique, alors on calcule le temps caractéristique τ_k du problème comme :

$$\tau_k = \frac{D_L}{V_d} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1} = 10^{-4} s \tag{4.10}$$

Donc τ_k représente le temps nécessaire pour former un capillaire de vapeur de rapport d'aspect > 1. Considérons maintenant le problème optique. La dimension caractéristique est toujours le diamètre du faisceau, tandis que la vitesse caractéristique est la célérité de la lumière dans le vide $c_0 = 3 \cdot 10^8$ ${\bf m\cdot s^{\text{-1}}}.$ Le temps caractéristique du problème optique τ_o est donc simplement :

$$\tau_o = \frac{D_L}{c_0} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^8} \sim 10^{-13} s \tag{4.11}$$

En somme $\tau_o \ll \tau_k$, impliquant que les problèmes thermo-hydrodynamique et optique ne peuvent être résolus simultanément à tous les instants. Il faudrait, soit résoudre le deuxième problème en régime permanent à chaque pas de temps du premier (couplage quasi-stationnaire), soit séquencer la résolution transitoire de chaque problème individuellement, à partir des conditions finales du précédent.

La première approche a été utilisée par Courtois et al. [12], puisque COMSOL® permet de résoudre les équations de Maxwell en régime permanent à chaque pas de temps d'un deuxième problème transitoire. Cependant, l'algorithme de tracé de rayons ne peut pas être résolu en régime permanent avec COMSOL[®]. De plus, il n'existe dans ce logiciel aucune méthode connue où prévue pour séquencer la résolution des problèmes thermo-hydrodynamique et optique tel qu'on le souhaite. Pour ce faire, nous avons créé notre propre schéma de résolution en utilisant l'Application Builder (le mode « développeur ») de COMSOL®. Ce mode d'utilisation est initialement prévu pour créer et distribuer des applications « clé en main » [14], ou pour créer des modules d'extensions codés en JAVA® qui fluidifient les tâches répétitives comme l'étape de post-traitement [15]. Nous avons donc exploité la possibilité de créer des routines JAVA®, non seulement pour fluidifier l'utilisation du logiciel, mais aussi pour créer un schéma de résolution personnalisé.

4.3.3 Équations de conservation

La méthode de tracé de rayons peut être assimilée à une description corpusculaire du rayonnement incident à l'échelle macroscopique. Chaque rayon porte une fraction de la puissance incidente, et ceux-ci sont lancés à partir d'une frontière avec une densité de probabilité $\mathcal P$ qui détermine la distribution d'irradiance incidente. Leur trajet optique est calculé à l'aide de deux équations différentielles du premier ordre sur la position instantanée q_i (4.12) et le vecteur d'onde k_i (4.13) du rayon i:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial \omega_i(k)}{\partial k_i} \tag{4.12}$$

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial \omega_i(k)}{\partial k_i}
\frac{\partial k_i}{\partial t} = \frac{\partial \omega_i(k)}{\partial q_i}$$
(4.12)

où ω_i est la fréquence angulaire du rayon i. Si les rayons traversent un domaine d'indice de réfraction n_{λ} homogène, alors les équations (4.12) et (4.13) se simplifient, et traduisent le fait que les rayons se déplacent en ligne droite avec une célérité $c = c_0/n_\lambda$:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial k_i} \left\{ \frac{c_0}{n_\lambda} |k_i| \right\} = \frac{c_0}{n_\lambda} \frac{k_i}{|k_i|} \tag{4.14}$$

$$\frac{\partial k_i}{\partial t} = 0 \tag{4.15}$$

Lorsque les rayons interagissent avec une surface plane, inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe du faisceau laser, ceux-ci sont renvoyés vers l'extérieur du système après une réflexion. L'irradiance absorbée par la surface s'écrit donc :

$$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_I^2} f(r) cos(\theta)$$
(4.16)

où f(r) est lié à la densité de probabilité \mathcal{P} . On reconnait ici l'équation (2.55) utilisée dans le modèle thermo-hydrodynamique. En revanche, lorsque les rayons interagissent avec une cavité optique où les multi-réflexions prennent effet, l'irradiance absorbée est calculée en fonction du nombre de rayons N et du nombre de réflexions M que subit chaque rayon [5]:

$$I_{abs} = \sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} A_{ij} I_{ij}(r, z) \vec{k}_i \cdot \vec{n}_i$$
(4.17)

où $\vec{k}_i \cdot \vec{n}_i = cos(\theta)$ dans le cas d'un plan incliné.

4.3.4 Stratégies de mise à jour du dépôt d'énergie

On entend par « stratégie de mise à jour du dépôt d'énergie », la façon avec laquelle les études thermo-hydrodynamique et optiques sont séquencées. Nous avons imaginé deux stratégies.

La première est qualifiée d'explicite (au sens courant du terme), c'est-à-dire que le dépôt d'énergie est mis à jour à des instants prédéfinis. Cette stratégie est schématisée sur la Figure 4-3.

D'abord, le problème multiphysique est initialisé. Le modèle thermo-hydrodynamique est lancé sans tracé de rayons pendant une durée δt . Lors de cette phase, l'apport de chaleur est décrit par l'équation (4.16). Ensuite, à $t_0 + \delta t$, le problème multiphysique est arrêté tandis que l'étude de tracé de rayons est lancée, en prenant comme condition initiale l'état final de l'étude multiphysique. À la fin de cette étape, cette dernière est mise à jour avec le nouveau flux de chaleur calculé via l'équation (4.17). Enfin, ces deux étapes sont répétées jusqu'à ce que le temps final t_f de la simulation soit atteint.

L'avantage de cette méthode est précisément son caractère explicite. L'incrément de temps δt est fixé à l'avance, ne varie pas, et est réglé en fonction de la finesse de la mise à jour souhaitée. Cette méthode est donc relativement simple à coder. En revanche, l'inconvénient est que le terme source n'est pas mis à jour intelligemment au regard de la géométrie du bain de fusion. En effet, on souhaiterait mettre à jour le terme source « souvent » lorsque la géométrie du capillaire évolue

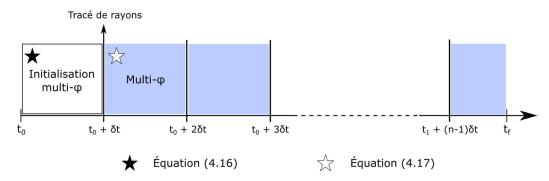


Figure 4-3 Schéma de la stratégie de mise à jour « explicite » du dépôt d'énergie.

« rapidement ». Au contraire, on n'aurait pas besoin de mettre à jour le terme source lorsque la géométrie du capillaire évolue peu, comme en régime de conduction forcée ou à l'état stationnaire.

En fait, il faudrait mettre à jour l'apport de chaleur en fonction d'un évènement qui traduit une variation de la géométrie du capillaire de vapeur, d'où la deuxième stratégie qualifiée d'implicite, au sens où c'est un évènement implicite (imprévisible dans le temps) qui commande la mise à jour de l'apport de chaleur (Figure 4-4).

