



**HAL**  
open science

# Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser

Cédric Mas

► **To cite this version:**

Cédric Mas. Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser. Physique [physics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. Français. NNT : . tel-00003252

**HAL Id: tel-00003252**

**<https://theses.hal.science/tel-00003252>**

Submitted on 8 Aug 2003

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

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

## THESE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité

*Physique et Technologie des Grands Instruments*

Présentée par

**Cédric MAS**

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6**

# *Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser*

Directeur de thèse : **Rémy FABBRO**

Soutenue le 24 Avril 2003 devant la Commission d'Examen composée de :

Mme A.M. Cazabat	Professeur au Collège de France	Présidente
Mr J.L. Ocaña	Professeur à l'Université Polytechnique de Madrid	Rapporteur
Mr D. Grevey	Professeur à l'IUT du Creusot	Rapporteur
Mr W. Schulz	Professeur à l'Université d'Aix la Chapelle	Examineur
Mr G. Caillibotte	Ingénieur de Recherche à l'Air Liquide, Jouy-en-Josas	Examineur
Mr R. Fabbro	Directeur de Recherche au CNRS, Arcueil	Examineur





<b>NOMENCLATURE</b>	<b>10</b>
<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>20</b>
<b>Partie I. THEORIE DE LA DECOUPE LASER ET PROCESSUS PHYSIQUES FONDAMENTAUX</b>	<b>24</b>
<b>Chapitre 1. Introduction à la découpe laser : Présentation du projet et état de l'art</b>	<b>26</b>
1.1. Exploitation du procédé de découpe laser : une dissymétrie à tous les niveaux entre la France et l'Allemagne.	26
1.2. Situation du projet et présentation des différents partenaires	27
1.3. Petite introduction à la découpe de métaux par laser	29
1.3.1. Rappel historique : l'invention de la découpe laser	29
1.3.2. Une approche physique simple mais rigoureuse du procédé de découpe de métaux par laser	30
1.4. Les différentes écoles	32
1.4.1. Concept de « modèle »	33
1.4.2. Une approche pragmatique	34
1.4.3. La modélisation avant tout	35
1.4.4. Les électrons libres	35
1.4.4.a. Alexander Kaplan	35
1.4.4.b. Que se passe-t-il à l'Est...	36
1.4.4.c. ...et du côté de l'Oncle Sam ?	37
1.5. La modélisation outre-rhin	38
1.5.1. Première approche « auto-consistante »	38
1.5.2. Un travail impressionnant	40
1.6. Un modèle accessible	42
1.7. La recherche en France	43
1.8. Et pour finir...	44
<b>Chapitre 2. Propagation et focalisation d'un faisceau laser gaussien</b>	<b>46</b>
2.1. Propagation d'un faisceau gaussien monomode	46
2.1.1. Equation de Helmholtz	46
2.1.2. Modes gaussiens d'ordre supérieur	48
2.1.3. Répartition d'intensité	49
2.1.4. Définition du rayon du faisceau gaussien	50
2.1.5. Divergence du faisceau et relation fondamentale	50
2.1.6. Le vecteur d'onde	51
2.1.7. Facteur de qualité	52
2.1.7.a. Introduction	52
2.1.7.b. Définition du facteur de qualité pour les monomodes gaussiens	53
2.1.8. Dimension du faisceau et distance de Rayleigh	54
2.2. Focalisation d'un faisceau gaussien monomode	54
2.2.1. Système de focalisation	55
2.2.1.a. Matériaux employés	55
2.2.1.b. Définition de la distance focale d'une lentille	56
2.2.2. Principaux facteurs affectant la dimension de la tâche focale	56
2.2.2.a. Le mode laser	57
2.2.2.b. La diffraction	57
2.2.2.c. Aberration sphérique	58
2.2.2.d. Paramètres effectifs des faisceaux gaussiens quelconques	59
2.3. A propos des faisceaux multimodes	62
2.4. Quelques considérations sur les faisceaux réels	63
2.5. En résumé	64
<b>Chapitre 3. Interaction laser-matière : Propriétés optiques des métaux et calcul de l'absorptivité</b>	<b>66</b>
3.1. Quelques notions fondamentales	66
3.2. Modèle de Drude	67
3.2.1. Préliminaires	67
3.2.2. Equation du mouvement d'un électron libre du métal	68
3.2.3. Quelques mots sur la masse effective des électrons libres du métal	69
3.2.4. Détermination de l'indice complexe d'un métal	70
3.3. Absorptivité en incidence nulle	72
3.4. Polarisation de l'onde laser et absorptivité en incidence quelconque	72

3.4.1.	Polarisation	72
3.4.2.	Absorptivité en incidence quelconque	73
3.4.3.	Choix de la polarisation du faisceau	75
3.5.	Influence de la variation de température de surface	76
3.6.	Surfaces métalliques réelles	79
3.7.	En résumé	80
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Evaporation partielle du front d'absorption</b>	<b>82</b>
4.1.	Introduction	82
4.2.	A l'équilibre, l'équation de Clausius-Clapeyron	83
4.3.	Approche cinétique du processus d'évaporation	85
4.3.1.	Couche de Knudsen et théorie cinétique des gaz	86
4.3.2.	Deux mots sur le coefficient de rétrodiffusion	88
4.3.3.	Calcul du flux net de matière évaporée	88
4.3.4.	Qu'en est-il de la pression de recul ?	90
4.3.5.	Si $U_D$ n'est pas négligeable...	91
4.4.	Importance du choix de la fonction de rétrodiffusion	91
4.5.	Evaluation du coefficient de rétrodiffusion	92
4.6.	En résumé	94
<b>Chapitre 5.</b>	<b>Thermique plane dans la découpe laser</b>	<b>96</b>
5.1.	Introduction	96
5.2.	Détermination des champs de température dans les phase liquide et solide du métal	96
5.3.	Température moyenne dans la phase de métal liquide	100
5.4.	En résumé	101
<b>Chapitre 6.</b>	<b>Evolution de l'écoulement du gaz d'assistance</b>	<b>102</b>
6.1.1.	Rappels sur les fluides compressibles et les chocs	102
6.1.2.	Définitions élémentaires concernant la pression	102
6.1.3.	Vitesse du son et nombre de Mach	103
6.1.4.	Grandeurs critiques	104
6.1.5.	Régime de l'écoulement	105
6.1.6.	Hypothèse sur l'utilisation des équations hydrodynamiques	106
6.1.7.	Rappels sur les ondes de choc	107
6.1.7.a.	Notions et définitions	107
6.1.7.b.	Relations fondamentales	108
6.1.7.c.	Choc droit	108
6.1.7.d.	Choc oblique	110
6.2.	Modélisation de l'écoulement gazeux	111
6.2.1.	Principe de la méthode employée	112
6.2.2.	Écoulement dans la buse	113
6.2.3.	Jet supersonique	114
6.2.4.	Evaluation de la vitesse moyenne de l'écoulement dans la saignée	115
6.2.4.a.	Partie subsonique de l'écoulement	117
6.2.4.b.	Partie supersonique de l'écoulement	118
6.3.	Influence du front de découpe sur l'écoulement	122
6.3.1.	Nature de l'écoulement gazeux	122
6.3.1.a.	Le nombre de Reynolds : différents types d'écoulements	122
6.3.1.b.	Comparaison écoulement laminaire/écoulement turbulent	123
6.3.1.c.	Turbulence	123
6.3.1.d.	Couche limite et séparation de l'écoulement	123
6.3.1.e.	Avantages de la couche limite turbulente	124
6.3.1.f.	Expression de la contrainte de cisaillement dans le gaz	125
6.4.	En résumé	128
<b>Chapitre 7.</b>	<b>Mouvements hydrodynamiques de la phase liquide</b>	<b>130</b>
7.1.	Ejection latérale du fluide	130
7.1.1.	Application de l'équation de Bernoulli « modifiée »	130
7.1.2.	Les termes de pression	132
7.1.2.a.	Action de la pression de recul	132
7.1.2.b.	Action de la pression de tension de surface	133
7.1.3.	Retour sur la perte de charge linéaire	134

7.1.4.	Evaluation de la vitesse d'éjection fluide latérale	134
7.2.	Entraînement fluide longitudinal	135
7.3.	En résumé	137
<b>Chapitre 8.</b>	<b>Modélisation de la découpe laser : une combinaison de processus complexes.</b>	<b>138</b>
8.1.	Introduction	138
8.2.	Notions de domaine géométrique et description eulérienne	138
8.2.1.	Quelle description utiliser ?	139
8.2.2.	Définition du domaine géométrique utilisé	139
8.3.	Approche stationnaire	141
8.3.1.	Déplacement d'une surface libre	141
8.3.2.	Intérêt de la notion de stationnarité	141
8.3.3.	Nature géométrique de la condition de stationnarité	142
8.4.	Etablissement des équations de conservation	146
8.4.1.	Conservation de la masse	146
8.4.2.	Conservation de l'énergie	150
8.4.2.a.	Puissances associées aux mouvements convectifs	150
8.4.2.b.	Puissance laser absorbée	151
8.4.2.c.	Flux de chaleur échangé avec le solide	153
8.4.2.d.	Puissance liée à l'entrée de matière solide	156
8.4.2.e.	Contributions négligées	156
8.5.	En résumé	157
8.6.	Conclusion partielle	157
<b>Partie II. EXPLOITATION DE LA RESOLUTION DU MODELE DE DECOUPE : VALIDATION EXPERIMENTALE. EXTENSION DE LA THEMATIQUE DE RECHERCHE : GENERALISATION DU MODELE ET PHENOMENES CONNEXES</b>		<b>160</b>
<b>Chapitre 1.</b>	<b>Résolution numérique du procédé de découpe laser</b>	<b>162</b>
1.1.	Notion et calcul du seuil de perçage	162
1.2.	Détermination du rayon de la saignée de découpe	164
1.3.	Puissance laser utile	166
1.4.	Algorithme de calcul	167
1.4.1.	Pré-traitement	167
1.4.2.	Procédure de calcul	168
1.4.3.	Post-traitement	169
1.5.	En résumé	169
<b>Chapitre 2.</b>	<b>Résultats de simulation</b>	<b>170</b>
2.1.	Profils de découpe	170
2.2.	Influence des conditions d'irradiation sur l'épaisseur découpée	172
2.2.1.	Variation de la dimension transverse du faisceau naturel	172
2.2.2.	Variation du facteur de qualité	174
2.2.3.	Influence de l'ouverture numérique	175
2.3.	Influence des paramètres opératoires d'entrée	176
2.3.1.	Influence de la position du plan de focalisation	177
2.3.2.	Influence de la puissance laser	181
2.3.3.	Influence de la pression initiale du gaz	184
2.3.4.	Influence de la vitesse de découpe	185
2.4.	Sensibilité aux variations des paramètres opératoires d'entrée : exemple	187
2.5.	Influence d'une variation des paramètres physiques du matériau	188
2.6.	Inversion du problème : méthode des simplexes	190
2.7.	En résumé	192
<b>Chapitre 3.</b>	<b>Comparaisons simulations-expériences : validation du modèle semi-analytique</b>	<b>194</b>
3.1.	Campagne expérimentale à Turin	194
3.1.1.	Domaines de stabilité et de viabilité d'une découpe	195
3.1.2.	Etude de la vitesse limite de découpe	196
3.1.3.	Etude de la puissance laser minimale requise	198
3.1.4.	Etude de la défocalisation maximale	199
3.1.5.	Comparaison avec les valeurs optimales et détermination des puissances transmises	200
3.1.6.	Evolution du débit de métal fondu	202
3.1.7.	Notion de qualité de découpe et inclusion dans la zone de stabilité	204

3.1.7.a.	La qualité en découpe laser	204
3.1.7.b.	Inclusion des points expérimentaux dans une zone de stabilité	206
3.2.	Expériences printemps-été 2002	208
3.2.1.	Les équations de Fresnel : un modèle trop simpliste ?	209
3.2.2.	Mesures d'absorptivité : principe de la méthode	210
3.2.2.a.	Méthode appliquée à la mesure de l'absorptivité	210
3.2.2.b.	Principe du montage	211
3.2.2.c.	Calibration des sondes	212
3.2.2.d.	Ordre de réflexion et puissance transmise	213
3.2.2.d.i.	Ordre de réflexion des tâches laser	213
3.2.2.d.ii.	Mesure des angles d'inclinaison du front de découpe	215
3.2.2.d.iii.	Puissances passantes et puissances transmises	217
3.2.3.	Mesures de puissances	219
3.2.3.a.	Puissances lasers disponible et utile	219
3.2.3.b.	Puissance transmise et absorptivités	221
3.2.3.c.	Influence de l'épaisseur de l'échantillon sur l'absorptivité	223
3.2.3.d.	Influence de la vitesse de découpe sur l'absorptivité	224
3.2.4.	Interprétation des résultats	226
3.2.4.a.	Rugosité moyenne et déformation de l'interface.	228
3.2.4.b.	Oxydation de la surface	228
3.2.4.c.	Changement de phase	229
3.2.4.d.	Polarisation de l'onde laser	229
3.2.4.e.	La multiréflexion	230
3.2.4.f.	L'absorptivité peut-elle être surestimée expérimentalement ?	230
3.3.	Mesures des pertes conductives dans l'échantillon	231
3.3.1.	Protocole expérimental	232
3.3.2.	Résultats des mesures de puissances diffusées	233
3.3.3.	Déduction de la valeur de l'absorptivité	235
3.4.	En résumé	239
<b>Chapitre 4.</b>	<b>Travail en cours et perspectives</b>	<b>242</b>
4.1.	Généralisation du modèle : passage du 2D au 3D	243
4.1.1.	Généralisation de la condition de stationnarité	243
4.1.2.	Prise en compte du rayon de la saignée comme paramètre du calcul	244
4.1.3.	Méthode de résolution	245
4.1.4.	Condition de sortie	247
4.1.5.	Premiers résultats de simulation	249
4.2.	Utilisation d'un gaz réactif	250
4.2.1.	Principe de fonctionnement de l'oxycoupage laser	252
4.2.2.	La réaction d'oxydation avec le fer	254
4.2.3.	Evaluation de puissance oxydée	254
4.3.	Un processus non-stationnaire : les stries de découpe	257
4.3.1.	Non-stationnarité du film de métal fondu : influence du rayon de courbure de la saignée de découpe dans l'apparition d'une instabilité cyclique	258
4.3.2.	Non-stationnarité hydrodynamique de film de métal liquide : instabilité de Kelvin-Helmholtz	261
4.3.3.	Processus de relaxation thermique et instabilité « plateau »	264
4.3.4.	Confrontation avec les données expérimentales	266
4.3.4.a.	Premiers résultats	266
4.3.4.b.	Seconds résultats	269
4.3.5.	Visualisation in situ	271
4.3.6.	Conclusion	276
4.4.	Perspectives de travail	277
4.4.1.	Perspectives d'ordre théorique	278
4.4.2.	Perspectives d'ordre expérimental	278
<b>CONCLUSION GENERALE</b>		<b>280</b>
<b>Partie III. ANNEXES</b>		<b>286</b>
<b>Annexe 1. Les modes gaussiens d'ordre supérieur</b>		<b>286</b>
1. Le modes hermito-gaussiens		286



1.1.	Les polynômes de Hermite	286
1.1.a.	Forme des polynômes	286
1.1.b.	Relation d'orthogonalité	286
1.2.	Forme de l'équation d'Helmholtz	287
1.3.	Forme des solutions	287
1.4.	Relation intensité crête-puissance : calcul de $I_0^{lm}$	287
1.5.	Représentation des solutions	289
2.	Les modes laguerre-gaussien	290
2.1.	Les polynômes de Laguerre	290
2.1.a.	Forme des polynômes	290
	Partie II. Relation d'orthogonalité	290
2.2.	Forme de l'équation d'Helmholtz	290
2.3.	Forme des solutions	290
2.4.	Relation intensité crête-puissance : calcul de $I_0^{pl}$	291
2.5.	Représentation graphique des solutions	292
<b>Annexe 2. Complément sur l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe : décroissance de la vitesse du gaz dans la saignée</b>		<b>294</b>
1.	Evaluation de la profondeur supersonique de l'écoulement gazeux dans la saignée	294
2.	Inversion du problème : calcul de la vitesse de l'écoulement gazeux au cours de sa propagation dans la saignée	298
3.	Conclusion	299
<b>Annexe 3. Evaluation de l'atténuation de l'intensité laser par réabsorption dans les gouttelettes de métal fondu 300</b>		
1.	Evaluation de la densité des gouttelettes présentes au cours de la découpe	300
2.	Atténuation de l'onde laser transmise	302
<b>Annexe 4 : Paramètres physiques du matériau</b>		<b>304</b>
<b>INDEX BIBLIOGRAPHIQUE</b>		<b>305</b>



## NOMENCLATURE

$A$	absorptivité
$A'$	absorptivité apparente
$A_c$ ou $A_{circ}$	absorptivité pour une onde polarisée circulairement
$A_c$	absorptivité intrinsèque
$A_{ext}$	absorptivité extrinsèque
$A_p$	absorptivité pour une onde polarisée parallèlement à son plan d'incidence
$A_s$	absorptivité pour une onde polarisée perpendiculairement à son plan d'incidence
$A_0$	absorptivité en incidence normale
$A_0$	facteur de normalisation de l'amplitude du champ électrique
$A_1$	section de l'écoulement gazeux au niveau du choc droit
$A^*$	section de l'écoulement gazeux en sortie de buse
$c$	vitesse de propagation des ondes sonores
$c_0$	vitesse de la lumière dans le vide : $3 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
$c_0$	vitesse locale du son à température ambiante
$c^*$	vitesse du son critique
$C_p$	chaleur spécifique à volume constant
$C_{pg}$	chaleur spécifique à volume constant
$C_{pl}$	capacité calorifique dans la phase liquide
$C_{ps}$	capacité calorifique dans la phase solide
$C_v$	chaleur spécifique à pression constante
$C_{vg}$	chaleur spécifique à pression constante
$d_b$	diamètre de sortie de la buse de soufflage
$d_h$	diamètre hydraulique
$D_{O_2}$	coefficient de diffusion de l'oxygène dans l'oxyde de fer
$e$	charge de l'électron : $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$
$E(x,y,z)$	expression du champ électrique
$E_0$	amplitude du champ électrique
$f$	distance focale
$f$	fonction de distribution en théorie cinétique des gaz
$f$	coefficient de frottement
$f_s^+$	fonction de distribution des particules évaporées

$f_s^-$	fonction de distribution des particules rétrodiffusées
$f_{surface}$	fonction de distribution des particules à la surface (liquide-entrée de la couche de Knudsen)
$f_{vp}$	fonction de distribution des particules dans la phase vapeur
$F$	ouverture numérique du système optique
$g$	facteur entrant dans le calcul du coefficient de rétrodiffusion (fonction de $M_{vp}$ )
$G$	fonction énergie libre
$h$	enthalpie de l'écoulement gazeux
$h$	distance buse-échantillon
$h_0$	enthalpie au repos de l'écoulement gazeux
$h^*$	enthalpie critique de l'écoulement gazeux
$H$	distance échantillon-papier thermique
$\bar{I}$	intensité laser moyenne
$I_{seuil}$	intensité du seuil de perçage
$I_0$	facteur de normalisation de l'intensité
$I_{abs}$	intensité laser absorbée
$j_{rétro}$	flux de matière rétrodiffusée
$j_s$	flux de matière évaporée
$j^*$	flux de matière critique dans le gaz
$k$	vecteur d'onde
$k$	partie imaginaire de l'indice complexe (coefficient d'extinction)
$k_B$	constante de Boltzman : $1,38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
$k_{lent}$	facteur de forme lié à la lentille de focalisation
$K$	facteur de qualité d'une onde laser
$K$	conductivité thermique
$K_l$	conductivité thermique dans le liquide
$K_s$	conductivité thermique dans le solide
$L$	nombre de Lorentz
$L$	longueur d'une cellule élémentaire
$L_f$	chaleur latente de fusion
$L_i$	distance inter-tâche laser
$L_v$	chaleur latente de vaporisation
$m$	masse d'un atome

$m^*$	masse effective de l'électron
$m_e$	masse de l'électron au repos : $9.1 \times 10^{-31}$ kg
$m_{mol}$	masse molaire
$M$	nombre de Mach
$M_{gs}$	nombre de Mach moyen à l'entrée de la saignée
$M_{vp}$	nombre de Mach dans la phase vapeur
$M_1$	nombre de Mach de l'écoulement gazeux avant le choc
$M_2$	nombre de Mach de l'écoulement gazeux après le choc
$M^2$	facteur de qualité du faisceau laser
$M^*$	nombre de Mach critique
$(M_2^*)_{sub}$	nombre de Mach critique de l'écoulement subsonique derrière le choc droit
$(M_2)_{super}$	nombre de Mach de l'écoulement supersonique derrière le choc droit
$(M_2^*)_{super}$	nombre de Mach critique de l'écoulement supersonique derrière le choc droit
$n$	partie réelle de l'indice complexe (indice de réfraction)
$n$	densité de particules
$\vec{n}$	normale à la surface d'interaction
$N_a$	constante d'Avogadro : $6.022 \times 10^{23}$
$n_c$	indice complexe d'un matériau
$n_e$	densité d'électrons de valence
$n_s$	densité de la vapeur saturante
$n_{vp}$	densité de particules dans la phase vapeur
$n_0$	densité d'électrons de conduction
$Q_{max}$	débit-masse de gaz
$p$	pression
$p$	coefficient d'ajustement expérimental
$p_a$	pression atmosphérique
$p_{arret}$	pression d'arrêt
$p_c$	pression extérieure critique
$p_{dyn}$	pression dynamique
$p_{i_1}$	pression d'arrêt de l'écoulement gazeux avant le choc
$p_{i_2}$	pression d'arrêt de l'écoulement gazeux après le choc
$p_{recul}$	pression de recul

$p_{sat}(T)$	pression de saturation à la température $T$
$p_{stat}$	pression statique
$p_{\sigma}$	pression de tension de surface
$p_0$	pression initiale du gaz de découpe ou encore pression d'arrêt avant le choc
$p_{0c}$	pression critique au repos
$\hat{p}_0$	pression d'arrêt après le choc
$ppf$	position du plan de focalisation
$P_{abs}$	puissance laser absorbée
$P_{chauf}^{axial}$	puissance de chauffage axiale
$P_{conv}^{forc}$	puissance perdue par convection forcée avec le gaz de découpe
$P_{conv}^{lat}$	puissance convective latérale
$P_{conv}^{long}$	puissance convective longitudinale
$P_{diff}^{3D}$	puissance totale diffusée dans l'échantillon
$P_{\acute{e}vap}$	puissance évaporée
$P_{liquide}$	puissance liquide évacuée
$P_M$	puissance laser mesurée
$P_{ox}$	puissance dégagée suite à l'oxydation partielle de la couche de métal liquide
$P_P$	puissance laser passante
$P_{pertes}^{3D}$	puissance perdue par diffusion dans l'échantillon
$P_R$	puissance laser réfléchie par le front de découpe
$P_{RT}$	puissance laser réfléchie totale (obtenue en conditions limites de découpe)
$P_{ray}$	puissance radiative
$P_T$	puissance laser transmise à travers la saignée sans subir d'interaction
$P_{utile}$	puissance laser utile
$P_0$	puissance laser incidente
$Pe$	nombre de Péclet
$r$	coordonnée cylindrique
$r_s$	rayon de la saignée de découpe
$\bar{r}_s$	rayon local moyen de la saignée de découpe
$r_s^{\min}$	rayon minimum de la saignée
$R$	constante de gaz parfaits : $8.314 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$

$R$	réflectivité
$R(z)$	rayon de courbure de l'onde sphérique
$R_i$	réflectivité d'une surface très bien polie
$R_r$	réflectivité d'une surface réelle
$R_0$	réflectivité en incidence normale
$R_1$	rayon de courbure
$R_2$	rayon de courbure
$Re$	nombre de Reynolds
$Re_{cr}$	nombre de Reynolds critique
$Re_g$	nombre de Reynolds dans le gaz
$s_0$	entropie au repos de l'écoulement gazeux
$s^*$	entropie critique de l'écoulement gazeux
$S$	entropie
$S_{liq}$	entropie de la phase liquide
$S_{vap}$	entropie de la phase vapeur
$T$	transmissivité
$T$	température
$\bar{T}$	température moyenne de la phase liquide
$T_f$	température de fusion
$T_l(\xi)$	champ de température dans la phase de métal liquide
$T_s(\xi)$	champ de température dans la phase de métal solide
$T_{vp}$	température dans la phase vapeur
$T_0$	température ambiante : 300K
$TEM_{np}$	mode laser hermito-gaussien
$TEM_{pl}$	mode laser laguerre-gaussien
$T_s$	température de surface
$T_v$	température de vaporisation
$U$	vitesse d'une particule
$U_D$	vitesse de dérive
$u$	composante de la vitesse des particules dans la théorie cinétique des gaz, associée à leur direction de déplacement principal
$v$	composante de la vitesse des particules dans la théorie cinétique des gaz
$V$	volume

$V_{FeO}$	volume de la couche d'oxyde de fer
$v_{crit}$	vitesse de découpe critique
$v_d$	vitesse de découpe
$v_g$	vitesse du gaz
$\bar{v}_{gs}$ ( $v_{gs}$ )	vitesse moyenne du gaz à l'entrée de la saignée
$\bar{v}_{int}$	vitesse de déplacement intrinsèque de l'interface liquide-gaz
$v_l$	vitesse d'éjection fluide latérale
$v_{lz}$	vitesse d'éjection fluide longitudinale
$v_{dmax}$	vitesse maximale de découpe
$V_{liq}$	volume molaire de la phase liquide
$v_p$	vitesse de perçage
$v_p^{lat}$	composante de la vitesse de perçage associée aux mouvements hydrodynamiques latéraux
$v_p^{long}$	composante de la vitesse de perçage associée aux mouvements hydrodynamiques longitudinaux
$v_p^{vap}$	composante de la vitesse de perçage associée à la vaporisation partielle de l'interface liquide-gaz
$v_v$	vitesse d'avancée du front de vaporisation
$V_{vap}$	volume molaire de la phase vapeur
$w$	composante de la vitesse des particules dans la théorie cinétique des gaz
$w(z)$	dimension transverse du faisceau laser
$w_F$	rayon minimum d'un faisceau laser focalisé gaussien quelconque
$w_F^{Ab Sph}$	rayon minimum du faisceau laser focalisé lié à l'aberration sphérique
$w_L$	rayon d'entrée du faisceau laser naturel sur la lentille de focalisation
$w_0$	rayon minimum du faisceau laser naturel
$w_{0F}^{Diff}$	rayon minimum du faisceau laser contrôlé uniquement par la diffraction
$w_{0R}$	rayon minimum d'un faisceau monomode gaussien quelconque
$w_R(z)$	rayon transverse d'un faisceau laser gaussien monomode quelconque
$y$	coordonnée cartésienne perpendiculaire à la direction de découpe
$z$	coordonnée cartésienne de l'axe de propagation de l'onde laser
$z_R$	distance de Rayleigh
$z_{RR}$	distance de Rayleigh d'un onde gaussienne monomode quelconque



$z_{RF}^{Diff}$	distance de Rayleigh d'un onde gaussienne monomode quelconque focalisée intégrant seulement la diffraction
$z_{R0F}^{Diff}$	distance de Rayleigh de l'onde gaussienne fondamentale focalisée intégrant seulement la diffraction
$\alpha$	coefficient d'absorption
$\alpha$	angle d'inclinaison local d'une cellule du front avant de la saignée
$\alpha_{eq}$	angle local d'inclinaison à l'équilibre du front avant de la saignée
$\alpha_p$	polarisabilité d'un matériau
$\alpha_0$	angle d'inclinaison initial du front de découpe
$\alpha_{\pi/2}$	angle d'inclinaison du front de découpe en $\varphi=\pi/2$
$\beta$	angle d'incidence de l'onde laser par rapport à la surface d'interaction
$\beta_R$	coefficient de rétrodiffusion
$\gamma$	coefficient d'adiabaticité
$\gamma_{Fe}$	coefficient d'adiabaticité de la phase vapeur (supposée être constituée de particules de fer)
$\Gamma$	fréquence de collision
$\Gamma_{ep}$	fréquence de collision électron-phonon
$\Gamma_{ee}$	fréquence de collision électron-électron
$\Gamma_{ed}$	fréquence de collision électron-défaut
$\delta$	épaisseur locale du film de métal liquide
$\bar{\delta}$	épaisseur locale moyenne du film de métal liquide
$\delta_{Fe}$	épaisseur de la couche de fer liquide
$\delta_{FeO}$	épaisseur de la couche d'oxyde de fer liquide
$\delta_{peau}$	épaisseur de peau
$\delta_\sigma$	rugosité moyenne
$\Delta H_{ox}$	enthalpie molaire de la réaction d'oxydation de fer liquide
$\Delta H_v$	enthalpie de changement de phase liquide-vapeur par atome
$\Delta H_v^{mol}$	enthalpie molaire de changement de phase liquide-vapeur
$\Delta p_c$	différence de pression critique
$\Delta r$	variation du rayon de l'écoulement gazeux
$\Delta V^{mol}$	variation du volume molaire

$\Delta z$	hauteur d'une cellule élémentaire
$\varepsilon$	émissivité
$\varepsilon_c$	permittivité complexe d'un matériau
$\varepsilon_0$	permittivité diélectrique du vide
$\varepsilon_1$	partie réelle de la permittivité complexe d'un matériau
$\varepsilon_2$	partie imaginaire de la permittivité complexe d'un matériau
$\zeta$	coordonnée cartésienne locale associée au front avant incliné de la saignée de découpe
$\eta_{FeO}$	rendement de formation de l'oxyde de fer FeO
$\eta_g$	viscosité dynamique de l'écoulement gazeux
$\eta_l$	viscosité cinématique dans le métal liquide
$\theta$	coordonnée cylindrique
$\theta$	demi-angle de divergence de l'onde laser gaussienne fondamentale
$\theta^s$	angle de divergence de l'écoulement gazeux supersonique
$\theta_R$	demi-angle de divergence d'une onde laser gaussienne quelconque
$\kappa_l$	diffusivité thermique dans la phase liquide
$\kappa_s$	diffusivité thermique dans la phase solide
$\lambda$	longueur d'onde
$\lambda_{CO_2}$	longueur d'onde d'émission d'un laser CO <sub>2</sub>
$\Lambda$	terme dépendant de la température de surface entrant dans l'évaluation de l'épaisseur du film de métal fondu
$\mu$	perméabilité
$\mu_g$	masse molaire du gaz
$\nu_g$	viscosité cinématique du gaz
$\xi$	coordonnée cartésienne locale associée au front avant incliné de la saignée de découpe
$\rho$	masse volumique
$\rho_l$	masse volumique en phase liquide
$\rho_s$	masse volumique en phase solide
$\rho^*$	masse volumique critique dans le gaz
$\rho_0$	masse volumique initiale du gaz
$\sigma$	conductivité électrique

$\sigma$	coefficient de tension de surface
$\sigma_R$	coefficient de recondensation
$\sigma_{st}$	constante de Stefan
$\tau$	période de collision
$\tau_g$	contrainte de cisaillement dans le gaz
$\tau_l$	contrainte de cisaillement dans le métal liquide
$\varpi$	angle du choc oblique dans l'écoulement gazeux
$\phi(z)$	terme de phase
$\varphi$	angle azimutal local du front de découpe en géométrie 3D
$\psi$	angle de déflexion de l'écoulement gazeux par rapport à sa direction incidente
$\omega$	fréquence circulaire de l'onde laser
$\omega_p$	fréquence plasma
$\Omega$	domaine géométrie
$\partial\Omega$	frontière du domaine géométrique
$\partial\Omega_{abs}$	frontière géométrique du front d'absorption
$\partial\Omega_{fus}$	frontière géométrique du front de fusion

---

## INTRODUCTION GENERALE

Trois années d'un travail de recherche intense nous ont permis d'aborder et d'approfondir notre appréhension et notre compréhension du procédé de découpe de métaux par laser. Partant de la manifestation d'un besoin industriel exprimé par le lancement d'un projet européen (EUREKA Publics), nous avons mis toute notre capacité de réflexion et d'objectivité au service de la recherche fondamentale. En effet, force est de constater que sur la base d'un empirisme de plus de trois décennies, l'assemblage complexe des processus physiques élémentaires présidant au procédé global de découpe laser reste l'apanage d'une minorité d'équipes de recherche de part le monde. En d'autres termes, la découpe laser est un procédé fort usité industriellement, mais dont la complexité intrinsèque échappe à la majorité des utilisateurs potentiels.

Nous avons donc tenté, au travers de ce travail de thèse, de fournir une approche physique cohérente et consistante de l'ensemble de la physique mise en jeu lorsqu'un échantillon de métal soumis à une irradiation laser intense est découpé.

Ce travail est scindé en deux parties principales, d'importance sensiblement identique. Le premier volet est dédié à l'étude théorique des processus physiques élémentaires en vue de la mise en place d'un modèle semi-analytique bidimensionnel, fondé sur l'approche stationnaire du front avant de la saignée de découpe. Ainsi, après avoir présenté succinctement les origines de la découpe laser ainsi qu'une revue des principaux modèles globaux disponibles actuellement, nous développons, pas à pas, la théorie associée à la propagation de faisceau laser gaussien jusqu'à l'évacuation finale du métal fondu hors de la saignée par l'action de cisaillement du gaz d'assistance. Chaque processus fondamental fait l'objet d'un chapitre à part entière. La réunion des processus décrits se matérialise, au final, en un modèle semi-analytique de la géométrie bidimensionnelle de la zone d'interaction laser-matière (front avant de découpe).

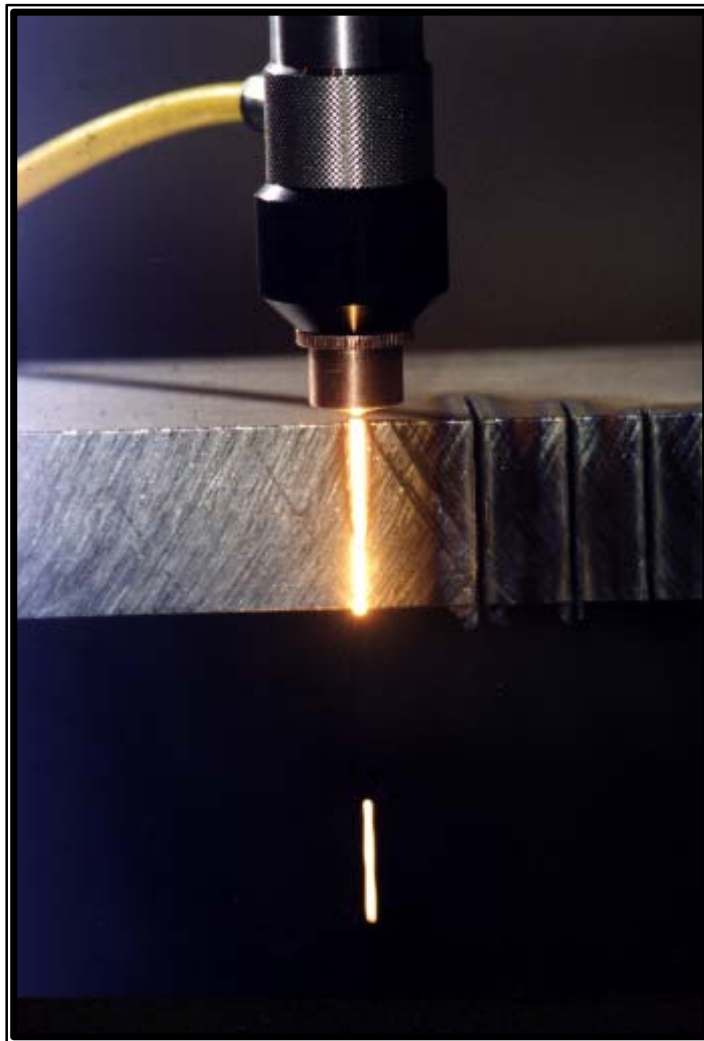
La seconde partie est plus hétérogène. Nous y présentons la mise en place du modèle sous forme informatique, suivi par des résultats de simulation. La validité d'un modèle, tentative de représentation objectivée de la réalité, devant s'accompagner de comparaisons avec diverses expériences, nous soumettons la simulation au verdict de la mesure directe. Nous étudions dans quelles limites notre modèle est applicable et quelle est sa gamme d'utilisation. Nous finissons cette seconde partie par une généralisation de l'approche que nous avons menée. Généralisation tridimensionnelle de la géométrie de la saignée de découpe, prise en compte de l'apport d'un gaz d'assistance actif ou encore considération sur la génération de

stries de découpe, expression de la non-stationnarité intrinsèque des mécanismes qui prévalent au sein de la découpe par laser.

Vaste sujet, que cette étude de l'interaction laser-gaz-matière, qui par l'utilisation d'un faisceau de lumière cohérente permet de découper des plaques d'acier de plusieurs millimètres d'épaisseur. Vaste sujet, qui, au terme de ces trois années de recherche, recèle encore de nombreuses zones d'ombre. Vaste sujet dont la présente étude saura, nous l'espérons, attirer l'attention et créer des vocations afin de poursuivre la tâche entreprise.

## **Partie I :**

# **THEORIE DE LA DECOUPE LASER ET PROCESSUS PHYSIQUES FONDAMENTAUX**



---



---

## **Partie I. THEORIE DE LA DECOUPE LASER ET PROCESSUS PHYSIQUES FONDAMENTAUX**

Le procédé de découpe laser a vu le jour au TWI en 1967. Depuis, il a été développé et appliqué de façon extensive dans les industries de transformation métallurgique. Dans cette première partie, nous présentons les bases du procédé ainsi que les travaux théoriques qui ont permis une meilleure compréhension de son fonctionnement, par le travail conséquent de différents chercheurs. Après une revue des différentes écoles de pensée, ainsi que des principaux travaux dédiés à la modélisation du processus de découpe de métaux par laser, nous entrons dans le vif du sujet, en développant notre approche de la théorie et la modélisation de la découpe laser. Nous avons choisi de diviser le problème complet en une série « chronologique » d'éléments simples. Par « chronologique », nous entendons expliciter les processus élémentaires composant le modèle global, en partant de la propagation du faisceau laser gaussien dans le vide jusqu'à l'évacuation du métal fondu hors de la zone d'interaction. Le déroulement des explications suit la chronologie effective du procédé global de découpe.

A chaque pas, nous essayons de fournir des explications fondées sur une réflexion qui privilégie l'approche physique des phénomènes par rapport à une approche purement mathématique. Un des buts avoués de ce travail de thèse est de rendre accessible le procédé de découpe laser tout en se voulant relativement exhaustif au niveau des explications fournies.

A chaque fin de paragraphe, un résumé reprendra les idées à retenir en insistant sur les concepts forts.

Nous voilà donc prêt à entrer dans le monde fascinant de la découpe laser. Les chapitres à venir sont :

### **1. Introduction à la découpe laser : présentation du projet et de l'art**

Ce chapitre introductif situe ce travail de thèse dans son contexte. Il permet d'appréhender le procédé de découpe laser sur la base d'une approche physique simple, mais néanmoins rigoureuse. Nous y présentons également une étude des principaux travaux de recherche qui ont été menés sur le sujet au cours des vingt dernières années.

### **2. Propagation et focalisation d'un faisceau laser.**

Y sont développées les propriétés des faisceaux laser gaussiens. Comment ils se propagent, comment ils se comportent lorsqu'ils sont focalisés. La physique, avant l'interaction avec le métal est présentée.

---

### **3. Interaction laser-matière : propriétés optiques des matériaux et calcul de l'absorptivité.**

L'onde laser interagit avec le métal. Le comportement de ce dernier est à la base du processus complet de la découpe. Comment l'onde laser est-elle absorbée ? Est-il possible de contrôler et d'améliorer le couplage laser-matière ?

### **4. Evaporation partielle du front d'absorption**

La physique mise en jeu lors de l'interaction laser-matière, dans la gamme de flux qui nous préoccupe (quelques MW/cm<sup>2</sup> d'intensité laser incidente), n'est pas très simple à appréhender. Sur la base de la théorie cinétique des gaz, il est cependant possible d'expliquer comment une partie du front d'absorption (zone où l'interaction laser-matière a lieu) est vaporisée, permettant une déformation progressive de la surface d'interaction.

### **5. Thermique plane dans la découpe laser**

Ce chapitre présente la modélisation des échanges de chaleur à partir du front d'absorption, à travers la phase liquide du métal, puis dans sa phase solide. Ce modèle part de l'hypothèse simplifiée d'une géométrie plane des échanges thermiques calquée sur la représentation bidimensionnelle que nous développons du front de découpe.

### **6. Evolution de l'écoulement du gaz d'assistance**

C'est une partie longue et délicate, car elle fait appel à de nombreuses bases relatives à la dynamique des fluides compressibles. Nous présentons une modélisation de l'écoulement du gaz d'assistance, depuis le réservoir où il est initialement au repos, jusqu'à sa propagation dans la saignée de découpe, en considérant tour à tour, son état supersonique au sortir de la buse ainsi que la présence d'onde de choc au niveau de la surface supérieure de l'échantillon.

### **7. Mouvements hydrodynamiques de la phase liquide**

Le métal, fondu suite à l'interaction avec l'onde laser, est mis en mouvement par les actions combinées de la vaporisation partielle du front d'absorption et par l'action de cisaillement du gaz d'assistance. Nous nous proposons de déduire les vitesses hydrodynamiques présentes dans la phase de métal liquide.

### **8. Modélisation de la découpe laser : une combinaison de processus complexes**

Tout ce qui a précédemment été explicité s'insère naturellement dans un modèle complet de découpe laser bidimensionnel stationnaire. Nous exprimons la condition géométrique de stationnarité, à la base de l'« auto-consistance » de notre modèle. Les différentes équations de conservation y sont développées.

## **Chapitre 1. Introduction à la découpe laser : Présentation du projet et état de l'art**

### *1.1. Exploitation du procédé de découpe laser : une dissymétrie à tous les niveaux entre la France et l'Allemagne.*

La technologie laser vient d'entrer dans sa cinquième décennie. Voilà plus de quarante années que les ingénieurs et les chercheurs se penchent sur les développements et les applications relatives à l'utilisation des sources de lumière cohérente. La branche dédiée à l'utilisation des lasers de puissance concerne essentiellement l'industrie de transformation des matériaux (métalliques, bois, tissus...) La découpe laser intéresse plus spécifiquement les industries automobiles et aéronautiques, mais aussi une multitude de PME/PMI qui ont décidé de faire de la technologie laser une technologie de production ponctuelle ou permanente. Sur le plan européen, il est aisé de se rendre compte de la dissymétrie en termes de « moyens laser » entre des pays comme l'Allemagne ou l'Angleterre et la France. En Allemagne, l'outil laser est intégré à l'outil économique et industriel. Il est à préciser que nous parlons ici des applications en production uniquement. Ce pays est doté d'une structure nommée Fraunhofer-Gesellschaft, réunissant 56 instituts scientifiques axés sur la recherche appliquée dans l'industrie et les services. Nous pouvons lire sur le site internet de la Fraunhofer-Gesellschaft\* :

« qu'elle est activement impliquée dans différents consortiums industriels dans le but de rechercher des solutions techniques innovantes et d'augmenter ainsi la compétitivité des industries européennes. »

Les solutions laser proposées par des équipes de recherche de l'ILT (Institut für Lasertechnik) sont ainsi aisément mises à la disposition des industriels, favorisant par la même les transferts et les intégrations technologiques et scientifiques.

Pour en revenir au problème hexagonal, la réticence des industriels français quant à l'utilisation de cette technologie de pointe tient à plusieurs facteurs.

-Le premier, et certainement le plus important, est la méconnaissance de cet outil. Le transfert des savoirs se fait de façon marginale. Peu de formations enseignent les potentialités des procédés comme le soudage, la découpe ou le traitement de surface par laser. Les entrepreneurs n'ont, par conséquent, pas le réflexe de se tourner vers les solutions innovantes qui peuvent être apportées.

---

\*<http://www.fraunhofer.de/english/workareas/index.html>

-Deuxièmement, il est vrai que la mise en production d'un laser de puissance représente un investissement important, pas toujours adapté aux petites et moyennes entreprises.

Les solutions à moyen terme sont simples : tout d'abord fournir aux étudiants une culture de ces procédés plus importante et surtout plus pragmatique. Deuxièmement, un effort au niveau du ministère de l'industrie pour aider ces technologies d'avenir à trouver leur place dans le tissu industriel français.

Mais positionnons nous au niveau du transfert technologique. Les recherches bibliographiques menées ont montré de façon criante, là aussi, une dissymétrie importante entre les apports français et les apports allemands ou anglais. On pourrait dire que nous avons une évolution « auto-similaire », invariante d'échelle, pour reprendre des termes chers aux physiciens du chaos, entre les efforts fournis et les retombées directes dans le domaine des applications industrielles des lasers de puissance. La structure se répète au niveau des laboratoires de recherche, des petites entreprises, des grandes entreprises, du tissu industriel complet et enfin au niveau de l'économie du pays.

Le constat est simple : aucun modèle complet du procédé de découpe laser n'a été produit en France. Un ouvrage collégial, traitant des procédés actuels de découpe a bien été édité par le CETIM en 1995 [CETIM 1995], de même qu'une thèse relative à la modélisation thermo-métallurgique [Abdulhadi 1997] du processus, mais pas de description globale du phénomène. Quant à la littérature allemande, on trouve déjà un modèle de découpe complet en 1989 [Schulz 1989], un autre en 1995 [Petring 1995]. D'autre part, nous pouvons également mentionner le travail de Kaplan [Kaplan 1997]. Soit, des modèles existent, et nous les étudierons plus en détail par la suite. Simplement, là aussi le transfert de connaissance et de technologie n'est pas total.

Le but initial de notre travail est de fournir un logiciel prédictif qui sera ensuite intégré au sein d'une machine de découpe mise en production. Nous pourrions ajouter qu'il a également pour ambition de servir de point de départ, en France, pour des études ultérieures sur le sujet, en rendant ce procédé, théoriquement plus compréhensible et accessible.

### *1.2. Situation du projet et présentation des différents partenaires*

Bien qu'empiriquement maîtrisée, le procédé de découpe laser n'est pas actuellement appréhendé dans son ensemble au niveau théorique. C'est pourquoi, à l'instigation de l'entreprise Prima Industrie, fabricant reconnu de machine de découpe laser depuis plus de 20 ans, la commission européenne a décidé de lancer, en 1997, le projet Eurêka-PUBLICS

(PushButton Laser Integrated Cutting System) EU 1784. La démarche initiale de Prima Industrie était de fournir à ses clients une machine de découpe laser entièrement automatisée, aidée dans le choix des paramètres laser à employer, par un logiciel de calcul prédictif. La conséquence immédiate pour les clients potentiels est de pouvoir utiliser cette machine 24h/24h, 365 jours par an, entraînant une réduction de la main d'œuvre ainsi qu'une augmentation de la productivité. Afin de se lancer dans ce travail, il était nécessaire de réunir, un ensemble de partenaires compétents pouvant s'acquitter des tâches suivantes :

- robotique
- systèmes de capteurs en temps réels
- développement d'un logiciel prédictif

Le choix fut fait de coopérer avec l'Université Technologique du Danemark, par le biais du professeur Olsen (figure emblématique des procédés laser et en particulier de la découpe au Danemark) ainsi qu'avec la société Optis<sup>\*</sup>, basée près de Toulon, en charge de la partie logiciel et robotique. Cette société est spécialisée dans la « simulation optique » au sens large : calcul photométrique, éclairage, propagation de faisceaux lumineux, cohérent ou non, traitement de la lumière sous toutes ses formes. Différents logiciels tels que Light3D, Solstis ou encore Speos sont nés d'un travail consciencieux et approfondi, mené par une quarantaine de techniciens et d'ingénieurs.

Dans le cadre du projet, la réalisation du logiciel passait par une étude physico-mathématique du procédé de découpe, son but final étant de fournir un outil numérique prédictif. Concrètement, ce logiciel doit être capable d'asservir les paramètres opératoires d'entrée, comme la puissance laser, la pression du gaz d'assistance ou encore la vitesse de découpe afin d'obtenir sur pièce une qualité de coupe satisfaisant aux normes demandées. Nous parlons de logiciel de simulation OLCS (Off-Line Control System), étant donné que les calculs d'optimisation de la découpe sont effectués avant l'opération de coupe proprement dite. Lors du « process », un système de capteurs en temps réel, élaboré par l'équipe du professeur Olsen doit permettre de pallier aux désamorçages éventuels de la découpe dans le cas où des variations dans les paramètres d'entrée, non pris en compte dans la simulation, interviendraient.

Autres objectifs avoués du logiciel : rapidité et flexibilité. Il existe, en effet, sur le marché, des logiciels de simulation de processus thermiques comme Sysweld ou Abaqus, pouvant être, en première approche, appliqués à des procédés laser, mais on constate que les temps de calcul

---

\* <http://www.optis.fr>

atteignent allègrement les 60 heures sur une station de calcul (Silicon Graphics) [Gouédard 1999]. Ce type de logiciel utilise des méthodes de maillage par éléments finis et est un peu trop souvent associé, dans la littérature, aux algorithmes de « calcul sur des machines massivement parallèles ». Il est donc important d'être capable de produire un logiciel fiable, présentant des temps de calcul de l'ordre de la minute et pouvant être utilisé sur un ordinateur industriel standard.

Voilà la lourde tâche incombant à la société Optis dans le cadre du projet Eureka. La voie suivie par la direction fut de sous-traiter la partie modélisation par un centre de recherche expert en technologie laser. Après une étude des centres lasers français capable de s'acquitter d'un tel travail, le choix final s'est tourné vers le CLFA\* (Centre Laser Franco-Allemand). Ce centre laser pluridisciplinaire basé à Arcueil est constitué sur la base d'un Groupement d'Intérêt Public réunissant le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et la Délégation Générale de l'Armement (DGA), plus une collaboration allemande, par le biais de l'Institut Fraunhofer France. C'est sur la base d'un Contrat Industriel de Formation par la Recherche (contrat de thèse CIFRE) que j'ai été embauché par la société Optis et détaché au CLFA sous la direction du Dr Rémy Fabbro afin de mener l'étude sur le procédé de découpe laser.

### *1.3. Petite introduction à la découpe de métaux par laser*

#### **1.3.1. Rappel historique : l'invention de la découpe laser**

En octobre 2002, à Scottsdale, Arizona, s'est tenu le 21<sup>ème</sup> congrès international des applications laser et opto-électroniques (ICALEO), dans lequel Paul Hilton [Hilton 2002], l'actuel directeur technique du TWI (The Welding Institute) de Cambridge (UK), a rappelé les origines du procédé de découpe laser. La première expérimentation a été menée à l'aide d'un laser CO<sub>2</sub> de 300W sur de l'acier inoxydable de 2.5mm d'épaisseur par Peter Houlcroft au TWI, en mai 1967, seulement 2 ans après que Patel eu démontré l'action « lasante » des molécules de dioxyde de carbone (CO<sub>2</sub>) ! Houlcroft fut le premier à réaliser que l'action combinée d'un faisceau laser focalisé, assisté par un jet coaxial d'oxygène, pourrait améliorer la précision et la vitesse des procédés thermiques utilisés jusqu'alors. Les premiers résultats de découpe laser furent publiés en août 1967, dans le British Welding Journal par A.B.J. Sullivan et P.T. Houlcroft sous le titre : « Gas-jet laser cutting ». Le signal de départ des

---

\* <http://www.clfa.fr>

applications liées à la transformation des matériaux par l'utilisation d'un faisceau de lumière cohérente, était donné suites aux deux conclusions de l'article [Sullivan 1967] :

*« With the development of higher laser powers it should be possible to cut thicker and different materials including non metals. »*

*« The narrowness of the cut promises a precision not previously obtained with thermal cutting techniques. »*

### **1.3.2. Une approche physique simple mais rigoureuse du procédé de découpe de métaux par laser**

Avant de discuter les principaux travaux qui ont amenés à une plus grande compréhension du processus de découpe laser, il est nécessaire de présenter simplement ce procédé sur une base explicative physique simple.

Afin de découper un métal par laser, il est indispensable de réunir trois éléments (Figure I-1) :

1. un laser
2. un jet de gaz coaxial au faisceau laser
3. un échantillon

Le laser est utilisé comme une source de chaleur. L'avantage par rapport à d'autres types de procédés de découpe (jet eau, oxycoupage, plasma, électro-érosion), c'est la possibilité de focaliser l'onde laser sur une très petite surface (une fraction de  $\text{mm}^2$ ) et par conséquent de réduire grandement les effets thermomécaniques néfastes à une découpe de bonne qualité.

L'ensemble des avantages liés à ce procédé est très bien décrit dans la publication du CETIM [CETIM 1995]. Nous insisterons cependant sur l'absence d'usure de l'outil de découpe. En effet, l'onde laser est simplement composée de particules de lumière (photons) présentant des propriétés de cohérence particulières. Cette lumière est focalisée au niveau de la zone d'interaction (surface de l'échantillon). Elle est absorbée en surface par les électrons libres du métal. La conséquence est une augmentation de leur énergie cinétique (vitesse). Dans leurs déplacements erratiques de plus en plus rapides, ils vont pouvoir interagir avec les atomes et d'autres électrons du métal, générant un processus d'échauffement progressif de la surface et de la proche surface de l'échantillon. Nous observons un phénomène de propagation de la chaleur par le biais de chocs répétés entre les électrons libres du métal, mais également avec les atomes de la maille cristalline. L'apport extérieur d'énergie se poursuit et le réseau cristallin, qui fournit la propriété de solidité du métal, commence à en ressentir les effets. Les atomes de la maille cristalline peuvent absorber les photons de l'onde laser et transformer leur énergie en énergie de vibration (phonon). Les atomes vibrent de plus en plus alors que l'énergie laser est absorbée. Arrive un moment où les forces électrostatiques qui maintiennent

le métal en phase solide ne sont plus assez puissantes pour maintenir ces atomes dans une position spatiale moyenne fixe et l'on observe le changement de phase solide/liquide. A partir de là, deux phénomènes entrent en jeu qui vont déformer la surface liquide nouvellement créée :

1. l'action de la pression de recul
2. l'action du gaz de découpe

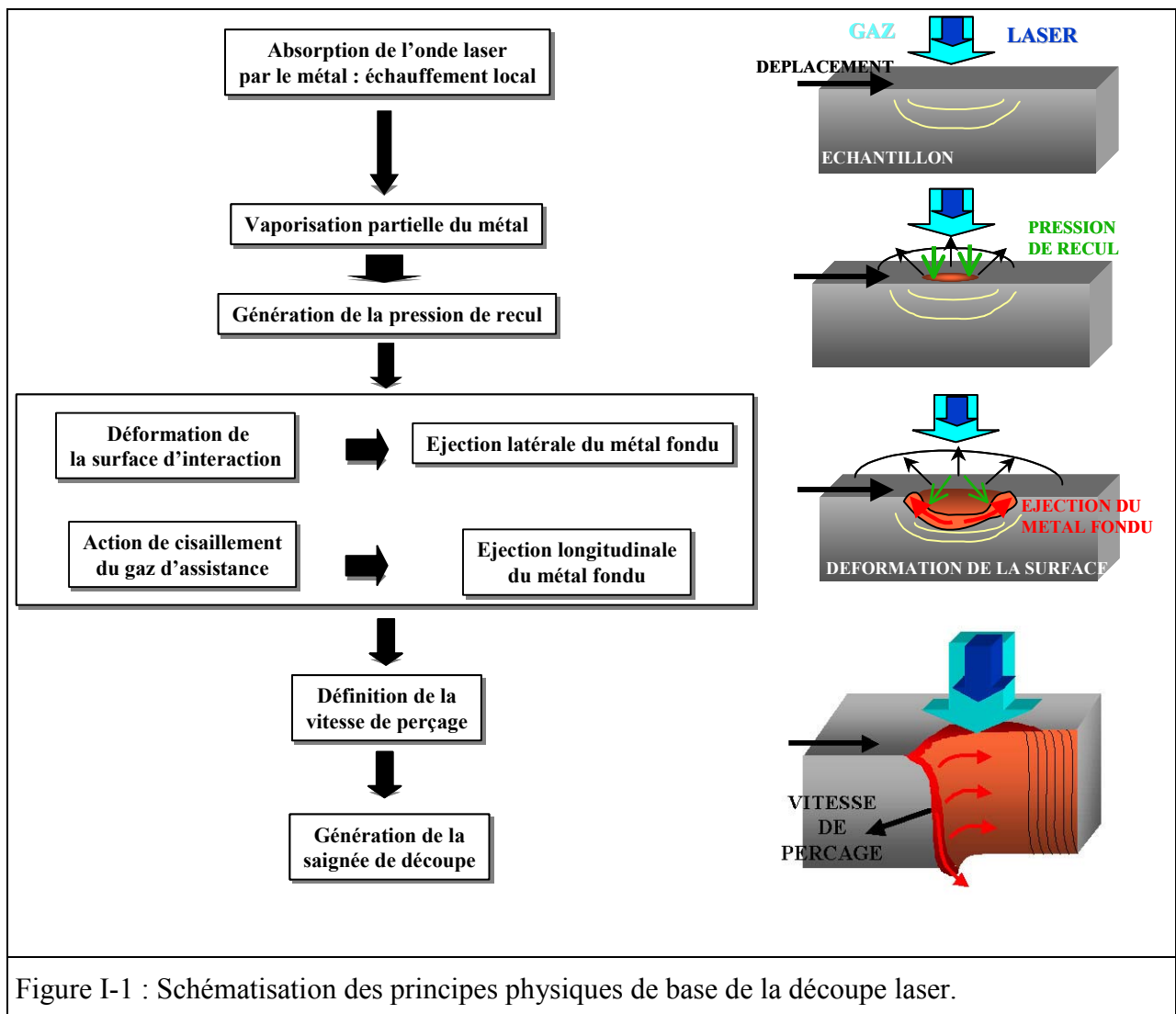


Figure I-1 : Schématisation des principes physiques de base de la découpe laser.

La pression de recul est une force qui est générée lorsque les particules de surface « s'évaporent ». En effet, à toutes les températures, une fraction, même infime d'un corps s'évapore. Cette fraction augmente d'autant plus que la température est élevée et la pression (de recul) créée est égale à 1 bar dans les conditions normales de température et de pression ( $T=15^{\circ}\text{C}$  et  $p=1.013 \times 10^5 \text{Pa}$ ), lorsque nous atteignons, par définition, la température de vaporisation du corps considéré.

Physiquement, lorsqu'une particule quitte la surface de l'échantillon, le principe de l'action et de la réaction introduit par Newton, nous informe que la réaction à ce départ est une force



orientée dans la direction opposée et de grandeur telle que la quantité de mouvement du système [particule évaporée-reste de l'échantillon] est conservée. La pression de recul macroscopique vient de la somme des contributions de chaque particule.

Le gaz de découpe, quant à lui, exerce une action qui peut être divisée en deux composantes :

1. Une action normale qui provient du transfert de quantité de mouvement des molécules de gaz aux atomes du métal fondu. En effet, le jet de gaz étant coaxial au faisceau laser, il vient interagir directement dans la zone d'interaction avec les atomes du métal.
2. Une action tangentielle qui se traduit par un processus de cisaillement du film liquide. Au niveau de l'interface liquide-gaz, les molécules du jet de gaz transfèrent de l'énergie aux molécules du liquide par frottement : c'est cet effet qui sera à l'origine de l'évacuation de la matière durant le processus de découpe.

Lorsque les actions de la pression de recul et du gaz sont combinées, nous observons une déformation progressive de l'interface liquide-gaz. Un puits est en train de se former. Quand la température de la surface inférieure de l'échantillon atteint la température de fusion du métal, le liquide peut être éjecté sous l'action tangentielle de l'écoulement gazeux. Le puits débouche. Nous venons de décrire le principe du perçage laser. Supposons maintenant que l'échantillon soit en mouvement relatif par rapport au laser, nous générons une saignée de découpe.

Voici donc présentés en quelques mots, les principaux processus qui agissent lors de la découpe laser. Le but d'une modélisation de ce phénomène est d'essayer d'exprimer sous forme mathématique, puis numérique, l'ensemble de ces phénomènes élémentaires et de les agencer afin de reproduire les résultats expérimentaux.

#### *1.4. Les différentes écoles*

Répetons le de nouveau, les technologies fondées sur l'utilisation des lasers de puissance restent aujourd'hui à un stade de développement embryonnaire en France. Ce retard technologique s'accompagne également d'un retard au niveau de la compréhension fondamentale des processus. Aucune étude complète du procédé de découpe laser n'est disponible en langue française. Par conséquent, nous allons traiter d'une bibliographie quasi-exclusivement étrangère. Nous pouvons noter que deux écoles se sont développées, auxquelles nous pourrions ensuite rattacher des contributions personnelles d'autres centres ou groupes de recherche. D'un côté, la filière anglaise et de l'autre, l'école allemande. Deux

approches fondamentalement différentes mais qui ont permis d'apporter une compréhension relativement profonde du phénomène.

#### 1.4.1. Concept de « modèle »

Préalablement à l'étude des travaux qui ont amené à une compréhension du procédé de découpe de métaux par laser, nous allons fournir un aperçu de ce que les scientifiques nomme modèle. Cette notion est fondamentale à toute activité scientifique. Avant d'approfondir quelque peu ce que ce terme recèle, citons Thomas Kuhn afin de replacer l'activité scientifique dans son contexte [Kuhn 1989]. Pour lui, la science normale développée entre les différentes révolutions qui ont jalonné son histoire et son évolution, s'appuie sur un ensemble de paradigmes dominants. Il emploie le terme de *matrice disciplinaire* : *disciplinaire* parce que cela implique une possession commune de la part des spécialistes d'une discipline particulière ; *matrice* parce que cet ensemble se compose d'éléments ordonnés de diverses manière. Un des éléments de cette matrice disciplinaire est appelé généralisation symbolique. Ce sont les éléments formels ou facilement formalisables de la matrice disciplinaire (par exemple :  $\vec{f} = m\vec{\gamma}$ ,  $U=RI$  ou « l'action est égale à la réaction »). En l'absence d'expressions généralement acceptées comme celles-ci, il n'y aurait aucun point que les membres du groupe pourraient prendre comme point de départ de leurs puissantes techniques de manipulations logiques et mathématiques pour leurs activités de résolution des énigmes. Les modèles sont dérivés par application de ces généralisations symboliques. On peut ajouter que la puissance d'une science semble généralement augmenter avec le nombre de généralisations symboliques dont disposent ses spécialistes.

Ceci étant dit, nous pouvons introduire ce que recouvre le concept de « modèle ». Nous nous appuyerons pour cela sur l'ouvrage de Joël De Rosnay, « Le macroscope »[De Rosnay 1977].

La question posée prend une formulation différente (plus générale) et devient : « Comment étudier le comportement (dynamique) de systèmes (complexes) ? En effet, fondamentalement, l'étude de la nature ou d'un aspect particulier de celle-ci, par l'intermédiaire d'un raisonnement logique, conduit à mettre en place trois étapes successives :

1. L'analyse préalable du système consistant à définir les limites du système à modéliser ; identifier les éléments importants et les types d'interactions entre ses éléments, puis à déterminer les liaisons qui les intègrent en un tout organisé.
2. La modélisation consistant à construire un modèle à partir des données de l'analyse du système. On établit tout d'abord un schéma complet des relations causales entre les éléments des différents sous-systèmes. Puis, on exprime en un langage de programmation

approprié les équations décrivant les interactions et les liaisons entre les différents éléments du système.

3. La simulation étudiant le comportement dans le temps d'un système complexe.

Il est certain que la simulation n'extrait pas de l'ordinateur plus que ce que l'on a mis dans le programme. Cependant l'interaction entre utilisateur et modèle développe l'intuition des interdépendances et permet de mieux prévoir les réactions du modèle.

Partant de là, nous pouvons désormais présenter les différentes approches proposées dans la littérature scientifique et visant à donner une conception physiquement compréhensible du procédé de découpe laser.

#### **1.4.2. Une approche pragmatique**

Les anglais travaillent sur le problème de la découpe laser depuis les années 70, à l'instigation du Pr. William Steen, du département d'ingénierie mécanique de l'Université de Liverpool. Il fut épaulé dans son travail par le Dr. John Powell qui commença une thèse en 1977. Le Pr. Steen collabora aussi de façon assez intense avec le Dr. O'Neill de l'Université de Liverpool. A l'heure actuelle, on peut dire que ces trois personnes sont des références incontournables en Grande Bretagne. Les travaux du Pr. Steen et du Dr. Powell se sont respectivement soldés par un ouvrage.

« Laser Material Processing », publié pour la première fois en 1991 et enrichi en 1998 rassemble le minimum requis et un peu plus concernant les applications des lasers de puissance [Steen 1998]. Le Pr. Steen y fournit une description plus ou moins poussée des procédés de soudage, découpe, traitement de surface, prototypage rapide... Les bases relatives aux cavités laser ainsi qu'à l'optique gaussienne sont présentées. Ce livre est une excellente introduction aux méthodes et aux techniques appliquant les procédés laser de puissance. Cependant, aucun sujet n'est traité de façon exhaustive. Tournons nous alors vers « CO<sub>2</sub> Laser Cutting », paru en 1993 et rédigé par le Dr. Powell [Powell 1993]. Le sujet est on ne peut plus explicite. Il s'agit effectivement d'une étude exhaustive de la découpe par faisceau laser CO<sub>2</sub>. Le Dr. Powell fut un des précurseurs dans le domaine. Il est considéré, à juste titre, comme un des spécialistes ayant le plus d'expérience dans ce domaine. Il a passé sept années à étudier, manipuler, réfléchir, innover sur la découpe laser. Le résultat est un livre tout à fait abordable, relativement simple d'accès, à la croisée des chemins entre une étude théorique complexe (généralement plutôt de style allemande), et une approche simplifiée. Ce livre est très bien adapté aux industriels voulant se plonger dans ce genre d'application laser.

A ce propos son directeur de thèse, le Pr. Steen, préfaçant son ouvrage, dit en substance :

« Dans ce livre, John Powell explique de façon lucide et quasiment sans aucun jargon technique la plupart des procédés relatifs à l’alignement laser, la découpe en coin, la découpe pulsée, l’influence des propriétés métallurgiques, de la vitesse de découpe et bien d’autres choses... C’est un livre que les utilisateurs (dirigeants et techniciens) de lasers industriels seraient fous de ne pas consulter. »

A l’heure actuelle, John Powell est directeur technique de l’entreprise qui l’a créée en 1984, « Laser Corp. Limited ».

### **1.4.3. La modélisation avant tout**

De l’autre côté du Rhin, de nombreux savants ont été régulièrement à la pointe de la recherche scientifique. Une petite chronologie du XX<sup>ème</sup> siècle montrerait l’influence allemande sur l’évolution des idées et des concepts en physique. A l’heure actuelle, ils sont toujours présents. La rigueur et l’efficacité de leur approche des problèmes est exemplaire. Tout est décortiqué, analysé, répertorié, classifié à l’extrême, d’où peut-être un manque de fantaisie. Enfin, cela n’est pas le propos. Il existe en Allemagne des centres de recherche dédiés aux applications lasers, ce sont les Fraunhofer Institut. Ils allient recherche fondamentale et applications industrielles. Ces centres disposent d’une infrastructure tout à fait impressionnante. Il suffit de visiter la « salle laser » de l’ILT d’Aix la Chapelle pour s’en convaincre. Au sein de ces instituts, des équipes pluridisciplinaires cohabitent afin d’augmenter l’efficacité de leur recherche : modélisation mathématique, implémentation informatique, validation expérimentale. C’est d’ici que sont issus les Drs. Schulz et Petring. Le premier dirige aujourd’hui le Groupe de Dynamique Non Linéaire du LLT-RWTH (Lehrstuhl für Lasertechnik) et le second est chef du département Découpe et Soudage de l’ILT. Ils sont entrés dans le monde de la découpe après les anglais (milieu des années 80), mais leurs contributions demeurent, aujourd’hui, parmi les plus vastes. Le travail fourni par ces deux physiciens est principalement d’ordre théorique et ils furent les premiers à fournir un modèle tridimensionnel du processus de découpe laser. Nous étudierons ultérieurement la nature de leur travaux.

### **1.4.4. Les électrons libres**

#### *1.4.4.a. Alexander Kaplan*

Dans les années 90, la thèse de doctorat de D. Petring sera publiée [Petring 1995]. Ce travail sera pour nous riche d’enseignements et de compréhension. Il reste cependant difficile d’accès car, bien entendu, rédigé en allemand. L’année 96 vit la publication dans le Journal of

Applied Physics, de l'article d'Alexander Kaplan, « An analytical model of metal cutting with a laser beam » [Kaplan 1996]. Alors professeur à l'université de Vienne en Autriche, il publie régulièrement des articles traitant des applications fondamentales des lasers de puissance. Tout d'abord, un modèle relatif au soudage laser (1994) [Kaplan 1994], puis un article axé sur la découpe et enfin, tout récemment, une approche du procédé de rechargement laser [Kaplan 2001]. Ce travailleur solitaire balaye ce domaine particulier des applications laser depuis une bonne dizaine d'années maintenant et il a fini par devenir une personnalité de premier ordre dans la communauté scientifique des « laseristes ». Actuellement, il enseigne la physique à l'université technique de Lulea en Suède. Son modèle de découpe laser que nous expliciterons plus en détail par la suite, se veut relativement simple d'accès. C'était le but de son travail. Fournir un modèle complet, utilisant tous les ingrédients habituels, équations bilan, calcul thermique, etc., en le rendant accessible rapidement par quiconque aurait besoin d'un modèle de découpe laser.

#### *1.4.4.b. Que se passe-t-il à l'Est...*

La Russie compte elle-aussi sur une longue tradition de physiciens renommés pour leurs percés dans différents domaines de la physique théorique. Dans le champ des applications laser comme ailleurs, de brillants scientifiques ont exploré les processus fondamentaux. Ainsi, il n'est pas rare de se rendre compte que l'idée innovante que l'on croyait avoir eu, avait en fait déjà été utilisée, plusieurs années auparavant, par des chercheurs aux noms difficilement prononçables. La liste des contributions est longue.

Suite à un échange avec le Pr. Golubev, dont nous reparlerons ultérieurement, celui-ci nous a informé que ses travaux, relatifs aux procédés laser, avaient, en partie, été inspirés par ceux du Pr. Kovalenko. L'ensemble de ce travail est malheureusement publié en russe, en particulier un livre traitant de la théorie de la découpe laser [Kovalenko 1987].

Vient ensuite le professeur V.G. Niziev de l'Académie des Sciences Russes de Shatura, près de Moscou. Il publie en 1993, « Theory of CW Laser Beam Cutting ». Dans cet article, partant du constat qu'aucun modèle global n'existe alors, il décide de mettre en place une méthode de résolution perturbative sensée fournir non seulement le profil 2D de la saignée de découpe mais également la forme des stries générées durant le processus. Aucune validation expérimentale n'est cependant fournie.

A partir de 1994, nous trouvons plusieurs articles publiés par le Pr. Golubev, également de l'Académie des Sciences Russes de Shatura [Golubev 1994, 1995, 1999, 2002]. Celui-ci se focalise sur l'aspect non stationnaire des procédés laser tels que le soudage ou la découpe. Il

développe son travail autour d'instabilités présentes dans la phase de métal liquide. Nous aurons l'occasion d'approfondir ses travaux dans la dernière partie de cette thèse.

Bien que la plupart des travaux russes ne soient pas souvent agrémentés de comparaisons expérimentales, les développements théoriques proposés permettent d'augmenter notre capacité de réflexion sur les problèmes physiques soulevés.

#### *1.4.4.c. ...et du côté de l'Oncle Sam ?*

En ce qui concerne les travaux américains sur le sujet, les chercheurs ne sont pas légion. Un enseignant du Département d'Ingénierie Mécanique de l'Université de Columbia à New York, le Dr. Y. Lawrence Yao a cependant produit un travail intéressant, par le biais de l'un de ses étudiants, Kai Chen. Il semblerait que Kai Chen ait réalisé sa thèse sur la modélisation de la découpe laser. Malheureusement, quand je l'ai contacté voilà deux ans, il m'a répondu que son travail n'était pas accessible, si ce n'est par l'intermédiaire des articles qu'il avait écrit avec son directeur de thèse, le Dr. Yao. Ainsi, seules des approches parcellaires de leurs recherches peuvent être compulsées. Ils ont modélisé les effets de l'action de l'oxygène dans la découpe des aciers standards [Chen 1999a] et ont également proposé une approche du phénomène actif dans la génération des stries de découpe [Chen 1997]. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce dernier point à la fin de notre étude quand nous discuterons des différentes hypothèses existantes à l'heure actuelle à propos de la génération de stries de découpe.

Plus récemment, nous avons rencontré à la conférence ICALEO, en octobre 2002 à Jacksonville (Floride), le Dr. H.L. Tsai de l'université du Missouri. Après mon exposé oral, celui-ci nous a abordé succinctement, Rémy Fabbro et moi-même, en nous disant qu'il travaillait depuis plusieurs années sur les problèmes de simulation d'interaction laser-matière comme le soudage ou la découpe. Nous avons visité son site internet\* dans lequel on peut découvrir différents aspects de la propagation de la chaleur dans le soudage... Ce travail est essentiellement d'ordre numérique et il est difficile d'apprécier la pertinence de l'approche physique employée. Très récemment, partant d'une discussion avec Rémy Fabbro, relative à la propagation de la chaleur dans le cadre du soudage laser bispot (utilisation de deux tâches laser en position axiale ou transverse par rapport à la direction de déplacement), il a modélisé les échanges thermiques entrant dans le processus. Les résultats sont en très bon accord avec les expériences menées au CLFA.

---

\* <http://web.umn.edu/~tsai/>

### 1.5. La modélisation outre-rhin

Cette revue bibliographique se cantonne à l'étude des modèles globaux de découpe qui existent à l'heure actuelle. Une multitude d'études partielles existent bien entendu et seront introduites en référence lors du développement de notre modèle.

Commençons par nous imprégner des travaux menés par les chercheurs de l'ILT durant les quinze dernières années. Nous avons cités précédemment les deux principaux protagonistes, à savoir Wolfgang Schulz et Dirk Petring. Commençons tout d'abord par le travail du Pr. Schulz.

#### 1.5.1. Première approche « auto-consistante »

Le Dr. Schulz est impliqué dans le monde des technologies laser depuis plus de 15 ans. Il est l'un des instigateurs de la compréhension approfondie du procédé de découpe laser. A l'heure actuelle, il est responsable du groupe de dynamique non-linéaire du LLT-RWTH (Lehrstuhl für Lasertechnik).

En 1989, pour la première fois un modèle « auto-consistant » est présenté : « On laser fusion cutting : a closed formulation of the process. » [Schulz 1989] Il est publié à l'occasion de l'European Scientific Laser Workshop qui s'est tenu à Lisbonne au Portugal. L'approche consistant à fermer le problème par l'intermédiaire d'un ensemble d'équations couplées est utilisée.

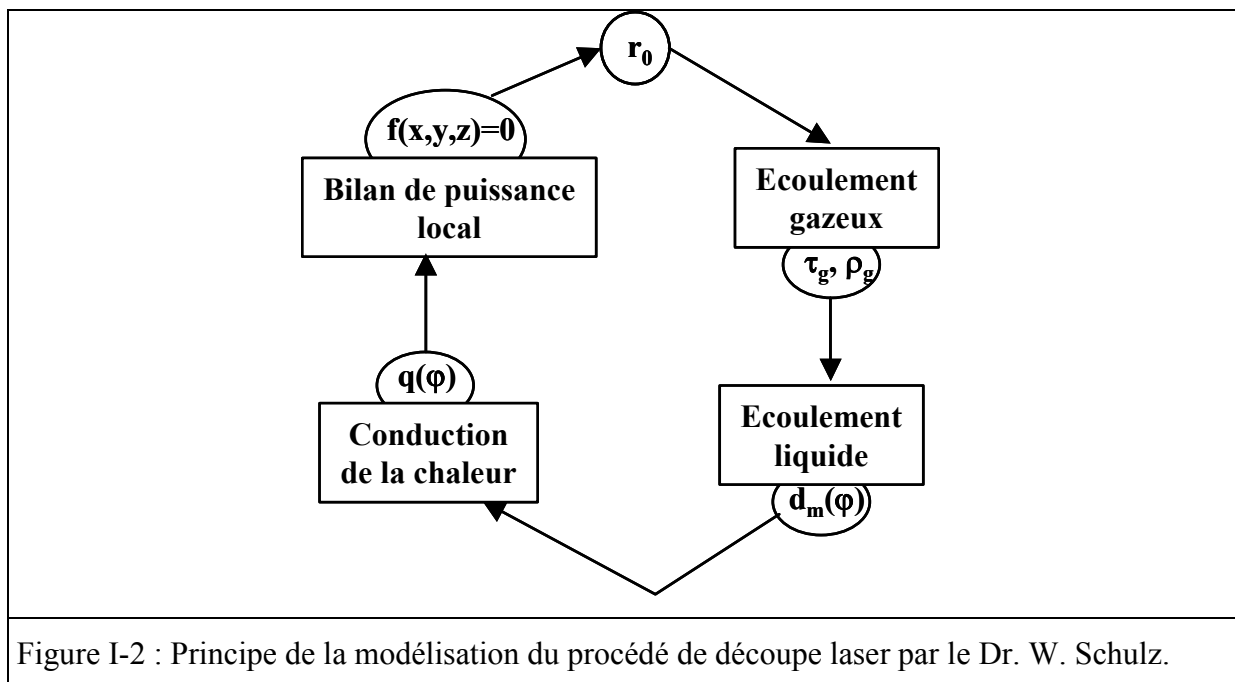


Figure I-2 : Principe de la modélisation du procédé de découpe laser par le Dr. W. Schulz.

Ce type de résolution est connu et utilisé à profusion dans tous les problèmes hydrodynamiques depuis fort longtemps. Il fallait simplement faire la translation vers le cas de la découpe laser. Ce modèle permet de calculer à partir des données d'entrée (vitesse de

déplacement, puissance laser, épaisseur de la plaque à découper, vitesse du gaz de découpe, rayon du faisceau laser ou encore mode du laser), l'épaisseur du bain liquide, la température de surface, l'angle moyen d'inclinaison du front avant ou encore le rayon de la saignée.

Nous présentons le schéma de calcul sur la Figure I-2. Une largeur,  $r_0$ , de la saignée est fixée initialement. Le calcul de l'écoulement gazeux permet d'obtenir la grandeur des forces responsables de l'évacuation du métal en fusion ( $\tau_g$ : contrainte de cisaillement). A partir des équations de la couche limite dans le film de liquide (équations de continuité et de Navier-Stokes), l'épaisseur de ce dernier est déduite ( $d_m(\varphi)$ ,  $\varphi$  étant la position azimutale). En insérant les valeurs locales de l'épaisseur du film liquide dans l'équation de propagation de la chaleur, on obtient le flux local de chaleur nécessaire au processus ( $q(\varphi)$ ) (flux capable, par définition, de générer une épaisseur de liquide égal à celle précédemment calculée). La résolution de l'équation du bilan local de puissance permet de calculer la géométrie complète de la saignée ( $f(x,y,z)=0$ ). Le système boucle sur la valeur de la largeur de la saignée ( $r_0$ ) et la satisfaction du bilan local de puissance.

Il est important de noter ici que la différence fondamentale entre les modèles de découpe 2D et 3D tient à ce que le rayon de la saignée, qui est un paramètre d'entrée dans le premier cas, est une donnée de la simulation dans le second. L'auto-consistance est complète dans les modèles tridimensionnels et partielle pour ceux de dimensions inférieures (2D). Nous étudierons plus en détail ces deux cas dans notre travail.

La méthode employée par Schulz est très puissante, malheureusement aucune comparaison expérimentale n'est fournie. Dans les travaux récents, l'effort est porté sur une approche dynamique du processus en vue de modéliser l'apparition d'instabilités donnant naissance aux stries de découpe.

Le modèle initial a donc été approfondi, explorant des domaines plus complexes tel que la réduction de la dimension de l'espace de configuration initial (dimension infinie) vers une dimension finie, dû à la nature dissipative du problème global (systèmes dynamiques et approche non-linéaire)[Schulz 1997, 1998, à paraître][Michel à paraître]. Résolution par la méthode variationnelle des équations réduites du problème de la surface libre (interface liquide-gaz). L'approche d'un tel travail est relativement ardue et nous sortons quelque peu des buts fixés pour notre travail. Il faut cependant mentionner que les efforts produits par cette équipe de l'ILT (Schulz, Michel, Kostykin, Niessen), en vue de donner une explication toujours plus proche de la réalité expérimentale, reste aujourd'hui les plus aboutis.



### 1.5.2. Un travail impressionnant

Le travail du Dr. D. Petring constitue un aboutissement. Actuellement chef du département « Soudage et Modélisation » de l'ILT, il reste une référence mondiale dans le domaine de la découpe laser. Son travail présente une rigueur et une précision dans la plus pure tradition germanique. Un problème demeure : l'essentiel de ses travaux ainsi que son rapport de thèse sont rédigés en allemand [Petring 1995]. L'étude de son travail reste, par conséquent délicate. Pourtant, à force d'acharnement (de traduction et de compréhension), nous pouvons être fiers, à l'heure actuelle, d'avoir saisi et assimilé la plus grande partie de son travail de thèse. De nombreux points ont été pour nous sujet de réflexion et de polémique.

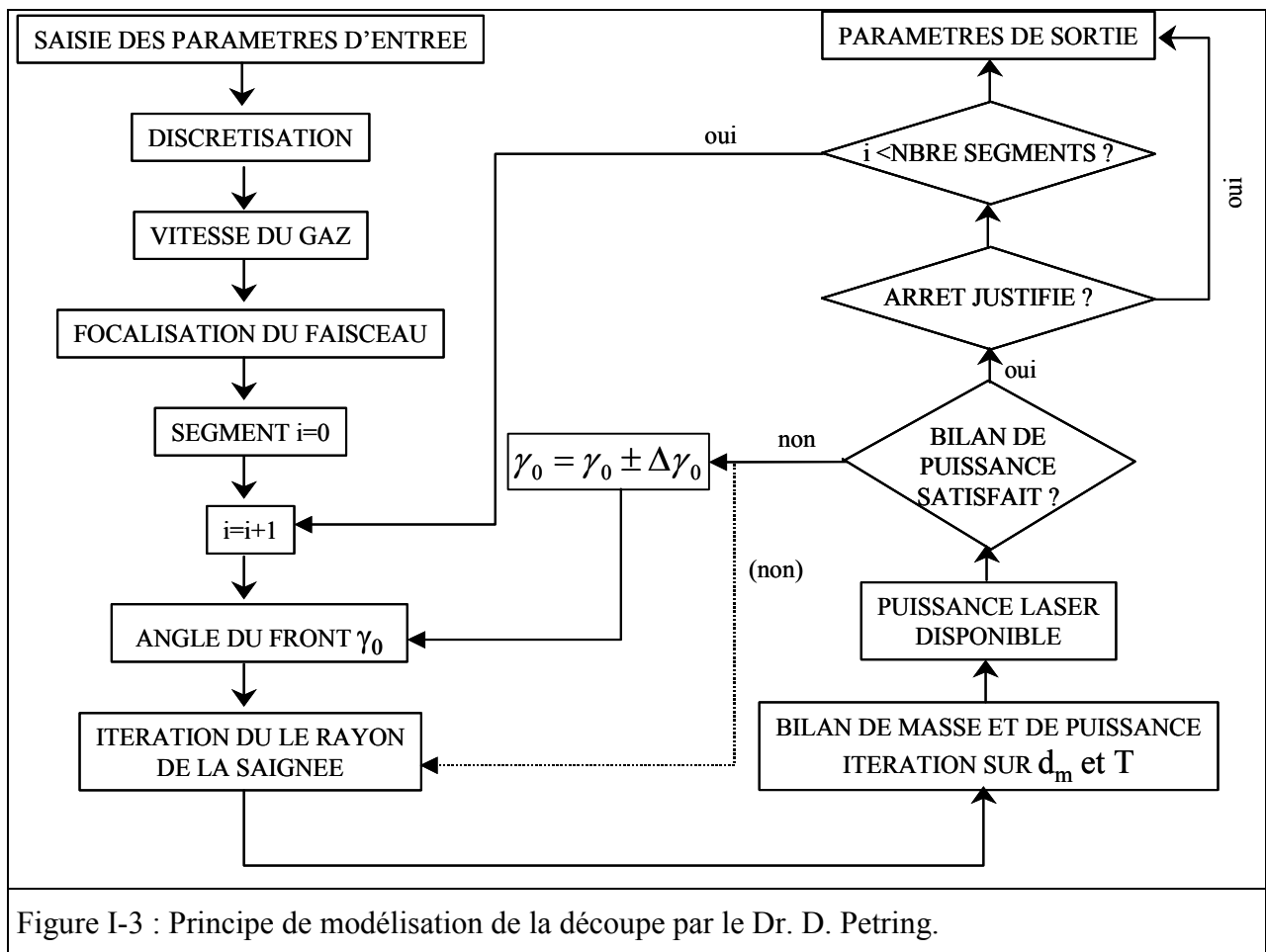


Figure I-3 : Principe de modélisation de la découpe par le Dr. D. Petring.

Sur 150 pages (longueur plus que respectable pour un rapport de thèse allemand), l'ensemble des processus élémentaires entrant en jeu dans la découpe laser sont discutés et explicités. De la propagation des faisceaux gaussiens, leur focalisation, l'étude de l'absorptivité des surfaces, de l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe, de la propagation de la chaleur dans l'échantillon, tout est passé en revue. Une méthode quasi-identique à celle de Schulz est utilisée afin de résoudre le système d'équations bilan couplées. Ce modèle est tridimensionnel et s'applique à la découpe sous gaz inerte (azote). L'aboutissement de ce travail est la

conception du logiciel CALCut (Computer Aided Laser Cutting), dont la structure de fonctionnement est déployée sur la Figure I-3.

Procédons à une explication de texte. Les paramètres d'entrée concernent le matériau (type et épaisseur), le laser (longueur d'onde, mode, facteur de qualité, nature de la polarisation, dimension du faisceau naturel en entrée sur la lentille, puissance incidente), le gaz d'assistance (pression initiale), le système optique (type de lentille, distance focale, défocalisation) et la vitesse de découpe. Les équations du modèle sont résolues dans une couronne élémentaire représentant un volume de contrôle fluide (discrétisation de la géométrie). La vitesse du gaz en entrée dans la saignée est calculée ainsi que les caractéristiques du faisceau laser au niveau de la zone d'interaction. Pour chaque couronne élémentaire, un angle d'inclinaison du local du front de découpe ( $\gamma_0$ ) et un rayon de la saignée ( $r_s$ ) sont fixés. Sont alors résolues par itérations successives sur les valeurs locales de l'épaisseur du film de métal fondu et de la température de surface, les équations de bilan de masse et de puissance. Une évaluation de la puissance nécessaire sur les flancs de découpe est effectuée. Vient alors le calcul de la puissance laser absorbée, intégrée sur la couronne. Si le bilan de puissance sur les flancs de découpe n'est pas satisfait, alors il y a itération sur le rayon local de la saignée. Lorsque le « bon » rayon est atteint, si l'ensemble des bilans de masse et de puissance ne sont pas satisfaits alors on itère sur l'angle d'inclinaison local du front avant de découpe. Lorsque tous les bilans sont satisfaits pour une couronne, on passe à la suivante, jusqu'à l'obtention de la forme complète de la saignée.