On définit donc un ou plusieurs critères qui caractérisent la dynamique de l'interface liquide/gaz. Nous avons d'abord envisagé de prendre la variation temporelle de la profondeur du keyhole :

$$\Delta e(t) = e(t) - e(t_{i-1}) \le \Delta e_{seuil} \tag{4.18}$$

Ramené au diamètre de spot, ce critère est analogue à la variation de rapport d'aspect déjà utilisée lors de l'étude du modèle de Gouffé.

Cependant, comme expliqué précédemment, ce critère est trop « global ». En effet, on peut imaginer qu'un capillaire de vapeur instable présente des variations locales d'inclinaison qui ne changent pas son rapport d'aspect, mais qui modifient le couplage énergétique du système (effet angulaire). Le modèle de Gouffé montre d'ailleurs qu'à même rapport d'aspect, deux enceintes de formes différentes (donc d'angles d'interaction différents) n'ont pas la même absorbance apparente. Ce critère n'est donc définitivement pas suffisant. Nous avons donc défini un second critère sur la variation d'inclinaison locale $\Delta\alpha$ de l'interface :

$$\Delta \alpha_{max}(t) = \max[\alpha(t) - \alpha(t_{i-1})] \le \Delta \alpha_{seuil} \tag{4.19}$$

À chaque pas de temps, on calcule l'inclinaison du vecteur normale sur chaque maille de l'interface liquide/gaz (par rapport à l'axe du faisceau laser par exemple), et on la compare à l'inclinaison calculée à la dernière mise-à-jour du terme source. On prend ensuite la valeur maximale pour la comparer à un pas angulaire seuil $\Delta \alpha_{seuil}$. On règle ainsi la finesse du calcul via ce pas angulaire.

Pour optimiser le modèle, on peut définir un deuxième pas angulaire $\Delta \beta_{seuil}$, qui règle la transition entre l'étape d'initialisation et la première mise à jour du terme source. En première approche, on peut fixer $\Delta \beta_{seuil}$ à 45°, l'inclinaison à partir de laquelle les rayons incidents sont renvoyés horizontalement vers le capillaire. En pratique, on prendra une valeur plus faible, ne serait-ce que pour vérifier que le flux de chaleur calculé par tracé de rayons [équation (4.17)] est identique au flux

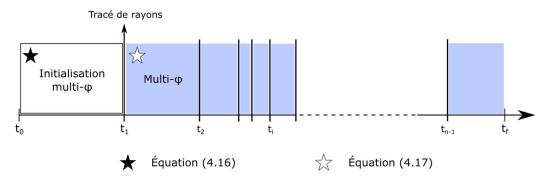


Figure 4-4 Schéma de la stratégie de mise à jour « implicite » du dépôt d'énergie.

de chaleur analytique [équation (4.16)].

En somme, quelle que soit la stratégie de mise à jour envisagée, la méthode présentée dans ce chapitre peut être résumée ainsi : « on ne simule plus un seul problème thermo-hydrodynamique, mais n problèmes thermo-hydrodynamiques consécutifs, concaténés, et dont le flux de chaleur est mis à jour à l'aide d'une étude optique répétée n-1 fois ».

4.3.5 Traitement géométrique

Différentes stratégies ont été imaginées par essai-erreur, pour configurer la géométrie des études thermo-hydrodynamique et optique. Nous avons finalement opté pour une configuration de « maillage glissant », où l'interface liquide/gaz « glisse » le long d'un maillage fixe qui encadre le domaine de propagation des rayons. Ces différentes stratégies, ainsi que leurs avantages et inconvénients sont détaillés en Annexe 7.

4.4 Vérification du modèle optique

4.4.1 Modélisation d'un faisceau Gaussien

4.4.1.1 Définition du problème

Comme évoqué plus haut, la distribution spatiale f(r) de l'irradiance absorbée dépend de la densité de probabilité \mathcal{P} qu'ont les rayons d'être lancés à une distance r de l'axe optique. Elle dépend également du nombre N de rayons utilisés pour discrétiser le faisceau incident. Nous allons vérifier ce modèle ici en simulant un faisceau Gaussien.

La Figure 4-5 représente un domaine ABCD dans lequel se propagent 100 rayons. Ces rayons sont relâchés par le segment [DC], avec une loi de probabilité normale :

$$\mathcal{P}(x) = \exp\left(-2\frac{x^2}{R_L^2}\right) \tag{4.20}$$

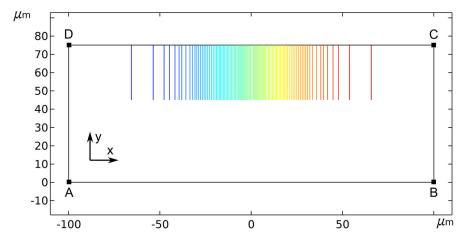


Figure 4-5 Domaine géométrique utilisé pour vérifier la modélisation d'un faisceau Gaussien. Le jeu de couleurs représente la position x des rayons.

où σ_0 vaut 50 µm. On reconnait donc ici la distribution Gaussienne de l'irradiance incidente employée dans le Chapitre 2. Chaque rayon porte une puissance $P_N = P_L/N$, où P_L est fixé à 100 W. Les rayons sont ensuite entièrement absorbés par le segment opposé [AB], si bien que l'intensité absorbée est l'image directe de l'intensité incidente.

4.4.1.2 Considérations numériques

Les segments [AB], [BC], [CD] et [DA] sont maillés avec des éléments linéaires de 3 μ m de long. On utilise le solveur itératif GMRES avec une approche de résolution fortement couplée. La Jacobienne est mise à jour au minimum (réglé par COMSOL) et on utilise le schéma temporel alphagénéralisé avec un facteur d'amplification de 0,75 (la configuration par défaut). On fixe un pas de temps initial égal à $0.01R_L/c$ et un pas de temps maximal de $0.1R_L/c$, COMSOL ajuste ensuite librement le pas de temps à l'intérieur de cet intervalle.

Les simulations présentées dans ce paragraphe durent en moyenne moins de 5 minutes.

4.4.1.3 Résultats

On compare pour différents N, le profil d'irradiance normalisé théoriquement absorbée par le segment [AB], au flux de chaleur normalisé déposé par la méthode de tracé de rayons (Figure 4-6).

On constate d'abord que pour tout N, l'intensité déposée par tracé de rayons suit bien la distribution Gaussienne souhaitée. Cependant, de façon évidente, la résolution du dépôt d'énergie augmente avec le nombre de rayons N.

En effet, lorsque N=200, la Gaussienne est visiblement discontinue, et l'irradiance absorbée évolue par incréments, mais la solution numérique converge très rapidement vers son équivalent analytique. Lorsque N=500, seule la queue de la Gaussienne paraît discrète. Cet effet s'estompe lorsque N croît, et une Gaussienne quasi-continue est obtenue à partir de N=2000.