Le point important à noter et qui oppose aujourd'hui D. Petring et W. Schulz se cristallise sur la présence et le calcul des éjections latérales de fluide pendant la découpe. Dans le modèle de Petring, le bilan de puissance effectué sur les flancs de découpe est bâti autour de l'idée que du fluide est en mouvement tangentiellement à la vitesse de découpe (éjection latérale). Pour W. Schulz, de telles éjections ne se produisent pas. A y regarder de plus près, on se rendra compte que le problème de la mise en mouvement latérale du métal fondu est plus complexe qu'il n'y paraît. Dans notre modélisation, nous avons décidé de tenir compte de ses éjections latérales. Nous verrons que si à faibles vitesses, cas où les températures de surface rencontrées sont relativement basses, la proportion en masse et en puissance de ces éjections latérales peut être négligée, à grande vitesse, elle devient relativement importante.

### 1.6. Un modèle accessible

Les travaux du Dr. Kaplan couvrent une grande partie des phénomènes utilisant les lasers de puissance : soudage, découpe et plus récemment prototypage laser. Son article de 1996 aborde le problème dans son ensemble, en utilisant comme d'habitude l'ensemble de équations de conservation (masse, énergie) [Kaplan 1996]. Il faut ajouter qu'il prend également en compte les réactions d'oxydation dans le cas d'une coupe sous gaz réactif (oxygène). Son modèle fonctionne sur le principe d'un volume de contrôle unique, le front de découpe présentant un seul angle d'inclinaison moyen. Ce modèle se veut tridimensionnel, en ce sens que le rayon de la saignée est un paramètre de sortie. Le calcul de la position du seuil de perçage est intéressante. Il calcule la diffusion de la chaleur pour une source cylindrique en déplacement à la vitesse de découpe et égalise les flux diffusifs axiaux et transversaux avec le flux de chaleur provenant de l'absorption de l'onde laser. En terme mathématique cela se note :

$$\begin{cases} q_{mcs}(r_k, v, \varphi = 0) = \alpha(2\theta_{max}) \tan(2\theta_{max}) I(x = x_t, y = 0, z = 0) \\ q_{mcs}(r_k, v, \varphi = \pi/2) = \hat{\alpha}(\theta_{max}) \tan(\theta_{max}) I(x = x_t - r_k, y = r_k, z = 0) \end{cases} \quad (I-1)$$

où :

$q_{mcs}(r_k, v, \varphi)$  est le flux de chaleur local diffusé par un source cylindrique de diamètre égal à  $2r_k$ , en déplacement (**moving cylindric source**) à la vitesse  $v$ .

$r_k$  est le rayon de la saignée (saignée se dit **kerf** en anglais).

$\varphi$  est la position azimutale sur le front de découpe.

$I(x, y, z)$  est la distribution spatiale de l'intensité laser.

$\alpha(\theta)$  est l'absorptivité de Fresnel sur un front de découpe incliné de l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe vertical.

Les angles  $2\theta_{max}$  et  $\theta_{max}$  sont choisis arbitrairement dans l'axe et sur le flancs (en  $\varphi=0$  et  $\varphi=\pi/2$ ) avec  $\theta_{max}=3^\circ$ , correspondant à l'angle de Brewster pour l'absorptivité, c'est-à-dire, l'angle pour lequel celle-ci est maximum :  $\hat{\alpha}(\theta_{max}) = 0.41$  pour l'acier avec une polarisation circulaire de l'onde laser. D'après Kaplan, ce choix arbitraire dans la valeurs des angles d'inclinaison dans l'axe et sur le flanc de découpe ne doit pas être très loin de la réalité. De plus, il argumente en disant, que les comparaisons expérimentales corroborent son hypothèse. Aucune expérience n'est cependant référencée !!

Cette approche a le mérite d'être particulièrement claire. On ne retrouve pas de telles explications dans les travaux des Drs Schulz et Petring. Simplement, le postulat des angles d'inclinaison, imposé pour le calcul des positions des points d'amorçage, est-il vraiment justifié ? Telle pourrait être la réserve émise.

Un autre point d'achoppement avec ce modèle se trouve dans l'expression fondamentale de l'égalité des flux diffusé et laser absorbé. La relation trigonométrique faisant intervenir la tangente de l'angle d'inclinaison, équation (I-1), ne nous satisfait pas. **A ce jour, nous tenons cette relation pour erronée !!**

Le reste du modèle est relativement classique, avec comme nous l'avons mentionné, l'emploi des équations bilan habituelles. Les résultats obtenus fournissent des valeurs de paramètres de sortie, comme l'épaisseur du film de métal liquide, la vitesse d'éjection longitudinale fluide, l'angle d'inclinaison moyen du front de découpe, la température de surface en accord avec ceux de Petring ou encore avec les nôtres.

### *1.7. La recherche en France*

Il existe peu de travaux français traitant des processus fondamentaux entrant dans la découpe de métaux par laser. Nous pouvons citer l'ouvrage du CETIM [CETIM 1995], dans lequel l'étude de la découpe laser occupe une partie relativement importante. Cependant, aucun modèle n'est présenté, s'agissant plutôt de fournir les grandes lignes de fonctionnement de la découpe laser, appuyées, il est vrai par de nombreux résultats expérimentaux, fournis, en grande partie, par l'Air Liquide.

Le travail d'Ebrahim Abdulhadi [Abdulhadi 1997], quant à lui, s'apparente à une approche essentiellement expérimentale et axée sur le calcul de la zone affectée thermiquement (ZAT) et les transformations métallurgiques des aciers soumis à une irradiation laser. A juste titre, puisque ce domaine a été peu étudié. Outre une étude systématique de l'évolution de la ZAT en fonction des paramètres opératoires, Abdulhadi développe un modèle mathématique lui permettant de déduire son extension spatiale. Son modèle s'accorde très bien avec les expériences. Cependant, on a du mal à entrevoir son «°auto-consistance ». D'après lui, le calcul de la ZAT nécessite le calcul préalable de l'épaisseur du film liquide. Ce calcul, quant à lui, s'opère en écrivant les équations bilan habituelles et implique donc une approche cohérente de l'ensemble des processus élémentaires qui agissent au sein de la découpe laser. Les réserves que l'on peut émettre se situent à ce niveau. Nous trouvons un assemblage de différentes approches proposées par des chercheurs comme Schulz ou Kaplan. Loin de critiquer cette méthode, il faut en chaque point justifier des choix et les hypothèses que l'on fait. Abdulhadi montre également que le calcul de la largeur de la ZAT dépend faiblement de la variation des paramètres suivants : absorptivité, capacité calorifique du matériau, épaisseur de l'échantillon, angle d'inclinaison du front de découpe, angle d'incidence du faisceau, conductivité thermique, masse volumique ou encore coefficient d'oxydation. Comme nous le

montrerons dans notre travail, il n'en est rien. Certains paramètres ont de faibles influences, d'autres, au contraire sont à manier avec beaucoup de précaution, en particulier la valeur de l'absorptivité.

Il faut préciser qu'Abdulhadi présente une revue importante des travaux effectués dans le domaine de la découpe laser. A ce propos, il est important de différencier ceux qui semblent les plus pertinents de ceux qui présentent un intérêt moins large. Le travail de O'Neill est à ce sujet très utile, car il fixe les diverses approches de la découpe laser existant en 1994 [O'Neill 1994]. On y constate que très peu d'approches globales existent alors.

### *1.8. Et pour finir...*

Après cette présentation sommaire du processus de découpe laser et des principaux travaux qui lui ont été attribué, nous allons, à présent aborder la partie théorique de notre travail. Celle-ci correspond à une part importante de ce travail de thèse. La compréhension intime des phénomènes élémentaires agissant dans la structure complète du processus de découpe vont être présentés. Il s'agira de se diriger de la physique vers les mathématiques et non pas le contraire. L'explication physique des phénomènes étant privilégiée, de nombreux rappels seront effectués aux moments opportuns.



## Chapitre 2. Propagation et focalisation d'un faisceau laser gaussien

Le procédé de découpe laser utilise un faisceau focalisé permettant une interaction localisée et efficace au niveau de la zone d'interaction. Il est par conséquent primordial, dans le cadre de notre étude, de mettre en place un modèle global déterminant la répartition d'intensité laser définie par les caractéristiques de la cavité laser et du système de focalisation. Nous commencerons par étudier la propagation d'une onde laser gaussienne. Nous n'entrerons cependant pas dans les considérations relatives à la génération et à la sélection des modes au sein de la cavité laser. Nous discuterons ensuite des conditions de focalisation d'une telle onde, l'influence sur la dimension et la divergence du faisceau au niveau du plan de focalisation.

### 2.1. Propagation d'un faisceau gaussien monomode

#### 2.1.1. Equation de Helmholtz

Précisons, tout d'abord qu'une référence internationale existe concernant la théorie des lasers. C'est l'ouvrage de A.E. Siegman [Siegman 1986], dans lequel une partie importante de ce qui va suivre peut être retrouvée.

La lumière émise par un laser contient une ou plusieurs fréquences que l'on associe aux modes propres de la cavité. On distingue généralement deux types de modes : les modes longitudinaux et les modes transverses. Les modes longitudinaux diffèrent par leur fréquence d'oscillation tandis que les modes transverses diffèrent, non seulement par leur fréquence d'oscillation mais aussi par la répartition de leurs champs, électrique et magnétique, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation.

La propagation d'une onde électromagnétique est décrite à l'aide des équations de Maxwell. En supposant les champs transverses (champs électriques et magnétiques perpendiculaires à la direction de propagation), et en éliminant le champ magnétique dans ce système d'équations, nous obtenons l'équation d'onde scalaire décrivant la propagation du champ électrique dans le vide (indice de réfraction égal à 1) :

$$[\Delta + k^2]E = 0 \quad (\text{I-2})$$

C'est l'équation de Helmholtz, où  $\Delta$ , représente le laplacien et  $E$ , l'expression du champ électrique. Celle-ci peut s'exprimer, dans un repère de coordonnées cartésiennes, sous la forme d'une onde se propageant dans la direction  $z > 0$  :

$$E(x, y, z) = E_0(x, y, z)e^{-ikz}$$

avec  $E_0(x, y, z)$  et  $e^{-ikz}$  représentant respectivement l'amplitude réelle et la phase du champ électrique,  $\vec{k} = k\vec{e}_z$  étant le vecteur d'onde.

L'approximation paraxiale consiste à supposer que la variation de l'amplitude du champ est faible suivant la direction de propagation,  $z$ , par rapport aux directions transverses  $x$  et  $y$  d'oscillation du champ électrique:

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial^2 z} \ll k \frac{\partial E_0}{\partial z} \ll k^2 E_0$$

Par conséquent, nous pouvons écrire l'équation d'onde scalaire du champ électrique dans l'approximation paraxiale comme suit :

$$\Delta_T E_0(s, z) - 2ik \frac{\partial E_0(s, z)}{\partial z} = 0 \quad (I-3)$$

Où  $\Delta_T$  représente le laplacien transverse et,  $s$ , se réfère aux coordonnées transverses :  $s \equiv (x, y)$  ou  $s \equiv (r, \theta)$  suivant le système de coordonnées employé.

Une solution à cette équation est fournie par le faisceau gaussien, dont l'enveloppe est définie de la façon suivante :

$$E(x, y, z) = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \times \exp-i\left([kz - \phi(z)] + k \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \quad (I-4)$$

Avec :

$A_0$  : un facteur de normalisation sur l'amplitude

$w_0$  : le waist du faisceau naturel

$$\boxed{w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}} : \text{la valeur locale de la largeur du faisceau laser} \quad (I-5)$$

où :  $\boxed{z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}}$  est la distance de Rayleigh ( $b=2z_R$  appelé paramètre confocal)

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \approx \begin{cases} \infty & \text{pour } z \ll z_R \\ 2z_R & \text{pour } z = z_R \\ z & \text{pour } z \gg z_R \end{cases} : \text{le rayon de courbure local de l'onde sphérique}$$

$$\phi(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) : \text{un terme de phase supplémentaire dû à l'effet Guoy}$$

L'interprétation physique de l'équation (I-4) est relativement claire. Le facteur  $\exp(-x^2 + y^2 / w^2(z))$  décrit une répartition gaussienne de l'enveloppe du champ de largeur



$w(z)$ . Le facteur  $\exp[-ik((x^2 + y^2)/2R(z))]$  affecte la phase du champ. Il coïncide avec la phase de l'onde sphérique de rayon  $R(z)$ . La surface équiphasse, ou surface d'onde, passant par  $z$  est donc une sphère de rayon  $R$  (à des petites corrections près dues au terme en  $\phi$ ). A très grande distance,  $R \approx z$ . Le centre de courbure des surfaces d'onde est donc l'origine. En revanche, à l'origine,  $R$  est infini : la surface d'onde est plane. Le rayon de courbure minimal en module est atteint pour  $z = \pm z_R$  et vaut  $2z_R$ . C'est pourquoi on peut également appelé  $b=2z_R$ , paramètre confocal. Les surfaces d'onde en  $z = \pm z_R$  forment, en effet, deux sphères de même rayon de courbure, le centre de l'une étant situé au sommet de l'autre. La distance de Rayleigh, que nous utilisons abondamment, est relative au comportement du faisceau lors de sa propagation. Par définition, la dimension du faisceau est  $\sqrt{2}$  fois plus grande que sa dimension minimum (waist) en  $z=z_R$ .

Le terme  $\exp -i\phi$  est un terme de phase supplémentaire qui traduit la rotation de la phase au passage du plan focal (effet Guoy). Finalement, le préfacteur  $w_0/w(z)$  traduit simplement la conservation de l'énergie au cours de la propagation du faisceau.

### 2.1.2. Modes gaussiens d'ordre supérieur

La solution précédente correspondait au cas le plus usité des faisceaux gaussiens. Nous aurions pu choisir dans le plan de référence, une forme plus complexe où la gaussienne serait multipliée par un polynôme de Hermite en fonction de  $x$  et  $y$ , ou par un polynôme de Laguerre en fonction de  $r$  et  $\theta$  dans le cas des coordonnées cylindriques. On retrouve alors un faisceau qui se propage en conservant la même forme de répartition d'amplitude. L'aspect du mode au voisinage de son waist est constitué de tâches séparées par des zéros d'intensité correspondant aux zéros des polynômes de Hermite (resp. Laguerre) dans les deux directions. Le mode gaussien d'ordre zéro est alors celui qui correspond au polynôme le plus simple, à savoir une constante. Les autres faisceaux sont appelés « modes gaussiens d'ordre supérieur ». On note souvent ces faisceaux  $TEM_{lm}$  (hermito-gaussiens) ou  $TEM_{pl}$  (laguerre-gaussiens).  $TEM$  désigne un mode transverse électromagnétique. Les champs électriques et magnétiques sont, en effet, perpendiculaires à la direction de propagation dans l'approximation paraxiale. Les indices  $n$  et  $p$  désignent les nombres de zéros des polynômes de Hermite dans les directions  $x$  et  $y$ . En ce qui concerne  $p$  et  $l$ , ce sont le nombre de zéros de polynômes de Laguerre en  $r$  et  $\theta$  (nombre d'annulations de l'intensité radiales et longitudinales). Le mode gaussien fondamental est noté  $TEM_{00}$ . C'est en général celui que l'on cherche à réaliser, car il permet,

à divergence donnée, d'obtenir la plus petite tâche focale. Il faut préciser qu'on les trouve également noter sous la forme  $HG_{nm}$  (hermito-gaussien) et  $LG_{nm}$  (laguerre-gaussien).

Pour plus d'informations sur la description de ces modes on consultera l'annexe 1.

### 2.1.3. Répartition d'intensité

Le calcul de la répartition d'intensité se fait simplement en prenant le carré de l'amplitude du champ électrique, ou plutôt en la multipliant par son complexe conjugué :

$$I(x, y, z) = |E(x, y, z)E^*(x, y, z)| = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \quad (I-6)$$

$I_0$  est le facteur de normalisation de l'intensité. Il dépend de la puissance laser, de la dimension du faisceau et de l'ordre du mode considéré. Ici, nous travaillons avec le mode gaussien fondamental. La puissance laser totale est donnée par la relation intégrale :

$$P(z) = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \int_{y=-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy$$

On suppose que le milieu dans lequel on se trouve est non absorbant pour écrire la conservation de l'énergie :

$$P(z) = P(0) = P_0$$

En conséquence, nous pouvons écrire :

$$P_0 = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int I(x, y, z=0) dx dy \quad (I-7)$$

Cette intégrale se transforme en utilisant le coordonnées polaires :

$$P_0 = I_0 \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{+\infty} r \exp(-\alpha r^2) dr \text{ avec } \alpha = \frac{2}{w_0^2}$$

Appliquons le changement de variable suivant :  $u = \alpha r^2$ , nous obtenons finalement :

$$P_0 = I_0 \frac{\pi}{\alpha} \underbrace{\int_0^{+\infty} e^{-u} du}_1$$

Nous en déduisons alors la valeur du coefficient de normalisation  $I_0$  :

$$I_0 = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \quad (I-8)$$

Cette valeur correspond à l'intensité maximum  $I(0,0,0)$ .

Par conséquent la répartition d'intensité laser pour le mode gaussien  $TEM_{00}$  est fournie par la relation suivante :

$$I(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \exp\left(-2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right) \quad (\text{I-9})$$

Les relations donnant les répartitions d'intensité pour les modes HG et LG sont fournies en annexe 1.

#### 2.1.4. Définition du rayon du faisceau gaussien

La dimension du faisceau naturel se propageant dans le vide est contrôlée par la diffraction. Le rayon minimum du faisceau naturel est appelé « waist » ou rayon de cercle de gorge et noté  $w_0$ . En posant  $r^2 = x^2 + y^2$ , on constate dans l'équation (I-9), écrite dans le plan  $z=0$ , que  $I(r = w_0, z = 0) = I_0/e^2 \approx 0.135 I_0$ . Par définition, la valeur du rayon du faisceau naturel correspond à la distance transverse où l'intensité locale vaut 13.5% de l'intensité maximum dans ce plan  $z$ . On peut également dire que la puissance intégrée dans la zone délimitée par la distance  $w_0$  est égale à 86.5% de la puissance totale du faisceau. En coordonnées polaires, cela se traduit par la relation suivante :

$$2\pi \int_0^{w_0} I(r, z = 0) r dr = 0.865 P_0 \quad (\text{I-10})$$

Bien évidemment, cette définition de la dimension transverse du faisceau naturel s'applique de façon identique quel que soit le plan  $z$  considéré. Elle sera également valable dans le cas d'un faisceau focalisé.

Concrètement, l'évolution de la dimension du faisceau naturel au cours de sa propagation nécessite la connaissance du type et de la disposition du résonateur optique qui génère l'onde laser. Nous ne rentrerons pas dans les détails, et dirons simplement que dans le cas de résonateurs stables à deux miroirs sphériques, la dimension du faisceau et sa distance de Rayleigh dépendent seulement de la longueur d'onde d'émission, des rayons de courbure des deux miroirs et de la distance qui les sépare.

#### 2.1.5. Divergence du faisceau et relation fondamentale

Comme nous venons de le dire, c'est la cavité résonante qui va déterminer les paramètres fondamentaux de l'onde laser. Lors de sa propagation dans l'air, le faisceau diverge naturellement. Réécrivons l'équation (I-5) en champ lointain :

$$w(z) = w_0 \frac{z}{z_R} \text{ pour } z \gg z_R$$

La divergence (demi-angle d'ouverture) du faisceau se note :  $\theta = \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0}$

Par conséquent, nous obtenons une relation fondamentale invariante qui lie la divergence du faisceau gaussien à son waist :

$$\theta w_0 = \frac{\lambda}{\pi} = Cte \quad (\text{I-11})$$

Cette égalité est obtenue dans le cas du faisceau gaussien fondamental (mode TEM<sub>00</sub>). En ce qui concerne les faisceaux quelconques, nous aurons toujours  $\theta w > \frac{\lambda}{\pi}$ .

Il est intéressant de remarquer que cette inégalité peut être perçue comme l'équivalent pour les particules « sans masse » que sont les photons, de la relation d'incertitude d'Heisenberg appliquée aux particules « massives » :  $h$ , la constante de Planck, y est remplacée par  $\lambda$ , la longueur d'onde du rayonnement [Murphy 1999]. Cela permet de rappeler que la nature de la lumière a une origine quantique et que ses lois de propagation sont fixées par la mécanique quantique.

### 2.1.6. Le vecteur d'onde

Afin de mener ultérieurement les calculs d'intensité absorbée au niveau de la zone d'interaction, il nous faut déterminer l'évolution de la position des vecteurs d'onde dans l'espace lorsque le faisceau gaussien se propage.

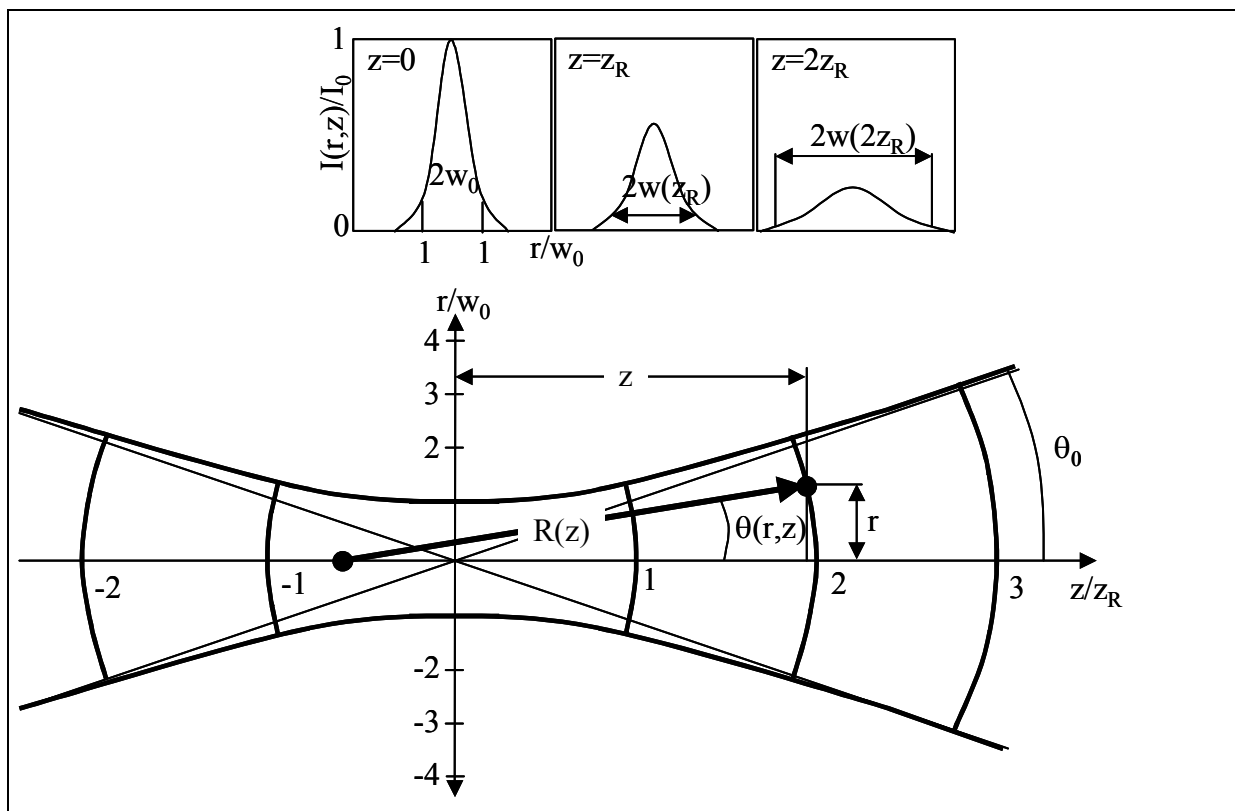


Figure I-4 : Propagation d'un faisceau gaussien dans l'approximation paraxiale

Dans l'approximation paraxiale, le vecteur d'onde est localement perpendiculaire à la surface d'onde. Nous avons vu que cette surface se déforme au cours de la propagation. Une expression simple permet de relier la valeur de l'angle de divergence local,  $\theta$ , à la position du point considéré par l'intermédiaire du rayon de courbure  $R(z)$ (Figure I-4) :

$$\sin \theta (r, z) = \frac{r}{R(z)} \text{ pour } r \geq R(z) \quad (\text{I-12})$$

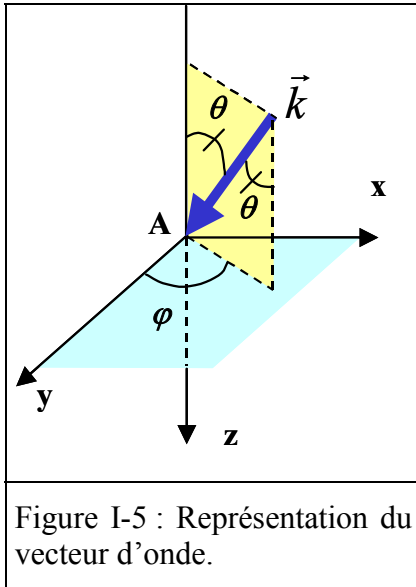


Figure I-5 : Représentation du vecteur d'onde.

Le vecteur d'onde est normalisé,  $\vec{k} = \frac{\vec{k}}{\|\vec{k}\|}$ . En supposant que localement, le front d'onde peut être approximé par une onde sphérique,  $\vec{k}$  s'écrit dans le système de coordonnées cartésiennes :

$$\vec{k} = \sin \theta \cos \varphi \vec{e}_x + \sin \theta \sin \varphi \vec{e}_y + \cos \theta \vec{e}_z = \sin \theta \vec{e}_r + \cos \theta \vec{e}_z$$

### 2.1.7. Facteur de qualité

#### 2.1.7.a. Introduction

Dans la conception d'un système optique où figure une source laser, il est fondamental de pouvoir contrôler l'évolution de la forme du faisceau car ses performances lui sont directement liées. Il s'avère indispensable de quantifier la notion de qualité pour dire qu'à tel endroit du système le faisceau est bon ou mauvais, meilleur ou moins bon.

Historiquement, bien des définitions ont été proposées à cet effet. On peut citer la plus célèbre d'entre elles : le rapport de Strehl\*. Toutes ces méthodes ont pour base la mesure de la taille du faisceau laser en champ proche, c'est à dire dans la zone de section minimale du faisceau, et celle de la divergence du faisceau en champ lointain. En 1990, A.E. Siegman [Siegman 1990] propose une nouvelle méthode permettant de quantifier la qualité d'un faisceau laser.

\*C'est le rapport de l'intensité du centre du disque d'Airy (tâche principale de diffraction) donné par un système optique, à celle d'un système optique parfait (image théorique). Le rapport de Strehl est égal à 1 lorsque l'optique

En fait, elle repose sur le travail de T.F Johnston et M. Sasnett, membres à l'époque de Coherent, chargés de développer un appareil commercial (le Modemaster PC  $M^2$  Beam Propagation Analyser développé par Coherent : <http://www.cohr.com/>) de mesure de la qualité d'un faisceau laser. La définition qui aujourd'hui sert de référence est le fruit de ce travail. Elle n'est peut être pas la meilleure mais l'essentiel est qu'elle est reconnue par l'ISO (International Standard Organisation), gage que ce facteur est théoriquement utilisé par tous. Pour preuve, bon nombre de fabricants de sources lasers fournissent dans leur caractéristiques techniques le  $M^2$ .

Cette définition est due au fait, qu'en pratique, le mode sélectionné de préférence est le mode fondamental  $TEM_{00}$ . Ceci est dû en partie à la forme de la répartition d'intensité. En effet, à largeurs égales, la gaussienne offre l'avantage d'avoir une divergence moins grande que les modes d'ordres supérieurs. La densité d'énergie est aussi plus grande pour la gaussienne. De plus, le profil du mode  $TEM_{00}$  est « doux », tandis que pour les ordres supérieurs, il y a apparition de maxima encore appelés « points chauds » qui peuvent endommager les éléments optiques de la cavité entre autres, ceci se vérifiant surtout aux fortes puissances. Phénoménologiquement, le  $M^2$  est le résultat de la comparaison des caractéristiques du faisceau étudié et d'un mode fondamental de même longueur d'onde.

2.1.7.b. *Définition du facteur de qualité pour les monomodes gaussiens*

Les faisceaux utilisés dans les applications nécessitant des puissances importantes sont rarement des modes  $TEM_{00}$ . Aussi est-il nécessaire de définir l'écart relatif existant entre ces faisceaux d'ordre supérieurs et le mode théorique fondamental. Nous introduisons pour cela le facteur de qualité  $M^2$ . Il se définit de la façon suivante :

$$M^2 = \frac{\theta_R w_{0R}}{\theta w_0} \begin{cases} = 1 \text{ pour } TEM_{00} \\ > 1 \text{ pour } TEM_{lm} \text{ ou } TEM_{pl} \end{cases} \quad (I-13)$$

Où :  $\theta_R$  et  $w_{0R}$  représentent la divergence et le « waist » d'un faisceau gaussien monomode quelconque.

Le facteur de qualité quantifie la différence relative entre les produits « divergence-dimension du waist » d'un mode laser quelconque par rapport au mode gaussien. Ce produit est minimisé pour le mode  $TEM_{00}$ .

Mentionnons la formulation proposée par A.E. Siegman [Siegman 1990]. Dans son article, il montre que le facteur de qualité,  $M^2$ , est une mesure de la différence du « volume de l'espace

---

est parfaite et sans obstruction. Plus le rapport de Strehl est petit, plus le disque d'Airy perd de l'intensité au profit des anneaux de diffraction. Il peut donc être utilisé comme indicateur de la qualité d'une image.

des phases », produit de la dimension spatiale par l'angle de divergence entre un faisceau réel et le faisceau gaussien fondamental. Ce volume de l'espace des phases est minimum dans le cas du faisceau gaussien fondamental. Il donne l'expression du « facteur de qualité cylindrique » pour les monomodes HG et LG, en fonction de leur nombre d'annulation :

$$M^2 = n + m + 1 \quad \text{pour les modes hermito - gaussiens} \quad (\text{I-14})$$

$$M^2 = 2p + |l| + 1 \quad \text{pour les modes laguerre - gaussiens} \quad (\text{I-15})$$

Ces expressions présentent l'intérêt de pouvoir calculer très facilement le facteur de qualité d'un mode gaussien d'ordre supérieur.

Précisons de plus que la qualité d'un faisceau ne varie pas lors de sa propagation dans le vide. Notons finalement que le facteur de qualité se trouve aussi désigné par la lettre K, défini comme suit :

$$K = \frac{1}{M^2}$$

### 2.1.8. Dimension du faisceau et distance de Rayleigh

A partir de la relation (I-13), qui s'écrit aussi  $\theta_R w_{0R} = M^2 \lambda / \pi$ , nous pouvons recalculer les expressions de la largeur du faisceau ainsi que de sa distance de Rayleigh lors de sa propagation dans le vide.

$$w_R(z) = w_{0R} \sqrt{1 + \left( \frac{M^2 \lambda z}{\pi w_{0R}^2} \right)^2} = w_{0R} \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_{RR}} \right)^2} \quad (\text{I-16})$$

Où la distance de Rayleigh se note :

$$z_{RR} = \frac{1}{M^2} \frac{\pi w_{0R}^2}{\lambda} \quad (\text{I-17})$$

Nous verrons par la suite que des définitions différentes seront données lorsque nous considérerons les faisceaux focalisés.

## 2.2. Focalisation d'un faisceau gaussien monomode

Nous avons étudié au chapitre précédent la propagation libre des faisceaux gaussiens dans l'espace vide. Nous avons vu que les caractéristiques de ces faisceaux, dimension transverse et divergence sont déterminées par la connaissance des propriétés de la cavité laser et les lois de la diffraction. Dans notre étude, nous devons maintenant nous intéresser aux conditions de focalisation de ces faisceaux. Cette mise en place permettra ultérieurement de connaître la répartition d'intensité laser au niveau de la zone d'interaction.

### 2.2.1. Système de focalisation

#### 2.2.1.a. Matériaux employés

La longueur d'onde d'émission de faisceau laser CO<sub>2</sub> dans l'infrarouge lointain ( $\lambda=10.6\mu\text{m}$ ) rend la focalisation à l'aide des matériaux usuels impossibles. Ainsi, différents cristaux ont été développés afin de permettre la transmission et la focalisation de faisceaux laser infra-rouges (IR). Nous en donnons un aperçu dans le tableau ci-dessous :

Matériau	Gamme de transmission ( $\mu\text{m}$ )	Caractéristiques	Applications
Séléniure de zinc <b>ZnSe</b>	<b>0.5 → 14</b>	-Une grande uniformité et très bonne homogénéité rend le ZnSe excellent pour l'imagerie. -Sa faible absorption et dispersion le rend très utile pour les applications des lasers de puissance. -Une transmission dans le visible qui facilite les alignements des systèmes optiques	-Lasers de puissance -Système multi-longueurs d'ondes -Systèmes d'imagerie dans l'IR
Arseniure de gallium <b>AsGa</b>	<b>1 → 14</b>	La dureté de l'AsGa le rend très utile dans certaines conditions d'utilisation industrielle où il peut y avoir des projections de matières sur les optiques.	-Systèmes lasers industriels -Applications militaires
Germanium <b>Ge</b>	<b>2 → 12</b>	Un fort indice de réfraction rend le Ge très utile pour les systèmes d'imageries basses puissance.	-Systèmes d'imagerie IR -Reflecteurs laser -Filtres

Pratiquement, dans les applications des lasers de puissance (soudage, découpe, rechargement, traitement de surface, trempe...), la préférence est donnée au ZnSe. L'arseniure de gallium est une alternative quand les applications sont particulièrement rudes pour les optiques (essentiellement des projections de matière). Quant au germanium il est limité aux applications de faibles puissances.



Les lentilles de focalisation peuvent être de différentes nature : plan convexe, ménisque, asphérique, cylindrique...

### 2.2.1.b. Définition de la distance focale d'une lentille

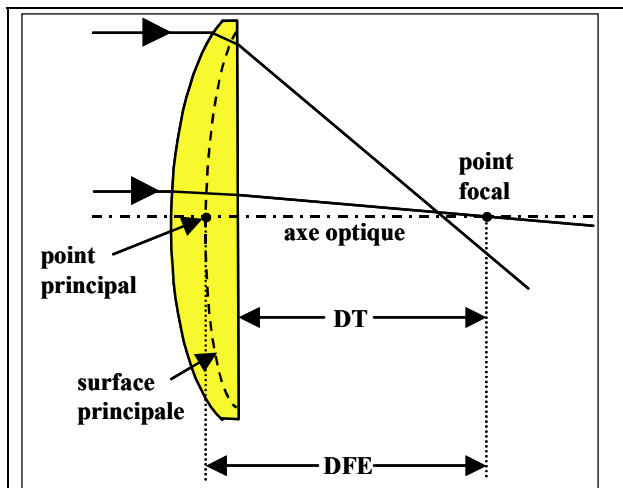


Figure I-6 : Schéma d'une lentille épaisse où sont représenté la Distance Focale Effective et la Distance de Travail. Nous observons également le principe de l'aberration sphérique (les rayons près du bord de la lentille interceptent l'axe optique avant les rayons proches de l'axe).

Pour des lentilles réelles (épaisses), on peut définir deux longueurs caractéristiques. La première est la distance focale effective (DFE), qui correspond à la valeur communément utilisée dans les tableaux de spécifications ( $f$ ). C'est la distance entre la position du point focal et un point principal virtuel qui se situe dans ou à proximité de la lentille (en fonction de sa forme). Puis nous avons la distance de travail (DT), qui est une distance « physique », puisqu'elle correspond à l'intervalle entre la position du point focal et les points physiques à la surface de la lentille.

Dans les conditions réelles d'utilisation, certains effets physiques peuvent déplacer la position du plan de focalisation. Etant donné que la lentille absorbe tout de même une certaine quantité de chaleur, des gradients de température apparaissent en son sein. Ces changements de température induisent un changement de l'indice de réfraction. Cependant, dans notre étude nous n'en tiendrons pas compte. Il convient à présent de nous intéresser à l'évolution de la dimension de la tâche laser lorsqu'un faisceau traverse une lentille.

### 2.2.2. Principaux facteurs affectant la dimension de la tâche focale

En découpe laser, il est nécessaire d'obtenir des tâches focales de faibles dimensions afin de maximiser la densité de puissance au niveau de l'échantillon. Plusieurs facteurs vont influencer sur la dimension transverse du faisceau après le passage au travers d'une lentille :

- 1-le mode laser, l'influence du facteur de qualité  $M^2$
- 2-la diffraction
- 3-l'aberration sphérique

2.2.2.a. *Le mode laser*

Nous avons vu précédemment que la dimension transverse minimale pour un faisceau laser se propageant dans le vide est obtenu pour le faisceau gaussien fondamental TEM<sub>00</sub>. Les modes gaussiens d'ordres supérieurs présenteront des dimensions transverses plus importantes. Dans le cas des faisceaux focalisés, c'est la même chose. Nous verrons par la suite, comment, dans un système optique, on peut simplement relier le waist du faisceau gaussien fondamental focalisé au waist d'un faisceau gaussien quelconque par l'intermédiaire du facteur de qualité. Il faut préciser que le facteur de qualité, peut être modifié lors du passage de l'onde laser à travers un système optique [Sun 1998]. En effet, l'interaction de l'onde avec les particules constituant la lentille induit une légère dispersion et le volume de l'espace des phases représenté par le produit (dimension transverse- divergence) du faisceau augmente, induisant une augmentation du  $M^2$ . Nous négligerons ce phénomène.

2.2.2.b. *La diffraction*

La diffraction est un phénomène intrinsèque lié à la nature ondulatoire de la lumière. On le retrouve dans tous les systèmes optiques et il est physiquement impossible de diminuer la dimension transverse d'un faisceau lumineux en dessous de la limite de diffraction imposée par le système. Dans le cas de l'utilisation d'une lentille parfaite, la dimension de la tâche focale sera seulement limitée par la diffraction. Pour le faisceau gaussien fondamental, nous écrivons la dimension transverse de la tâche laser soumise uniquement à la diffraction comme suit :

$$w_{0F}^{Diff} = \frac{\lambda f}{\pi w_L} \quad (I-18)$$

Avec :

$f$  : la distance focale effective

$w_L$  : le rayon du faisceau en entrée sur la lentille (à  $1/e^2$ )

Nous constatons que le phénomène de diffraction augmente linéairement avec la longueur d'onde et la distance focale. Par ailleurs, il est inversement proportionnel à la dimension du faisceau en entrée sur la lentille. Ainsi, lorsqu'on augmente la dimension du faisceau en entrée sur la lentille, la dimension de la tâche focale diminue car la diffraction est moins importante. De même, pour un  $w_L$  fixé, si on décroît la distance focale la dimension de la tâche focale diminuera également.

En tenant compte de la relation (I-13) concernant les faisceaux gaussiens quelconques, valable aussi bien pour les faisceaux naturels que focalisés, nous obtenons la relation suivante fournissant la largeur du faisceau au foyer de la lentille :

$$w_F^{Diff} = M^2 \frac{\lambda f}{\pi w_L} \quad (I-19)$$

Par conséquent, lorsque nous considérons simplement la diffraction, il existe une relation simple entre le « waist » du faisceau gaussien focalisé, et sa valeur pour un faisceau gaussien quelconque de facteur de qualité  $M^2$  :

$$\boxed{w_F^{Diff} = M^2 w_{0F}^{Diff}} \quad (I-20)$$

De même, il est possible de montrer que nous avons une relation similaire concernant la valeur de la distance de Rayleigh au niveau du plan de focalisation :

$$\boxed{z_{RF}^{Diff} = M^2 z_{R0F}^{Diff}} \quad (I-21)$$

Avec :  $z_{R0F}^{Diff} = \frac{\pi (w_{0F}^{Diff})^2}{\lambda}$ , la distance de Rayleigh, pour le mode gaussien fondamental dans

lequel nous ne tenons compte que du phénomène de diffraction.

Ainsi, au foyer d'une lentille, la dimension d'un faisceau laser quelconque sera toujours supérieure à la dimension du mode fondamental. Le rapport entre les deux est le facteur de qualité. De même, nous pouvons constater que la distance de Rayleigh sera plus importante pour un faisceau focalisé quelconque que pour le mode gaussien fondamental. Les densités de puissance du mode TEM<sub>00</sub> sont bien plus importantes dans le plan focal mais leur décroissance spatiale est plus rapide que pour tout autre faisceau.

### 2.2.2.c. Aberration sphérique

Pour une lentille parfaite, tous les rayons la traversant vont intercepter l'axe optique au même point formant simplement une tâche due à la diffraction. Or, la plupart des lentilles réelles induisent un phénomène appelé aberration sphérique positive pour les lentilles convergentes et négative pour les lentilles divergentes. En effet, dans le cas des lentilles convergentes, les faisceaux interceptant la lentille près de ses bords traversent l'axe optique avant les faisceaux la traversant proches de l'axe. Ceci est dû au fait que les chemins optiques sont différents, les rayons interceptant la lentille près du bord la traversent sur une distance plus faible. L'aberration sphérique accroît ainsi la dimension de la tâche focale et fournit une tâche de dimension minimale à une distance différente de la distance focale effective.

Cette aberration est fonction de la forme de la lentille, de son orientation ainsi que de son indice de réfraction.

Il existe une relation qui permet d'estimer la dimension de la tâche focale due à cette effet :

$$w_F^{Absph} = 4k_{lent} \frac{w_L^3}{f^2} \quad (I-22)$$

Où  $k_{lent}$  est une fonction de l'indice de réfraction du matériau

Valeurs de $k_{lent}$ pour $\lambda = 10.6\mu\text{m}$		
Matériau	Ménisque	Plan convexe
ZnSe	0.0187	0.0286
AsGa	0.0114	0.0289
Ge	0.0087	0.0295

#### 2.2.2.d. Paramètres effectifs des faisceaux gaussiens quelconques

Maintenant que nous avons étudié les différents phénomènes responsables de l'élargissement de la tâche laser dans le plan focal, nous en déduisons les expressions finales relatives aux faisceaux laser gaussiens quelconques propagés dans le vide, puis focalisés à travers une lentille. En additionnant les phénomènes de diffraction et d'aberration sphérique, nous obtenons une relation qui fournit l'évolution de la largeur du faisceau laser dans le plan focal d'une lentille réelle :

$$w_F = M^2 \frac{\lambda f}{\pi w_L} + 4k_{lent} \frac{w_L^3}{f^2} \quad (I-23)$$

Où la distance de Rayleigh se note :

$$z_R = \frac{\pi w_F^2}{\lambda} \quad (I-24)$$

Sur la Figure I-7, nous avons représenté l'évolution de la dimension transverse d'un faisceau gaussien focalisé de facteur de qualité égal à 2. Dans le cas où seule la diffraction est considérée,  $w_F$  augmente à diamètre de faisceau sur la lentille constant en fonction de la distance focale suivant la relation (I-19). Par contre, si  $f$  est fixe,  $w_F$  diminue lorsque que l'on augmente la dimension du faisceau naturel.

Lorsque l'aberration sphérique est ajoutée, l'évolution de la dimension du « waist » focalisé suit une évolution qui n'est plus monotone. L'aberration sphérique l'emporte sur la diffraction de façon d'autant plus importante que la distance focale est petite. La dimension du « waist » résultant est dirigé par la diffraction du système optique. Lorsque l'on augmente la focale, à  $w_L$  fixé,  $w_F$  décroît tout d'abord avant de passer par un minimum où nous annulons la dérivée de  $w_F$  par rapport à  $f$ . La valeur minimale de la dimension du faisceau focalisé est obtenue pour la valeur suivante de la distance focale :

$$\left(\frac{dw_F}{df}\right)_{w_L} = 0 \Rightarrow f^* = 2\left(\frac{\pi k_{\text{lent}}}{\lambda M^2} w_L^4\right)^{1/3}$$

Passé ce minima, la diffraction l'emporte sur l'aberration sphérique et  $w_F$  se met de nouveau à croître.

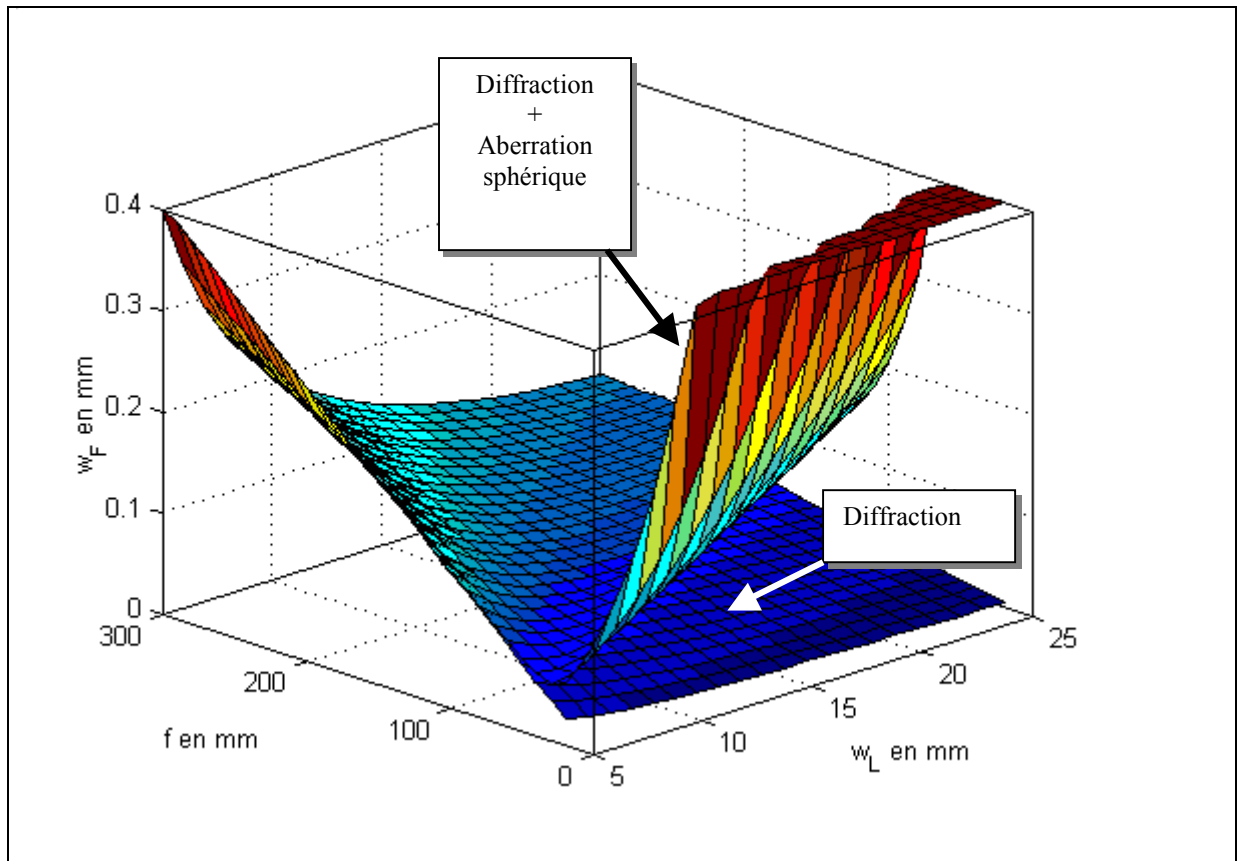


Figure I-7 : Evolution du waist du faisceau réel en fonction de la distance focale et de la dimension du faisceau laser en entrée sur la lentille,  $M^2=2$ , lentille ZnSe plan convexe.

Si maintenant, nous fixons la distance focale et que nous faisons varier la dimension du faisceau en entrée sur la lentille\*, la dimension minimale du faisceau est obtenue pour la valeur suivante de  $w_L$  :

$$\left(\frac{dw_F}{dw_L}\right)_f = 0 \Rightarrow w_L^* = \left(\frac{\lambda M^2 f^2}{12k_{\text{lent}}}\right)^{1/4}$$

L'intérêt de calculer les valeurs qui minimisent le « waist » focalisé, permet d'adapter le système optique afin de maximiser les densités de puissance sur pièce.

La même étude peut être menée sur la Figure I-8, qui fournit l'évolution de la distance de Rayleigh en fonction de  $f$  et de  $w_L$ . Celle-ci étant proportionnelle au carré de  $w_F$ , d'après

\* Cela est moins courant, mais peut se produire lorsque nous travaillons avec une « optique volante » qui se déplace le long du trajet du faisceau. La dimension transverse du faisceau naturel varie alors. Cette technique de « flying optics » est utilisée par Prima Industrie sur ses machines de découpe laser.

l'équation (I-24), sa variation est similaire à celle de la dimension transverse de la tâche focale.

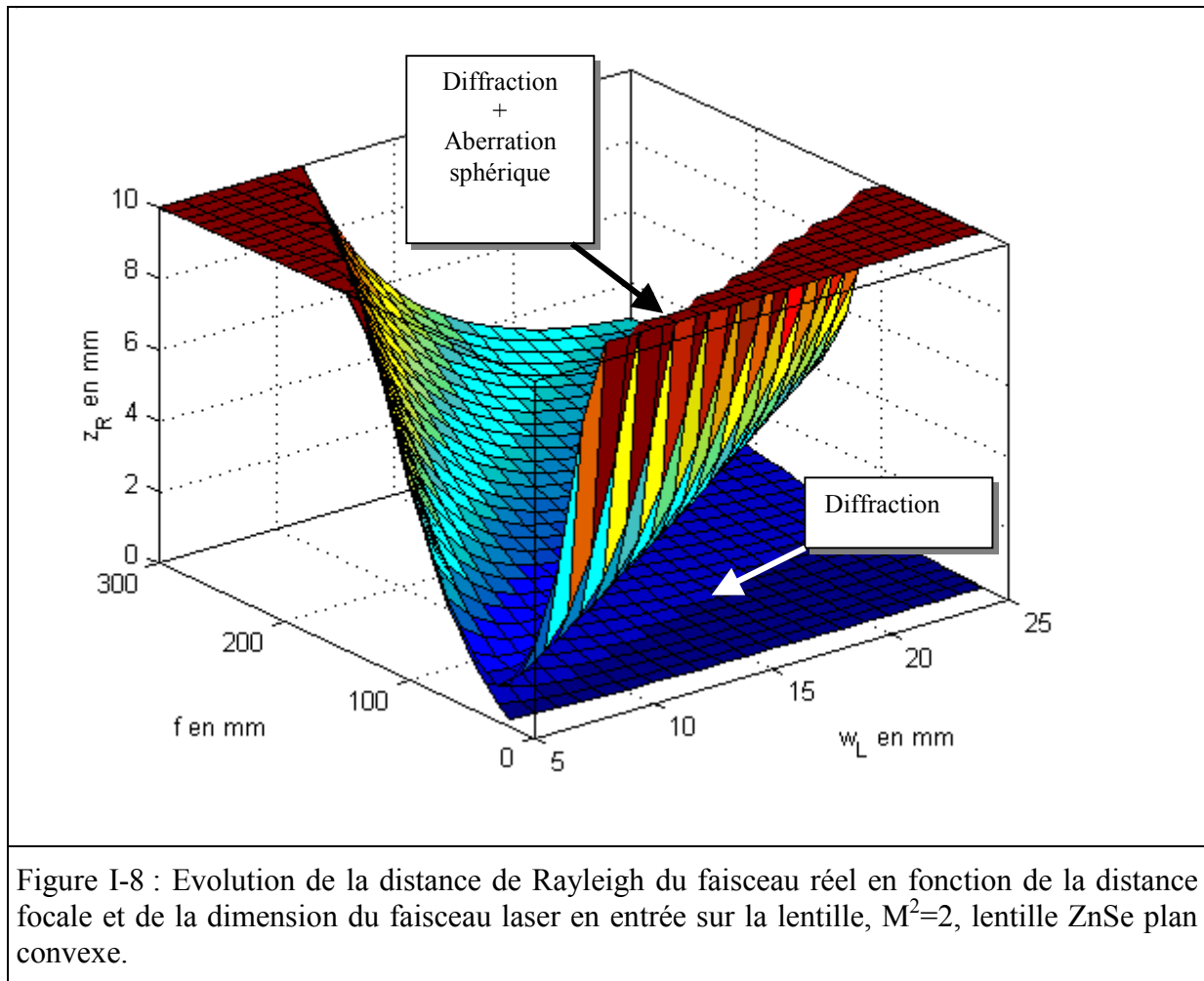


Figure I-8 : Evolution de la distance de Rayleigh du faisceau réel en fonction de la distance focale et de la dimension du faisceau laser en entrée sur la lentille,  $M^2=2$ , lentille ZnSe plan convexe.

Nous constatons donc que la région des minima de  $w_L$  et de  $f$  est la même que dans le cas de  $w_F$ . C'est-à-dire que la maximisation de la densité de puissance, va de pair avec la réduction de zone d'intensité efficace. Il s'agit donc de trouver un compromis à adapter en fonction de l'épaisseur du matériau à découper et d'après les impératifs de production (maximisation de la vitesse de découpe).

Nous voyons sur la Figure I-9, plusieurs représentations de la répartition d'intensité de faisceaux gaussiens monomodes, dans et autour de leur plan de focalisation. Nous constatons effectivement, que le mode gaussien fondamental minimise sa dimension transverse, relativement aux deux autres modes. Par conséquent, les valeurs d'intensité maximales atteintes au centre du faisceau sont quatre fois plus élevées ( $40\text{MW/cm}^2$  pour  $\text{TEM}_{00}$  par rapport à  $10\text{MW/cm}^2$  pour  $\text{TEM}_{01}$  et  $12\text{MW/cm}^2$  pour  $\text{TEM}_{10}$ ).

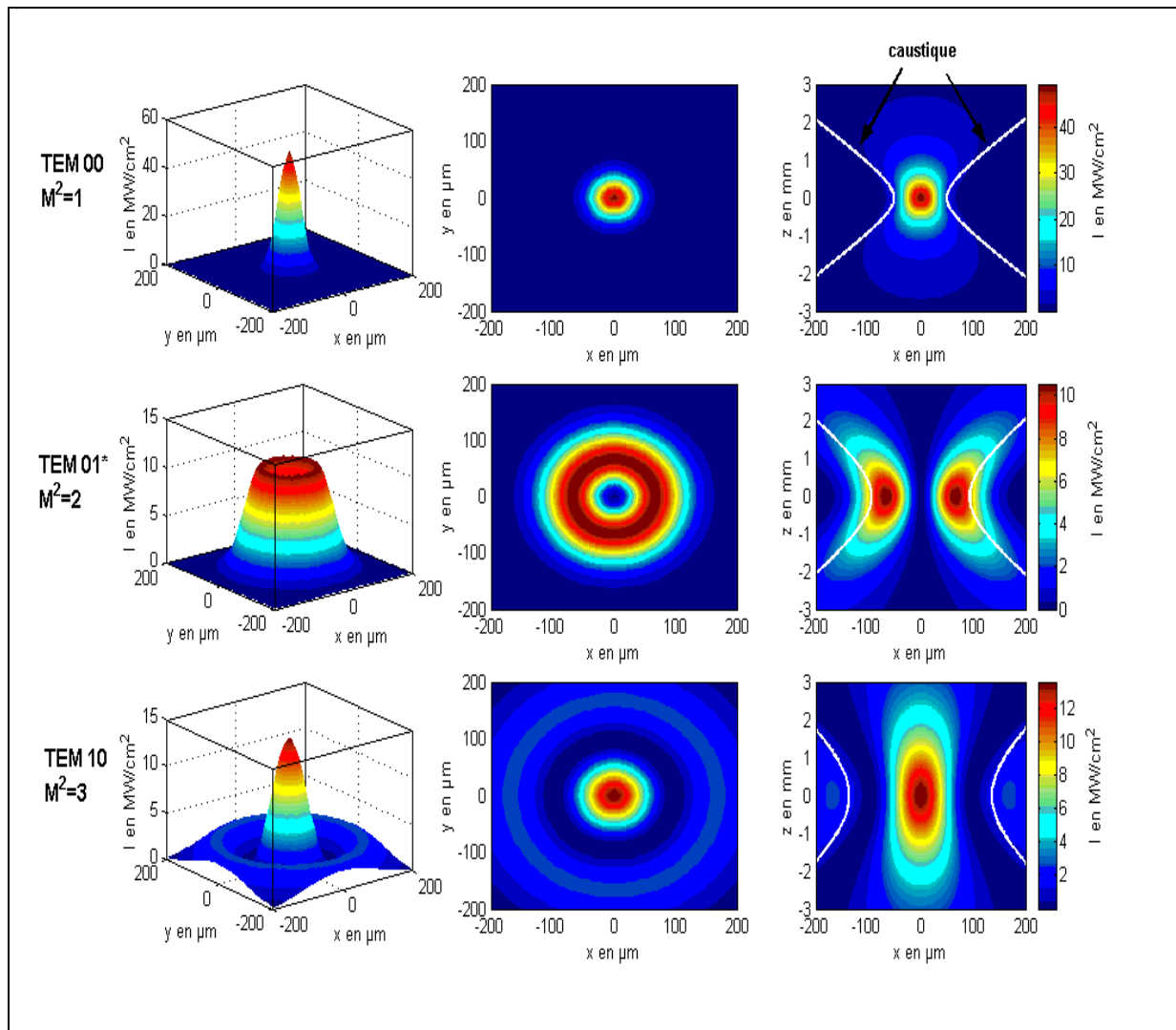


Figure I-9 : Evolution de répartition spatiale d'intensité laser pour différents modes laser. Les deux premières colonnes (répartition 3D et distribution dans le plan  $xy$ ) fournissent les répartitions d'intensité dans le plan focal en  $z=0$ .  $P_0=2000W$ ,  $w_L=10mm$ ,  $f=127mm$

En revanche, l'extension spatiale dans la direction de propagation des iso-intensités est minimum pour le  $TEM_{00}$ . Le profil d'intensité est plus « raide » que pour les modes d'ordres supérieurs.

### 2.3. A propos des faisceaux multimodes

Abordons, à présent, le comportement des faisceaux laser multimodes, c'est-à-dire composés d'une combinaison de modes gaussiens monomodes. Comme cela a déjà été mentionné, les solutions de l'équation de Helmholtz, (I-2), sont multiples. La solution la plus élémentaire est représentée par le mode gaussien fondamental et nous avons vu que suivant la géométrie considérée, nous pouvons obtenir des solutions à base de polynômes de Hermite ou de Laguerre (modes gaussiens d'ordre supérieur). De plus, cette équation étant linéaire, toute combinaison linéaire de solutions particulières est encore solution de l'équation générale (les

différents modes gaussiens forment une base orthogonale de l'ensemble des faisceaux paraxiaux admettant l'axe  $z$  comme direction de propagation). Ainsi, peut-on générer un ensemble de solutions comme combinaisons simples de modes hermito-gaussiens ou laguerre-gaussiens (tout faisceau peut donc, a priori, être décomposé sur cette base).

En pratique, dans la cavité laser, il existe une compétition entre les différents modes transverses et longitudinaux. En général, le nombre de modes transverses oscillants dans la cavité est supérieur à un. La superposition de ces modes simultanés est appelée faisceau multimode. Les constructeurs de cavité laser se sont rendus compte qu'il était quasiment impossible d'obtenir un mode fondamental stable quand les puissances nécessaires dépassent le kilowatt. Ainsi, PRC Laser, génère les modes « D » (dimodal) et « Q » (quadrmodal) dans les lasers qui seront ensuite intégrés aux machines de découpe de Prima Industrie. Concrètement ces modes sont composés de  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{02}$ . La génération de tels faisceaux doit être un compromis entre stabilité et efficacité en vue d'application comme la découpe ou le soudage laser.

#### *2.4. Quelques considérations sur les faisceaux réels*

L'ensemble des développements que nous avons présentés jusqu'à présent dérivent de la résolution de l'équation de Helmholtz. Les faisceaux ont été modélisés à l'aide de fonctions mathématiques solutions de cette équation. Puis, nous avons appliqué des lois relatives à la focalisation de faisceaux gaussiens. Cependant, tout ce qui a été explicité est une idéalisation de la réalité. Les faisceaux réels sont sujet à de nombreuses modifications par rapport à ces données théoriques. Des composantes diffractives supplémentaires peuvent venir de l'expansion spatiale limitée des miroirs du résonateur, lors de la propagation dans l'air (interaction avec un milieu non réellement vide), de la présence de plusieurs miroirs sur le trajet du faisceau (guidage vers la tête de découpe) et également de la possible présence d'impuretés sur l'optique de focalisation. Des non-homogénéités au niveau du résonateur et/ou du milieu actif du laser peuvent créer des dissymétries dans le profil d'intensité. Des instabilités spatiales et temporelles touchant ce milieu actif peuvent également modifier le profil de gain du laser et par conséquent modifier la répartition temporelle d'intensité dans un plan donné. La superposition de modes peut entraîner des couplages entre les différentes composantes des champs électromagnétiques.

Autant d'effets dont nous n'avons pas tenu compte. Pourtant, à partir des données limitées relatives aux « paramètres machines » (type de laser, longueur d'onde, puissance laser incidente, facteur de qualité), à la dimension du faisceau en entrée sur la lentille



(détermination expérimentale) et aux paramètres optiques (type de lentille, forme, DFE), nous avons obtenu un modèle fournissant l'évolution de la répartition d'intensité et de la dimension du faisceau autour du plan focal ainsi que l'expression de la distance de Rayleigh.

### 2.5. En résumé

Nous venons d'étudier les principes de l'optique gaussienne. Comment se propage une onde laser gaussienne dans le vide, comment elle se focalise au passage à travers une lentille. L'étude a été restreinte aux cas des faisceaux gaussiens monomodes, étant donné le peu d'informations théoriques existants sur le calcul de l'évolution des faisceaux multimodes.

Nous avons fourni une expression de la répartition gaussienne d'intensité laser en champ proche (dans la région du plan de focalisation) ainsi que les grandeurs relatives au comportement du faisceau, dimension transverse de la tâche laser (I-23) et distance de Rayleigh (I-24). Dans les calculs, sont intégrés les paramètres suivants :

Les paramètres laser :

1. La longueur d'onde d'émission laser :  $\lambda$
2. La puissance laser initiale :  $P_0$
3. Le mode laser sélectionné :  $TEM_{p|}$
4. Le facteur de qualité :  $M^2$
5. La dimension transverse du faisceau naturel en entrée sur la lentille de focalisation  $w_L$

Les paramètres optiques :

1. Le matériau de constitution de la lentille : ZnSe, Ge...
2. Le type de laser : plan convexe, ménisque...
3. La distance focale :  $f$
4. Le facteur  $k_{lent}$

En fixant ces paramètres, nous sommes capable de d'obtenir le comportement de l'onde laser autour du plan de focalisation, là où sera positionné l'échantillon à découper.



## Chapitre 3. Interaction laser-matière : Propriétés optiques des métaux et calcul de l'absorptivité

Le chauffage d'un matériau par laser est principalement déterminé par son absorptivité à la longueur d'onde utilisée. Il s'agit de déterminer la valeur de l'indice complexe du milieu qui induira ensuite les propriétés optiques du métal considéré (absorptivité, réflectivité). Nous nous attacherons au calcul des lois d'évolution de l'absorptivité en fonction de la température de surface de l'échantillon. D'autres paramètres tel que l'état de surface de l'échantillon exercent également une influence non négligeable sur les propriétés d'absorption d'un matériau, mais sont plus difficile à évaluer.

### 3.1. Quelques notions fondamentales

Les lois décrivant la propagation des ondes électromagnétiques dans le vide et dans les milieux matériels sont décrites à l'aide de la théorie de Maxwell. Au niveau macroscopique, un milieu est caractérisé par différentes grandeurs telles que sa conductivité électrique,  $\sigma$ , sa permittivité diélectrique,  $\varepsilon$ , et sa perméabilité magnétique,  $\mu$ . Au niveau microscopique, il faut considérer sa structure atomique.

Les matériaux utilisés dans le cadre de notre modélisation sont principalement des aciers. Ils sont partiellement absorbants, c'est pourquoi leur permittivité,  $\varepsilon$ , et leur perméabilité,  $\mu$ , seront des grandeurs complexes. La partie imaginaire de ces deux grandeurs est liée à l'absorption de l'onde par le milieu. L'équation générale qui lie l'indice du milieu, supposé homogène, linéaire et isotrope, aux deux grandeurs précédemment mentionnées se note :

$$n_c^2 = (n - ik)^2 = \varepsilon \mu \quad (\text{I-25})$$

Cet indice complexe est composé de l'indice de réfraction classique du milieu (partie réelle) et du coefficient d'extinction (partie imaginaire). Ce coefficient traduit l'amortissement progressif de l'onde par son absorption par le milieu. Il est relié au coefficient d'absorption,  $\alpha$ , que l'on retrouve dans la loi de Bouguer-Lambert et qui traduit l'amortissement exponentiel du champ électromagnétique dans le milieu considéré :

$$I = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (\text{I-26})$$

Lorsqu'une lumière monochromatique d'intensité,  $I_0$ , traverse un milieu homogène, l'intensité de la lumière émergente,  $I$ , décroît exponentiellement lorsque l'épaisseur  $x$  du milieu absorbant augmente. Aussi, peut-on simplement relier le coefficient d'extinction au coefficient d'absorption :

$$k = \alpha \frac{\lambda}{4\pi} \quad (\text{I-27})$$

On définit aussi la profondeur de pénétration de l'onde dans le milieu, encore appelée épaisseur de peau :

$$\delta_{\text{peau}} = \frac{1}{\alpha} = \frac{1}{k} \frac{\lambda}{4\pi} \quad (\text{I-28})$$

Plus le coefficient d'extinction,  $k$ , est grand, plus la longueur d'absorption de l'onde sera faible. Typiquement, la valeur de l'épaisseur de peau pour les métaux usuels varie de 10 à 100nm (distance très inférieure à la longueur d'onde d'émission du laser : 10.6 $\mu$ m). Lors des calculs de la puissance laser absorbée par le matériau, nous supposons, par conséquent, avoir un dépôt de chaleur surfacique.

La structure de bande des métaux nous informe que les niveaux d'énergie les plus élevés de la bande de valence sont au-dessus des niveaux les plus bas de la bande de conduction. Ainsi, il est aisé, en créant une petite perturbation, par application d'un champ électrique extérieur par exemple, de mettre en mouvement un certain nombre d'électrons qui pourront ainsi être considérés comme libres dans le métal et transporteront en partie l'énergie (conduction thermique) et la charge (conduction électrique) [Ashcroft 1976]. L'action de champ électrique (créé par l'onde laser) est d'induire une accélération des électrons dans sa direction anti-parallèle. Une vitesse moyenne de dérive des électrons est ainsi générée. Lors de leur déplacement au sein du métal, ces électrons vont interagir de plusieurs façon :

1. Avec d'autres électrons libres
2. Avec des phonons, qui sont des ondes de vibrations du réseau cristallin
3. Avec des impuretés présentes dans le réseau cristallin si le métal n'est pas pur

Les calculs d'absorptivités nécessitent de connaître le mouvement des électrons libres du métal lorsqu'ils sont soumis à un champ. Un modèle existe, qui permet de traiter ce problème : c'est le modèle de Drude. Nous expliciterons dans un premier temps ce modèle en considérant la phase solide du métal. Nous verrons ensuite comment le modifier pour tenir compte du passage en phase liquide.

### *3.2. Modèle de Drude*

#### **3.2.1. Préliminaires**

L'hypothèse de base de ce modèle est d'assimiler les électrons de conduction du métal à des sphères solides identiques comme dans le cas de la théorie cinétique des gaz. Il est supposé que la réunion d'un grand nombre d'atomes, permettant de créer un métal, se décompose alors

en une mer d'électrons mobiles, d'une part, et des particules chargées positivement, lourdes et immobiles (les ions), d'autre part. Les électrons mobiles sont ceux peuplant la couche électronique périphérique, ils sont libres d'errer librement dans le métal et sont alors assimilés à des électrons de conduction [Ashcroft 1976]. Les électrons de valence des couches internes, électrons du cœur, restent quant à eux liés au noyau atomique, ils ne se déplacent pas.

### 3.2.2. Equation du mouvement d'un électron libre du métal

L'approche phénoménologique, due à P. Drude, consiste à représenter l'action du milieu matériel (maille cristalline du métal) sur les charges mobiles (électrons libres) par une force de frottement visqueux, proportionnelle et opposée à la vitesse de dérive des électrons libres soumis au champ électrique de l'onde laser incidente. Il est supposé que l'énergie transportée par l'onde électromagnétique est absorbée dans le métal au niveau des charges mobiles. Cette énergie est ensuite transmise dans l'échantillon par collisions avec d'autres électrons libres ou avec les phonons du réseau cristallin. Nous définissons la période de collision comme suit :

$$\tau = \frac{1}{\Gamma} \quad (\text{I-29})$$

Physiquement, le temps  $\tau$ , caractérise la rapidité de décroissance exponentielle de la vitesse de dérive des électrons libres du métal. Au bout de quelques  $\tau$ , cette vitesse est pratiquement nulle et la distribution des vitesses électroniques redevient isotrope. Comme la mémoire du mouvement collectif est alors perdue,  $\tau$  est appelé la durée de relaxation des vitesses.

L'inverse de  $\tau$ ,  $\Gamma$ , représente la fréquence de collision des électrons libres du métal avec d'autres électrons, des phonons... Cette fréquence de collision comporte par conséquent plusieurs composantes :  $\Gamma = \Gamma_{ep} + \Gamma_{ee} + \Gamma_{ed}$ , ces trois termes représentant respectivement les fréquences de ralentissement dues aux collisions électrons-phonons, électrons-électrons, électrons-défauts (impuretés statiques qui perturbent la périodicité du réseau cristallin).

L'équation exprimant le mouvement des électrons libres du métal interagissant avec le champ électrique de l'onde laser se note :

$$m^* \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} + m^* \Gamma \frac{dx}{dt} = -e \bar{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (\text{I-30})$$

Cette équation est l'application du principe fondamental de la mécanique au cas d'un électron soumis à une force extérieure. Cette force est représentée par le terme de droite est traduit l'action du champ électrique induit par l'onde laser sur l'électron de conduction. La réponse à cette action est la mise en mouvement de l'électron (premier terme de gauche) dans la direction anti-parallèle du champ électrique. L'électron se déplace alors dans le champ avec

une vitesse moyenne appelée vitesse de dérive. De plus, se trouvant baigner dans un milieu où il est susceptible de rencontrer soit d'autres électrons, soit des phonons, soit encore des impuretés, l'électron subit des modifications dans son mouvement. Ces interactions sont modélisées par le deuxième terme de gauche. Il représente la force de frottement fluide qui vient s'opposer à son déplacement. Ici,  $x$  est la coordonnée fournissant la position de l'électron. Le vecteur champ électrique de l'onde incidente présente une amplitude  $\vec{E}_0$  et est dirigé le long de l'axe Ox ;  $\omega$  est la fréquence circulaire de l'onde laser ( $\omega = 2\pi c_0/\lambda_{CO_2} \simeq 1.78 \times 10^{14} \text{ rad.s}^{-1}$  dans le cas d'un laser à CO<sub>2</sub>),  $m^*$  est la masse effective de l'électron dans le métal et  $e$  dénote sa charge.

### 3.2.3. Quelques mots sur la masse effective des électrons libres du métal

Donnons maintenant quelques explications concernant la nature de la masse effective de l'électron. En effet, celle-ci est différente de sa masse au repos ( $m_e \sim 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$ ) et ce pour deux raisons principales :

1. L'interaction des électrons de conduction avec les phonons. Un électron tend à polariser ou à déformer le réseau cristallin à son voisinage ; l'électrons tend donc à entraîner dans son déplacement les ions qui l'entourent, ce qui a pour effet d'augmenter sa masse effective.
2. L'interaction des électrons de conduction entre eux. Un électron mobile crée une réaction inertielle dans le gaz d'électrons qui l'entoure, ce qui augmente sa masse effective.

Il existe une relation simple qui fournit la valeur de cette masse effective électronique en tenant compte simplement des densités respectives des électrons de valence et de conduction : (Prokhorov)

$$\boxed{m^* = \frac{n_0}{n_e} m_e} \quad (\text{I-31})$$

Où  $n_0$  est la densité des électrons de valence interne (qui restent liés au noyau atomique) et  $n_e$  la densité des électrons libres (électron de conduction) dans le métal,  $m_e$  est la masse au repos de l'électron. Dans le cas du fer (Fe<sup>26</sup>), composant principal des métaux que nous utilisons (acier standard ou inox), la couche électronique périphérique est de type 4s<sup>2</sup>, fournissant deux électrons de valence faiblement liés [Ashcroft 1976]. On peut considérer que ces deux électrons périphériques passent dans la bande de conduction (les électrons de valence internes

sont par conséquent 24). Ainsi, la masse effective des électrons de conduction est environ égale à  $1.092 \times 10^{-29}$  kg.

### 3.2.4. Détermination de l'indice complexe d'un métal

La solution du déplacement électronique dans le champ électrique extérieur, équation (I-30), est donnée par :

$$\vec{x} = \frac{e}{m^*} \frac{1}{\omega^2 - i\Gamma\omega} \vec{E}_0 e^{i\omega t} \quad (\text{I-32})$$

A partir de cette solution, nous pouvons évaluer la conductivité électrique du métal ainsi que sa polarisabilité. La conductivité électrique,  $\sigma$ , qui traduit le transport des charges, est définie comme le rapport de la densité de courant oscillant en phase avec le champ électrique, avec l'intensité du champ électrique (loi d'Ohm) :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -n_e e \frac{d\vec{x}}{dt} \Rightarrow \sigma = \Re \left( -\frac{n_e e}{\vec{E}_0 e^{-i\omega t}} \frac{d\vec{x}}{dt} \right) \quad (\text{I-33})$$

Insérant (I-32) dans (I-33), on obtient :

$$\sigma = \varepsilon_0 \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad (\text{I-34})$$

Avec  $\omega_p^2 = \frac{n_e e^2}{m^* \varepsilon_0}$ , la fréquence plasma et  $\varepsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide. La densité

des électrons de conduction est deux fois supérieure à la densité des neutres. Dans l'acier, nous avons  $66 \times 10^{28}$  atomes par  $\text{m}^3$ , la densité d'électrons libres est donc de  $1.2 \times 10^{30} \text{ m}^{-3}$ . La fréquence plasma relative de notre métal vaut :  $5.95 \times 10^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ .

De façon similaire, la polarisabilité,  $\alpha_p$ , est obtenue en effectuant le rapport de la partie imaginaire de (I-32) avec  $\omega$  :

$$\alpha_p = -\varepsilon_0 \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \quad (\text{I-35})$$

Nous pouvons maintenant écrire la permittivité complexe du métal en fonction de sa conductivité électrique et de sa polarisabilité [Kittel 1998]:

$$\varepsilon_c = 1 + \frac{\alpha_p}{\varepsilon_0} + \frac{\sigma}{i\varepsilon_0 \omega} \quad (\text{I-36})$$

En utilisant (I-34) et (I-35), nous obtenons :

$$\varepsilon_c = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} - i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (\text{I-37})$$

Sachant que la permittivité complexe peut également se mettre sous la forme suivante :

$$\varepsilon_c = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (\text{I-38})$$

Ainsi par identification avec (I-37), nous obtenons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} \end{array} \right. \quad (\text{I-39})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \end{array} \right. \quad (\text{I-40})$$

L'indice complexe du milieu est relié à  $\varepsilon_c$  par la relation suivante (cas d'un matériau non magnétique,  $\mu = 1$ ) :

$$n_c^2 = (n - ik)^2 = \varepsilon_c \quad (\text{I-41})$$

Nous obtenons un système d'équations exprimant les valeurs des coefficients de réfraction,  $n$ , et d'extinction,  $k$ , en fonction des paramètres physiques du problème :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Re e(n_c^2) = n^2 - k^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} = \varepsilon_1 \end{array} \right. \quad (\text{I-42})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Im m(n_c^2) = 2nk = \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} = \varepsilon_2 \end{array} \right. \quad (\text{I-43})$$

Il vient finalement :

$$\boxed{\left\{ \begin{array}{l} n^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1) \\ k^2 = \frac{1}{2}(\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1) \end{array} \right.} \quad (\text{I-44})$$

$$(\text{I-45})$$

Les indices de réfraction et d'extinction, composant l'indice complexe du matériau, sont donc définis relativement à la fréquence d'oscillation de l'onde laser,  $\omega$ , (« stimulus » extérieur), à la fréquence plasma du matériau,  $\omega_p$ , (traduisant la « potentialité » de réaction du matériau au « stimulus » laser) et à la fréquence de collision des électrons libres du métal,  $\Gamma$  (relative au comportement intrinsèque du matériau soumis au « stimulus » laser).

A l'aide de  $n$  et  $k$  nous pouvons déduire l'absorptivité,  $A$ , la réflectivité,  $R$  et la transmissivité,  $T$ , d'un matériau. La somme de ces trois est égale à 1 :  $A+R+T=1$ . Dans notre cas, l'onde laser est soit absorbée, soit réfléchi, impliquant une transmissivité nulle. Nous aurons simplement  $A+R=1$ .



### 3.3. Absorptivité en incidence nulle

Lorsque le faisceau incident vient frapper l'échantillon sous incidence nulle (par rapport à la normale à l'échantillon), l'absorptivité est donnée par la formule de Fresnel (indépendante de la polarisation de l'onde laser incidente) [Kittel 1998] :

$$A_0 = 1 - R_0 = 1 - \left| \frac{n_c - 1}{n_c + 1} \right|^2 = 1 - \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (\text{I-46})$$

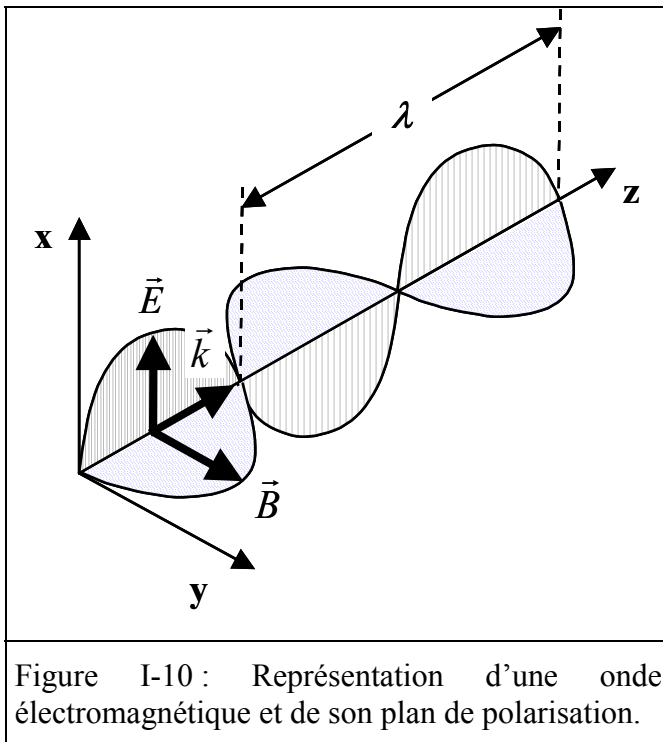
Cette expression ne sera pas utilisée dans le cadre de la modélisation. En effet, le front de découpe présente des angles d'inclinaison variables en fonction de la vitesse de déplacement. L'incidence des faisceaux laser n'est jamais nulle, sauf exception. Il est préférable, en conséquence, d'utiliser une relation plus générale afin de calculer la valeur de l'absorptivité quelque soit la valeur prise par l'angle d'incidence du rayon sur la surface d'interaction.

### 3.4. Polarisation de l'onde laser et absorptivité en incidence quelconque

Avant d'étudier plus avant la notion d'absorptivité en incidence quelconque, il est bon de rappeler quelques notions liées à la polarisation du rayonnement électromagnétique.

#### 3.4.1. Polarisation

L'onde électromagnétique émise par un laser possède une composante électrique,  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{B}$ , en quadrature.



Ils forment avec le vecteur directeur de la propagation de l'onde,  $\vec{k}$ , un trièdre direct. Les champs électrique et magnétique oscillent dans le temps à une fréquence de pulsation qui dépend de la longueur d'onde,  $\lambda$ , et de la vitesse de propagation de l'onde,  $c_0/n_c$  :  $v=c_0/(n_c\lambda)$ . Le vecteur polarisation est pris par défaut, comme étant dans la direction du champ électrique. La lumière émise par un laser industriel est le plus souvent polarisée linéairement, c'est-à-dire que le vecteur champ électrique occupe une direction fixe, durable dans le temps.

Nous distinguons maintenant deux types de polarisations linéaires, définis par rapport à l'incidence de l'onde sur une surface réfléchissante ou absorbante (Figure I-11) :

- Polarisation  $p$  : le champ électrique de l'onde laser oscille parallèlement au plan d'incidence de l'onde par rapport à la surface d'interaction
- Polarisation  $s$  : le champ électrique de l'onde laser oscille perpendiculairement au plan d'incidence de l'onde par rapport à la surface d'interaction

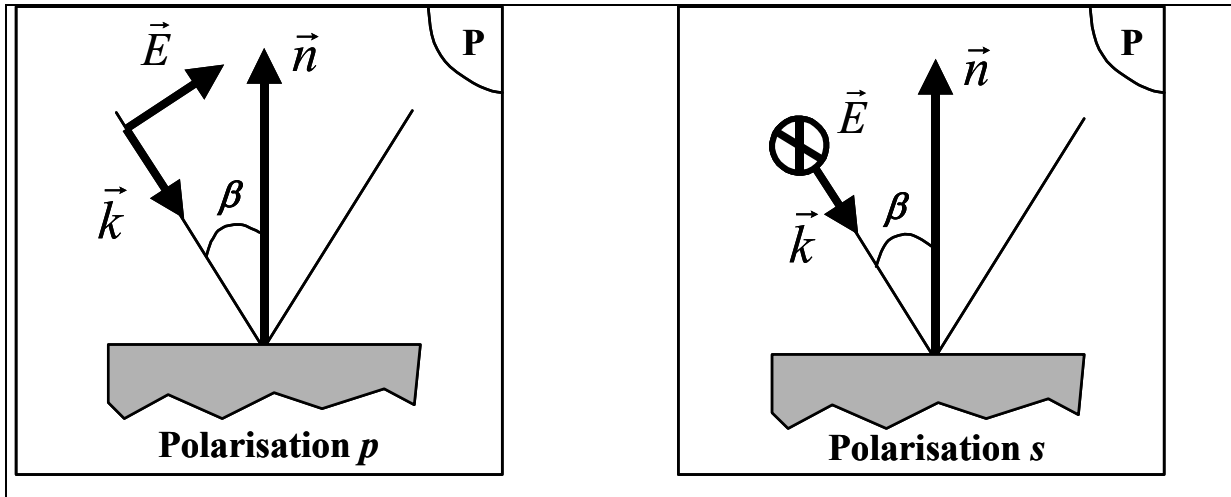


Figure I-11 : Schéma de principe des deux types de polarisations linéaires existantes : la polarisation  $p$  et la polarisation  $s$ .

En combinant linéairement ces deux polarisation linéaires, on obtient ce que l'on appelle une polarisation circulaire. Physiquement, le champ électrique d'une onde polarisée circulairement tourne autour de son axe de propagation, à raison d'une rotation complète par longueur d'onde. Nous verrons très bientôt l'utilité pour la découpe laser d'une telle polarisation.

### 3.4.2. Absorptivité en incidence quelconque

Après ces brefs rappels concernant l'état de polarisation d'une onde électromagnétique, revenons au calcul de l'absorptivité d'une surface pour une onde interagissant avec un angle d'incidence quelconque.

Plusieurs expressions permettent d'exprimer l'absorptivité d'un métal en fonction de l'indice du matériau, lorsque le faisceau incident présente un angle d'incidence,  $\beta$ , par rapport à la normale  $\vec{n}$  à la surface d'interaction, Figure I-11. Alors que dans le cas d'une incidence normale, la donnée d'une seule absorptivité est suffisante, dans le cas d'une incidence quelconque, la réponse du matériau est différente suivant que l'onde est polarisée parallèlement ou perpendiculairement par rapport à son plan d'incidence.

Nous utiliserons les expressions extraites de l'ouvrage de Prokhorov [Prokhorov A.M. 1990], relatives aux absorptivités calculées pour une onde laser polarisée linéairement, et dont le champ électrique oscille parallèlement,  $A_p$ , ou perpendiculairement,  $A_s$ , par rapport au plan d'incidence :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_p = 1 - \frac{(n^2 + k^2)\cos^2 \beta - 2n \cos \beta + 1}{(n^2 + k^2)\cos^2 \beta + 2n \cos \beta + 1} \\ A_s = 1 - \frac{(n^2 + k^2)\cos^2 \beta - 2n \cos \beta + \cos^2 \beta}{(n^2 + k^2)\cos^2 \beta + 2n \cos \beta + \cos^2 \beta} \end{array} \right. \quad \text{(I-47)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} A_p \approx \frac{4n}{(n^2 + k^2)\cos \beta} \\ A_s \approx \frac{4n \cos \beta}{n^2 + k^2} \end{array} \right. \quad \text{pour } n \gg 1, k \gg 1 \quad \text{(I-49)}$$

Ajoutons que dans leur grande majorité, les métaux présentent des valeurs de  $n$  et de  $k$  très supérieures à 1. Les expressions ci-dessus se réduisent alors simplement à :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_p \approx \frac{4n}{(n^2 + k^2)\cos \beta} \\ A_s \approx \frac{4n \cos \beta}{n^2 + k^2} \end{array} \right. \quad \text{pour } n \gg 1, k \gg 1 \quad \text{(I-50)}$$

Dans notre simulation, nous utiliserons toutefois les équations complètes (I-47) et (I-48).

Dans le cas où le champ électrique est polarisé circulairement, nous prenons simplement pour l'absorptivité l'expression suivante :

$$A_c = \frac{1}{2}(A_p + A_s) \quad \text{(I-51)}$$

Nous avons représenté sur la Figure I-12, l'évolution des différentes absorptivités, en fonction de l'angle d'incidence  $\beta$ . Dans les calculs, nous avons utilisé les paramètres physiques de l'acier inoxydable. En incidence normale, les trois courbes se rencontrent. L'absorptivité  $y$  est de l'ordre de 4%. Aux faibles angles d'incidence, l'écart entre les trois polarisations jouent peu sur la valeur de l'absorptivité (jusqu'à environ  $30^\circ$ ). Cependant, nous notons deux comportements différents. La polarisation  $s$  induit une absorptivité qui décroît de façon monotone depuis sa valeur en incidence normale, alors que les polarisations  $p$  et  $c$ , augmentent progressivement jusqu'à atteindre une valeur maximale à l'angle de Brewster, puis décroissent rapidement jusqu'à zéro. A l'angle de Brewster, qui se trouve dans ce cas, aux alentours de  $89^\circ$  (quasiment en incidence rasante), le couplage laser-matière est optimisé. Nous y atteignons plus de 70% pour  $A_p$  et environ 37% pour  $A_c$ .