En somme, avec la méthode du tracé de rayons, on peut produire dans notre configuration une Gaussienne quasi-continue à l'aide de 2000 rayons. En revanche, pour assurer une résolution suffisante

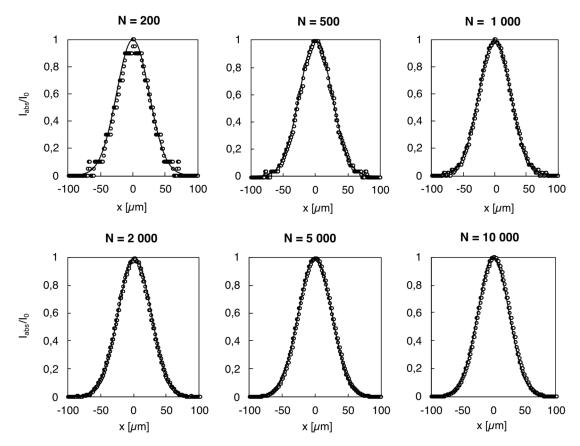


Figure 4-6 Résolution d'une Gaussienne en fonction du nombre de rayons incidents. La courbe continue représente la distribution théorique.

du dépôt d'énergie dans le cas des réflexions multiples, on s'attend à utiliser plus de rayons. Pour optimiser ce nombre de rayons, nous reproduisons le même exercice mais cette fois-ci, en déposant l'énergie dans une géométrie représentative d'un capillaire de vapeur.

4.4.2 Discrétisation du laser et dépôt d'énergie dans un capillaire de vapeur

4.4.2.1 Définition du problème

La cavité dans laquelle sont relâchés les rayons est représentée sur la Figure 4-7. Il s'agit d'un capillaire de vapeur simulé à l'aide du modèle thermo-hydrodynamique présenté au Chapitre 2, mais appliqué à une ligne de fusion. Nous ne discuterons pas ici des résultats hydrodynamiques obtenus avec ce modèle – ça n'est pas l'objet du chapitre – mais admettrons simplement que la topologie de l'interface métal/gaz qui en est extraite est représentative d'un capillaire de vapeur.

La surface notée S_2 est donc l'interface liquide/gaz tandis que la surface notée S_1 est la frontière à partir de laquelle N rayons sont relâchés, selon la densité de probabilité :

$$\mathcal{P}(r) = exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right) \qquad avec \qquad r = \sqrt{x^2 + y^2} \tag{4.21}$$

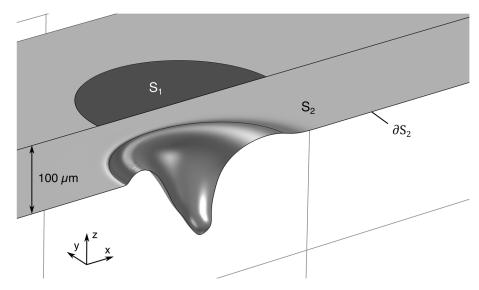


Figure 4-7 Domaine géométrique utilisé pour vérifier l'effet de la discrétisation du laser incident sur le dépôt d'énergie dans le capillaire de vapeur. S_1 est la frontière de lancer des rayons, S_2 représente l'interface métal/gaz et ∂S_2 est l'intersection entre le plan de symétrie (x, z) et l'interface S_2 .

où conformément à la notation précédente, $R_L = 70 \ \mu \text{m}$ est le rayon du laser à $1/\text{e}^2$. Enfin la puissance totale du rayonnement incident vaut 500 W.

On produit le même exercice que précédemment, mais cette fois-ci, S_2 a une absorbance de 0,39 (l'absorbance normale du titane pur). Conformément à ce que nous avons supposé plus haut, le bain liquide se comporte comme un miroir réfléchissant. De plus, la solution numérique n'est pas comparée à une solution analytique (qui est inconnue *a priori*), mais à une solution numérique de référence obtenue lorsque le faisceau est « infiniment » discrétisé ($N=10^6$). Toutes les surfaces sont maillées avec des éléments triangulaires de 3 µm de côté. La configuration du solveur est identique au cas précédent.

4.4.2.2 Résultats

Les flux absorbés sur la ligne ∂S_2 sont reportés sur la Figure 4-8, et comparés au cas de référence $(N=10^6)$.

D'abord, conformément à notre hypothèse précédente, plus de 2000 rayons sont nécessaires pour discrétiser une source de chaleur absorbée dans une cavité. Avec 5000 rayons, le modèle de tracé de rayons reproduisait une Gaussienne visiblement continue. En revanche, avec autant de rayons, le flux de chaleur déposé dans le capillaire fluctue autour de la solution de référence. Cependant, le modèle semble converger et une solution quasi-continue est obtenue à partir de 20 000 rayons environ, soit dix fois plus que dans la configuration précédente.

Nous cherchons ensuite à quantifier cette convergence numérique. Dans ses travaux, Touvrey-Xhaard (2006) [16] analyse la convergence de la valeur des pics d'intensité en fonction du nombre de rayons par élément. Ici, on cherchera plutôt à caractériser la dispersion de la solution discrétisée autour de la valeur de référence, cette dernière étant définie comme une valeur moyenne autour de laquelle la solution numérique fluctue. On calcule donc l'écart type σ de nos séries de valeurs :

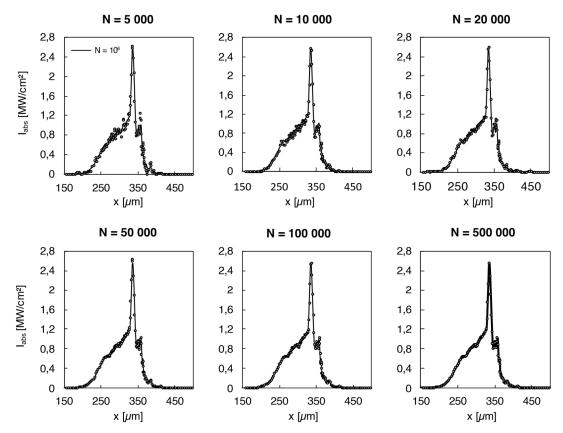


Figure 4-8 Distribution de l'irradiance absorbée dans le capillaire de vapeur en fonction du nombre de rayons. La courbe en trait plein est la solution de référence $(N=10^6)$.

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (I_{x,i} - I_{ref})^2}$$
 (4.22)

où $I_{x,i}$ est l'irradiance absorbée calculée au point x, et I_{ref} est l'irradiance de référence absorbée à la même abscisse. Sur la Figure 4-9, on trace σ en fonction du temps de calcul du problème optique pour chaque N.

La figure confirme d'abord que la solution numérique converge vers la solution de référence lorsque N tend vers l'infini. On trouve aussi que le temps de mise à jour du dépôt d'énergie croît linéairement avec N: de quelques dizaines de secondes avec 5000 rayons, et jusqu'à 20 minutes lorsque N=500000. Ce temps de calcul supplémentaire peut devenir très contraignant car le terme source est susceptible d'être mis à jour plusieurs centaines de fois lors des calculs multiphysiques.