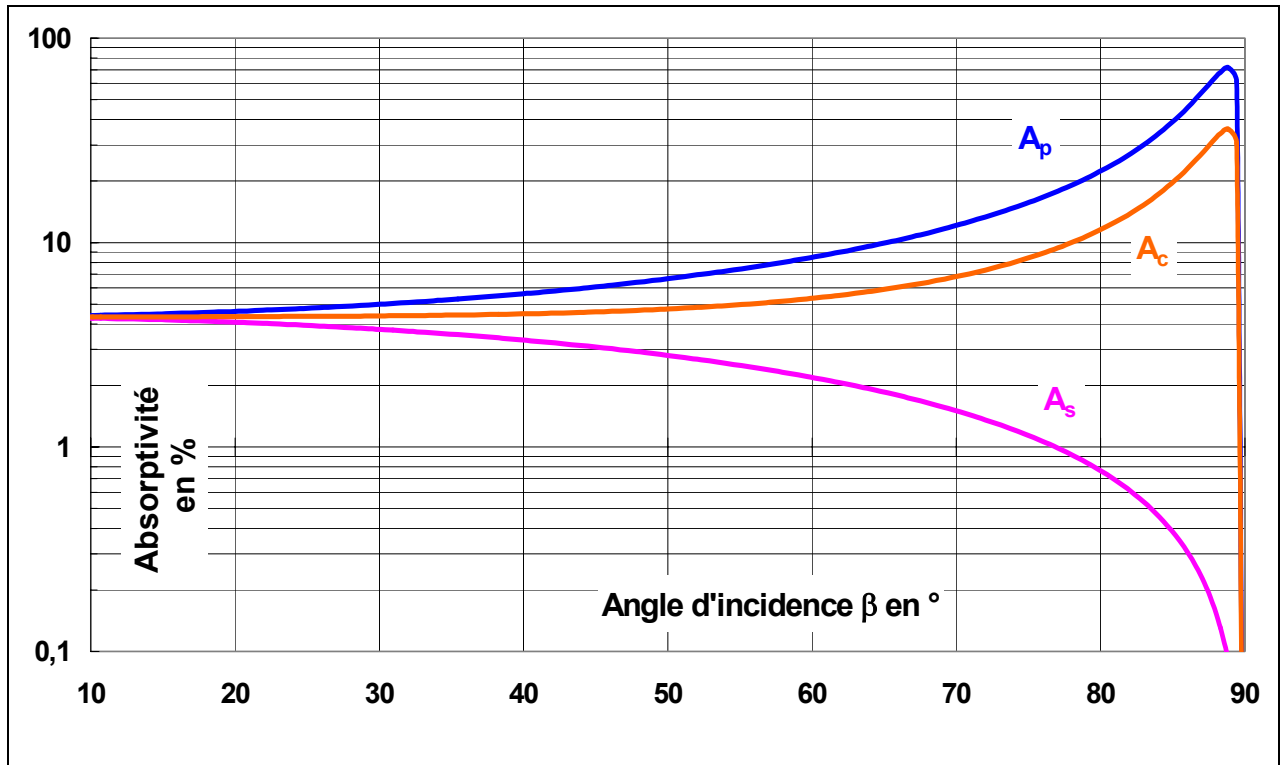


Figure I-12 : Evolution de l'absorptivité en fonction de l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale à la surface d'interaction, pour différentes polarisation de l'onde laser, parallèle ( $A_p$ ), perpendiculaire ( $A_s$ ) et circulaire ( $A_c$ ).

Nous verrons bientôt que ces résultats vont être quelque peu modifiés lorsque nous ferons intervenir la dépendance en température de l'absorptivité.

### 3.4.3. Choix de la polarisation du faisceau

La réflectivité et l'absorptivité d'un matériau à couper dépendent fortement du type de polarisation de l'onde laser ainsi que de l'angle d'incidence du faisceau. A la vue de la Figure I-12, il est clair que la polarisation linéaire  $p$  présente un bien meilleur couplage laser-matière que la polarisation  $s$ . Cette propriété est très importante car l'absorption du rayonnement par le matériau, lors de la découpe, dépend de la position et de l'orientation du front d'absorption relativement à l'onde laser incidente.

Supposons que nous ayons une onde polarisée linéairement. Deux directions de découpe perpendiculaires donneront des résultats totalement différents en terme de qualité de saignée. En effet, supposons que dans la première direction, l'onde se trouve polarisée parallèlement à son plan d'incidence, le front de découpe étant fortement incliné, une grande partie de l'onde sera absorbée et la découpe se fera dans de bonnes conditions. En revanche, dans la direction perpendiculaire, l'onde se trouve maintenant en polarisation  $s$ , le couplage laser-matière est très faible et la découpe sera de mauvaise qualité voire même impossible !!

Expérimentalement, lorsque l'onde laser est polarisée linéairement, il a été observé que la vitesse du procédé de découpe est plus lente dans certaines directions de coupe que d'autres. De même, la largeur de la saignée et l'inclinaison du front avant diffèrent suivant la direction de coupe.

Afin de remédier à ce problème et retrouver une isotropie dans les résultats de découpe, il suffit de rendre l'absorptivité isotrope. C'est justement la propriété des ondes polarisées circulairement. Concrètement, cela passe par exemple, par l'ajout d'un miroir déphaseur sur le chemin optique du faisceau (polarisé linéairement) avant interaction. Ce miroir est en cuivre poli sur lequel une fine couche a été déposée.

Le champ électrique arrive sur le miroir avec un angle d'incidence de  $45^\circ$ , permettant de décomposer la polarisation en ses deux composantes,  $s$  et  $p$ . Le film déposé agit comme une lame quart d'onde ( $\lambda/4$ ). Il introduit un retard de phase de  $\pi/2$  entre les polarisations  $p$  et  $s$ .

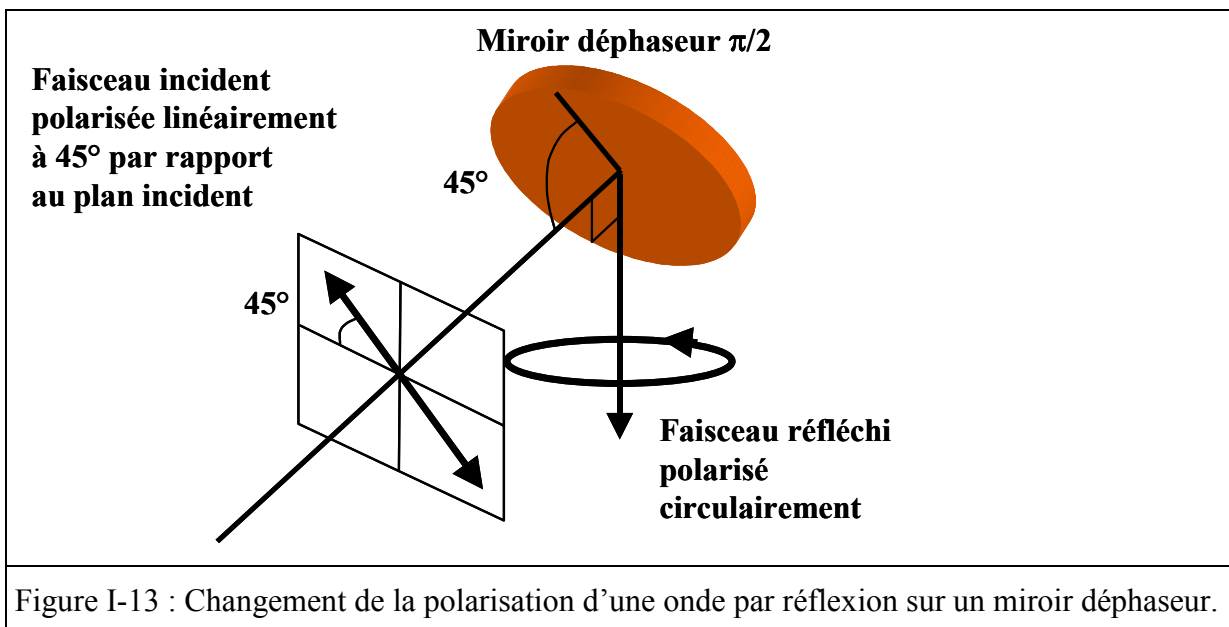


Figure I-13 : Changement de la polarisation d'une onde par réflexion sur un miroir déphaseur.

Le champ électrique résultant de l'onde réfléchie oscille maintenant dans toutes les directions, perpendiculairement à sa direction de propagation : cette dernière est désormais polarisée circulairement. Les effets néfastes, liés au changement de direction de découpe, sont alors éliminés : la qualité de coupe est identique quelle que soit la direction de déplacement du faisceau.

### 3.5. Influence de la variation de température de surface

Les expressions (I-49) et (I-50), fournissant les valeurs des absorptivités  $s$  et  $p$  sont indépendantes de la température de la surface d'interaction. Cependant, nous comprenons intuitivement que plus la surface d'interaction est chauffée, plus l'énergie cinétique des

électrons libres sera importante. Il en résulte une augmentation de leur fréquence de collision ainsi qu'une augmentation de l'absorptivité du matériau. L'équivalent quantique du modèle de Drude, le modèle de Debye, considère les électrons libres du métal comme un gaz de Fermi. Un des résultats importants de cette théorie est la déduction de la loi de Wiedemann-Franz. Celle-ci indique que pour des métaux à des températures pas trop basses, le rapport de la conductivité thermique,  $K$ , sur la conductivité électrique,  $\sigma$ , est directement proportionnel à la température locale du matériau, la valeur de la constante de proportionnalité étant indépendante du métal considéré. Cette relation s'écrit [Kittel 1998] :

$$\boxed{\frac{K}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 T} \quad (\text{I-52})$$

Physiquement, on peut expliquer cette relation de la façon suivante. La conductivité thermique,  $K$ , peut être comparée à un transport d'entropie (une propagation du désordre !!). La valeur de la température d'un métal étant directement liée à l'énergie cinétique moyenne de ces électrons de conduction, on comprend que la conductivité thermique d'un métal soit d'autant plus grande que la vitesse moyenne de ces électrons de conduction est importante. Par contre, en ce qui concerne la conductivité électrique,  $\sigma$ , qui est un transport de charge dans le métal, une augmentation de température et donc d'agitation des électrons libres va induire une divergence plus importante des trajectoires électroniques lors des collisions avec les phonons ou d'autres électrons libres. Par conséquent, le transport de charge est ralenti. La loi de Wiedemann-Franz indique simplement que le rapport de ces deux conductivités, traduisant respectivement le transport d'entropie et de charge est constant pour les métaux standards.

La conductivité du métal se met simplement sous la forme :

$$\sigma = \frac{K}{LT} \text{ avec } L = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{k_B}{e} \right)^2 \quad (\text{I-53})$$

Où  $L$  est appelé le nombre de Lorentz et vaut  $2.45 \times 10^8 \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$

Il est remarquable de constater que ce résultat ne fait intervenir ni la densité des électrons de conduction, ni leur masse effective. De plus, il est indépendant de la période de collision  $\tau$ , si les temps de relaxation sont identiques pour la conduction thermique et électrique [Kittel 1998]. Cette dépendance en température de la conductivité électrique intervient seulement au niveau de la fréquence de ralentissement des électrons,  $\Gamma$ . En effet, en supposant que nous tenons compte uniquement des collisions électron-phonon (collisions fortement majoritaires), la fréquence de collision s'exprime simplement :

$$\Gamma = \Gamma_{ep} = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{\sigma} \quad (I-54)$$

Insérons (I-53) dans (I-54), il vient :

$$\Gamma = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2 L}{K_i} T_s \quad (I-55)$$

Avec  $i=s$  ou  $l$  correspondant respectivement aux phases solide et liquide. Nous supposons que la discontinuité de l'absorptivité, observée lors du changement de phase solide-liquide, est directement reliée à la discontinuité des paramètres thermophysiques du matériau. Ainsi, nous appliquons identiquement la formule (I-55) dans les phases solide et liquide en modifiant uniquement la valeur de la conductivité thermique.

Nous avons donc obtenu une expression de la fréquence de collision des électrons du métal en fonction de la température de surface de l'échantillon et de la phase du métal. En insérant cette dernière équation dans les équations fournissant  $\varepsilon_1$  (I-39) et  $\varepsilon_2$  (I-40), nous obtenons finalement la dépendance de l'absorptivité du métal en fonction de la température de surface et de la phase correspondante.

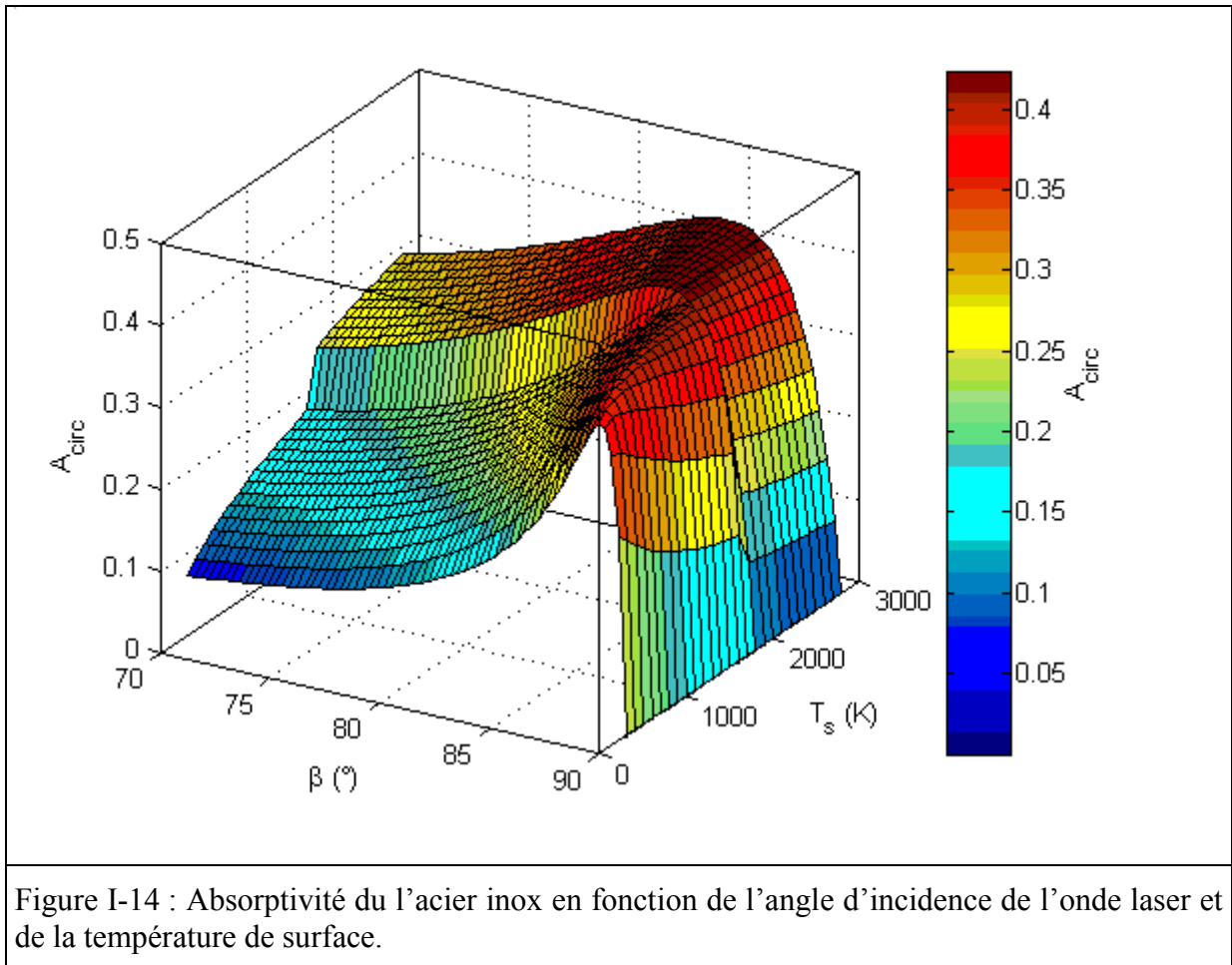


Figure I-14 : Absorptivité du l'acier inox en fonction de l'angle d'incidence de l'onde laser et de la température de surface.

Sur la Figure I-14, nous présentons l'évolution de l'absorptivité, pour une onde polarisée circulairement, en fonction, de son angle d'incidence et de la température de surface de l'échantillon.

Comme on l'avait prévu, l'absorptivité est une fonction croissante de la température. La valeur du maximum d'absorptivité ne varie cependant quasiment pas d'une température à l'autre. On constate aussi, que l'angle de Brewster subit un décalage angulaire, passant d'une valeur d'environ  $89^\circ$  à température ambiante, à  $86^\circ$  à la température de fusion. Nous constatons de plus que la région angulaire sur laquelle l'absorptivité conserve une valeur proche de son maximum s'élargit avec la température.

La prise en compte du saut des paramètres thermophysiques du matériau, à la transition de phase, produit une discontinuité de l'absorptivité.

### 3.6. Surfaces métalliques réelles

Nous allons à présent donner quelques informations complémentaires, relatives à la modification de l'absorptivité suite à l'interaction de l'onde laser avec une surface métallique réelle. En effet, les mesures d'absorptivités expérimentales fournissent une large dispersion des valeurs par rapport aux données théoriques [Prokhorov 1990]. Ces disparités proviennent, en grande partie, des différentes qualités de surface rencontrées dans les expérimentations. Les surfaces réelles sont parfois très éloignées de la surface « idéale ». Il faut alors ajouter à l'absorptivité « intrinsèque » du métal, seulement déterminée par ses propriétés optiques, une absorptivité « extrinsèque », liée aux propriétés optiques de la surface réelle :  $A = A_i + A_{ext}$

L'absorptivité intrinsèque est celle que nous avons développée et calculée dans ce chapitre. L'absorptivité extrinsèque dépend de plusieurs paramètres affectés à la surface :

- La rugosité de surface qui permet de piéger en partie le rayonnement laser incident. Le paramètre important est fourni par le rapport de la rugosité moyenne de la surface  $\delta_\sigma$ , sur la longueur d'onde du rayonnement incident,  $\lambda$ . Il existe une expression définissant le rapport des réflectivités (complément de l'absorptivité) d'une surface rugueuse sur une même surface particulièrement bien polie [Prokhorov 1990]:

$$R_r \approx R_i \exp\left(-\frac{4\pi \delta_\sigma}{\lambda}\right)^2$$

On constate que la réflectivité diminue très rapidement avec la rugosité (décroissance exponentielle), augmentant par conséquent fortement l'absorptivité.



- La présence, en surface, de défauts ou d'impuretés essentiellement composés de poussières. Des analyses microscopiques ont montré que les poussières induisaient des pics d'absorption sur le lieu de leur localisation.
- La présence de couches d'oxydes. Les métaux conservés à l'air libre se couvrent de couches, voire de multicouches d'oxydes. Celles-ci présentent une forte absorption du rayonnement dans certaines zones du spectre électromagnétique, en particulier dans l'UV.

Ces trois types d'interaction vont, dans une certaine mesure, augmenter l'absorptivité locale du métal lorsqu'il se trouve en phase solide. Une fois liquéfié, la présence éventuelle d'une structure périodique, au niveau du front d'absorption (ondulation du film liquide ?), ou encore l'oxydation partielle du métal fondu peut avoir une influence très importante.

### 3.7. En résumé

Sur la base du modèle de Drude, nous avons calculé l'indice complexe d'un métal soumis à une irradiation laser. La connaissance de cet indice nous a permis d'exprimer l'absorptivité de ce métal. Nous avons étudié l'évolution de cette absorptivité en fonction de l'angle d'incidence de l'onde laser par rapport à la normale à la surface d'interaction, faisant apparaître un comportement différent du matériau suivant la direction de la polarisation.

Nous avons enfin tenu compte, dans le calcul de l'absorptivité, de l'influence de la température locale de l'interface.

Afin d'obtenir l'absorptivité d'un métal, il est nécessaire de connaître les paramètres suivants :

- La longueur d'onde du laser :  $\lambda$
- Les paramètres physiques du matériau : densité d'électrons libres,  $n_0$ , conductivité électrique,  $K$
- L'angle d'incidence de l'onde :  $\beta$
- La température locale de la surface :  $T_s$

Ces calculs théoriques sont extrêmement difficiles à vérifier expérimentalement, et nous verrons d'ailleurs que certaines expériences menées ont montré des désaccords relativement importants avec les prédictions théoriques du modèle de Drude.



## Chapitre 4. Evaporation partielle du front d'absorption

### 4.1. Introduction

Nous avons vu que lors de l'interaction de l'onde laser avec le solide, son énergie est transférée au matériau par absorption au niveau des électrons de conduction. L'agitation électronique provoque une élévation locale de la température surface. Plus la température augmente, plus la proportion de particules de métal quittant la surface devient importante.

Lorsqu'un équilibre existe entre la phase liquide et la phase vapeur d'un matériau, on peut définir une grandeur appelée pression de vapeur saturante. Cette pression, d'origine cinétique est calculée pour une température de surface du liquide donnée. Nous verrons que d'après l'équation de Clausius-Clapeyron, elle en est une fonction croissante. Seulement, le problème de l'évaporation de la phase liquide sous irradiation laser est un phénomène fondamentalement hors équilibre dans les conditions usuelles de découpe ou de soudage par laser (densités de puissance laser incidente supérieures à  $1\text{MW}/\text{cm}^2$  [Igoshin 1984]).

L'évaporation de la phase liquide implique nécessairement l'existence d'une région adjacente à l'interface, où la vapeur est hors équilibre. Un traitement hydrodynamique de l'écoulement (équation d'Euler ou de Navier-Stokes) est alors inefficace et une approche cinétique (équation de Boltzmann) s'avère nécessaire. Si la fréquence de collision dans la phase vapeur est suffisamment grande, la vapeur peut atteindre, en s'éloignant de la surface, un état proche de l'équilibre (particules thermalisées), permettant alors l'utilisation de la mécanique des milieux continus. Lorsque la région hors équilibre se réduit au voisinage immédiat de l'interface, on parle de couche de Knudsen. L'étude de cette couche est nécessaire à l'obtention d'une représentation précise des transferts à l'interface liquide-gaz.

Nous allons, dans ce chapitre, essayer d'éclaircir le fonctionnement de ce mécanisme d'évaporation présent pendant le processus de découpe. Nous sommes alors en présence d'une phase liquide qui s'évapore dans un milieu supposé incondensable (l'air) dont la pression cinétique est de l'ordre de la pression atmosphérique. Les particules évaporées vont, partiellement, se recondenser à l'interface liquide-gaz suite à la rétrodiffusion d'une partie d'entre elles, le coefficient de rétrodiffusion étant directement lié aux valeurs locales des températures de surface et de la dynamique de l'écoulement évaporé. La détermination de ce coefficient demeure, comme nous le verrons, délicate.

#### 4.2. A l'équilibre, l'équation de Clausius-Clapeyron

Pour une température donnée, on appelle pression de vapeur saturante, la pression qui correspond au nombre maximal d'atomes (du métal) pouvant être présents sous forme gazeuse. Au-delà, il y a recondensation. La pression de vapeur saturante est une fonction croissante de la température. Sur le plan thermodynamique, un processus de changement de phase s'accompagne d'une variation de l'énergie libre du système :

$$dG = Vdp - SdT \quad (\text{I-56})$$

Avec :

$G$  : la fonction énergie libre du système

$V$  : le volume occupé par le système (fonction de la phase)

$p$  : la pression

$S$  : l'entropie

$T$  : la température

A l'équilibre thermodynamique, les deux phases ont la même température et la même pression et nous pouvons écrire :

$$\frac{dp}{dT} = \frac{S_{vap} - S_{liq}}{V_{vap} - V_{liq}} \quad (\text{I-57})$$

Où,  $S$  et  $V$  sont respectivement les entropies et les volumes molaires des phases considérées.

L'enthalpie molaire de changement de phase (chaleur latente de vaporisation par mole) se note [Landau 1998] :

$$\Delta H_v^{mol} = (S_{vap} - S_{liq})T \quad (\text{I-58})$$

Dans le cas de l'approximation des gaz parfaits et en supposant que nous sommes à l'équilibre thermodynamique local, nous pouvons en déduire l'équation de Clausius-Clapeyron :

$$\frac{dp}{dT} = \frac{\Delta H_v^{mol}}{T} \frac{1}{\Delta V^{mol}} \quad (\text{I-59})$$

Avec :

$\Delta H_v^{mol} = (S_{vap} - S_{liq})T = m_{mol} L_v$  : l'enthalpie molaire de changement de phase en  $\text{J}\cdot\text{mol}^{-1}$ .

$\Delta V^{mol} = V_{vap} - V_{liq}$  : le variation du volume molaire entre la phase vapeur et la phase liquide.

Le volume de gaz est généralement plus grand que celui du corps condensé (liquide), contenant le même nombre de particules. Il est donc possible de négliger  $V_{liq}$  devant  $V_{vap}$ . En supposant que le volume de la phase vapeur suit la loi d'évolution des gaz parfaits  $pV_{gaz}=RT$ , l'équation (I-59) devient :

$$\frac{dp}{p} = \frac{\Delta H_v^{mol}}{R} \frac{dT}{T^2} \quad (I-60)$$

L'intégration de (I-60) entre  $T_s$  et  $T_v$  fournit la solution suivante pour la valeur de la pression de vapeur saturante à une température donnée :

$$p_{sat}(T_s) = p_{sat}(T_v) \exp\left(-\frac{\Delta H_v^{mol}(T_v - T_s)}{RT_v T_s}\right) = p_a \exp\left[\frac{\Delta H_v}{k_B T_v} \left(1 - \frac{T_v}{T_s}\right)\right] \quad (I-61)$$

Avec :

$T_v$  : la température de vaporisation du matériau à pression ambiante

$p_a$  : la pression ambiante

$\Delta H_v = \frac{m_{mol} L_v}{N_a}$  : l'enthalpie de changement de phase par atome en J

$\frac{\Delta H_v}{k_B T_v} \approx 15.42$  dans le cas du fer.

Nous retrouvons la définition de la température de vaporisation d'un matériau : la pression de vapeur saturante égale la pression extérieure pour une température définie comme étant la température de vaporisation du matériau (ici, dans les conditions normales de température et de pression). Par exemple, au niveau de la mer, lorsque l'eau boue à 100°C (apparition de bulle de vapeur dans le liquide), sa pression de vapeur saturante est exactement égale à 1,013 bar. Donc par définition :  $p_{sat}(T_v) = p_a = 1 \text{ atm}$ .

Des formules empiriques permettent également de calculer la pression de vapeur saturante en fonction de la température de surface du matériau sans faire l'hypothèse du gaz parfaits [Landolt-Börnstein 1960], [Kroos 1993] :

$$\log p_{sat}(T_s) = -\frac{A}{T_s} + B + C \log T_s \quad (I-62)$$

Avec :

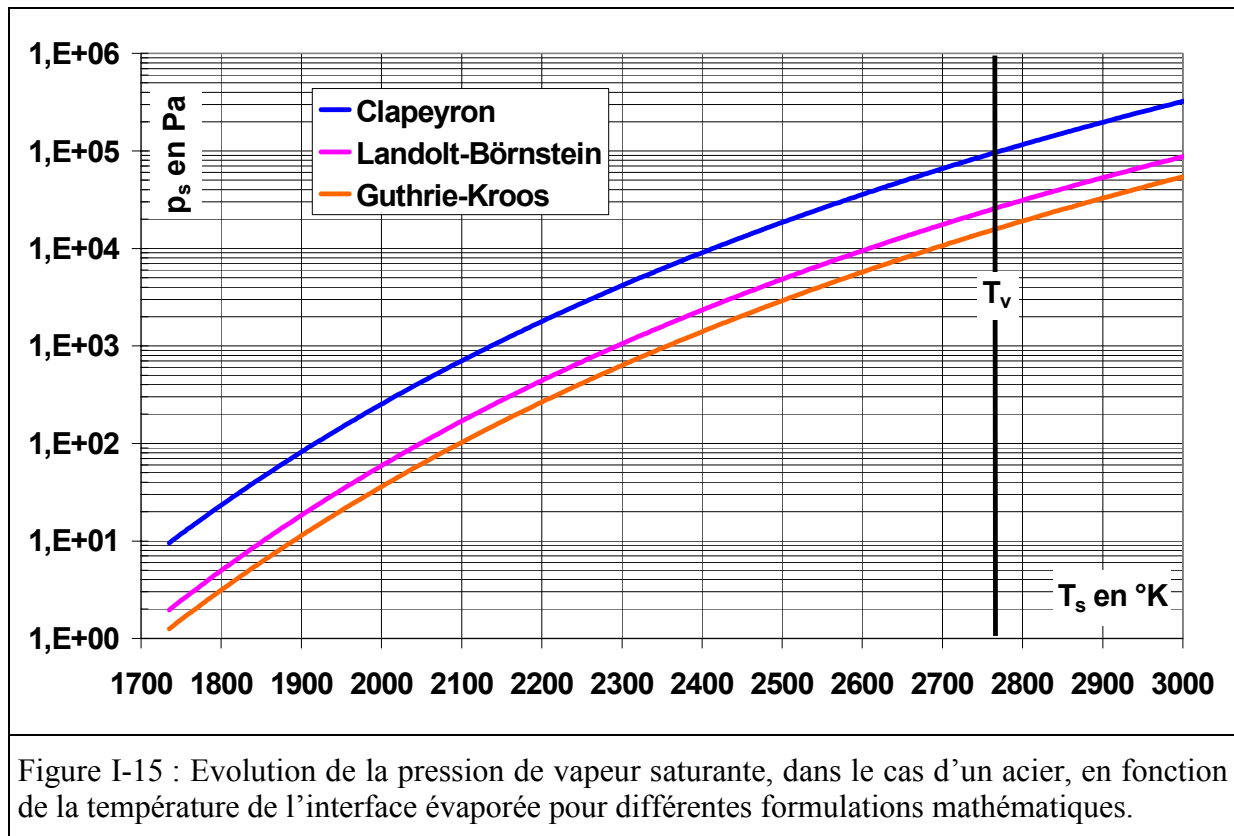
A : constante proportionnelle à la variation d'enthalpie

B : constante proportionnelle à la variation d'entropie

C : constante proportionnelle à la chaleur molaire

Ces trois constantes dépendent bien entendu du matériau.

L'intérêt de l'utilisation d'une telle formule est que nous n'avons pas besoin de postuler l'équilibre thermodynamique local. Et de fait, le déplacement du front d'absorption ne peut résulter que d'un phénomène hors équilibre dans lequel le flux net de matière est positif et permet ainsi de générer une pression de recul induisant le déplacement de l'interface.



La Figure I-15 présente l'évolution de la pression de vapeur saturante suivant l'expression mathématique employée. Nous avons utilisé les paramètres physiques de l'acier standard, dont la température de vaporisation est de  $2770^{\circ}\text{K}$ . A cette température, la formule de Clapeyron fournit, par définition, une pression de vapeur saturante égale à  $1.013 \times 10^5$  Pa. Les deux formules empiriques, fournissent quant à elles des courbes présentant la même évolution, mais translatées vers des pressions inférieures. Ainsi, à la température de vaporisation du métal, la formule utilisée par Petring donne 0.27bar et celle proposée par Kroos, 0.16bar. La différence est tout de même non négligeable. En ce qui nous concerne, nous appliquerons l'équation de Clapeyron en faisant l'hypothèse qu'aux faibles températures de surface (légèrement supérieures à la température de fusion de matériau), l'évaporation étant peu intense, l'équilibre thermodynamique local est quasiment atteint.

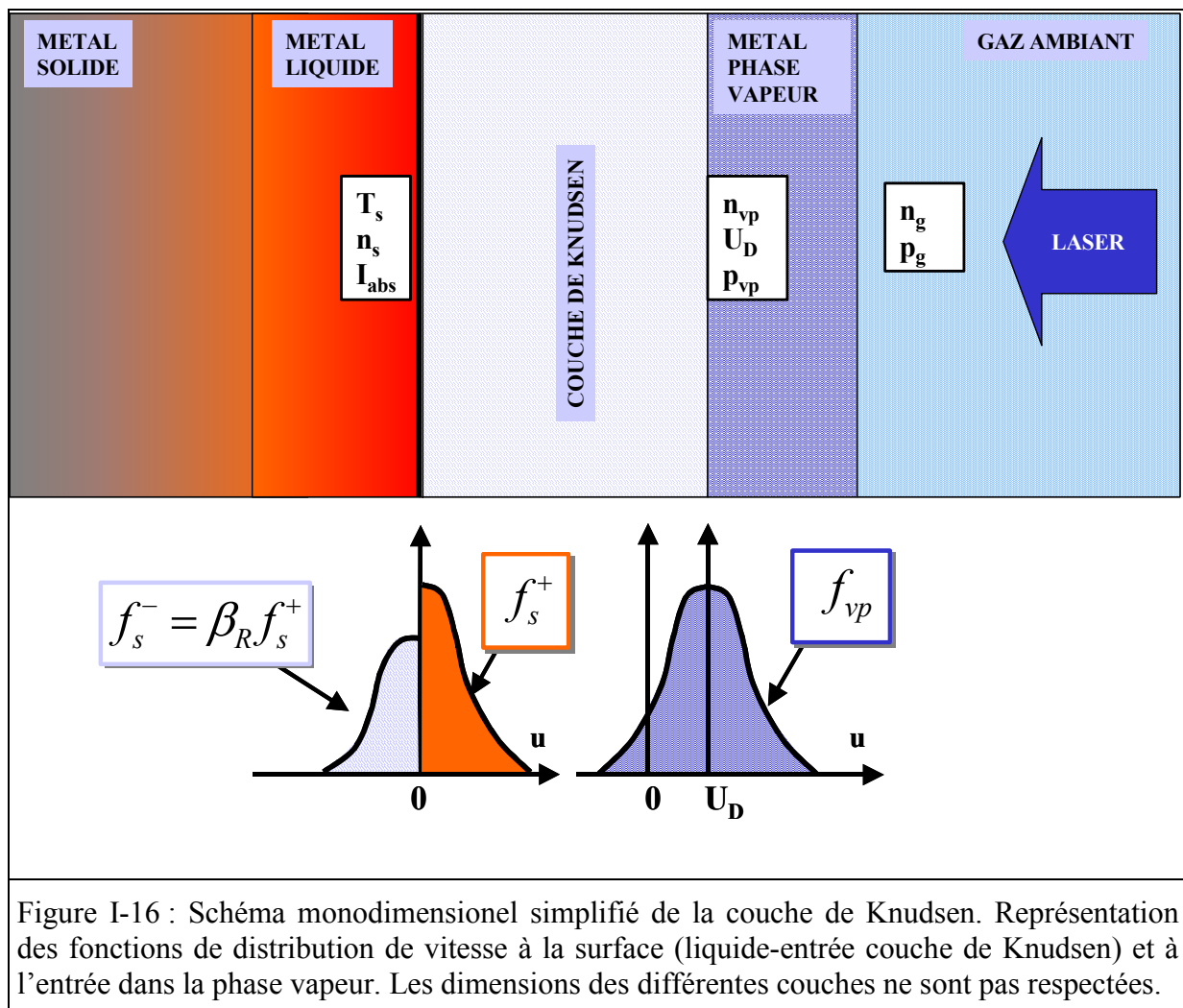
#### 4.3. Approche cinétique du processus d'évaporation

Tous les travaux disponibles sur le problème de l'évaporation d'une phase condensée se rangent typiquement dans deux classes : les problèmes d'évaporation sous vide ([Afanas'ev 1967], [Anisimov 1968, 1973], [Moizhes 1982], [Chan 1987], [Samokhin 1990], [Duval 1998]) et les problèmes d'évaporation en présence d'un gaz ambiant ([Von Allmen 1976], [Knight 1979], [Igoshin 1984], [Aden 1990], [Duval 1998], [Rose 2000a, 2000b], [Zweig

1991]). Cependant, dans cette deuxième catégorie, une chose est à noter : il est présumé que l'évaporation ne se produit que si la pression de vapeur saturante est supérieure à la pression du gaz ambiant, c'est-à-dire pour des températures supérieures à la température de vaporisation du matériau. Or, d'après la relation de Clausius, un matériau s'évapore pour toute température supérieure au zéro absolu [Anisimov 1995]. On comprend que lorsque la température locale de l'échantillon atteint sa température de fusion, l'action liée au départ des particules va contraindre l'interface liquide (conservation de la quantité de mouvement). Certes de façon faible, mais cette action existe. Afin de pouvoir la modéliser, il est nécessaire d'étudier plus profondément la notion de couche de Knudsen.

### 4.3.1. Couche de Knudsen et théorie cinétique des gaz

L'ablation d'un matériau suite à l'irradiation laser crée en surface, sur une distance de quelques libres parcours moyens, une zone totalement hors équilibre, pouvant être apparentée à une discontinuité hydrodynamique. Les atomes éjectés de la surface entrent en collision et leur répartition de vitesse tend rapidement vers l'équilibre.



La zone dans laquelle l'équilibre se forme est appelée couche de Knudsen. La théorie de la couche de Knudsen relie les propriétés de la vapeur aux propriétés de surface. Le calcul des propriétés de la matière dans cette couche passent par l'application des équations de la cinétique des gaz.

Dans la théorie cinétique des gaz, l'ensemble des particules d'un système est représenté à l'aide d'une fonction de distribution de vitesse, appelée distribution de Maxwell  $f(u, v, w)$ . Etant donné que la couche de Knudsen est une zone résolument hors équilibre, il n'est pas possible de représenter la distribution des vitesses des particules à l'aide d'une distribution maxwellienne usuelle. Ainsi nous représenterons seulement la distribution des particules à la surface (liquide-entrée de la couche de Knudsen) par la somme d'une distribution semi-maxwellienne dans la direction de propagation de l'écoulement,  $f_s^+$ , et d'une distribution semi-maxwellienne donnant la proportion de particules se recondensant à l'interface,  $f_s^-$ , suite à la rétrodiffusion dans la couche de Knudsen. Cette dernière est directement liée à la distribution maxwellienne des vitesses,  $f_{vp}$ , que l'on trouve, par définition, au sortir de la couche de Knudsen. Cette dernière contient un terme de déplacement moyen,  $U_D$ , traduisant l'expansion de la vapeur dans le milieu ambiant (qui peut être vide).

$$f_{\text{surface}}(u, v, w) = f_s^+(u, v, w) + f_s^-(u, v, w) \quad (\text{I-63})$$

Avec :

$$f_s^+(u, v, w) = n_s \left( \frac{m}{2\pi k_B T_s} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{k_B T_s} \right) \text{ avec } \begin{cases} u > 0 \\ v, w \in ]-\infty, +\infty[ \end{cases} : \text{ fonction de}$$

distribution semi-maxwellienne des vitesses des particules évaporées. Les termes indicés « s » correspondent aux valeurs à l'interface liquide-gaz (front d'absorption).

$n_s$  est la densité de vapeur saturante en surface. En effet, l'hypothèse faite est que l'évaporation de particules ( $u > 0$ ) était en équilibre avec la phase liquide avant la vaporisation laser (équilibre thermodynamique local). Par définition, la densité de particules en surface est alors égale à celle de la vapeur saturante à la température de surface existante [Knight 1979].

Il est généralement admis que cette hypothèse demeure valable même après l'irradiation laser.

$T_s$  est la température de surface

$m$  est la masse d'un atome de métal

$U = (u^2 + v^2 + w^2)^{1/2}$  est la vitesse d'une particule.



$f_s^-(u, v, w) = \beta_R f_{vp}(u, v, w)$  avec  $\begin{cases} u < 0 \\ v, w \in ]-\infty, +\infty[ \end{cases}$  : la fonction de distribution des particules

rétrodiffusées vers l'interface liquide-gaz.

$f_{vp}(u, v, w) = n_{vp} \left( \frac{m}{2\pi k_B T_{vp}} \right)^{3/2} \exp \left( - \frac{m((u - U_D)^2 + v^2 + w^2)}{k_B T_{vp}} \right)$  avec  $u, v, w \in ]-\infty, +\infty[$  : fonction

de distribution maxwellienne des vitesses des particules au-delà de la couche de Knudsen (phase vapeur). Les grandeurs liées à cette phase seront indicées «  $vp$  ».  $U_D$  est la vitesse moyenne de déplacement des atomes thermalisés.

$n_{vp}$  est la densité de vapeur hors de la couche de Knudsen.

#### 4.3.2. Deux mots sur le coefficient de rétrodiffusion

Afin d'exprimer la fonction de distribution à l'interface, nous avons multiplié la fonction de distribution,  $f_{vp}$ , par un coefficient  $\beta_R$ , appelé coefficient de rétrodiffusion. Il est défini comme le rapport du nombre d'atomes rétrodiffusés vers la phase liquide suite aux collisions dans la couche de Knudsen sur le nombre d'atomes évaporés. Dans notre cas, la pression de l'incondensable étant, en général, supérieure à la pression de vapeur saturante du métal, le facteur de rétrodiffusion doit approcher l'unité. En effet, on peut imaginer la situation suivante. Une partie des particules évaporées forme au-delà de la couche de Knudsen, une vapeur de métal qui reste confinée par l'atmosphère ambiante (faible vitesse de l'écoulement moyen hors de la couche). Nous sommes alors dans un régime que l'on appelle diffusif [Duval 1998], dans lequel une certaine quantité des particules de métal se mélangent au gaz ambiant par collisions et diffusent à travers lui. La majorité d'entre-elles subit cependant une recondensation au niveau de l'interface liquide-gaz suite à leur rétrodiffusion.

Dans le cas inverse d'une irradiation très intense où la pression de vapeur saturante est bien supérieure à la pression de l'incondensable ou dans le cas de l'évaporation sous vide, le flux net de matière évaporé est quasiment égal au flux de matière évaporé (flux de Langmuir). Cela se traduit par une proportion de particules rétrodiffusées qui tend vers zéro ( $\beta_R \rightarrow 0$ ). Le coefficient de rétrodiffusion traduit en fait l'intensité du processus de vaporisation [Samokhin 1990].

#### 4.3.3. Calcul du flux net de matière évaporée

Il est possible d'exprimer le flux de masse nette qui s'échappe de la surface. Si nous voulons calculer le nombre de particules qui traversent en une seconde une surface avec une vitesse plus grande que  $u$ , il faut multiplier la distribution par la vitesse  $u$  et l'intégrer pour les

particules ayant une vitesse supérieure (pour une explication plus précise cf. [Feynman 1992]) :

$$\dot{N} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} u f(u, v, w) du dv dw$$

avec  $f(u, v, w) = n \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp\left( -\frac{m(u^2 + v^2 + w^2)}{2 k_B T} \right)$

$n$  est la densité de particule en  $m^{-3}$  et  $\dot{N}$ , un nombre de particules par unité de surface et par unité de temps ( $m^{-2}.s^{-1}$ ).

Partant de cette définition, le flux de masse net évaporé ( $kg. m^{-2}.s^{-1}$ ) est égal à la somme des intégrales des fonctions de distribution traduisant, respectivement, l'évaporation brute et la rétrodiffusion des particules, multipliée par leur masse et leur vitesse :

$$\rho_l v_v = j_s + j_{rétro} = m \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left[ \underbrace{\int_0^{\infty} u f_s^+(u, v, w) du}_{\text{flux de masse évaporé}} + \underbrace{\int_{-\infty}^0 u \beta_R f_{vp}(u, v, w) du}_{\text{flux de masse rétrodiffusé}} \right] dv dw \quad (I-64)$$

$\rho_l v_v$  correspond au flux de matière ablaté où  $v_v$  est la vitesse d'avancée du front de vaporisation dans la phase liquide.

Le calcul de l'intégrale (I-64) donnant le flux évaporé donne :

$$j_s = n_s k_B T_s \left( \frac{m}{2\pi k_B T_s} \right)^{1/2} = p_{sat}(T_s) \left( \frac{m}{2\pi k_B T_s} \right)^{1/2} \quad (I-65)$$

Cela correspond à la loi dite de Hertz-Langmuir-Knudsen fournissant le flux brut d'évaporation.

Dans l'hypothèse où la vitesse de d'entraînement moyenne de la phase vapeur est très faible voire nulle,  $U_D \ll u$ , le flux de particules rétrodiffusées devient :

$$j_{rétro} = -\beta_R n_{vp} k_B T_{vp} \left( \frac{m}{2\pi k_B T_{vp}} \right)^{1/2} = \beta_R p_{sat}(T_{vp}) \left( \frac{m}{2\pi k_B T_{vp}} \right)^{1/2} \quad (I-66)$$

Nous obtenons finalement le flux net de particules évaporées :

$$\rho_l v_v = \left( \frac{m}{2\pi k_B} \right)^{1/2} \left[ \frac{p_{sat}(T_s)}{\sqrt{T_s}} - \beta_R \frac{p_{sat}(T_{vp})}{\sqrt{T_{vp}}} \right] \quad (I-67)$$

Dans l'hypothèse où la distribution de rétrodiffusion s'exprime en fonction de la distribution des particules évaporées comme suit :  $f_s^- = \beta_R f_s^+$ , on retrouve le résultat de Samokhin [Samokhin 1990] :

$$\rho_l v_v = \left( \frac{m}{2\pi k_B} \right)^{1/2} \frac{p_{sat}(T_s)}{\sqrt{T_s}} (1 - \beta_R) \quad (I-68)$$

#### 4.3.4. Qu'en est-il de la pression de recul ?

Calculons maintenant le flux de quantité de mouvement appliquée à la distribution  $f(u, v, w)$  :

$$\dot{Q} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (mu) u f(u, v, w) du dv dw$$

Cela correspond à la force appliquée par les particules sur une surface unité, en  $(kg.m.s^{-2}).m^{-2}$ . Le flux net de quantité de mouvement évaporé à l'interface va définir la force qui agit sur celle-ci (équivalent à une pression). Ce flux net se met sous la forme suivante :

$$p_{recul} = m \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ \int_0^{\infty} u^2 f_s^+(u, v, w) du + \int_{-\infty}^0 u^2 \beta_R f_{vp}(u, v, w) du \right] dv dw \quad (I-69)$$

pression d'évaporation
pression de rétrodiffusion

En effet, cette expression a pour unité des  $(kg.m.s^{-2}).m^{-2}$ , ce qui s'apparente à une force par unité de surface encore appelé pression. Nous l'identifierons à la pression vue par l'interface et due à l'évaporation partielle des particules de métal. C'est l'expression, en terme de théorie cinétique, de la pression de recul. Cette pression comporte deux composantes, la première, liée à l'évaporation brute des particules et la seconde, correspondant à la quantité de mouvement fournie à l'interface par les particules rétrodiffusées dans la couche de Knudsen.

L'intégration par partie de (I-69), fournit l'expression suivante pour la pression de recul :

$$p_{recul} = \frac{1}{2} (n_s k_B T_s + \beta_R n_{vp} k_B T_{vp}) = \frac{1}{2} [p_{sat}(T_s) + \beta_R p_{sat}(T_{vp})] \quad (I-70)$$

Nous sommes toujours dans l'hypothèse où la vitesse moyenne de dérive de la vapeur dans le gaz ambiant est très faible, voire nulle.

Si, comme précédemment, la fonction de distribution des particules rétrodiffusées est exprimée comme  $\beta_R f_s^+$ , nous aboutissons à l'expression de Samokhin [Samokhin 1990] :

$$p_{recul} = \frac{p_{sat}(T_s)}{2} (1 + \beta_R) \quad (I-71)$$

### 4.3.5. Si $U_D$ n'est pas négligeable...

Dans le cas d'une irradiation laser à haut flux, où la vitesse d'entraînement de la vapeur n'est plus négligeable (température de surface proche ou supérieure à la température de vaporisation du matériau), le calcul des intégrales (I-64) et (I-69) fournissent pour le flux net de matière évaporé et la pression de recul [Knight 1979], [Chan 1987], [Rose 2000a, 2000b] :

$$\left\{ \rho_l v_v = \frac{p_{sat}(T_s)}{\sqrt{2\pi k_B T_s}} + \beta_R \frac{p_{sat}(T_{vp})}{\sqrt{2\pi k_B T_{vp}}} \left[ \sqrt{\pi} \phi_D \operatorname{erfc}(\phi_D) - \exp(-\phi_D^2) \right] \right. \quad (\text{I-72})$$

$$\left. \left\{ p_{recul} = \frac{p_{sat}(T_s)}{2} + \beta_R p_{sat}(T_{vp}) \left[ \left( \phi_D^2 + \frac{1}{2} \right) \operatorname{erfc}(\phi_D) - \frac{\phi_D}{\sqrt{\pi}} \exp(-\phi_D^2) \right] \right. \right. \quad (\text{I-73})$$

$$\text{avec } \phi_D = \left( \frac{m U_D^2}{2 k_B T_{vp}} \right) \text{ et } \operatorname{erfc}(\phi_D) = \int_{\phi_D}^{\infty} \exp(-t^2) dt$$

A cela il faut ajouter l'équation de conservation du flux d'énergie translationnel. La grande difficulté de cette approche est que maintenant toutes les couches, Knudsen, phase vapeur, zone de choc sont reliées entre elles par les différents paramètres, pression, vitesse, densité et température. Il est nécessaire d'introduire une équation supplémentaire fournissant la valeur locale du nombre de Mach de l'écoulement de la vapeur. Ainsi, le calcul complet de la structure de l'écoulement, de l'évaporation jusqu'au mélange avec l'air ambiant est obligatoire afin d'obtenir les valeurs de la température de surface et de la pression de recul. Ce travail complet est présenté dans [Knight 1979].

### 4.4. Importance du choix de la fonction de rétrodiffusion

Le point important, dans toutes les études que nous avons pu compiler sur le sujet de l'évaporation d'une phase condensée, est le choix de la fonction de distribution des particules rétrodiffusées. Si celle-ci est liée à la fonction de distribution des particules évaporées,  $f_s^+$ , alors les calculs sont simples et nous aboutissons aux expressions (I-68) et (I-71), employées par Samokhin [Samokhin 1990]. Dans le cas où nous l'exprimons en fonction de la distribution de vitesse dans la phase vapeur,  $f_{vp}$ , il est indispensable de résoudre l'ensemble de l'écoulement et les calculs se compliquent grandement. Nous avons bien entendu choisi la première méthode en justifiant du fait que la vitesse d'entraînement de la vapeur au sortir de la couche de Knudsen est très faible par rapport à la vitesse locale du son, en d'autres termes le nombre de Mach local de l'écoulement y est très inférieur à 1.

#### 4.5. Evaluation du coefficient de rétrodiffusion

Comme nous l'avons déjà mentionné auparavant, cette grandeur traduit l'intensité du phénomène d'évaporation. Dans le cas d'une évaporation très violente,  $\beta_R$  dévie fortement de l'unité et dans celui d'une évaporation faible ou confinée, il tend vers 1\*. Son calcul passe par l'écriture des équations de conservation au travers de la couche de Knudsen. Nous avons, au paragraphe précédent, exprimé les valeurs du flux net de matière évaporé ainsi que celle de la pression de recul (variables à l'interface liquide-gaz). Ces grandeurs se conservent le long de l'écoulement. De même, pour l'énergie (conservation du flux d'énergie dans la direction de l'écoulement, « flux translationnel »), qui est aussi un moment de la fonction de distribution des vitesses. Ces trois équations se mettent sous la forme suivante [Samokhin 1990] :

$$\begin{cases} mn_{vp}U_D = mn_l v_v \Leftrightarrow j_{vp} = j_s(1 - \beta_R) \\ n_{vp}k_B T_{vp} + mn_{vp}U_D^2 = p_{recul} \Leftrightarrow p_{vp} = \frac{p_{sat}(T_s)}{2}(1 + \beta_R) \\ \frac{5}{2}k_B T_{vp} + \frac{1}{2}mU_D^2 = \frac{5}{2}k_B T_s \end{cases} \quad (I-74)$$

A l'aide de ces trois équations de conservation, il est possible, après quelques manipulations, d'obtenir une relation entre le coefficient de rétrodiffusion  $\beta_R$  et le nombre de Mach dans la vapeur. Ce nombre de Mach est égal au rapport de la vitesse moyenne d'entraînement des particules dans la phase vapeur sur la vitesse locale du son :

$$M_{vp} = \frac{U_D}{(\gamma_{Fe} k_B T_{vp} / m)^{1/2}}$$

Avec  $\gamma_{Fe}$ , le coefficient d'adiabaticité de la phase vapeur du métal (nous supposons l'évaporation d'un élément pur), égal à 5/3 dans le cadre des particules monoatomiques (cas du fer). Bien évidemment, la vitesse d'entraînement  $U_D$  est directement liée à l'intensité de l'évaporation.

Samokhin fournit la relation suivante pour  $\beta_R$  :

$$\boxed{\beta_R = \frac{1 - g}{1 + g}} \quad (I-75)$$

avec  $g = (1 + \gamma_{vp} M_{vp}^2)^{-1} \left[ \frac{\pi}{10} \gamma_{vp} M_{vp}^2 (5 + \gamma_{vp} M_{vp}^2) \right]^{1/2}$

\* En réalité, la limite «  $\beta_R=1$  », ne permet plus de définir le coefficient de rétrodiffusion, car nous sommes alors à l'équilibre thermodynamique local. Ce que l'on peut dire dans cette situation c'est que le flux de particules quittant la surface est alors exactement compensé par le flux de particules qui pénètre la surface, ce flux entrant étant composé de particules de l'atmosphère ambiante et pas seulement de particules rétrodiffusées.

L'inconnue reste la valeur du nombre de Mach dans la vapeur. Concrètement, le calcul de la valeur du nombre de Mach dans la phase vapeur passe, comme nous l'avons déjà évoqué, par le calcul complet de l'écoulement des particules évaporées jusqu'à leur diffusion dans l'incondensable ambiant. Nous pouvons cependant obtenir graphiquement l'évolution du coefficient de rétrodiffusion en fonction du nombre de Mach  $M_{vp}$  (Figure I-17).

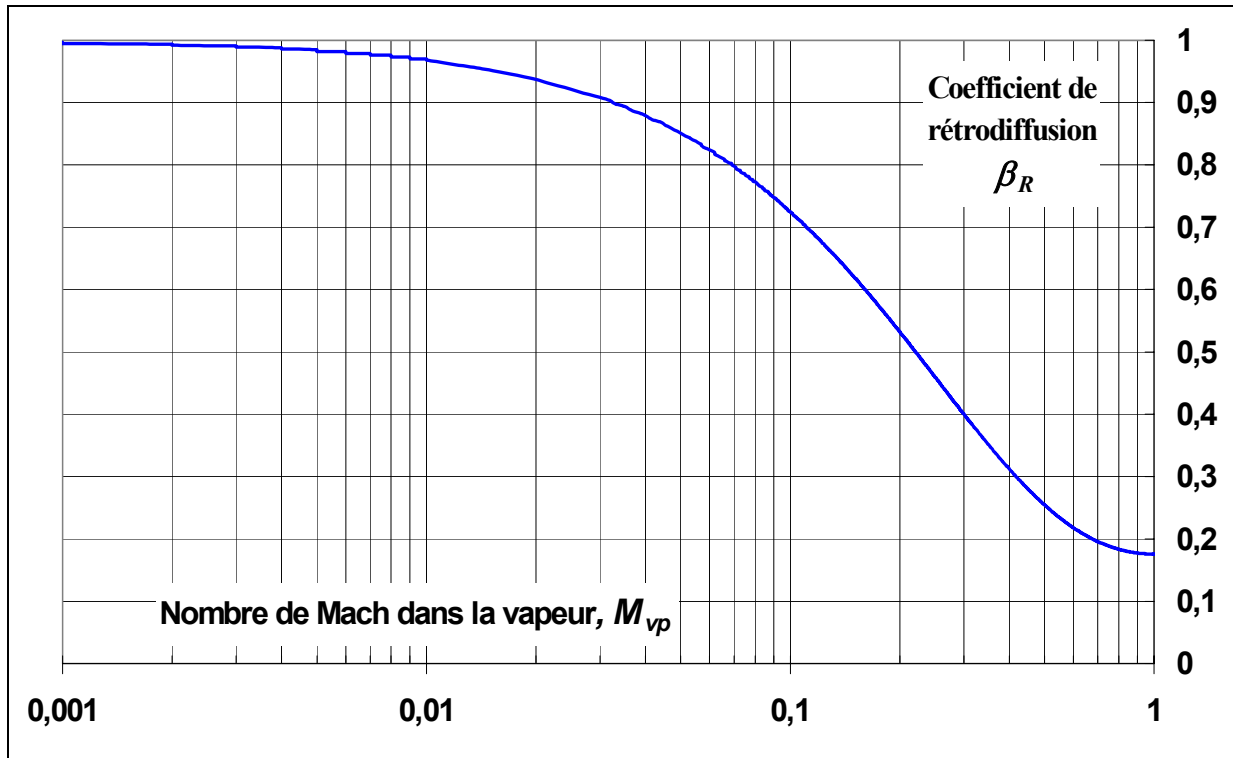


Figure I-17 : Evolution du coefficient de rétrodiffusion,  $\beta_R$ , en fonction du nombre de Mach dans la phase vapeur  $M_{vp}$ .

Pour les faibles nombres de Mach, la rétrodiffusion tend vers 1. A la limite, quand  $M_{vp}$  tend vers 0, nous sommes à l'équilibre thermodynamique. La couche de Knudsen n'existe plus, étant donné qu'en surface, la distribution des vitesses des particules peut être représentée par une maxwellienne « complète ». Il existe autant de particules évaporées que de particules recondensées. Dans le cas où le nombre de Mach tend vers 1 (évaporation dans le vide ou évaporation très intense en atmosphère ambiante), le quantité de particules rétrodiffusées tend vers la limite de 17,6%. Les collisions dans la couche de Knudsen existent toujours, quel que soit l'intensité du processus d'évaporation et donc la vitesse d'entraînement des particules de métal, une fraction minimum étant toujours rétrodiffusée.

Jusqu'à présent nous avons supposé que les particules rétrodiffusées se condensaient à l'interface liquide-gaz. En réalité, seule une partie d'entre-elles se recondense. Un nouveau coefficient, mesurant la proportion des particules rétrodiffusées qui se recondensent, appelé coefficient de recondensation et noté  $\sigma_R$ , peut être défini. Son étude reste de nos jours

controversée. En effet, l'étude de ce coefficient nécessite une approche de dynamique moléculaire : une molécule de vapeur entre dans la région interfaciale (qui n'est pas plane) interagit avec les molécules de surface et peut être ré-émise vers la phase vapeur. Des expériences menées sur différents matériaux ont montré que  $\sigma_R$  variait sur une gamme de 1 à 0.003 [Rose 2000a]. Cependant, des mesures relatives à la condensation des métaux (sous forme de gaz mono-atomique) fournissent une valeur proche de l'unité et nous poserons  $\sigma_R = 1$ .

#### 4.6. En résumé

Nous avons décrit le phénomène d'évaporation du métal liquide sous pression ambiante, dans le cas de températures de surface inférieures à la température de vaporisation du matériau. Les flux nets de matière évaporée sont très proches de zéro, cependant que la pression agissant sur la phase liquide est égale à la pression de vapeur saturante locale et non pas à la moitié comme cela est souvent supposé. Nous avons choisi d'exprimer la fonction de rétrodiffusion des particules en fonction de celle des particules évaporées. Cette hypothèse est justifiée par le fait que l'incondensable présente une pression cinétique bien plus importante que la pression dans la phase vapeur, induisant une rétrodiffusion de quasiment 100% des particules évaporées. En ce qui concerne le processus standard de découpe laser et les conditions d'irradiation laser qui y préside, une valeur du coefficient de rétrodiffusion comprise entre 0.9 et 1 semble tout à fait justifiée. Nous utiliserons dans le modèle une valeur de  $\beta_R$  de 0.95. Une telle valeur exprime la faible évaporation locale du front d'absorption qui résulte de températures généralement peu élevées au niveau de la zone d'interaction (cf. Partie II- Chapitre 2 : Résultats de simulation). Ainsi, nous nous différencions des résultats proposés par Petring [Petring 1995] ( $\beta_R = 0$ , ce qui en tout état de cause n'est pas un cas physique puisque la limite inférieure de  $\beta_R$  est 0.176 !), ou encore Semak [Semak 95] ( $\beta_R = 0.1$ ).





## Chapitre 5. Thermique plane dans la découpe laser

### 5.1. Introduction

Le processus de découpe laser peut être apparenté à un processus thermique. En effet, l'ensemble de la structure du front de découpe est généré suite à l'interaction du rayonnement laser avec la surface de l'échantillon (front d'absorption). La quantité d'énergie absorbée est ensuite dissipée dans le matériau, par conduction quand la température de surface est inférieure à la température de fusion, par conduction et convection quand elle est supérieure. On peut également ajouter qu'une partie de la puissance est emportée lors de la vaporisation partielle du métal. Bien que négligeable à faible densité de puissance laser incidente, cette perte prend une grande importance à haut flux. Le but d'une modélisation simple de la thermique dans l'échantillon va nous permettre de calculer l'extension spatiale du film de métal liquide et aussi de déterminer la température moyenne régnant dans la phase liquide. Il est important de connaître cette température moyenne en vue d'évaluer ultérieurement les pertes de puissance convectives au sein du volume de contrôle.

La solution de ce problème nécessite la résolution de l'équation de propagation de la chaleur avec source en déplacement. Nous utiliserons les conditions aux limites de Neuman, c'est-à-dire que nous imposons le flux laser à l'interface liquide-vapeur. Dans la modélisation globale, ce flux laser incident permet de calculer la répartition spatiale des températures de surface. La relation bi-univoque existant entre flux laser absorbé et température de surface sera abordée dans un prochain chapitre.

La modélisation bi-dimensionnelle du front de découpe considérant des éléments plans permet de restreindre le problème thermique à une étude mono-dimensionnelle. Cette hypothèse consiste à supposer que l'épaisseur de la couche fluide est très petite devant sa dimension latérale (diamètre de la saignée). Dans le cadre de notre modèle, cela signifie  $\delta \ll 2r_s$ . Les gradients de température sont par conséquent colinéaires. Par anticipation, nous pouvons dire que les résultats permettront de justifier cette hypothèse.

### 5.2. Détermination des champs de température dans les phase liquide et solide du métal

Le calcul des champs thermiques dans les phases liquide et solide passe par la résolution de l'équation de propagation de la chaleur en régime stationnaire avec source en déplacement. Dans notre modèle, nous avons typiquement deux sources de chaleur en mouvement : ce sont

les interfaces solide/liquide (front de fusion) et liquide/vapeur (front d'absorption). En géométrie plane, nous faisons l'approximation que cette vitesse est la même pour les deux sources et correspond à la vitesse de propagation des interfaces dans la matière que nous appellerons par la suite vitesse de perçage  $v_p$ . Cependant, étant donné que la propagation de la chaleur ne s'effectue pas physiquement de la même façon dans un fluide en mouvement (métal fondu) que dans un solide (phase solide de l'échantillon), nous allons considérer deux champs de température distincts.

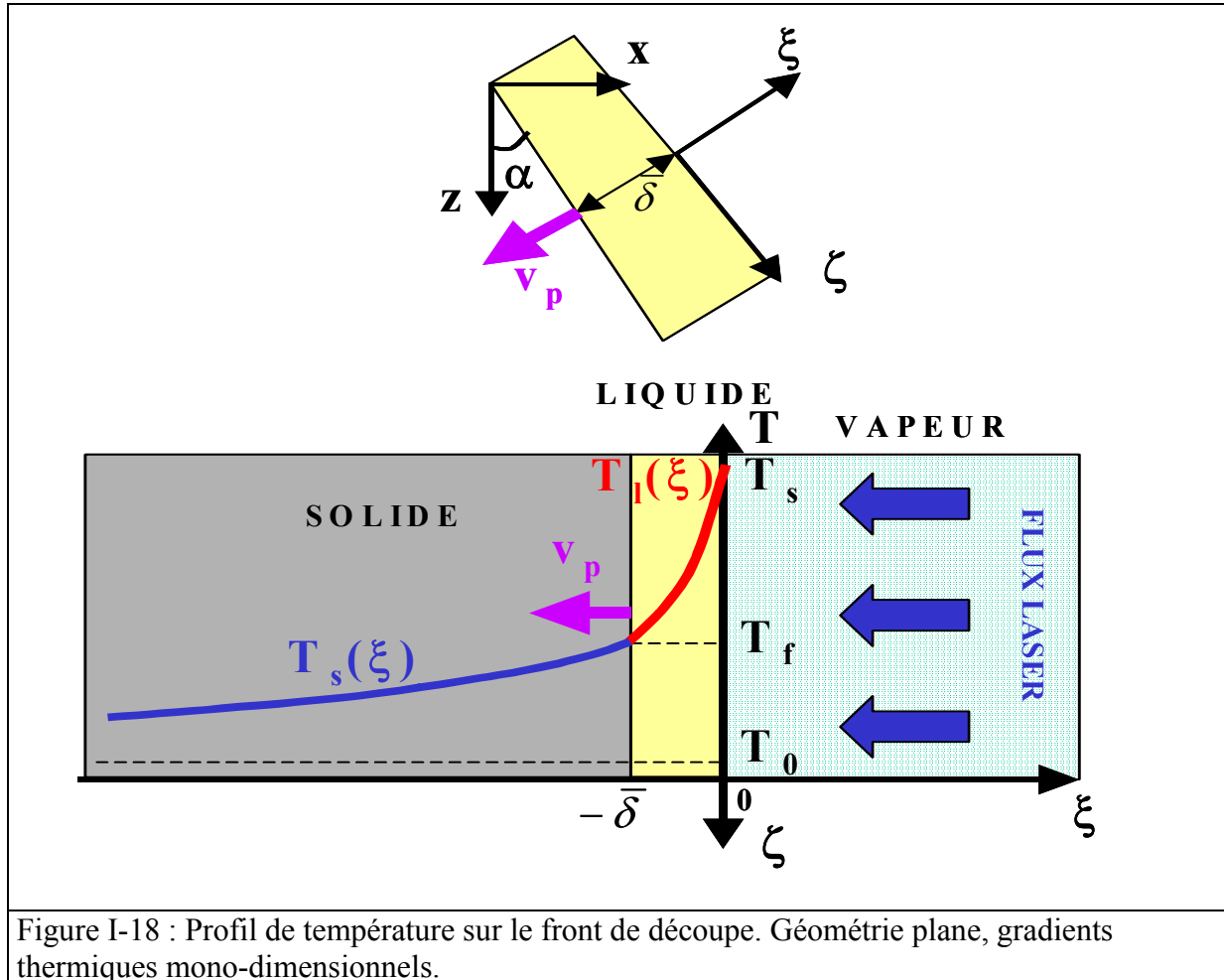


Figure I-18 : Profil de température sur le front de découpe. Géométrie plane, gradients thermiques mono-dimensionnels.

- Le premier,  $T_l(\xi)$ , fournira l'évolution thermique dans la phase liquide (intervalle  $[0, -\delta]$ ). Nous faisons l'hypothèse, *a priori*, que l'épaisseur de liquide,  $\delta$ , est une grandeur très petite relativement aux dimensions macroscopiques de notre système. Ainsi, nous supposons que la décroissance de température au sein du liquide satisfait également à l'équation de propagation de la chaleur classique : l'influence des mouvements de convection dus aux interactions du film liquide avec l'onde laser et le gaz d'assistance sont négligés.
- Le second,  $T_s(\xi)$ , est totalement classique et correspond au champ thermique présent dans le solide. Il provient rigoureusement de la résolution de l'équation de propagation

de la chaleur et est défini dans l'intervalle  $[-\delta, -\infty]$ . Nous l'utiliserons afin de calculer l'énergie dissipée par conduction dans le solide.

En conséquence, ces deux champs de température doivent satisfaire à l'équation suivante :

$$v_p \frac{\partial T_i}{\partial \xi} = \kappa_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial \xi^2} \quad (\text{I-76})$$

où  $i = l$  (liquide) ou  $s$  (solide).  $\kappa_i$  représente la diffusivité thermique dans une phase donnée.

La solution générale d'une telle équation peut s'écrire sous la forme :

$$T_i(\xi) = A_i e^{\frac{v_p \xi}{\kappa_i}} + B_i \quad (\text{I-77})$$

Les conditions aux limites sont les suivantes (flux pariétal imposé en surface) :

$$\begin{cases} I_{abs} = K_l \left. \frac{dT_l(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=0} \\ T_l(\xi = -\bar{\delta}) = T_f \\ T_s(\xi = -\bar{\delta}) = T_f \\ T_s(\xi \rightarrow -\infty) = T_0 \end{cases} \quad (\text{I-78})$$

Les solutions des deux champs thermiques se notent respectivement pour la phase liquide et la phase solide :

$$\boxed{\begin{cases} T_l(\xi) = \frac{I_{abs}}{v_p \rho_l C_{pl}} \left[ \exp\left(\frac{v_p \xi}{\kappa_l}\right) - \exp\left(-\frac{v_p \bar{\delta}}{\kappa_l}\right) \right] + T_f \\ T_s(\xi) = (T_f - T_0) \exp\left(\frac{v_p (\xi + \bar{\delta})}{\kappa_s}\right) + T_0 \end{cases}} \quad (\text{I-79})$$

$$(\text{I-80})$$

La condition de raccordement sur le front de fusion en  $\xi = -\bar{\delta}$  correspond à la condition aux limites de Stephan-Boltzmann. Cette dernière exprime la conservation des flux de chaleur lors d'un changement de phase. Le flux de chaleur conductif dans le liquide doit être égal au flux de chaleur conductif dans le solide augmenté de l'enthalpie de changement de phase. La discontinuité des gradients thermiques au niveau de l'interface solide/liquide est due à l'existence de la chaleur latente de fusion :

$$K_l \left. \frac{dT_l(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=-\bar{\delta}} = K_s \left. \frac{dT_s(\xi)}{d\xi} \right|_{\xi=-\bar{\delta}} + \rho_s v_p L_f \quad (\text{I-81})$$

Il est possible d'extraire de cette condition l'extension spatiale du film de métal fondu :

$$\boxed{\bar{\delta} = \frac{\kappa_l}{v_p} \ln \left[ \frac{I_{abs}}{v_p \rho_s (C_{ps} (T_f - T_0) + L_f)} \right]} \quad (\text{I-82})$$

Nous supposons que les capacités calorifiques sont indépendantes de la température, cependant nous supposons qu'il existe une distinction entre les phases liquide et solide ( $C_{pl}$  et  $C_{ps}$ ). Mentionnons le fait que l'épaisseur de liquide est inversement proportionnelle à la vitesse de perçage et qu'en outre, elle croît avec l'intensité laser absorbée.

Nous constatons que le dénominateur présent dans le terme logarithmique n'est autre que l'enthalpie de réaction amenant le solide à la température de fusion ajouté à l'enthalpie de changement de phase solide/liquide.

Nous pouvons désormais exprimer la relation entre l'intensité laser absorbée et la température de surface. En insérant l'équation (I-82), dans l'expression du champ de température de la phase liquide calculé en  $\xi=0$ , nous obtenons :

$$I_{abs} = \rho_s C_{ps} v_p (T_f - T_0) + \rho_s v_p L_f + \rho_l C_{pl} v_p (T_s - T_f) \quad (I-83)$$

Nous montrons ainsi, dans le cas d'une géométrie plane, que l'intensité laser absorbée permet d'amener le solide de la température initiale  $T_0$  jusqu'à la température de surface,  $T_s$ .

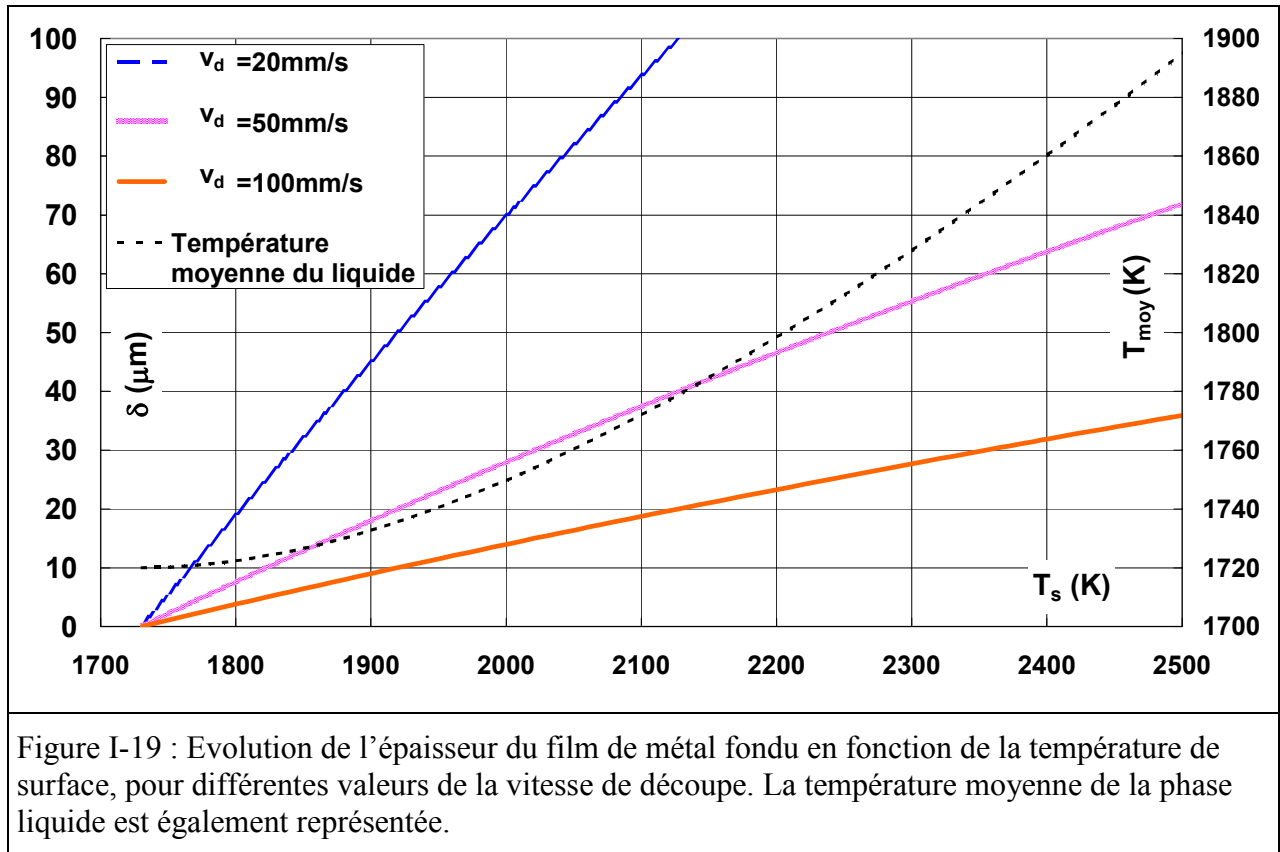
Une telle relation entre  $T_s$  et  $I_{abs}$  permet d'exprimer l'épaisseur du film de métal liquide sous une forme dépendant uniquement de la température de surface :

$$\bar{\delta} = \frac{\kappa_l}{v_p} \ln \Lambda \quad (I-84)$$

$$\text{avec } \Lambda = 1 + \frac{\rho_l C_{pl} (T_s - T_f)}{\rho_s [C_{ps} (T_f - T_0) + L_f]}$$

Sur la Figure I-19, nous fournissons des ordres de grandeur de l'épaisseur du film de métal liquide. L'évolution obtenue dépend de la température de surface et de la vitesse de découpe (nous supposons que vitesse de perçage et vitesse de découpe sont identiques dans ce cas).

La croissance de  $\delta$  est quasi-linéaire en fonction de  $T_s$  comme le fait remarquer le développement limité de (I-84). De même,  $\delta$  étant inversement proportionnelle à la vitesse de perçage (ici de déplacement), plus cette dernière augmente, plus faible sera l'épaisseur du film liquide. Sur cette figure, les valeurs typiques de  $\delta$  sont de quelques dizaines de microns. Dans le cadre de la modélisation générale, nous donnerons des valeurs plus précises, calculées à partir de la valeur de la vitesse de perçage.



### 5.3. Température moyenne dans la phase de métal liquide

Lorsque nous en viendrons à estimer les termes convectifs entrant dans l'équation de conservation de l'énergie, les transferts de puissance se feront relativement à la température moyenne de la phase liquide.

Par définition, elle est égale à la moyenne des températures dans la phase liquide. Nous intégrons le champ thermique,  $T_l(\xi)$  sur son domaine d'existence, l'intervalle  $[-\delta, 0]$ .

$$\bar{T} = \frac{1}{\delta} \int_{-\delta}^0 T_l(\xi) d\xi \quad (\text{I-85})$$

L'intégration de l'expression (I-79) donne :

$$\bar{T} = T_f + \frac{I_{\text{abs}}}{v_p \rho_l C_{pl}} \left[ \frac{\kappa_l}{v_p \delta} - \left( 1 + \frac{\kappa_l}{v_p \delta} \right) \exp\left( -\frac{v_p \delta}{\kappa_l} \right) \right] \quad (\text{I-86})$$

Comme précédemment, en utilisant les relations (I-83) et (I-84), il est possible d'exprimer la valeur de la température moyenne de la phase de métal liquide en fonction de la température de surface :

$$\bar{T} = (T_s - T_f) \left[ \frac{(\Lambda + 1)(\Lambda - \ln \Lambda - 1)}{\Lambda^2 \ln \Lambda} \right] + T_f \quad (\text{I-87})$$

L'évolution de la température moyenne de la phase du métal liquide est uniquement fonction de la température de surface et de dépend pas de la vitesse de surface. Nous avons reporter son évolution sur la Figure I-19.

#### 5.4. En résumé

Nous avons décrit les champs de température présents dans les phases solide et liquide du métal. Ces champs thermiques sont induits par l'interaction de l'onde laser avec le front de découpe (imposition d'un flux pariétal en surface). La modélisation du front de découpe étant bi-dimensionnelle, nous avons effectué les calculs de thermique en géométrie mono-dimensionnelle, la propagation de la chaleur s'effectuant perpendiculairement à la surface d'interaction. La connaissance des champs thermiques nous a permis, après écriture de la condition de Stefan, de calculer l'épaisseur du film de métal fondu.

Nous avons également montré qu'il existe une relation simple entre l'intensité laser absorbée et la température de surface. Bien évidemment, cette relation est fondée sur une approche thermique usuelle, les mouvements convectifs dans la phase liquide n'étant pas pris en compte. Il est tout de même possible de fournir un ordre de grandeur de l'épaisseur du film liquide en fonction de la température de surface. Celle-ci est de l'ordre de quelques dizaines de microns.

## Chapitre 6. Evolution de l'écoulement du gaz d'assistance

Le traitement de l'écoulement du gaz d'assistance dans le processus de découpe laser est d'une grande importance. En effet, une bonne connaissance de son comportement permet l'évaluation de sa vitesse moyenne dans la saignée (voire même de son évolution). Cependant cette étude est loin d'être aisée. Nous présenterons dans ce chapitre, le modèle semi-analytique que nous avons mis en place. L'évolution dynamique du jet de gaz prend pour origine une phase de repos dans le réservoir initial. Puis, l'écoulement est mis en vitesse par le gradient de pression existant entre la pression interne au réservoir et l'atmosphère extérieure. En sortie de buse, suivant les conditions opératoires, un écoulement supersonique sera généré, donnant lieu à l'apparition d'ondes de choc. La présence de la saignée de découpe à proximité de la buse, va également modifier la structure dynamique de l'écoulement. Nous verrons finalement que la géométrie du front de découpe joue un rôle important dans le comportement global de l'écoulement et dans son interaction avec la phase liquide du métal. Afin de pouvoir traiter tous ces points, il nous faudra nous familiariser quelque peu avec la dynamique des fluides compressibles ainsi qu'avec le comportement des écoulements supersoniques.

Les objectifs de cette étude sont multiples :

- calculer la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe en fonction des paramètres opératoires
- tenir compte de la nature supersonique du jet et des ondes chocs présentes
- évaluer la contrainte de cisaillement dans le gaz
- estimer la distance sur laquelle l'écoulement reste supersonique dans la saignée

### 6.1.1. Rappels sur les fluides compressibles et les chocs

Une partie importante de la modélisation du phénomène de découpe laser consiste à relier les caractéristiques initiales du gaz d'assistance, pression initiale essentiellement, à la vitesse d'éjection verticale du métal en fusion. La dynamique des fluides compressibles permet le calcul de l'évolution d'un écoulement, que ce soit au sein de la buse ou bien ensuite dans une atmosphère à pression constante.

### 6.1.2. Définitions élémentaires concernant la pression

⇒ La pression habituelle, notion commune, est appelée *pression statique* ou pression thermique. Elle résulte de l'agitation thermique des molécules d'un gaz soumis à une température différente de zéro :

$$p_{stat} = nk_B T_0$$

Où :  $n$  est la densité du gaz (nombre de molécules de gaz par unité de volume), et  $T_0$  la température de l'écoulement.

Cette pression est une grandeur isotrope, représentée par une fonction scalaire.

⇒ La *pression dynamique* est relative à la vitesse de déplacement des particules d'un fluide :

$$p_{dyn} = \frac{1}{2} \rho_g v_g^2$$

Où  $\rho_g$  est la masse volumique du gaz et  $v_g$  la vitesse moyenne de l'écoulement.

⇒ La *pression motrice d'arrêt*. C'est la pression totale, pression statique plus pression dynamique. A l'endroit d'une ligne de courant, où l'on rencontre un point d'arrêt,  $v_g=0$ , nous avons égalité entre pression statique et pression d'arrêt.

$$P_{arret} = P_{stat} + P_{dyn}$$

Les pressions dynamique et d'arrêt sont des grandeurs de nature vectorielle. En effet, la pression dynamique est anisotrope, elle est appliquée dans la direction colinéaire au vecteur vitesse.

### 6.1.3. Vitesse du son et nombre de Mach

Dans un fluide compressible, la vitesse du son représente une grandeur très importante. Physiquement, elle correspond à la célérité de petites perturbations de densité se propageant au sein du fluide (pour une compréhension en profondeur cf. [Feynman 1992]).

La résolution de l'équation de propagation d'onde de densité fournit pour la vitesse du son, l'expression suivante :

$$c^2 = \left( \frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (\text{I-88})$$

Nous supposons être en présence d'un fluide parfait où les compressions et les dilatations sont adiabatiques. L'équation (I-88) détermine la vitesse du son d'après la compressibilité adiabatique de la substance.

Il faut cependant noter que cette vitesse est une grandeur locale de l'écoulement car elle dépend de la densité et donc de la température du gaz.

Pour un gaz parfait, l'équation d'état bien connue se note :

$$p = \frac{\rho RT}{\mu_g} \quad (\text{I-89})$$

Où  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $\mu_g$  est la masse molaire du gaz.



Nous pouvons relier la compressibilité adiabatique à la compressibilité isotherme par la relation thermodynamique suivante [Landau 1994] :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S = \frac{C_p}{C_v} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_T \quad (\text{I-90})$$

Ainsi, nous pouvons exprimer simplement la valeur de la vitesse locale du son en fonction de la température du milieu (vitesse du son au sens thermodynamique) :

$$c^2 = \frac{\gamma RT}{\mu_g} \quad (\text{I-91})$$

Où  $\gamma = C_{pg}/C_{vg}$  est le rapport des chaleurs massiques, Etant donné que  $\gamma$  ne dépend, en général, que faiblement de la température, la vitesse du son dans le gaz peut être posée proportionnelle à la racine carrée de la température. Cependant, à une température donnée, elle est indépendante de la pression du gaz.

Par définition le nombre de Mach d'un écoulement est égal au rapport de la vitesse du fluide en mouvement sur celle du son :

$$M = \frac{v_g}{c} \quad (\text{I-92})$$

Ceci est une définition locale étant donné que, à la fois,  $v_g$  et  $c$  varient le long de l'écoulement. Il va être nécessaire de définir des grandeurs indépendantes sur lesquelles s'appuyer afin de faire les calculs. Ces grandeurs sont appelées critiques.

#### 6.1.4. Grandeurs critiques

Une étude de la nature des écoulements, qu'ils soient sub- ou supersoniques, montrent que la densité de flux maximum dans le fluide est obtenue lorsque sa vitesse est égale à la vitesse locale du son. Dans ces conditions, nous définissons des grandeurs critiques qui seront notées \*.

$$j_* = \rho_* c_* \quad (\text{I-93})$$

La vitesse  $v_* = c_*$  est appelée vitesse critique. Dans le cas général d'un gaz arbitraire, les valeurs critiques des diverses quantités peuvent être exprimées en fonction de leurs valeurs au point où  $v_g = 0$  en résolvant simultanément les équations suivantes pour l'entropie et l'enthalpie (équations valables pour un écoulement permanent isentropique):

$$s_* = s_0, \quad h_* + \frac{c_*^2}{2} = h_0 \quad (\text{I-94})$$

Notons quelques rappels :

$$\begin{cases} h = C_{pg} T & (I-95) \\ \frac{R}{\mu_g} = C_{pg} - C_{vg} = C_{pg} \frac{\gamma - 1}{\gamma} \text{ relation de Mayer} & (I-96) \end{cases}$$

En utilisant les équations (I-95), (I-96) et (I-91), l'enthalpie peut se mettre sous la forme suivante :

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} pV = \frac{c^2}{\gamma - 1} \quad (I-97)$$

En insérant cette dernière équation dans (I-94), nous obtenons une expression de la vitesse critique du son en fonction de la vitesse du son à un point d'arrêt :

$$\frac{c_*^2}{\gamma - 1} + \frac{c_*^2}{2} = \frac{c_0^2}{\gamma - 1} \quad (I-98)$$

Nous en déduisons une relation pour la vitesse du son critique :

$$\boxed{c_*^2 = \frac{2}{\gamma + 1} c_0^2 = \frac{\gamma}{\gamma + 1} \frac{2RT_0}{\mu_g}} \quad (I-99)$$

Ce qui donne pour l'air ou l'azote ( $\gamma = 1.4$ ),  $c_* = 0.913 c_0$ , avec  $c_0 = 359 \text{ m/s}$ , à  $T_0 = 300 \text{ K}$

Nous définissons le nombre de Mach critique (vitesse normalisée) comme le rapport de la vitesse du gaz sur la vitesse critique du son :

$$M_* = \frac{v_g}{c_*} \quad (I-100)$$

Celui-ci est mieux adapté que le nombre de Mach classique, puisque  $c_*$  est une quantité constante à la différence de la vitesse  $c$  qui varie le long de l'écoulement.

### 6.1.5. Régime de l'écoulement

Dans l'écoulement stationnaire le débit est constant. La section  $S$ , la densité  $\rho_g$ , la vitesse  $v_g$  et le flux de masse de l'écoulement compressible sont liés par l'équation de continuité :

$$\frac{dm_g}{dt} = \rho_g S v_g = Cte \quad (I-101)$$

Par différentiation logarithmique nous obtenons :

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} + \frac{dS}{S} + \frac{dv_g}{v_g} = 0 \quad (I-102)$$

A l'aide de l'équation donnant la valeur de la vitesse du son en fonction de la densité et de l'équation de Bernoulli, nous aboutissons à l'égalité de Hugoniot, liant la variation de section de l'écoulement compressible à sa variation de vitesse :

$$\frac{dS}{S} = \left[ \left( \frac{v_g}{c} \right)^2 - 1 \right] \frac{dv_g}{v_g} = (M^2 - 1) \frac{dv_g}{v_g} \quad (\text{I-103})$$

Le nombre de Mach prend ici toute son importance : suivant que l'on se trouve avec  $M$  supérieur ou inférieur à 1, le comportement dynamique de l'écoulement va être sensiblement différent.

⇒ Lorsque  $M < 1$ , la vitesse de l'écoulement est *subsonique*, une perturbation se développant en son sein sera transmise à tout le milieu suite à la propagation isotrope des ondes sonores. L'équation précédente nous indique qu'une augmentation de la section de l'écoulement induit une diminution de sa vitesse globale.

⇒ Pour  $M > 1$ , la vitesse de déplacement des particules du gaz est supérieure à la vitesse de propagation des perturbations de densité. On parle alors d'écoulement *supersonique*. La conséquence de ceci est qu'une perturbation issue d'un certain point de cet écoulement ne peut s'y propager qu'en aval, à l'intérieur d'un cône dont l'angle au sommet, appelé angle de Mach,  $\alpha_{\text{Mach}}$ , est d'autant plus petit que le nombre de Mach est grand ( $\sin(\alpha_{\text{Mach}}) = 1/M$ ) [Landau 1994]. La conséquence physique du développement d'un tel écoulement est la présence d'ondes de choc droite ou oblique. Une perturbation créée en dehors de ce cône ne sera pas ressentie par l'écoulement. Nous constatons également que *l'augmentation de la section de l'écoulement supersonique entraîne une augmentation de sa vitesse globale*.

⇒ La vitesse critique ( $M = 1$ ) ne peut être atteinte que pour  $dS = 0$ , c'est-à-dire pour des sections stationnaires. Inversement,  $dS = 0$ , entraîne soit  $M = 1$ , soit  $dv_g = 0$  ; donc dans des sections minima, la vitesse est ou bien critique, ou bien extremum, minimum dans le cas supersonique.