D'après le graphique de Pareto tracé sur la Figure 4-9, $N=50\,$ 000 constitue un bon compromis entre temps de calcul et fluctuations de l'énergie absorbée. Cela assure une densité de rayons par éléments de l'ordre de 30 en moyenne, le temps de mise à jour est de 2 minutes et l'écart type est de 0,018, ce qui équivaut à 1,5% de l'intensité nominale $A_0P_L/\pi R_L^2=1,2~{\rm MW\cdot cm^{-2}}$.

Les faibles écarts types rencontrés sur la Figure 4-9 semblent toutefois indiquer que la solution numérique s'accorde avec la solution de référence pour des valeurs de N plus faibles. Cependant, la dynamique du capillaire est très sensible à l'énergie absorbée localement, ce qui justifie une description très fine de cette énergie. Pour valider définitivement notre recommandation, il faudrait étudier la

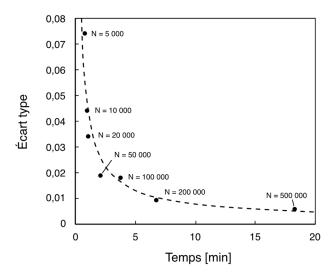


Figure 4-9 Écart type en fonction du temps de calcul pour différentes valeurs de N.

convergence numérique du problème thermo-hydrodynamique en fonction de N. Trois possibilités se présenteraient alors.

Soit $N=50\,000$ est effectivement le meilleur compromis. Alors, cela ne changerait rien à notre préconisation. Soit le calcul thermo-hydrodynamique converge à partir d'une valeur inférieure à 50 000. Dans ce cas-là, utiliser cette nouvelle valeur de N permettrait de gagner du temps de calcul. Soit la source de chaleur n'est pas assez discrétisée avec $N=50\,000$. Dans ce cas, en prenant $N>50\,000$, le temps de calcul augmenterait dans des proportions inenvisageables.

Donc dans tous les cas, on minimise le risque en prenant la plus grande valeur de N qui assure un temps de calcul jugé raisonnable. Comme on l'a vu, $N=50\,000$ paraît être un bon compromis et en pratique, nous le verrons dans le Chapitre 5, on parvient à simuler des bains de fusion tout à fait représentatifs des observations expérimentales dans ces conditions. Par précaution, on retient donc $N=50\,000$ pour la suite de l'étude.

4.4.3 Comparaison au modèle de Gouffé

4.4.3.1 Définition du problème

Après avoir vérifié la méthode de discrétisation d'un faisceau Gaussien et la convergence de l'irradiance absorbée en fonction du nombre de rayons incident, nous devons enfin vérifier le calcul du pouvoir absorbant d'une cavité optique en comparant notre modèle numérique à l'approche analytique de Gouffé.

Nous avons choisi pour cela de simuler le dépôt d'énergie dans une cavité de forme conique (Figure 4-10). Les rayons sont lancés à partir de la surface S_1 avec une densité de probabilité \mathcal{P} qui est soit Gaussienne [équation (4.21)], soit homogène. Ils sont ensuite absorbés et réfléchis par la surface notée S_2 . On fait ensuite varier la profondeur d du cône, et on étudie pour les différentes distributions de rayons et pour différentes natures de réflexions – diffusion orthotrope [équation (4.1)] ou réflexion spéculaire – le pouvoir absorbant de l'enceinte.

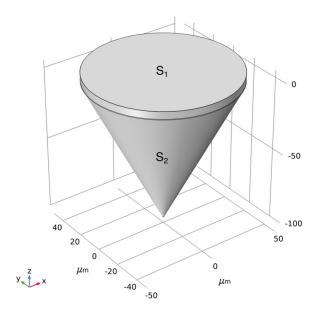


Figure 4-10 Domaine géométrique utilisé pour vérifier la simulation du modèle de Gouffé. La surface noté S_1 correspond à la frontière à partir de laquelle les rayons sont lancés. La frontière S_2 est la surface absorbante du cône.

4.4.3.2 Considérations numériques

La configuration numérique est identique à celle présentée au paragraphe précédent.

4.4.3.3 Résultats

a. Influence de la nature de la réflexion

On compare d'abord le modèle de Gouffé aux résultats numériques obtenus avec des distributions top-hat et Gaussienne [Figure 4-11(a)].

On trouve une excellente correspondance entre le modèle de Gouffé et les résultats numériques, en particulier avec l'hypothèse du faisceau Gaussien. Les simulations numériques et l'approche analytique décrivent la même évolution du pouvoir absorbant des enceintes en fonction de leur rapport d'aspect : une augmentation importante de l'absorbance apparente lorsque e/d < 1, puis une croissance asymptotique vers la configuration du corps noir. La simulation avec un faisceau Gaussien et le modèle analytique convergent à partir de $e/d \sim 3$, suggérant que c'est à partir de ce rapport d'aspect que les hypothèses simplificatrices posées par Gouffé (en particulier le nombre infiniment grand de réflexions) sont valides.

On étudie ensuite les résultats numériques obtenus en supposant que l'enceinte ne diffuse plus le rayonnement incident, mais le réfléchit [Figure 4-11(b)].

L'enceinte réfléchissante se comporte globalement de la même façon qu'une enceinte diffusante, mais elle montre trois spécificités qui peuvent avoir leur importance dans la discussion sur la formation du keyhole. D'abord, l'absorbance apparente reste constante (et égale à l'absorbance normale du matériau) jusqu'à e/d = 0.3 (contre 0,1 pour l'enceinte diffusante), puisque le rayonnement n'est

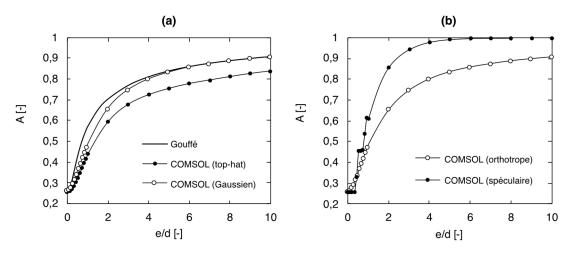


Figure 4-11 (a) Comparaison des simulations numériques (top-hat contre Gaussien) au modèle de Gouffé. (b) Diffusion orthotrope contre réflexion spéculaire (distribution Gaussienne).

plus réfléchi dans toutes les directions de l'hémisphère. Ensuite, l'absorbance apparente croît beaucoup plus vite avec le rapport d'aspect. Elle double entre e/d=0,3 et 0,7 tandis qu'avec l'enceinte diffusante, elle double entre e/d=0,1 et $\sim 1,5$. Enfin, en conséquence du point précédent, la cavité conique se comporte comme un corps noir plus vite, à partir de e/d=4, contre ~ 30 avec le modèle de Gouffé (non tracé sur la figure).