Par conséquent l'écoulement gazeux présentant en sortie de buse une vitesse transsonique et se détendant dans l'air, va subir une augmentation de vitesse et atteindre le régime supersonique.

#### 6.1.6. Hypothèse sur l'utilisation des équations hydrodynamiques

Lors de la modélisation d'un phénomène, il est primordial de fixer son domaine de validité. Celui-ci est délimité par l'imposition des hypothèses de travail.

Dans le cas d'un écoulement à une dimension, d'un fluide à *masse volumique variable*, l'équation fondamentale est l'équation de Saint-Venant. Celle-ci satisfait les hypothèses suivantes [Brun 1960] :

- a) *Écoulement permanent*
- b) *Écoulement continu (absence de chocs)*

- c) *Ecoulement mono dimensionnel*
- d) *Ecoulement adiabatique*
- e) *fluide non pesant*
- f) *fluide non visqueux*
- g) *fluide obéissant aux lois des gaz parfaits*
- h) *fluide ayant un rapport des chaleurs spécifiques constant*

L'équation fournissant l'évolution de la vitesse d'un écoulement le long d'une ligne de courant, se note :

$$v^2 - v_1^2 = \frac{2}{\gamma - 1} c_1^2 \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (\text{I-104})$$

où  $c_1$  est la vitesse locale du son dans le milieu 1. Comme nous le verrons ultérieurement cette équation sera à la base de notre modélisation de l'écoulement du gaz dans la saignée.

Dans les conditions qui nous intéressent, la vitesse initiale du gaz est nulle,  $v=0$ , pour une pression de travail égale à  $p_0$ . L'équation (I-104) peut s'exprimer en fonction du nombre de Mach:

$$M_1^2 = \frac{2}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (\text{I-105})$$

La pression  $p_1$  est inconnue et dépend des conditions de propagation de l'écoulement.

### 6.1.7. Rappels sur les ondes de choc

Les rappels que nous allons faire peuvent aisément se trouver dans tous les livres traitant le sujet. Cependant, il est important de bien s'imprégner de ces idées qui ne sont pas, de prime abord, tout à fait évidentes.

#### 6.1.7.a. Notions et définitions

Une onde de choc est un phénomène discontinu qui va permettre à un écoulement supersonique compressible de se retrouver dans un état différent de celui qu'il possédait avant le choc et qui lui est imposé par le milieu extérieur : conditions de pression, présence d'obstacle. Dans notre cas, nous parlerons de chocs stationnaires, car c'est l'écoulement qui se déplace à travers lui et non le contraire. La situation inverse existe bien évidemment, c'est le cas des explosions, où le choc se déplace dans un milieu initialement au repos.

La théorie des caractéristiques prouve qu'un écoulement supersonique ignore les conditions qui règnent en aval. Le seul moyen pour lui de satisfaire aux conditions aval est la génération d'un choc qui assurera la transition voulue.

Les discontinuités créées au niveau du choc concernent la pression, la température, la masse volumique et la vitesse de l'écoulement. En fonction des conditions avals, le choc possède une amplitude plus ou moins importante et nous sommes amenés à différencier les chocs forts des chocs faibles.

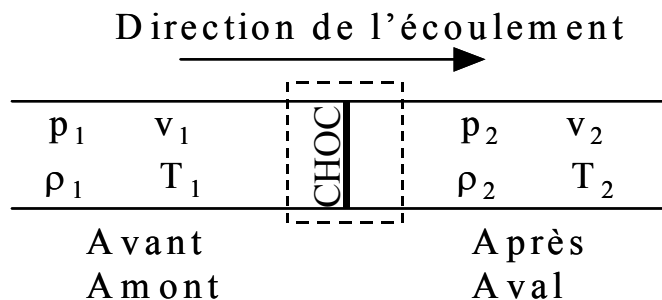
Les chocs forts sont ceux qui rendent l'écoulement subsonique et correspondent à la classe des chocs droits et des chocs obliques forts. En d'autres termes, au passage à travers un choc fort, l'écoulement se retrouve subsonique. Les chocs faibles sont *a contrario* ceux qui permettent à l'écoulement de rester supersonique après le passage au travers du choc : ce sont les chocs obliques faibles et les ondes de Mach.

6.1.7.b. *Relations fondamentales*

Un formalisme mathématique a été développé à partir des équations de bilan de masse, de quantité de mouvement et d'énergie afin de déterminer les grandeurs caractéristiques de l'écoulement après le choc.

6.1.7.c. *Choc droit*

Nous restreindrons les relations à celles qui nous seront utiles par la suite. Nous utilisons la description suivante. Plaçons-nous dans une conduite au voisinage d'un choc perpendiculaire à la direction principale de l'écoulement.



Les indices 1 et 2 indiquent les conditions dans l'écoulement avant et après le passage au travers du choc. En ce qui nous concerne, nous cherchons à connaître la vitesse de l'écoulement dans la saignée. Nous nous focaliserons donc sur l'évolution de la vitesse au travers des chocs. La relation donnant l'expression de nombre de Mach après le choc connaissant le nombre de Mach de l'écoulement avant le choc est la suivante [Viollet 1997] :

$$M_2^2 = \frac{M_1^2 + \frac{2}{\gamma - 1}}{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} M_1^2 - 1} \quad (\text{I-106})$$

Cette expression est obtenue en combinant les trois équations bilan précédemment mentionnées. Nous avons représenté l'évolution du nombre de Mach après le choc,  $M_2$ , en fonction de celui avant le choc  $M_1$  sur la Figure I-20.  $M_2$  est d'autant plus faible que l'intensité du choc droit est grande, c'est-à-dire que le nombre de Mach  $M_1$  est grand.

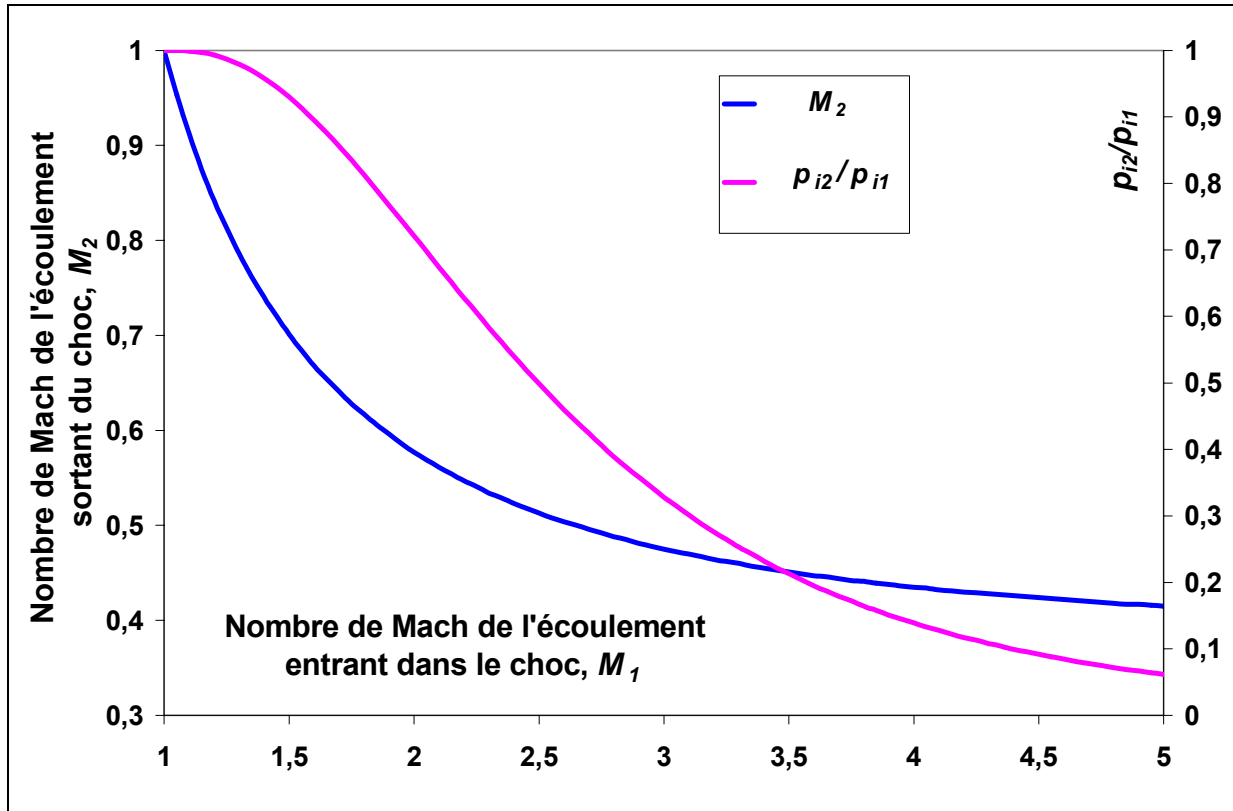


Figure I-20 : Nombre de Mach  $M_2$  sortant du choc droit en fonction du nombre de Mach  $M_1$  entrant. Evolution du rapport des pressions d'arrêt en fonction du nombre de Mach,  $\gamma=1.4$ .

Une autre relation importante est celle qui lie la valeur des pressions d'arrêt avant et après le choc. C'est ce que l'on appelle également le facteur de perte de charge. Celui-ci est lié au fait qu'un choc est un processus irréversible adiabatique, qui par conséquent, ne peut voir qu'une croissance de l'entropie de l'écoulement. La pression statique après le choc est forcément supérieure, alors que sa pression d'arrêt est diminuée.

Nous représentons l'évolution de cette perte de charge dans la Figure I-20. A l'instar des nombres de Mach avant et après le choc droit, la pression d'arrêt derrière le choc,  $p_{i2}$  est d'autant plus faible que l'intensité du choc est grande.

$$\frac{p_{i_2}}{p_{i_1}} = \frac{\hat{p}_0}{p_0} = \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \left( \frac{M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \left( \frac{1}{\gamma M_1^2 - \frac{\gamma-1}{2}} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (\text{I-107})$$

Nous allons maintenant nous attarder quelque peu sur l'étude des chocs obliques.

#### 6.1.7.d. Choc oblique

Un écoulement supersonique soumis à un changement de direction va voir se créer en son sein une onde de choc oblique (Figure I-21). Il est possible, comme précédemment de relier la valeur du nombre de Mach après le choc,  $M_2$ , à celle d'avant le choc,  $M_1$ . Seulement nous aurons maintenant une dépendance en fonction des deux angles que sont :

L'angle de déflexion  $\psi$  de l'écoulement par rapport à sa direction incidente

L'angle du choc oblique  $\varpi$

$$M_2^2 \sin^2(\varpi - \psi) = \frac{M_1^2 \sin^2 \varpi + \frac{2}{\gamma-1}}{\frac{2\gamma}{\gamma-1} M_1^2 \sin^2 \varpi - 1} \quad (\text{I-108})$$

Il est également possible d'exprimer la valeur de l'angle du choc en fonction de la valeur du nombre de Mach incident et de l'angle de déflexion du jet :

$$\tan \psi = \frac{2}{\tan \varpi} \frac{M_1^2 \sin^2(\varpi) - 1}{2 + M_1^2 [\gamma + \cos(2\varpi)]} \quad (\text{I-109})$$

Ces deux équations permettent, par élimination de l'angle  $\varpi$  d'obtenir une relation entre le nombre de Mach  $M_2$ , derrière le choc, le nombre de Mach  $M_1$  devant le choc et l'angle de déflexion. Le point physique intéressant est que la modification de la direction de l'écoulement amène soit une compression ( $d\psi > 0$ ), soit une détente ( $d\psi < 0$ ) en fonction du signe de l'angle d'inclinaison. Par l'intermédiaire de l'équation (I-109), il est possible de relier ce gradient de pression à l'angle de déflexion du jet quand celui-ci est soumis à un changement progressif de direction d'angle  $d\psi$  [Viollet 1997] :

$$\frac{dp}{p} = \gamma \frac{M^2}{\sqrt{M^2 - 1}} d\psi \quad (\text{I-110})$$

Dans cette équation il est supposé que le gradient de pression induit par le changement de direction concerne des écoulements exclusivement supersoniques. En effet, en présence de chocs obliques de faible intensité, il est possible pour l'écoulement de rester supersonique derrière le choc. On appelle les chocs qui laissent l'écoulement aval supersonique, des « chocs faibles ».

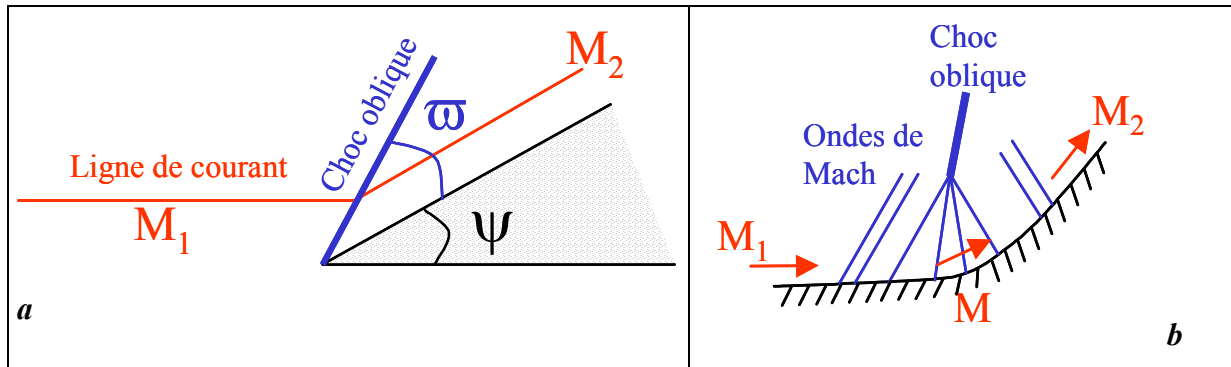


Figure I-21 : Choc oblique :

**a** : apparition d'un choc oblique suite à la présence d'un obstacle sur le trajet de l'écoulement,  $\psi > 0$ ,  $M_2 < M_1$

**b** : compression graduelle suite changement progressif de direction de l'écoulement,  $d\psi > 0$ ,  $M_2 < M_1$

NB : lorsque l'angle de déflexion de l'écoulement tend vers 0, le choc oblique devient ce que l'on appelle une onde de Mach.

La présence d'un gradient de pression dans la direction de propagation de l'écoulement va bien entendu modifier sa dynamique. Il peut même, dans certaines conditions se produire un décollement du jet. Partant nous de ces notions nous calculerons ultérieurement l'influence effective de ce gradient de pressions sur la vitesse du jet de gaz dans la saignée.

## 6.2. Modélisation de l'écoulement gazeux

Après ces quelques définitions relatives aux fluides compressibles, il est temps de s'intéresser à l'écoulement gazeux tel qu'il se présente dans le procédé de la découpe laser. Différentes modélisations existent : sous forme analytique ou semi-analytique, [Vicanek 1987a], [Duan], à l'aide de logiciels de calculs par éléments finis qui résolvent complètement les équations de Navier Stokes compressibles [Horizawa], [Chen 1998], [Duan 2001]. L'équipe du Pr. Schulz travaille aussi sur cette thématique. Des images de simulations sont disponibles sur son site internet : <http://www.ilt.fraunhofer.de/nld>

L'étude de l'influence de la forme de la buse sur le comportement dynamique de l'écoulement gazeux a été menée par Fieret [Fieret 1987]. Des expériences de strioscopie permettant d'observer la structure des chocs au cœur de la saignée ont également été faites [Horizawa], [Duan].

Nous avons cependant décider de mettre en place notre propre modélisation semi-analytique du calcul de l'écoulement gazeux au sein de la saignée. Cela permet de comprendre en profondeur le problème physique et d'en mesurer les limites. De plus, l'exigence de réaliser



un modèle complet de découpe laser, devant fonctionner rapidement sur un ordinateur standard nous empêche d'utiliser les moyens numériques existants et développés autour de logiciels complexes résolvant le champ de vitesse complet d'un écoulement gazeux autour d'une structure (logiciel Fluent par exemple). Ajoutons à cela, que les logiciels existants ne sont pas adaptés à l'interaction fluide-structure dans les conditions rencontrées en découpe laser. Si cela était le cas, il ne servirait plus à rien de tenter une modélisation du procédé de découpe laser.

### 6.2.1. Principe de la méthode employée

Résumons maintenant la méthode employée afin de déduire la valeur de la vitesse de l'écoulement gazeux dans la saignée en ne connaissant que  $p_0$ , pression statique du gaz dans le réservoir. Le problème est scindé en deux zones distinctes (Figure I-23), la première correspond à l'espace avant le choc et la seconde, après le choc. Sur une ligne de courant allant du réservoir jusqu'au choc, les hypothèses permettant l'utilisation de l'équation de Saint-Venant sont satisfaites. Nous supposons l'écoulement isentropique sur celle-ci. Nous calculons la section de l'écoulement au niveau de la surface de l'échantillon, lieu où nous supposons que le choc oblique fort se produit. Ensuite nous déduisons la valeur du nombre de Mach avant le choc,  $M_1$ , en utilisant le rapport des sections de l'écoulement.

Après le choc, nous appliquons l'équation de Saint-Venant, appliquée à un écoulement se détendant jusqu'à la pression ambiante. En effet, dans la saignée le jet peut se détendre jusqu'à la pression ambiante dans le plan  $xz$ . Seulement la pression d'arrêt à prendre en compte dans cette partie de l'écoulement (après le choc), n'est plus  $p_0$  initial, mais une pression d'arrêt modifiée par le passage au travers du choc (pression d'arrêt équivalente dans le milieu 2,  $\hat{p}_0$ ). Cette pression d'arrêt modifiée est calculée par l'intermédiaire de la perte de charge au travers du choc. Une fois, que le nombre de Mach après le choc est obtenu (à l'aide de l'équation de Saint Venant dans le milieu 2), nous déduisons la valeur de la vitesse en la multipliant par la vitesse locale du son. Concrètement, nous passons par le calcul des grandeurs critiques. Le nombre de Mach critique tient compte de la pression d'arrêt modifiée alors que la vitesse du son critique est indépendante de la présence du choc, car il n'y a pas de variation des températures génératrices (c'est-à-dire des températures dans n'importe quel réservoir équivalent). La vitesse du gaz dans la saignée sera prise égale à la moyenne de la vitesse présente juste derrière le choc d'entrée (vitesse subsonique) et de la vitesse maximum atteinte sur les bords du jet (vitesse supersonique).

### 6.2.2. Écoulement dans la buse

Au départ, nous avons un réservoir sous pression, bouteille ou installation de gaz. Le seul diagnostic que nous possédons sur celui-ci est la pression statique du gaz (ou pression d'arrêt  $p_i$ ). Le gaz est alors au repos. Afin de l'injecter au cœur du processus de découpe, une buse est placée coaxialement au faisceau laser. La buse est caractérisée typiquement par deux paramètres que sont sa forme (convergente, droite, convergente-divergente) et sa section de sortie. Le gaz, sous l'action de la différence de pression existant entre l'intérieur et l'extérieur du réservoir, se met en mouvement et accélère dans la partie convergente de la buse de soufflage. La forme de sortie de la buse influe directement sur la vitesse de l'écoulement.

L'hypothèse de base consiste à supposer que l'enthalpie dans l'écoulement présente la même valeur quelle que soit la ligne de courant considérée. Cette hypothèse est valable dans le cas d'écoulements s'effectuant entièrement à partir d'un état initial homogène. Une seconde hypothèse est de considérer l'écoulement comme étant isentropique jusqu'en sortie de buse. Ceci implique que la pression au repos,  $p_0$ , est constante sur toutes les lignes de champs de vitesse.

Dans un système de soufflage convergent ou droit, la dynamique des gaz montre que l'écoulement, peut au mieux, atteindre une vitesse transsonique en sortie de buse. Cette vitesse de sortie est directement liée à la différence de pression existant entre le milieu intérieur, où règne une pression  $p_0$ , et le milieu extérieur dans lequel va se développer l'écoulement. Une relation fournit ce rapport de pression dans le cas où la vitesse en sortie de buse est sonique (pour un nombre de Mach égal à 1 :  $M=v_g/c=1$ ) :

$$\frac{p_c}{p_0} = \frac{p_a}{p_{0c}} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{I-111})$$

Cette relation permet de calculer soit la pression extérieure critique,  $p_c$  en fonction de la pression dans le réservoir satisfaisant à  $M=1$ , soit, connaissant la pression extérieure, pression atmosphérique  $p_a$  par exemple, de calculer la pression critique au repos,  $p_{0c}$ .

Nous concernant, l'écoulement gazeux a lieu dans l'air à la pression ambiante. Ceci implique une différence de pression critique  $\Delta p_c$  qui doit permettre d'atteindre un écoulement sonique. Celle-ci se calcule à l'aide de la relation suivante :

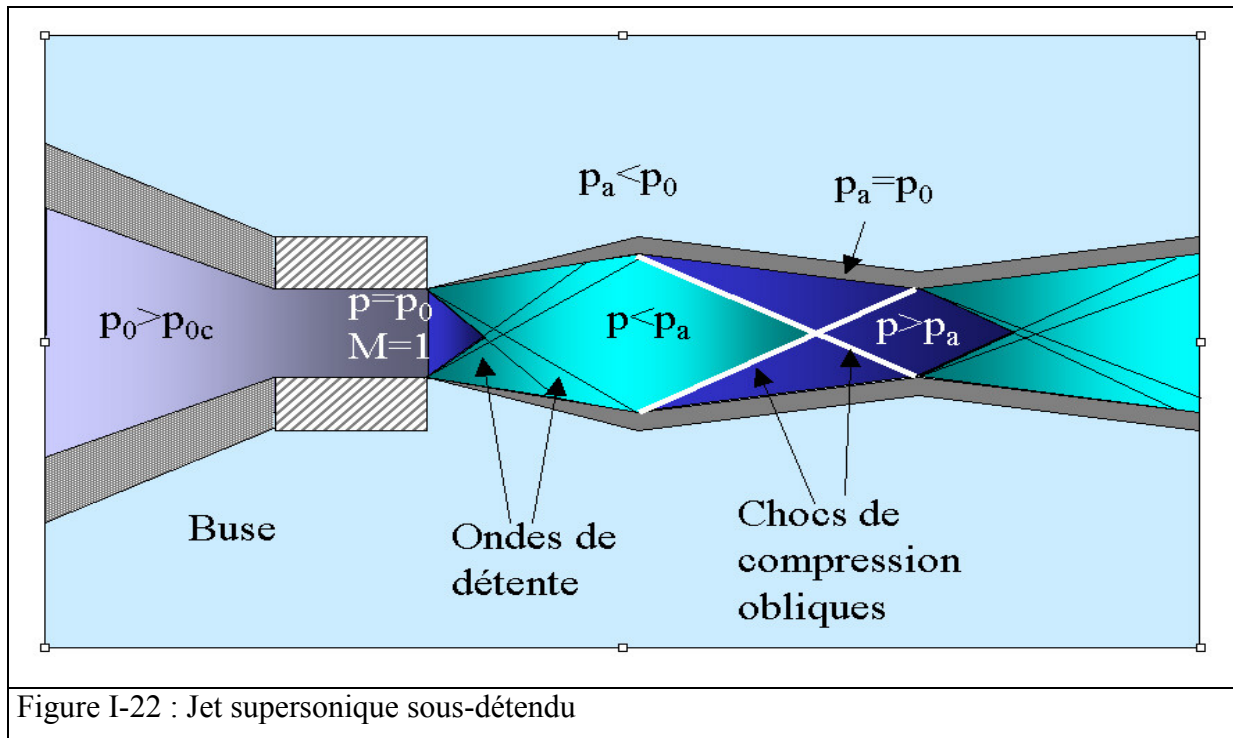
$$\Delta p_c = p_{0c} - p_a = p_a \left[ \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} - 1 \right] \quad (\text{I-112})$$

Pour un coefficient d'adiabaticité égal à 1.4 (cas de l'air et de la l'azote) et une pression atmosphérique de 1 bar, la valeur de  $\Delta p_c$  est de 0.89 bar. En deçà de cette différence relative de pression, l'écoulement ne peut qu'être subsonique ( $M < 1$ ) en sortie de buse.

Si dans le cadre des buses discutées actuellement, l'on augmente continûment la pression statique, la vitesse n'augmente plus, cependant la densité du gaz varie afin d'augmenter le débit en proportion de l'augmentation de pression.

### 6.2.3. Jet supersonique

L'écoulement sonique en sortie de buse présente une pression interne supérieure à la pression du milieu dans lequel il se détend (milieu ambiant à la pression atmosphérique). Dans ce cas, l'écoulement se détend progressivement dans l'air, et augmentant sa section, devient supersonique. Nous disons avoir affaire à un jet *sous-détendu* (Figure I-22) [Masuda 1994], [Man 1998]. L'écoulement diverge en sortie de buse par un faisceau de détente ; cette augmentation de la section de la veine supersonique permet de diminuer la pression de sorte qu'en limite de jet la pression soit égale à la pression ambiante  $p_a$ . Les deux faisceaux de détente issus de chaque lèvre de l'orifice de sortie de la buse se rejoignent, ce qui amène la pression à un niveau inférieur à la pression ambiante. Afin de conserver la pression égale à  $p_a$  en limite de jet, des chocs obliques amènent la compression nécessaire (en effet d'après le deuxième principe de la thermodynamique, seuls les chocs de compression sont physiquement possibles).



On observe alors le long de l'axe du jet des oscillations de la pression autour de  $p_a$ , avec une succession d'ondes de détente et de chocs obliques. Il faut bien entendu préciser que la Figure I-22, ainsi que l'explication qui a été fournie correspondent au développement d'un écoulement gazeux supersonique libre, c'est-à-dire sans obstacle apparent. La situation rencontrée dans le cadre de la découpe laser est toutefois différente car la buse se trouve, en général, à une distance de l'ordre du mm par rapport à la surface de l'échantillon. La présence d'un obstacle sur le trajet de l'écoulement modifie très fortement son comportement dynamique. Nous allons voir que l'obstacle a pour conséquence de générer un choc droit sur le trajet de l'écoulement gazeux. Il est également intéressant de calculer la valeur de l'angle de divergence de l'écoulement en sortie de buse. Nous avons vu que dans le cas des buses présentant une section minimale en sortie, la vitesse maximum du jet est la vitesse locale du son. C'est également à cet endroit que le débit de masse passe par sa valeur maximum. Une relation permet d'exprimer ce débit-masse en fonction de la pression initiale uniquement [Landau 1994]:

$$Q_{\max} = \rho_* v_* A_* = \sqrt{\gamma p_0 \rho_0} \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}} \pi \left( \frac{d_b}{2} \right)^2 \quad (\text{I-113})$$

Où  $d_b$  représente le diamètre de sortie de la buse.

Il est possible, moyennant l'utilisation de la théorie des caractéristiques, d'obtenir la forme de l'écoulement lors de sa propagation après la buse et ainsi de calculer les valeurs des angles de divergence de l'écoulement. Ce travail est délicat et nous utiliserons les résultats de simulations menés par H.C. Man [Man 1998]. D'après ceux-ci, il est possible d'obtenir une loi d'évolution entre  $\theta_s$ , l'angle de divergence de l'écoulement supersonique en sortie de buse et  $p_0$ , en supposant qu'ils sont liés linéairement :

$$\boxed{\theta_s = 2.45 p_0 - 0.41(p_a + \Delta p_c)} \quad (\text{I-114})$$

La pression est donnée en bar et la valeur de l'angle de divergence est obtenu en degré.

Nous supposons que cette équation est valide dans le domaine des pressions rencontrées habituellement en découpe laser (entre 2 et 20 bars pour la découpe à l'azote).

#### 6.2.4. Evaluation de la vitesse moyenne de l'écoulement dans la saignée

Reprenons l'écoulement en sortie de buse. Celui-ci possède la vitesse locale du son. La pression extérieure étant inférieure à la pression dynamique du gaz en sortie de buse, celui-ci subit une expansion qui le rend supersonique. Cependant, le régime stationnaire d'ondes d'expansion / compression ne s'établit pas. La présence de l'échantillon à environ 1mm de l'orifice de sortie de la buse (échantillon présentant une saignée de largeur comprise entre 200

et 400 $\mu\text{m}$ , alors que le diamètre de buse est compris entre 1 et 2mm) entraîne la génération d'une onde de choc droite en amont de l'échantillon. La géométrie de la saignée intervient à ce niveau. Nous supposons que le choc droit s'incurve progressivement alors que nous pénétrons dans la saignée où nous devons avoir un choc oblique fort. De plus, l'écoulement n'étant plus libre, il lui est impossible de se détendre jusqu'à égaliser sa pression interne avec la pression du milieu extérieur. Connaissant, pour une pression initiale donnée, la valeur de l'angle de divergence du jet, nous pouvons évaluer sa pression de détente atteinte lors de la rencontre avec le choc et calculer la valeur du nombre de Mach dans le milieu 1, à l'entrée du choc. L'augmentation du rayon de l'écoulement,  $\Delta r$ , en fonction de  $h$  (distance buse-échantillon) et de  $\theta_s$  (angle de divergence du jet) est donné par une simple relation trigonométrique :

$$\Delta r = h \tan \theta_s \quad (\text{I-115})$$

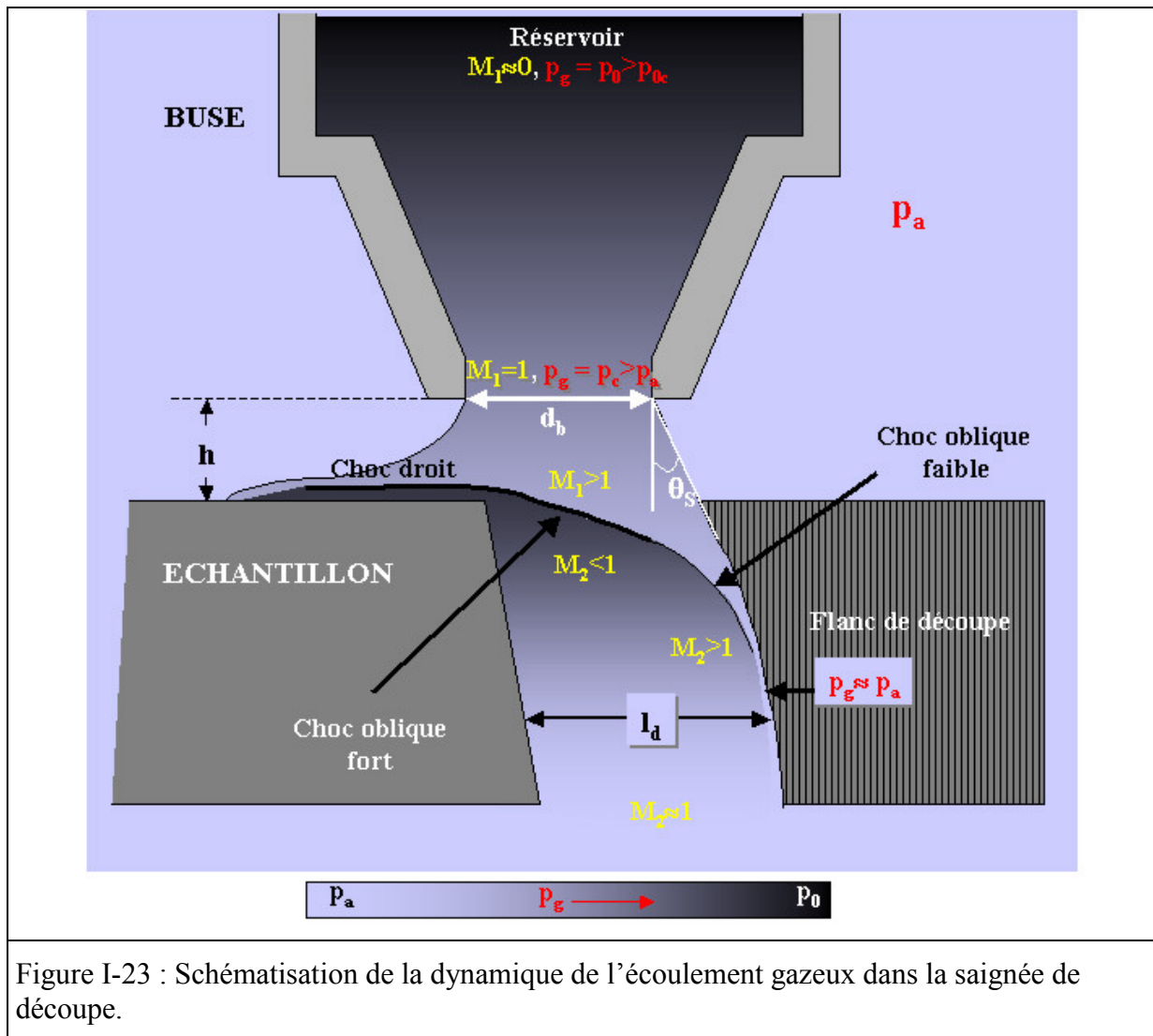
Cette augmentation de la section de jet, de  $A_* = \pi (d_b/2)^2$ , en sortie de buse jusqu'à  $A_1 = \pi (d_b/2 + h \tan \theta_s)^2$ , section de l'écoulement au niveau du choc, peut être reliée au nombre de Mach à l'entrée du choc,  $M_1$ , par l'intermédiaire de la relation suivante [Shapiro 1953] :

$$\frac{A_1}{A_*} = \left( 1 + \frac{2h \tan \theta_s}{d_b} \right)^2 = \frac{1}{M_1} \left[ \frac{2}{\gamma + 1} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (\text{I-116})$$

Le terme de gauche de cette équation est une constante dépendante de trois paramètres :

- la pression initiale,  $p_0$ , à travers la valeur de l'angle de divergence du jet
- la distance buse-pièce,  $h$
- le diamètre de sortie de la buse de découpe,  $d_b$

Ces conditions étant définies au préalable, il suffit d'itérer sur la valeur du nombre de Mach  $M_1$ , jusqu'à satisfaction de l'égalité. Nous connaissons alors le nombre de Mach à l'entrée du choc. Celui-ci sera la valeur de départ pour les calculs ultérieurs de vitesse d'écoulement à travers le choc.



#### 6.2.4.a. Partie subsonique de l'écoulement

Comme nous l'avons exposé auparavant, l'écoulement peut-être divisé en deux zones, la première subissant un choc fort qui va la ramener dans une région de vitesse subsonique et la seconde traversant les bords du choc oblique (choc faible) et qui reste supersonique. La séparation s'opère au niveau du choc oblique d'entrée. Afin de simplifier le calcul, nous utiliserons les équations du choc droit. L'équation (I-116) permet d'obtenir la valeur du nombre de Mach avant le choc d'entrée,  $M_1$ , à partir de paramètres opératoires d'entrée ( $p_0$ ,  $h$ , et  $d_b$ ). Afin de calculer le nombre de Mach derrière la partie forte du choc d'entrée dans la saignée,  $M_2$ , nous utilisons la relation (I-106). Cette partie de l'écoulement redevient subsonique.

La vitesse du jet juste après le choc fort peut être exprimée par l'intermédiaire du nombre de Mach critique dans le milieu 2,  $M_2^*$ , [Shapiro 1953]°:

$$(M_2^*)_{\text{sub}}^2 = \frac{\frac{\gamma+1}{2}(M_2^2)_{\text{sub}}}{1 + \frac{\gamma-1}{2}(M_2^2)_{\text{sub}}} \quad (\text{I-117})$$

L'utilisation de l'équation du choc droit (I-106) permet, après quelques manipulations, d'exprimer le nombre de Mach subsonique critique dans le milieu 2 comme suit :

$$(M_2^*)_{\text{sub}}^2 = \frac{(\gamma^2 - 1)M_1^2 + 2(\gamma + 1)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} \quad (\text{I-118})$$

Comme nous l'avons déjà mentionné, le nombre de Mach dans le milieu 1, avant le choc fort, est calculé à l'aide de l'équation (I-116).

#### 6.2.4.b. Partie supersonique de l'écoulement

En pratique, l'écoulement est bien plus complexe et ne se limite pas à une ligne de courant qui traverse un choc fort. Des images obtenues par striescopie montrent qu'une structure de choc existe dans la saignée de découpe. Ainsi, derrière le choc d'entrée, nous avons un écoulement présentant une partie subsonique (à l'endroit du choc fort) mais également une partie supersonique sur les bords sur jet.

Nous considérons maintenant une ligne de courant où la pression décroît jusqu'à la pression ambiante. Appliquons l'équation de Saint-Venant, (I-105), sur cette ligne de courant, :

$$(M_2^2)_{\text{super}} = \frac{2}{\gamma - 1} \left[ \left( \frac{\hat{p}_0}{p_a} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad \text{après le choc} \quad (\text{I-119})$$

Les pressions d'arrêt avant et après le choc sont reliées par l'équation (I-107) fournissant le facteur de perte de charge au passage du choc.

L'introduction des grandeurs critiques nous permet de généraliser les expressions puisque ces valeurs (vitesses critiques) sont des grandeurs globales de l'écoulement. Nous définissons le nombre de Mach critique pour l'écoulement supersonique (après le choc) comme suit:

$$(M_2^*)_{\text{super}}^2 = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_a}{\hat{p}_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \quad (\text{I-120})$$

En utilisant l'équation de la perte de charge au passage du choc, (I-107), et en exprimant la rapport de la pression initiale sur la pression ambiante grâce à l'équation (I-105), en fonction

de  $M_1$ ,  $\frac{p_0}{p_a} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ , nous pouvons exprimer, le nombre de Mach critique supersonique dans le milieu 2 comme suit :

$$\left( M_2^* \right)_{\text{super}}^2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[ 1 - \frac{1}{M_1^2} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \left( \gamma M_1^2 - \frac{\gamma-1}{2} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \right] \quad (\text{I-121})$$

Nous déduisons la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux dans la saignée à partir des grandeurs critiques :

$$\bar{v}_{gs} = 0.5 \left[ \left( M_2^* \right)_{\text{sub}} + \left( M_2^* \right)_{\text{super}} \right] c_* \quad (\text{I-122})$$

Cette relation tient compte de plusieurs choses. Nous n'avons pas résolu le profil du champ de vitesse dans l'écoulement, cependant nous avons supposé qu'après une courte détente, le jet rencontre un choc fort dû à la présence de l'échantillon. Ceci ramenait une partie de l'écoulement à une vitesse subsonique (vitesse minimum de l'écoulement à l'entrée dans la saignée). Cependant, vu la complexité effective du problème, il est évident que le champ de vitesse est inhomogène. Le jet se détend à nouveau dans la saignée et nous avons donc calculé la vitesse maximum qu'il pouvait atteindre en se détendant jusqu'à la pression ambiante (utilisation de l'équation de Saint-Venant dans le milieu 2). Ceci a permis l'évaluation de la vitesse supersonique maximum dans le milieu 2 (après le choc, (I-121)).

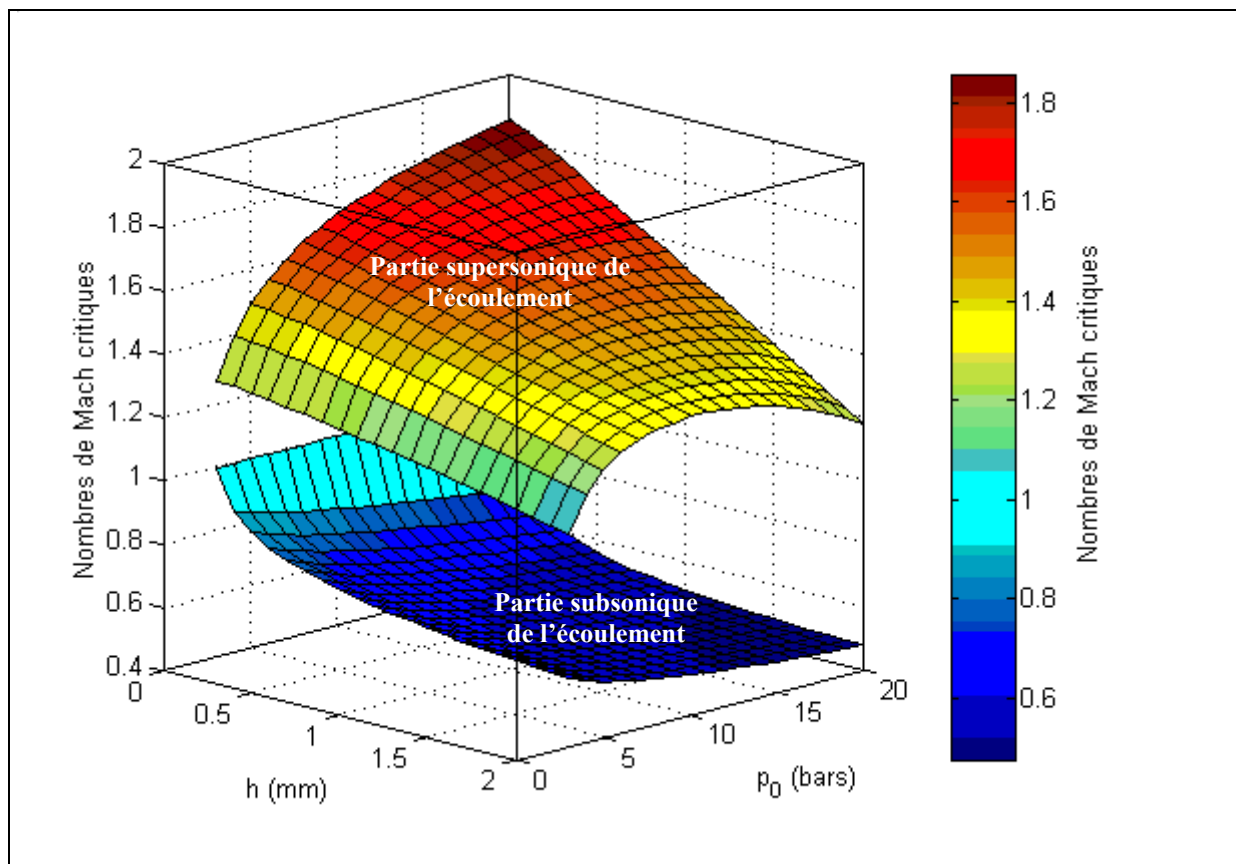


Figure I-24 : Evolution des nombres de Mach sub- et supersoniques critiques de l'écoulement en fonction de la pression initiale dans la buse,  $p_0$ , et de la distance buse-pièce,  $h$  ( $p_a=1\text{bar}$ ,  $\gamma=1.4$ ).



Nous faisons finalement l'hypothèse que la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe est la moyenne pondérée des deux vitesses précédemment mentionnées, sub- et supersonique. C'est cette valeur de vitesse que nous utiliserons dans le modèle global de découpe. Cependant nous fournissons en annexe 2, un calcul relatif à la décroissance effective de la vitesse du gaz dans la saignée.

La Figure I-24 présente l'évolution des deux composantes de vitesses, nombre de Mach sub- et supersoniques, de l'écoulement gazeux à l'entrée de la saignée, en fonction de la pression initiale du gaz dans le réservoir,  $p_0$  et de la distance buse-pièce,  $h$ . Ces deux composantes suivent une évolution quasi-symétrique par rapport au nombre de Mach unité. Lorsque la pression initiale augmente, la vitesse moyenne de l'écoulement avant le choc droit augmente, pour un  $h$  fixé. La partie centrale de l'écoulement est d'autant plus ralenti que le choc droit est intense, alors que les bords du jet se détendent jusqu'à une vitesse maximum. Quand, à pression constante, on augmente la distance buse-pièce, l'écoulement se détend sur une distance plus importante, avant de traverser le choc droit. La vitesse en entrée de la saignée est d'autant plus grande que la buse est éloignée de l'échantillon. L'intensité du choc suit la même évolution, par conséquent, le nombre de Mach subsonique est d'autant plus faible que  $h$  est grande, alors que le nombre de Mach supersonique augmente quant à lui.

La Figure I-25 montre l'évolution du nombre de Mach,  $M_{gs}$ , moyenne des deux nombres de Mach précédents (sub- et supersonique). Les remarques faites relativement à la Figure I-24, sont de nouveau valables.