En configuration de tir statique, on peut approximer le keyhole à une enceinte de forme conique [17]. Donc dans cette hypothèse, et en supposant que le métal liquide se comporte comme un miroir réfléchissant, le passage entre les régimes de conduction forcée et de keyhole doit être plus « violent » que ne le laisse présager le modèle de Gouffé. C'est ce que suggèrent les résultats de Cunningham et al. [18], et c'est ce que nous allons chercher à caractériser dans le chapitre suivant.

b. Influence de l'angle d'incidence

La dernière question posée est de savoir dans quelles mesures la variation de l'absorbance en fonction de l'angle d'incidence modifie le pouvoir absorbant de l'enceinte. Jusqu'ici, nous avons pris en compte l'absorbance normale du matériau. Nous avons donc répété la simulation précédente en utilisant cette fois-ci l'absorbance de Fresnel A_F [19]:

$$A_F = 1 - \frac{1}{2} (R_p + R_s) \tag{4.23}$$

$$R_{p} = \frac{[n_{\lambda} - 1/\cos(\theta)]^{2} + k_{\lambda}^{2}}{[n_{\lambda} + 1/\cos(\theta)]^{2} + k_{\lambda}^{2}}$$
(4.24)

$$R_s = \frac{[n_{\lambda} - \cos(\theta)]^2 + k_{\lambda}^2}{[n_{\lambda} + \cos(\theta)]^2 + k_{\lambda}^2}$$

$$(4.25)$$

 n_{λ} et k_{λ} étant les indices de réfraction du matériau irradié et θ étant l'angle d'incidence des rayons par rapport à la normale à la surface irradiée.

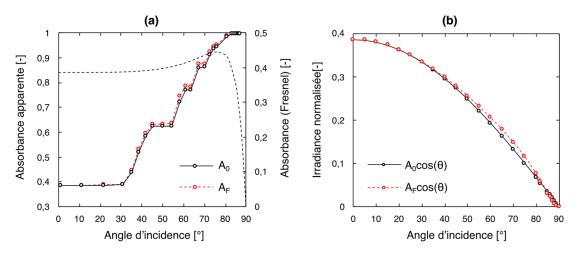


Figure 4-12 (a) Absorbance apparente en fonction de l'angle d'incidence, avec et sans prise en compte de la loi de Fresnel. La loi de Fresnel est tracée à titre indicatif en traits pointillés (b) Irradiance absorbée normalisée avec et sans Fresnel.

On compare sur la Figure 4-12(a) les absorbances apparentes simulées avec l'absorbance normale $A_0 = 0.39$ et l'absorbance de Fresnel A_F , en fonction de l'angle d'incidence des premiers rayons absorbés. La loi de Fresnel est également tracée (traits pointillés) à titre indicatif.

Sur les premiers 30°, la loi de Fresnel est constante, si bien que l'absorbance apparente calculée à partir de l'absorbance normale est strictement égale à celle obtenue à partir de l'absorbance de Fresnel.

Ensuite, entre 30° et 70°, l'absorbance du matériau augmente avec l'angle d'incidence, comme montré par la loi de Fresnel. Cependant, cette augmentation est négligeable comparée à celle qui résulte des multi-réflexions : 15% contre 140% respectivement. Dans cette phase donc, le processus d'absorption est dominé par le mécanisme de réflexions multiples.

Enfin, entre 70° et 90°, l'absorbance de Fresnel chute. Autrement dit, les rayons réfléchis possèdent une puissance proche de la puissance incidente ; puissance qui contribue d'autant plus à augmenter le pourvoir absorbant de la cavité optique et à irradier le fond de cette dernière. Dans cette phase, là encore, le bilan de puissance n'est guère modifié par la prise en compte de l'absorbance de Fresnel.

En somme, à l'échelle globale, pour évaluer le pouvoir absorbant d'une cavité optique (d'un keyhole), il suffit de connaître l'absorbance normale du matériau irradié et la géométrie de la cavité. Qu'en est-t-il à l'échelle locale ?

À l'échelle locale, on doit s'intéresser à l'irradiance absorbée puisque c'est cette grandeur qui pilote toute la dynamique du capillaire de vapeur. On trace donc sur la Figure 4-12(b) l'évolution de l'irradiance normalisée en fonction de l'angle d'incidence, ce qui revient à tracer $A\cos(\theta)$, avec A l'absorbance tantôt A_0 , tantôt A_F . En prenant en compte la loi de Fresnel, l'irradiance augmente de 11% environ lorsque l'angle d'incidence vaut 70° (le pic de la loi de Fresnel). Globalement, les deux courbes sont quasi-confondues, si bien que dans un souci de simplification, on pourra se contenter de calibrer l'absorbance normale, sans conséquence significative sur la représentativité des résultats.

4.5 Bilan de la méthode

Nous avons donc conçu un nouvel algorithme qui permet de traiter le dépôt d'énergie laser à partir

d'un outil de tracés de rayons. Après avoir rappelé les équations de conservation de la méthode RT, nous avons présenté deux stratégies de mise à jour du dépôt de l'énergie laser, et sélectionné la stratégie qualifiée « d'implicite », basée sur la variation locale d'inclinaison de l'interface liquide/gaz. Ensuite, nous avons envisagé différentes stratégies possibles pour organiser géométriquement les études thermo-hydrodynamiques et optiques. Par essai-erreur, nous avons conçu la stratégie dite du « maillage glissant ». Nous avons enfin vérifié le modèle optique en lui-même, d'abord par deux études de convergence de l'irradiance absorbée en fonction du nombre de rayons, ensuite en comparant la solution numérique du problème de Gouffé à sa solution analytique.

La synthèse de ces éléments est illustrée par les logigrammes⁷ tracés sur la Figure 4-13. Ceux-ci schématisent l'algorithme que nous utiliserons dans le Chapitre 5.

Il y a d'abord la phase d'initialisation de la solution multiphysique. Le problème thermohydrodynamique sans RT est lancé jusqu'à ce que l'inclinaison locale maximale $\Delta\alpha_{max}$ de l'interface liquide/gaz atteigne un premier seuil prédéfini $\Delta\beta_{seuil}$. Lorsque cet évènement survient, le problème multiphysique s'arrête, et le dernier pas de temps t_{stop} est stocké. Ensuite, la qualité du maillage q_{mesh} est évaluée. Deux options sont alors possibles :

- (1) Si la qualité du maillage est supérieure à la valeur seuil q_{seuil} , alors la suite de l'algorithme se déroule sans remaillage. L'étude optique est lancée, l'irradiance absorbée l_{abs} calculée est alors stockée et utilisée dans le problème multiphysique en lieu et place de la précédente expression du flux absorbé. Tandis que l'interface liquide/gaz se déforme, si son inclinaison locale maximale atteint un deuxième seuil $\Delta \alpha_{seuil}$, alors le calcul s'arrête, la nouvelle solution multiphysique est concaténée à la précédente (pour assurer la continuité entre les solutions), le dernier pas de temps est alors stocké (écrasant le précédent) et le programme repart à l'évaluation de la qualité du maillage si l'instant final de la solution multiphysique n'est pas atteint.
- (2) Cependant, si la qualité du maillage est inférieure à la valeur seuil, alors la géométrie est remaillée avant de poursuivre sur les étapes décrites précédemment. La différence survient alors à la fin de la branche où un nouveau jeu de données est créé. COMSOL® ne sait en effet pas concaténer deux solutions qui ont été calculées dans deux géométries différentes pour ce faire, il faudrait d'abord projeter les champs d'une géométrie à l'autre. Les itérations futures sans remaillages seront alors concaténées dans ce nouveau jeu de données. En d'autres termes, il y a autant de jeux de données que d'opérations de remaillage.

Lorsque le dernier pas de temps stocké égalise ou dépasse le temps d'interaction laser-matière, la simulation prend fin.

L'algorithme que nous décrivons ici est une méthodologie générale qui pourrait très bien être adaptée à d'autres méthodes de suivi d'interfaces liquide/gaz, en particulier aux approches Eulériennes tel que les méthodes LS et Phase-Field (PF). Il faudrait pour cela ajouter une étape de reconstruction de l'interface liquide/gaz avant l'étude de tracé de rayons, et une étape de projection

⁷ Cette méthode a fait l'objet de trois communications : une à la conférence COMSOL Europe 2020, une autre à la conférence PhotonicsNEXT 2020 (sur invitation) et enfin la troisième lors d'un webinaire COMSOL 2021 (sur invitation).

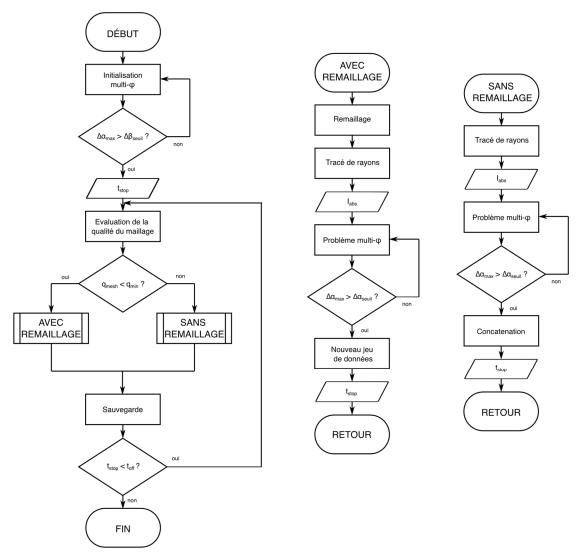


Figure 4-13 Logigramme de la méthode numérique finale.

du champ d'irradiance absorbée après cette même étude.

4.6 Conclusion

Nous avons conçu un modèle de dépôt d'énergie par tracé de rayons dans COMSOL®, à l'aide de l'Application Builder, le mode développeur du logiciel de simulation par éléments finis. Pour réaliser ce développement, nous avons d'abord proposé une stratégie de mise à jour de l'irradiance absorbée (la stratégie implicite, basée sur les variations d'inclinaison de l'interface liquide/gaz) puis développé la méthode du maillage glissant.

À la suite de ces développements, nous avons vérifié le modèle de dépôt d'énergie par la méthode de RT, en analysant la convergence de l'irradiance absorbée par une surface plane puis par une cavité en forme de keyhole, en fonction de la discrétisation du faisceau incident. Nous avons ainsi trouvé un compromis entre temps de calcul et résolution du dépôt d'énergie en fixant le nombre de rayons à 50 000.

Nous avons ensuite vérifié le modèle de réflexions multiples en simulant le problème de Gouffé

dans une cavité de forme conique. Un excellent accord est obtenu entre les résultats numériques et analytiques. Cet exercice a permis de montrer que la nature spéculaire supposée du bain de fusion accentue l'effet de piégeage de faisceau.

Nous avons enfin montré qu'il n'est pas nécessaire de prendre en compte la variation de l'absorbance du matériau en fonction de l'angle d'incidence du laser, aussi bien globalement pour estimer le pouvoir absorbant des cavités optiques, que localement pour calculer l'irradiance laser absorbée. Globalement, le pouvoir absorbant des cavités optiques est largement dominé par le phénomène de réflexions multiples. Localement, puisque le faisceau n'est pas polarisé, l'irradiance absorbée est peu sensible à la variation de l'absorbance en fonction de l'angle d'incidence.

Dans le dernier chapitre, nous tâcherons de valider l'ensemble de l'algorithme et d'analyser la transition entre les modes conductif et *keyhole*, afin d'en comprendre les implications potentielles sur le procédé SLM.

Bibliographie

- [1] A. Gouffé, Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes, Revue d'optique. 24 (1945) 1–10.
- I. Miyamoto, H. Maruo, The Mechanism of Laser Cutting, IWJ. 25 (1992) 99. https://doi.org/10.22486/iwj.v25i2.148338.
- [3] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo, Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) 1570–1576. https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/13/320.
- [4] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder, A Numerical Method for Multiphase Incompressible Thermal Flows with Solid-Liquid and Liquid-Vapor Phase Transformations, Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals. 48 (2005) 125–145. https://doi.org/10.1080/10407790590963596.
- [5] M. Medale, C. Touvrey, R. Fabbro, An axi-symmetric thermo-hydraulic model to better understand spot laser welding, European Journal of Computational Mechanics. 17 (2008) 795– 806. https://doi.org/10.3166/remn.17.795-806.
- [6] I. Tomashchuk, I. Bendaoud, P. Sallamand, E. Cicala, S. Lafaye, M. Almuneau, Multiphysical Modeling of Keyhole Formation During Dissimilar Laser Welding, in: Proceedings of the 2016 COMSOL Conference in Munich, 2016. https://www.comsol.fr/paper/multiphysical-modelling-of-keyhole-formation-during-dissimilar-laser-welding-40041.
- [7] S. Sharma, V. Mandal, S.A. Ramakrishna, J. Ramkumar, Numerical simulation of melt pool oscillations and protuberance in pulsed laser micro melting of SS304 for surface texturing applications, Journal of Manufacturing Processes. 39 (2019) 282–294. https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2019.02.022.
- [8] M. Raja Kumar, I. Tomashchuk, J.-M. Jouvard, M. Duband, A First Approximation to the Modeling of Vapor Plume Evolution in Laser Welding, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, held online, 2020: p. 7. https://www.comsol.fr/paper/a-first-approximation-to-the-modeling-of-vapor-plume-evolution-in-laser-welding-94431.
- [9] D. Grange, A. Queva, G. Guillemot, M. Bellet, J.-D. Bartout, C. Colin, Effect of processing parameters during the laser beam melting of Inconel 738: Comparison between simulated and experimental melt pool shape, Journal of Materials Processing Technology. 289 (2021) 116897. https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116897.
- [10] V. Bruyere, C. Touvrey, P. Namy, N. Authier, Multiphysics modeling of pulsed laser welding, Journal of Laser Applications. 29 (2017) 022403. https://doi.org/10.2351/1.4983233.
- [11] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 49 (2016) 155503. https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503.
- [12] M. Courtois, M. Carin, P.L. Masson, S. Gaied, M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 505305. https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505305.
- [13] Y. Qin, A. Michalowski, R. Weber, S. Yang, T. Graf, X. Ni, Comparison between ray-tracing and physical optics for the computation of light absorption in capillaries the influence of diffraction and interference, Opt. Express. 20 (2012) 26606. https://doi.org/10.1364/OE.20.026606.
- [14] B. Christopher, 7 Ways to Use the Application Builder and COMSOL ServerTM, COMSOL Blog. (2015). https://www.comsol.com/blogs/7-ways-to-use-the-application-builder-and-comsol-server.

- [15] B. Sjodin, How to Customize Your Model Builder Workflow Using Add-Ins, COMSOL Blog. (2020). https://www.comsol.com/blogs/how-to-customize-your-model-builder-workflow-using-add-ins.
- [16] C. Touvrey-Xhaard, Étude thermohydraulique du soudage impulsionnel de l'alliage TA6V, Université de Provence - Aix-Marseille I, 2006.
- [17] T.R. Allen, W. Huang, J.R. Tanner, W. Tan, J.M. Fraser, B.J. Simonds, Energy-Coupling Mechanisms Revealed through Simultaneous Keyhole Depth and Absorptance Measurements during Laser-Metal Processing, Phys. Rev. Applied. 13 (2020) 064070. https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.064070.
- [18] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, Science. 363 (2019) 849–852. https://doi.org/10.1126/science.aav4687.
- [19] W.M. Steen, J. Mazumder, Laser Material Processing, Springer London, London, 2010. https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5.
- [20] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, An Original Way of Using COMSOLR Application Builder to Enhance Multiphysical Simulation of Laser Welding Processes, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, Grenoble (held online), 2020. https://www.comsol.fr/paper/an-original-way-of-using-comsol-multiphysics-application-builder-to-enhance-simu-94331.

Chapitre 5

Validation des modèles et analyse des phénomènes affectant le procédé SLM

Table des matières		
5.1	INTRODUCTION	148
5.2	ÉTUDE DE LA TRANSITION CONDUCTION-CONDUCTION	
FORC	ÉE-KEYHOLE	148
5.2.1	Validation du modèle de tir statique	148
5.2.2	ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE DE FORMATION D'UN KEYHOLE	152
5.3	ÉTUDE DE LA STABILITÉ DES RÉGIMES DE FUSION EN SL	M.158
5.3.1	Validation du modèle de ligne de fusion	158
5.3.2	RÔLE DES RÉFLEXIONS MULTIPLES EN SLM	165
5.4	EFFET DE L'ATMOSPHÈRE DE TRAVAIL SUR LE PHÉNOM	ÈNE
DE DI	ÉNUDATION	174
5.4.1	Validation du modèle de vaporisation	174
5.4.2	ÉTUDE DU POTENTIEL DE DÉNUDATION DES ATMOSPHÈRES DE TRAVAIL	178
5.5	CONCLUSION	186
RESSO	OURCES COMPLÉMENTAIRES	188

5.1 Introduction

Les phénomènes physiques « élémentaires » présentés et analysés dans les chapitres précédents ont conduit à l'introduction de trois briques de modélisation qui forment la base de la simulation numérique du procédé SLM. L'objectif du Chapitre 5 est finalement d'étudier l'impact de leur combinaison sur le procédé.

Dans un premier temps, nous étudierons la transition entre les régimes de conduction forcée et de keyhole. Pour ce faire, nous commencerons par valider le modèle thermo-hydrodynamique en configuration de tir statique sur pleine tôle, en mettant en place une campagne expérimentale d'observation directe de trous percés via la méthode « DODO ». Ensuite, nous confronterons notre modèle aux résultats expérimentaux publiés par Cunningham et al. [1], en se concentrant sur le piégeage de faisceau.

Dans un second temps, en s'appuyant sur les similitudes qui existent entre l'impulsion laser et la ligne de fusion, nous évaluerons à quel point la profondeur de pénétration et la stabilité des monocordons SLM est conditionnée par le phénomène de réflexions multiples. Comme pour les tirs statiques, nous confronterons le modèle numérique à des résultats expérimentaux : mesure des champs de températures et analyses post mortem des dimensions des zones fondues. Ensuite, toujours à partir de résultats de Cunningham et al. [1], nous évaluerons les effets des réflexions multiples sur la dynamique du keyhole et le couplage énergétique des cordons en régime stationnaire.

Nous proposerons ensuite une approche originale couplant simulation numérique, modélisation analytique et analyse adimensionnée, dans le but d'étudier comment la nature de l'atmosphère de travail dans une machine de SLM est susceptible de conditionner le phénomène de dénudation. On commencera par valider le modèle d'éjection de vapeur métallique, grâce à une campagne expérimentale de visualisation de la plume de vapeur par caméra rapide. Nous introduirons ensuite un modèle analytique simplifié de prédiction de la dénudation, aidant à estimer des vitesses seuils d'entrainement des grains.

Enfin, en simplifiant le modèle thermo-hydrodynamique précédent et à partir d'une étude adimensionnée, nous présenterons un plan d'expérience numérique permettant de généraliser ce critère d'entrainement.

5.2 Étude de la transition « conduction-conduction forcéekeyhole »

5.2.1 Validation du modèle de tir statique

5.2.1.1 Mise en place de la méthode « DODO »

a. Principes de la méthode DODO

La méthode DODO (pour *Direct Observation of Drilled hOles*), mise au point au laboratoire PIMM [2], est une technique d'analyse *post mortem* des trous réalisés par perçage laser. Cette méthode consiste à percer via une impulsion laser, le plan de joint entre deux plaques pré-polies et

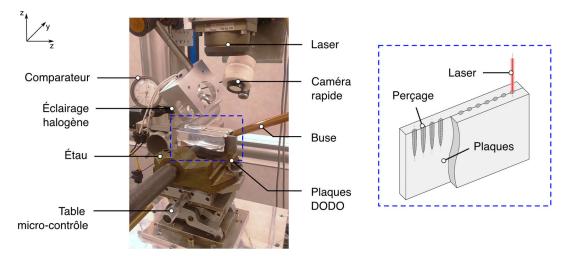


Figure 5-1 Principe de la méthode DODO et dispositif expérimental.

mises en butée, de façon à caractériser le profil des perçages après leur séparation. Un polissage miroir préalable permet de maximiser les surfaces de contact et de créer ainsi une quasi-continuité entre elles.

b. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est illustré sur la Figure 5-1. On utilise le laser TRUMPF TruDisk 10002 (source Yb:YAG, $\lambda=1,03~\mu\mathrm{m}$) avec une distribution théorique top-hat. Des plaques d'IN625 sont assemblées via un étau de façon à former l'échantillon DODO. L'étau est disposé sur une table de micro-contrôle, qui permet de régler finement la position du plan de joint par rapport à l'axe optique du laser, suivant l'axe y en utilisant une caméra de centrage. La table de micro-contrôle est elle-même solidaire d'un axe de déplacement en x, qui permet de décaler la zone d'impact entre deux tirs. Enfin, la zone d'interaction laser-matière est localement inertée avec une atmosphère d'argon assurée par une buse de soudage.

Les paramètres procédés retenus pour l'essai sont résumés dans le Tableau 5-1. La taille de faisceau ($\sim 200~\mu m$) est deux fois plus grande que celle typiquement rencontrée en SLM. Ce choix résulte d'un compromis : utiliser un faisceau suffisamment grand pour limiter l'impact du plan de joint sur l'hydrodynamique de la ZF, mais suffisamment petit pour se placer dans un régime de micro-soudage, analogue au régime de SLM. Compte-tenu de la taille de spot, la puissance laser permet donc à la fois de réaliser des impulsions en régime conductif et en régime de conduction forcée. On réalise dix-sept impacts laser par paramètre et l'erreur de mesure sur les dimensions des zones fondues est estimée via l'erreur type avec un intervalle de confiance à 90%:

$$\sigma_{\bar{x}} = k_{90} \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2}$$
 (5.1)

avec k_{90} le facteur d'élargissement (coefficient de Student) pour un intervalle de confiance de 90%.

Paramètre [unité]	Valeur
Puissance [W]	320, 500, 700
Diamètre du faisceau [µm]	205
Durée d'impulsion [ms]	3,0
Temps de montée [µs]	150
Protection gazeuse [-]	Argon

Tableau 5-1 Paramètres procédé retenus pour la méthode DODO.

5.2.1.2 Configuration numérique

On reprend la configuration présentée au Chapitre 2 (modèle thermo-hydrodynamique sans RT). Le domaine de calcul et les conditions limites associées ont été détaillés au paragraphe 2.3.3, tandis que le maillage et les paramètres du solver ont été présentés au paragraphe 2.3.4. De plus, on réutilise les propriétés thermophysiques de l'IN718 (cf. Tableau 2-1), à l'exception de l'absorbance normale qui est calibrée à 0,26 (au lieu de 0,3) pour obtenir un meilleur accord avec les expériences.

5.2.1.3 Résultats

La Figure 5-2 compare les macrographies obtenues lorsque (a) $P_L = 320$ W, (b) $P_L = 500$ W et (c) $P_L = 700$ W, aux contours des zones fondues simulés dans les mêmes conditions.

D'abord, on observe que les zones fondues ont une forme semi-elliptique à hémisphérique, avec un rapport d'aspect (profondeur/largeur) inférieur à 0,5. Ces formes sont celles que l'on rencontre typiquement dans le régime de conduction forcée vu précédemment.

Ensuite, les zones fondues présentent un aspect, soit poreux [Figure 5-2(a)-(b)], soit complètement évidé [Figure 5-2(c)]. La forme des bains de fusion ne correspond pas à celle rencontrée dans les cas de fermeture de capillaire typiques (exemples en réf. [3]). En effet, ce phénomène intervient plutôt en mode keyhole, et les zones fondues présentent alors une forme plus allongée en « V » et des rapports d'aspects > 1. Pourtant, il semble que les bains de fusion aient été tout de même instables. On peut donc formuler plusieurs hypothèses :

- (1) Le seuil de keyhole se forme alors que le bain de fusion a un rapport d'aspect inférieur à 1. Ce phénomène est accentué si le faisceau présente une surintensité au centre de la tâche focale (comme vu dans le paragraphe 5.3.1.1). Nous vérifierons cette hypothèse dans la discussion sur la dynamique de formation du keyhole.
- (2) Des évidements partiels ou totaux de la ZF sont survenus au moment de la séparation des plaques qui étaient soudées par point par la méthode DODO. On observe d'ailleurs les négatifs (parties pleines) sur la plaque symétrique.

On pourrait craindre que le caractère destructif de la méthode DODO (au moment de la séparation des plaques) ait un impact sur la mesure des dimensions des zones fondues. Cependant, le Tableau 5-2 indique que la méthode est relativement répétable (erreur < 5%, conforme aux attentes [4]). En revanche, on trouve une erreur de 9% sur la profondeur du bain lorsque $P_L = 320$ W, ce qui correspond

Figure 5-2 Comparaison des macrographies et des contours des zones fondues simulées par éléments finis (en rouge) lorsque (a) $P_L = 320$ W, (b) $P_L = 500$ W et (c) $P_L = 700$ W.

à une dispersion des mesures de 20% autour de la moyenne. Cette erreur est le signe qu'avec une profondeur de $100~\mu m$, cette configuration représente, ou du moins s'approche, de la limite inférieure des profondeurs de trous percés mesurable avec la méthode DODO. On peut aussi se demander si la stabilité de la puissance délivrée par le laser est aussi bonne à 320~W, qui est le minimum de puissance délivrable par l'installation.

On analyse ensuite les résultats obtenus par simulation numérique. Tout d'abord, les contours des zones fondues sont en accord avec les macrographies (Figure 5-2). On retrouve dans chaque cas la forme en cuvette arrondie dépeinte précédemment, avec un point d'inflexion en périphérie du bain de fusion dû au courant de Marangoni négatif. Il semble néanmoins que l'on surestime le courant de Marangoni. Deux raisons au moins peuvent expliquer cette différence :

- (1) Soit la présence d'éléments tensio-actifs dans le bain de fusion. Des mesures chimiques pourraient confirmer ou infirmer cette hypothèse.
- (2) Soit la distribution d'irradiance qui n'est pas parfaitement top-hat comme supposé. Si les bords du faisceau laser s'évanouissent moins brutalement, alors le gradient thermique tangentiel et la contrainte thermocapillaire sur les bords du bain de fusion sont plus faibles.

Par ailleurs, la Figure 5-2 montre aussi que l'on surestime le volume fondu, ce qui peut être le résultat combiné du flux incident non représentatif (deuxième hypothèse) et des propriétés thermophysiques constantes.

Ensuite, on reporte dans le Tableau 5-2 les dimensions des zones fondues simulées. On trouve des écarts inférieurs à 10% entre les résultats numériques et expérimentaux. La configuration $P_L = 500$ W présente la meilleure correspondance, avec des écarts de moins de 3% et 2% pour la profondeur et la largeur respectivement. En revanche, lorsque $P_L = 320$ W, on surestime la largeur du bain de 9% tandis que pour $P_L = 700$ W on surestime la profondeur du bain de 10%. En dehors de cet intervalle de puissance, on peut s'attendre à ce que le modèle diverge davantage.

Pour affiner et étendre les résultats, on devrait tout d'abord considérer des propriétés physiques thermo-dépendantes, avec les hypothèses que cela comporte (typiquement, extrapoler les valeurs à haute température, pour T>2000 K, cf. Annexe 2). On devrait également analyser plus précisément la distribution spatiale du faisceau laser, considérée ici comme parfaitement homogène. Nous suivrons ces deux recommandations dans le paragraphe 5.3 sur la validation du champ thermique et des dimensions des zones fondues observées lors de lignes de fusion.

Malgré ces simplifications, cette première campagne expérimentale valide le modèle multiphysique,