Quand, à pression constante, on augmente la distance buse-pièce, on diminue la vitesse moyenne du gaz à l'entrée de la saignée, car l'intensité du choc droit augmente en proportion. Ainsi, il semble évident que la maximisation de l'efficacité de l'écoulement gazeux pour une utilisation en découpe laser serait obtenue en maximisant la pression initiale du gaz et en « collant » littéralement la buse à l'échantillon. Le rapport d'aspect entre la section de l'écoulement et le diamètre de la saignée tendrait vers un (équation (I-116)), minimisant les pertes relatives à l'expansion latérale du jet et économisant ainsi une bonne quantité de gaz de découpe. Le débit de gaz entrant dans la saignée serait maximum et permettrait d'être entièrement dédié à l'évacuation du métal fondu. A ce propos, une étude très instructive, menée par Chen et Yao, à justement porter sur les conditions expérimentales requises permettant d'optimiser la qualité de la découpe en ajustant la pression initiale du gaz et la distance buse-échantillon [Chen 1999b].

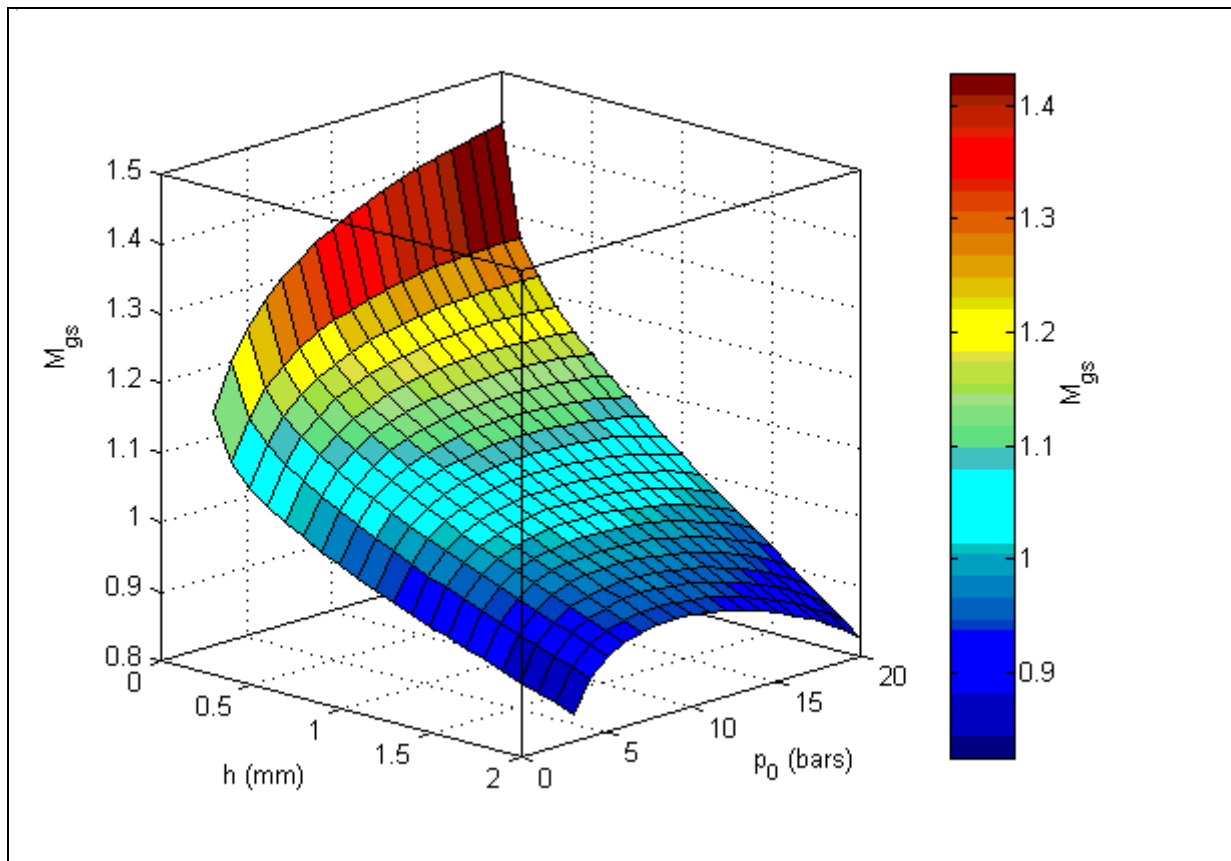


Figure I-25 : Evolution du nombre de Mach moyen de l'écoulement entrant dans la saignée en fonction de la pression initiale dans la buse,  $p_0$ , et de la distance buse-pièce,  $h$  ( $p_a=1$  bar,  $\gamma=1.4$ ).

Ils ont clairement montré que la structure du choc liée à l'interaction du jet de gaz avec la surface supérieure de l'échantillon (choc droit), jouait un rôle prépondérant dans l'évacuation du métal fondu. C'est en minimisant l'intensité de ce choc d'entrée que l'on augmente l'efficacité du processus d'enlèvement de matière. Les débits de métal fondu évacués sont maximum pour une distance buse-pièce nulle. De plus, pour des distances buse-pièce inférieures à 1 mm, l'efficacité du processus d'évacuation du métal fondu augmente avec la pression initiale du gaz. C'est également ce que l'on peut déduire de la Figure I-25, pour les faibles valeurs de  $h$ . En revanche, il est intéressant de noter que pour des valeurs de  $h$  croissantes, le profil du nombre de Mach moyen en fonction de la pression du gaz passe par un maximum aux alentours de 8 à 10 bars puis diminue. Dans ce genre de configurations opératoires, ( $h > 1$  mm), l'important n'est plus d'avoir une pression de gaz maximum, mais de trouver le compromis qui maximise la vitesse du gaz en entrée dans la saignée (obtenu donc pour des valeurs de pression comprises entre 8 et 10 bars !).

### 6.3. Influence du front de découpe sur l'écoulement

L'écoulement va maintenant interagir avec le front de découpe. Son rôle va être d'évacuer le métal liquide par frottement à l'interface liquide-gaz. Nous allons tout d'abord discuter la nature de l'écoulement au sein de la saignée, puis nous étudierons les notions de couche limite et de contrainte de cisaillement.

#### 6.3.1. Nature de l'écoulement gazeux

##### 6.3.1.a. Le nombre de Reynolds : différents types d'écoulements

La vitesse du jet à l'entrée de la saignée est uniquement fonction de la pression initiale de travail. Les écoulements fluides sont typiquement classés en deux catégories. Celles-ci dépendent de la nature du fluide par l'intermédiaire de sa viscosité ainsi que de sa dynamique (vitesse). Un nombre sans dimension, appelé nombre de Reynolds et noté  $Re$ , associe ces différents paramètres :

$$\boxed{Re = \frac{\rho_g L v_g}{\eta_g} = \frac{L v_g}{\nu_g}} \quad (I-123)$$

Où  $L$  est une dimension caractéristique de l'écoulement,  $v_g$  sa vitesse et  $\eta_g$ , sa viscosité dynamique, en  $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$  ( $\nu_g = \eta_g / \rho_g$  est appelée viscosité cinématique, son unité est donnée en  $\text{m}^2/\text{s}$ ).

La nature d'un écoulement est directement reliée à la valeur de son nombre de Reynolds. En ce qui concerne l'écoulement dans des conduites (ce qui correspond approximativement à notre situation), nous avons :

→  $Re < 2000$  : écoulement laminaire dans tous les cas

Le changement de régime de d'écoulement de laminaire à turbulent est un problème de stabilité de l'écoulement. La valeur du nombre de Reynolds pour lequel un écoulement laminaire devient turbulent est donnée par un nombre de Reynolds critique,  $Re_{cr}$ . Les expériences montrent en général que pour les conduites cylindriques, on a :

→  $Re_{cr} \approx 2000$

Cependant il n'existe pas de valeur réellement universelle du nombre de Reynolds critique, car elle dépend de l'état de perturbation initiale du fluide. En prenant quelques précautions, on peut faire reculer la transition à la turbulence jusqu'à  $Re_{cr} = 20000$  et davantage. Toutefois nous considérerons que l'écoulement est turbulent pour  $Re > 4000$  :

→  $Re > 4000$  : écoulement turbulent

Entre les deux régimes précédemment définis se trouve la zone de transition :

→  $2000 < Re < 4000$  : écoulement de transition

#### 6.3.1.b. Comparaison écoulement laminaire/écoulement turbulent

Quand la vitesse de l'écoulement reste faible ( $Re < 2000$ ), celui-ci reste bien organisé le long de son déplacement. Les couches (*laminae*) du fluide glissent les unes sur les autres et l'échange d'impulsion est faible et s'effectue au niveau moléculaire. La viscosité du fluide élimine toute tendance à l'instabilité. Un écoulement initialement rectiligne et parallèle se trouvant dans un régime laminaire conservera ses propriétés physiques dynamiques et restera rectiligne et parallèle [Landau 1994].

Quand la vitesse est plus élevée, ou la viscosité plus faible, ( $Re > 4000$ ), la structure de l'écoulement change radicalement. Les couches du fluide plus ou moins bien définies disparaissent. L'écoulement est erratique et aléatoire, l'échange d'impulsion est violent et macroscopique. Le fluide se déplace sous forme de tourbillons de différentes tailles.

#### 6.3.1.c. Turbulence

La définition suivante est proposée par Hinze [Hinze 1975] : « Le mouvement turbulent d'un fluide représente une condition irrégulière de l'écoulement, dans lequel les diverses grandeurs présentent des variations aléatoires dans l'espace et dans le temps, de telle sorte que des valeurs moyennes statistiquement distinctes puissent être évaluées ». Il existe deux types de turbulence, à savoir, la *turbulence de paroi*, générée par les forces de frottement présentes à l'interface entre l'écoulement et l'obstacle et la *turbulence libre*, générée par un écoulement ayant des couches de vitesses différentes (écoulement d'un jet, écoulement dans le sillage à l'arrière d'un obstacle). Dans notre cas, nous pouvons considérer que dans l'intervalle buse-pièce, une turbulence libre peut être amenée à se développer alors que dans la saignée nous aurons affaire à une turbulence de paroi. L'étude de la turbulence est au-delà du cadre de ce travail, cependant il nous faut acquérir quelques notions que nous pourrions utiliser par la suite.

#### 6.3.1.d. Couche limite et séparation de l'écoulement

D'après la définition du nombre de Reynolds (I-123), les grands nombres de Reynolds sont équivalents à de faibles viscosités. Ceci permet d'assimiler le fluide, pour ces grandes valeurs de  $Re$ , à un fluide parfait. Physiquement l'influence des tensions totales (contraintes de cisaillement, tensions de Reynolds) est nulle. De même, localement les vitesses fluides peuvent varier fortement, sans pour autant changer la vitesse moyenne de l'écoulement. Les interactions moléculaires n'atteignent pas l'échelle macroscopique caractéristique de

l'écoulement. Néanmoins, cette approximation du fluide parfait est inutilisable pour les écoulements à proximité des parois rigides. Dans le cas du fluide parfait, les conditions aux limites n'imposent que la disparition de la composante normale de la vitesse (la composante de la vitesse tangentielle à la surface du corps plongé dans le fluide reste généralement finie). Or, dans un fluide visqueux réel, la vitesse doit s'annuler sur les parois rigides. Une conclusion s'impose : pour les grands nombres de Reynolds, la décroissance de la vitesse jusqu'à zéro doit s'effectuer presque complètement dans une mince couche de fluide adjacente à la paroi. Cette couche, appelée *couche limite*, est caractérisée par d'importants gradients de vitesse. Ainsi, l'écoulement pourra être scindé en deux parties [Vicanek 1987] :

1. Un écoulement à potentiel des vitesses correspondant à la partie *libre* du jet où l'influence du front de découpe est négligeable.
2. Une couche limite, à proximité du front de découpe, où les forts gradients de vitesse et par conséquent les fortes contraintes de cisaillement vont tendre à entraîner le métal fondu dans la direction de propagation du jet de gaz.

Il faut également signaler que suivant la valeur du nombre de Reynolds, la couche limite peut être soit laminaire, soit turbulente. Les équations donnant l'expression des contraintes de cisaillement ne sont pas identiques, cependant, à la paroi, l'action des tensions de Reynolds liée à la corrélation des vitesses des différentes couches fluides au sein de la couche limite turbulente se réduit à la contrainte de cisaillement pariétal existant dans le cas de la couche limite laminaire.

Considérant le procédé de découpe laser, le plus efficace reviendrait à obtenir un écoulement présentant une couche limite turbulente.

#### *6.3.1.e. Avantages de la couche limite turbulente*

L'obtention d'une couche limite turbulente présente au moins deux avantages par rapport à une couche limite laminaire.

Le premier consiste à rendre le phénomène d'entraînement de la couche liquide métallique plus efficace. En effet, un écoulement turbulent contient un grand nombre de tourbillons de taille très variée. Ceux-ci sont enchevêtrés, transportés par l'écoulement et sont soumis à des étirements et des flexions locaux. Ils sont ainsi à la base des fluctuations aléatoires du vecteur vitesse. En conséquence, le processus de mélange est très efficace entre les différentes particules du fluide, mélange que ce soit au sein du gaz ou entre le gaz et la couche de métal fondu. Ce processus de mélange n'est pas présent dans l'écoulement laminaire où seuls interviennent de manière analogue des mouvements moléculaires. On peut donc s'attendre à

une influence prédominante du mélange turbulent en ce qui concerne la distribution de vitesse et le frottement avec le front de découpe.

Le deuxième avantage consiste à retarder le phénomène de décollement de la couche limite. Celui-ci s'observe dans les écoulements présentant un gradient de pression positif (augmentation de la pression le long du trajet de l'écoulement : cas de l'écoulement décéléré). A une certaine profondeur dans la saignée, il est constaté que l'écoulement gazeux se décolle littéralement du front de découpe rendant le processus d'entraînement du métal fondu inefficace [Horizawa]. Le résultat est le développement inévitable de bavures et par conséquent d'un mauvais état de découpe. Il faut savoir que la couche limite laminaire supporte seulement de très faible gradient de pression positif alors que la couche limite turbulente présente une plus grande résistance au décollement. Ainsi, en fond de saignée, là où le front de découpe présente des angles d'inclinaison de plus en plus élevé, générant des gradients de pression positifs de plus en plus importants, à l'endroit où une couche limite laminaire décollera, une couche limite turbulente se maintiendra.

#### 6.3.1.f. Expression de la contrainte de cisaillement dans le gaz

Afin d'étudier le gaz de découpe, nous supposons être en présence d'un écoulement réel, modélisé par une couche limite dynamique (cf. § précédents), à proximité de l'interface liquide et d'un fluide potentiel au-delà. Ceci est valable même si l'écoulement global est turbulent. Dans ce cas, la partie potentielle, bien que présentant des variations locales de vitesses conserve une valeur de sa vitesse moyenne constante. La couche limite quant à elle peut être soit laminaire, soit turbulente, suivant le nombre de Reynolds de l'écoulement dans cette dernière. Cependant, cela ne pose aucun problème supplémentaire car les effets de viscosité turbulente dans la couche limite n'ont pas lieu à proximité immédiate de la paroi. La contrainte de cisaillement est exprimée à l'aide du coefficient de perte de charge (aussi appelé coefficient de frottement)  $f$ , [Graf 1991] :

$$\tau_g = \frac{f}{4} \frac{\rho_g v_g^2}{2} \quad (\text{I-124})$$

Dans le cas d'un écoulement gazeux turbulent à travers une conduite cylindrique il existe plusieurs relations exprimant le coefficient de perte de charge au nombre de Reynolds de l'écoulement. Nous utiliserons la formulation semi-analytique proposée par Graf [Graf 1991], valide pour les écoulements présentant un nombre de Reynolds supérieur à 4000 :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2.0 \log_{10} \left( \frac{\text{Re}_g(T_s) \sqrt{f}}{2.511} \right) \quad (\text{I-125})$$

Avec :

$$\text{Re}_g(T_s) = \frac{v_{gs} d_h \rho_g(T_s)}{\eta_g(T_s)} \quad (\text{I-126})$$

Où :

$\rho_g$  varie en fonction de la température suivant la loi des gaz parfaits :

$$\rho_g(T_s) = \rho_g(T_0) T^{-a}$$

Avec, dans le cas de l'azote :  $\rho_g(T_0=300\text{K})=337.5\text{kg.m}^{-3}$  et  $a=1.0003$  [Petring 1995].

$\eta_g$  augmente avec la température car l'agitation moléculaire se fait plus intense. Selon la théorie de la cinétique des gaz, la viscosité d'un gaz est proportionnelle à la racine carrée de la température absolue<sup>o</sup>: en pratique, elle augmente plus rapidement :

$$\eta_g(T_s) = \eta_g(T_0) T^b$$

Avec, pour l'azote :  $\eta_g(T_0=300\text{K})=4.438 \times 10^{-8} \text{ kg.m}^{-1}\text{s}^{-1}$  et  $b=0.65$  [Petring 1995].

La dimension caractéristique présente dans le nombre de Reynolds de l'écoulement gazeux,  $d_h$ , est appelée diamètre hydraulique. Cette grandeur est utilisée dans le cas d'écoulement à travers des conduites non circulaire ou présentant une surface libre. Ce diamètre hydraulique a pour définition [Graf 1991] (Figure I-23) :

$$d_h = 4r_h = \frac{4S}{p_m} = \frac{4(2r_s l_d)}{2l_d} = 4r_s \quad (\text{I-127})$$

où  $S$  est la section de l'écoulement,  $r_h$  est le rayon hydraulique,  $p_m$  le périmètre mouillé et  $l_d$ , la dimension transversale de l'écoulement dans la saignée.

Dans la relation (I-126), le nombre de Reynolds est calculé à l'interface liquide-gaz, c'est pourquoi nous l'exprimons en fonction de la température de surface.

La Figure I-26 fournit l'évolution du nombre de Reynolds de l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe. Les valeurs obtenues sont supérieures à 2000, quelles que soient les conditions de pression et de température de surface. L'hypothèse de la couche limite turbulente est par conséquent justifiée. Le nombre de Reynolds dépend peu de la pression initiale du gaz. Nous remarquons cependant qu'à une température de surface donnée, le maximum se trouve aux alentours de 10bars. Etant donné que la distance buse-pièce est fixée à 1mm, cela correspond à l'évolution que nous avons observé concernant le nombre de Mach,  $M_{gs}$ , qui passe lui aussi par un maximum autour de 10bars (Figure I-25).

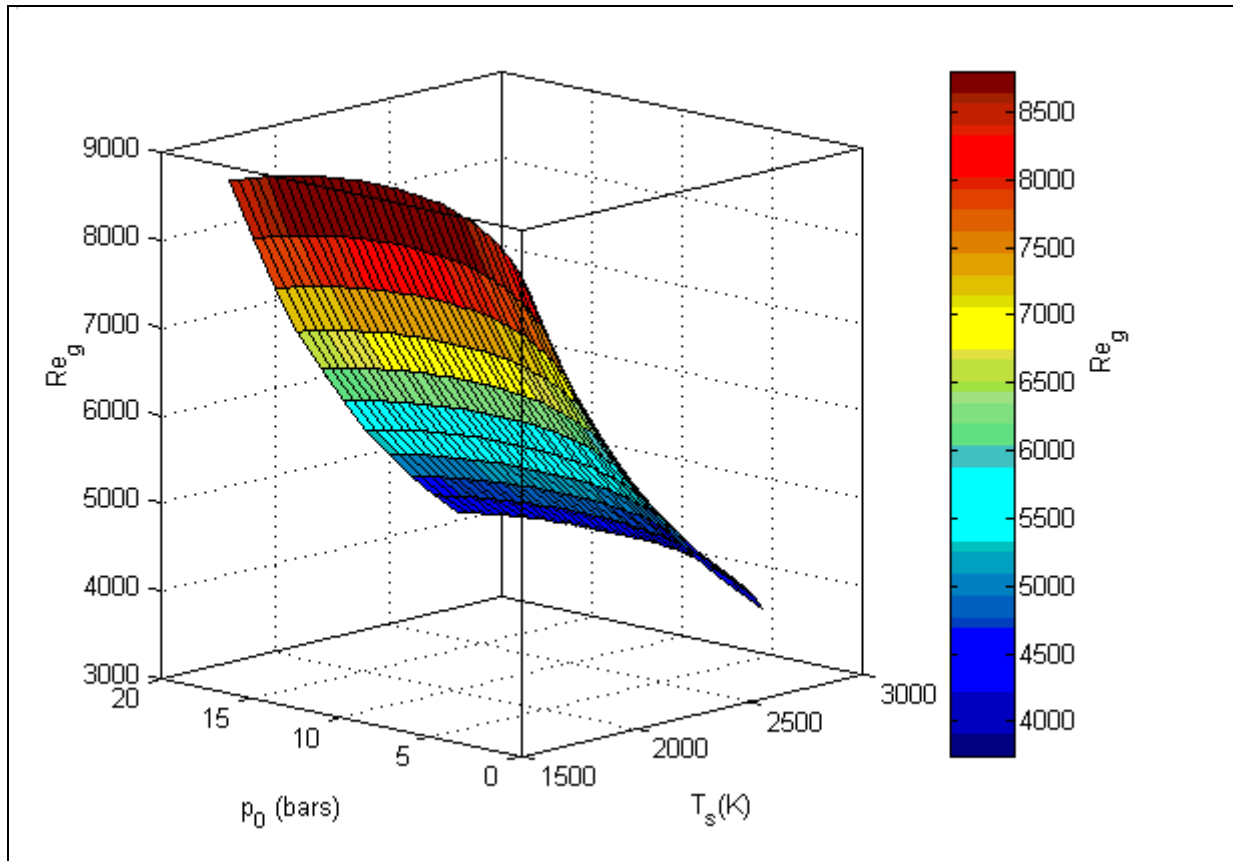
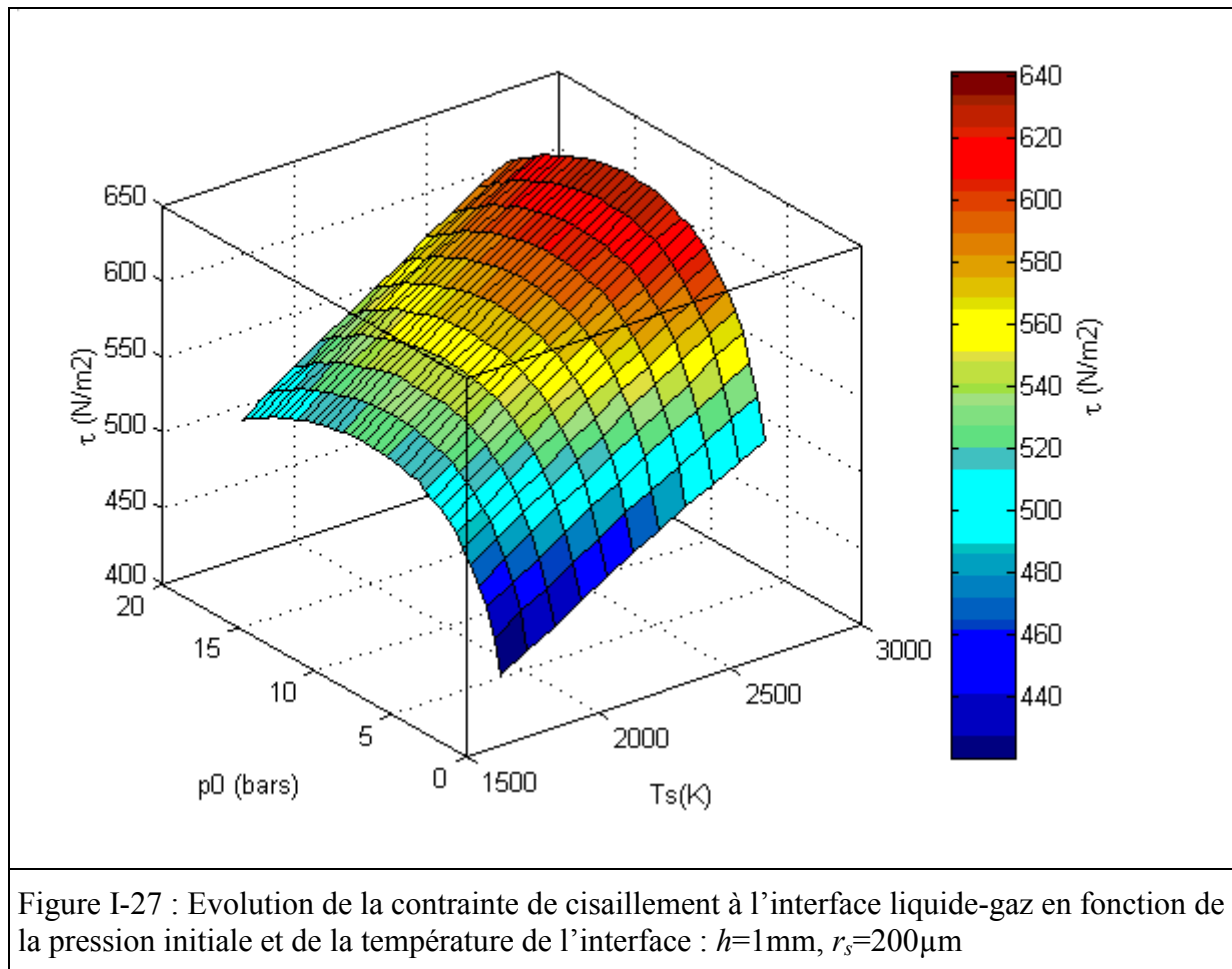


Figure I-26 : Evolution du nombre de Reynolds du gaz en fonction de la pression initiale et de la température :  $h=1\text{mm}$ ,  $r_s=200\mu\text{m}$ .

Quant à l'influence de la température de surface, elle réduit de façon importante le nombre de Reynolds car la viscosité cinématique du gaz croît avec la température. L'agitation thermique des molécules de gaz augmente et rendant leur transport plus difficile. Le résultat est une diminution concomitante du nombre de Reynolds.

Nous représentons sur la Figure I-27, l'évolution de la contrainte de cisaillement exercée par le gaz sur la phase de métal liquide. La croissance de la viscosité du gaz avec la température de surface intensifie le couplage gaz-liquide et accroît le coefficient de frottement  $f$ . L'agitation des molécules de gaz améliore l'interaction avec les atomes de métal liquide ainsi que leur interpénétration mutuelle. Macroscopiquement, le cisaillement induit par le gaz sur le film de métal liquide augmente avec la température de surface.





#### 6.4. En résumé

Dans ce chapitre, nous avons fourni un modèle semi-analytique de la dynamique de l'écoulement gazeux, depuis le réservoir, où il se trouve immobile, jusqu'à sa propagation dans la saignée de découpe. Le but recherché était d'appréhender physiquement le comportement complexe d'un jet entrant en contact, à grande vitesse, avec cette structure particulière qu'est la saignée de découpe. Au cours de cette étude, nous avons dû faire appel à de nombreuses connaissances de dynamique des fluides compressibles, tenir compte des conséquences relatives au régime potentiellement supersonique de l'écoulement en sortie de buse.

Nous avons montré que la structure et l'intensité du choc d'entrée, conséquence de la présence d'un obstacle (saignée de découpe) sur le trajet de l'écoulement jouait un rôle primordial dans l'évolution dynamique postérieure du jet.

L'action de cisaillement exercée par le gaz sur la phase de métal liquide combinée à l'inclinaison partielle du front de découpe induit une décroissance rapide de la vitesse du jet

dans la saignée. En conséquence, dans la plupart des conditions opératoires ( $p_0, h$ ), le jet de gaz devient rapidement subsonique au cours de sa propagation dans la saignée.

Les paramètres utiles afin de mener les calculs relatifs à l'écoulement gazeux sont les suivants :

Paramètres liés au gaz :

- Type de gaz : bien que nous ayons mené notre travail à partir de l'azote, celui-ci pourrait s'étendre à d'autres gaz comme l'argon ou l'hélium.
- Pression initiale du gaz dans le réservoir :  $p_0$

Paramètre lié à la buse :

- Dimension transverse de sortie :  $d_b$

Paramètres extérieurs :

- Pression ambiante :  $p_a$
- Distance buse-échantillon :  $h$

Le calcul de l'interaction du gaz avec le film de métal liquide passe par la connaissance des paramètres physiques du gaz et du métal fondu ainsi que la donnée du rayon de la saignée de découpe,  $r_s$ .

## Chapitre 7. Mouvements hydrodynamiques de la phase liquide

La phase liquide du métal est soumise à différentes contraintes liées au laser et à la présence de l'écoulement gazeux. La conséquence de tout cela est la mise en mouvement du film de métal liquide suivant deux composantes :

1. un mouvement latéral induit par la présence de gradients de pression de recul sur le front avant de découpe. Ces gradients de pression résultent d'un champ de température de surface inhomogène.
2. un mouvement dans la direction longitudinale, suivant la direction de propagation du jet de gaz dans la saignée. Cet entraînement de matière est principalement responsable du processus de découpe. En effet, c'est par son biais que la matière est évacuée de la zone d'interaction donnant ainsi naissance à la saignée de découpe.

Nous allons étudier séparément ces deux composantes du mouvement du fluide. Cependant, il est certain que dans la réalité, toutes les actions se mélangent et doivent certainement aboutir à un mouvement elliptique complexe des particules de métal fondu.

### *7.1. Ejection latérale du fluide*

#### **7.1.1. Application de l'équation de Bernoulli « modifiée »**

L'évacuation latérale de fluide se fait suite à un différentiel de pression existant entre le centre du front de découpe et les côtés de la saignée. Cette mise en mouvement s'exprime par l'intermédiaire de l'équation de Bernoulli, application du principe de conservation de l'énergie totale du système pour un écoulement fluide incompressible permanent. Il est possible de généraliser l'équation de Bernoulli au fluides réels (dans ce cas la conservation de l'énergie mécanique n'est plus applicable). Pour un fluide réel en écoulement permanent, des forces supplémentaires, autres que les forces de pression interviennent. Ce sont notamment les forces dues au frottement, qui font apparaître une dissipation de l'énergie mécanique en énergie thermique.

L'écriture de l'équation de Bernoulli modifiée, appliquée à un fluide incompressible, visqueux, dans lequel nous négligeons les forces volumiques (pression hydrostatique) et valable entre deux points d'une même ligne de courant de l'écoulement se note [Graf 1991] :

$$\underbrace{\frac{1}{2} \rho_l v_l^2}_{\text{énergie cinétique}} + \underbrace{p}_{\text{énergie potentielle}} + \underbrace{\int_0^{r_s} \tau_l \frac{dl}{dS} dy}_{\text{dissipation énergétique}} = \text{Cte sur une ligne de courant} \quad (\text{I-128})$$

Avec :

$v_l$  est la vitesse de l'écoulement fluide latéral sur la ligne de courant considérée. Le terme  $0.5 \rho_l v_l^2$  est associé à un terme d'énergie cinétique.

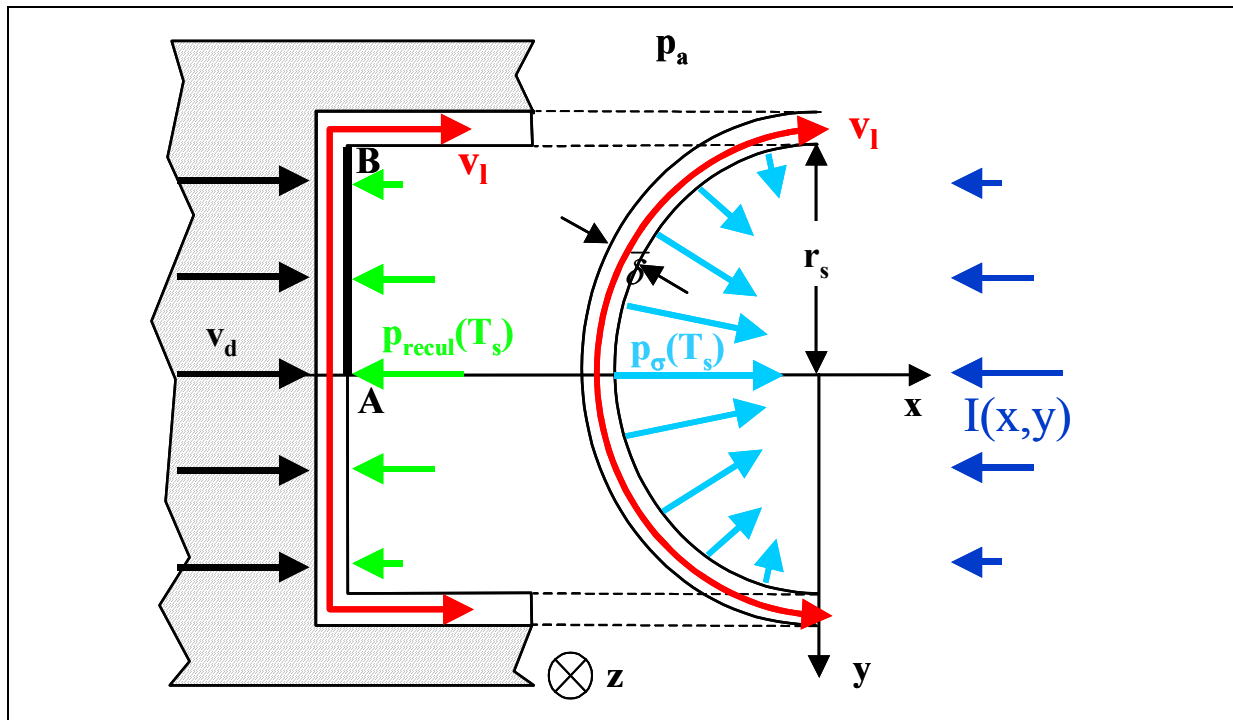


Figure I-28 : Schéma de principe des éjections fluides latérales. L'irradiation laser gaussienne du front de découpe génère un champ de température hétérogène dans le plan  $xy$ . En conséquence, il y a création de gradients de pression de recul ainsi que de gradients de pression de tension de surface, responsable de l'éjection latérale de métal fondu. En géométrie 2D, le rayon de courbure est localement pris égal au rayon de la saignée de découpe.

$p$  correspond à l'application des différentes contraintes de pression intervenant dans le problème, à savoir d'une part, la pression de recul subséquente à la vaporisation laser partielle de la surface liquide et d'autre part, à l'action de la pression de tension de surface qui s'applique sur l'ensemble du front de découpe. On peut ajouter à cela, les actions de la pression ambiante (pression atmosphérique) et de la pression statique du gaz de découpe. Dans l'interprétation énergétique de l'équation de Bernoulli, ce terme est associé à un terme d'énergie potentielle.

$\tau_l = \eta_l \frac{2v_l}{\delta}$  : correspond à la contrainte de cisaillement dans la phase liquide où nous avons supposé être en présence d'une couche limite laminaire présentant un profil de vitesse parabolique. Les frottements résultants sont responsables de la dissipation énergétique dans le système et de la non-conservation de son énergie mécanique : troisième terme de gauche dans l'équation (I-128). Ce terme est nommé perte de charge *linéaire*.

### 7.1.2. Les termes de pression

Dans l'équation ci-dessus, nous avons indiqué que le terme d'énergie potentielle est typiquement lié aux actions des différentes composantes de pression qui agissent sur le front de découpe à une cote  $z$  donnée. La pression ambiante et la pression statique du gaz de découpe agissant de façon isotrope avec une intensité constante, il apparaît qu'elles n'interviendront pas dans la mise en mouvement du métal fondu. En effet, le déplacement de fluide résulte uniquement de l'action de gradients de pression appliqués d'un point à l'autre du front. Seuls les termes de pression de recul et de pression de tension de surface agiront concrètement sur l'évolution dynamique latérale du métal fondu.

#### 7.1.2.a. Action de la pression de recul

Rappelons qu'au niveau du front avant de la saignée de découpe, le métal est présent sous les trois phases thermodynamiques, solide, liquide et vapeur. La zone de travail, dans laquelle seront résolues les équations de conservation, est divisée en une multitude d'éléments de métal liquide, appelés volumes de contrôle. Nous avons déjà étudié le comportement de la matière au niveau du front d'absorption. L'onde laser absorbée permet, localement, d'évaporer une certaine quantité de particules de métal. La conservation de la quantité de mouvement de ces particules nous a permis d'exprimer la pression « physiquement enregistrée » par l'interface. Cette pression est appelée pression de recul. Or, il s'avère qu'elle est une fonction de la température d'interface, elle-même reliée à l'irradiation laser locale. Cette irradiation suivant la loi de répartition d'intensité imposée par le laser (répartition gaussienne), il est clair que des gradients d'intensité vont apparaître, induisant des gradients de température (Figure I-28). La conséquence est la génération d'un champ de pression de recul, fonction de la position spatiale de l'élément irradié. Ce différentiel de pression de recul va tendre à accélérer le fluide à partir de la zone de température maximale (centre du front de découpe) présentant une pression de recul maximale, vers la zone de température minimale (sur les côtés de la saignée de découpe) où la pression de recul est minimale. Précisons

finalement que la pression de recul tend à repousser l'interface liquide-vapeur et globalement à maintenir la saignée de découpe « ouverte ».

7.1.2.b. *Action de la pression de tension de surface*

Il est important de mentionner la présence des forces de tension de surface. Ce phénomène superficiel réside dans l'asymétrie des forces de cohésion inter-atomiques au voisinage de l'interface liquide-gaz. En effet, pour un atome situé dans une des deux phases, loin de l'interface, l'action exercée par les atomes voisins est nulle. Dans le cas d'une particule proche de la surface, ce voisinage cesse d'être isotrope (présence de molécules ou d'atomes différents) et les forces exercées dans sa direction ne sont plus équilibrées [Guyon 2001]. La différence de pression entre les deux milieu a pour conséquence la déformation de l'interface. Lorsque les forces appliquées de part et d'autre sont en équilibre, il est possible de relier la courbure de la surface libre à la différence de pression existant entre les deux phases : c'est la formule de Laplace [Landau 1998]:

$$p_{\sigma} = p_l - p_v = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (\text{I-129})$$

Où :  $\sigma$  est le coefficient de tension de surface.

$R_1$  et  $R_2$  les rayons de courbure principaux de l'interface

$p_l$  et  $p_v$  : pressions respectives dans le liquide et dans la vapeur

Dans le cadre de la découpe laser et d'après la géométrie du problème, on peut supposer que le rayon de courbure du front d'absorption est nul suivant la direction longitudinale et est approximativement égal au rayon local de la saignée,  $r_s$ , dans la direction azimutale. Par conséquent, l'expression de la pression de tension de surface peut s'écrire simplement :

$$p_{\sigma} = \frac{\sigma}{r_s} \quad (\text{I-130})$$

La pression de tension de surface présente, de plus, une variation engendrée par les gradients de température de surface. Plus précisément, c'est le coefficient de tension de surface qui est sujet à variation en fonction de la température. Il prend la forme suivante [Smithells 1992] :

$$\sigma(T_s) = \sigma_0 + (T_s - T_f) \left( d\sigma/dT \right) \quad (\text{I-131})$$

Avec :

$\sigma_0 = 1.872 \text{ N.m}^{-1}$ , et  $d\sigma/dT = -4.9 \times 10^{-4} \text{ N.m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  (pour le fer liquide [Smithells 1992]).

Cette expression montre que la tension superficielle est une fonction décroissante de la température de surface. Cette décroissance provient de la diminution de la cohésion du liquide lorsque la température augmente.

La composante normale de la pression de recul agit dans la direction opposée à la pression de recul et tend à faire s'effondrer la saignée sur elle-même. Dans l'équation de Bernoulli modifiée, elle sera précédée d'un signe négatif.

### 7.1.3. Retour sur la perte de charge linéaire

Le terme dissipatif dans l'équation de Bernoulli modifiée (I-128), responsable de la transformation partielle d'une partie de l'énergie mécanique du système en énergie thermique, provient de la viscosité intrinsèque du métal liquide. Celle-ci est une fonction exponentiellement décroissante de la température de surface (plus le métal fondu est chauffé, moins il est visqueux) [Smithells 1992] :

$$\eta_l(T_s) = \eta_0 \exp\left(\frac{E}{RT_s}\right)$$

Où  $\eta_0$  et  $E$  sont des constantes qui dépendent du matériau. Pour le fer (nous supposons que cela s'applique également aux aciers), nous avons [Smithells 1992] :  $\eta_0 = 3.699 \times 10^{-4} \text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ,  $E = 4.14 \times 10^4 \text{J.mol}^{-1}$ .  $R$  est la constante des gaz parfaits.

$dl$  : périmètre de la surface  $dS$  en contact avec le solide. Dans notre cas, nous avons  $dl = dz$

$dS$  : surface perpendiculaire à l'écoulement fluide,  $dS = dz \bar{\delta}$ .

Ainsi, la perte de charge peut se noter :

$$\int_0^{r_s} \tau_l \frac{dl}{dS} dy = \frac{r_s}{\bar{\delta}} \tau_l \quad (\text{I-132})$$

La perte de charge linéaire croît avec le rayon de la saignée, traduisant le simple fait, que plus le trajet parcouru par le fluide soumis aux actions de frottement est important, plus la quantité d'énergie dissipée sera importante et moins la vitesse d'éjection latérale sera grande.

### 7.1.4. Evaluation de la vitesse d'éjection fluide latérale

Appliquons à une ligne de courant appartenant à une cellule élémentaire l'équation (I-128) entre le centre du front de découpe, en A (température de surface  $T_s$ ), et le bord de la saignée, en B (température de surface égale à la température de fusion du matériau), (Figure I-28) :

$$(p_a + p_{stat} + p_{recul} - p_\sigma)_A = \left( p_a + p_{stat} + p_{recul} - p_\sigma + \frac{1}{2} \rho_l v_l^2 + \eta_l \frac{r_s}{\bar{\delta}} \frac{2v_l}{\bar{\delta}} \right)_B \quad (\text{I-133})$$

où :

$p_a$  : la pression ambiante isotrope et constante dans tout l'espace

$p_{stat}$  : la pression statique de l'écoulement gazeux, isotrope constante pour une côte  $z$  donnée

La différence des deux membres de l'équation (I-133) annulent les contribution de la pression ambiante et de la pression statique. La pression de recul étant négligeable à la température de fusion du matériau (en B), nous pouvons écrire simplement la différence de pression totale entre les points A et B par la relation suivante (utilisation des équations (I-61), (I-71), (I-130) et (I-131)) :

$$\Delta p|_{T_s \rightarrow T_f} = p_{recul} - p_{\sigma}|_{A \rightarrow B} \approx \frac{p_0}{2} \exp\left[\frac{\Delta H_v}{k_B T_v} \left(1 - \frac{T_v}{T_s}\right)\right] \left(1 + \beta_R\right) - \frac{\sigma_0}{r_s} (T_s - T_f) \frac{d\sigma}{dT} \quad (I-134)$$

En utilisant (I-133) et (I-134), nous obtenons une équation du second degré pour la vitesse d'éjection latérale du fluide :

$$v_l^2 + \frac{4\eta_l r_s}{\rho_l \bar{\delta}^2} v_l - \frac{2}{\rho_l} \Delta p|_{T_s \rightarrow T_f} = 0 \quad (I-135)$$

En utilisant, les résultats de la modélisation des champs de température dans les phases solide et liquide du métal, nous avons exprimé l'épaisseur de la couche liquide en fonction uniquement de la température de surface :

$$\bar{\delta} = \frac{\kappa_l}{v_p} \ln \Lambda$$

Avec :  $\Lambda = \Lambda(T_s)$

La solution de l'équation (I-135) se note alors :

$$v_l = -\frac{2\eta_l r_s v_p^2}{\rho_l (\kappa_l \ln \Lambda)^2} \pm \sqrt{\left[\frac{2\eta_l r_s v_p^2}{\rho_l (\kappa_l \ln \Lambda)^2}\right]^2 + \frac{2}{\rho_l} \Delta p|_{T_s \rightarrow T_f}} \quad (I-136)$$

La solution négative est écartée car elle ne présente aucun sens physique.

Nous venons d'exprimer la vitesse des éjections latérales de fluide en fonction uniquement de la température de surface. Elle prend sa valeur maximum en sortie de cellule. Le métal fondu se solidifie hors du volume de contrôle.

## 7.2. Entraînement fluide longitudinal

Intéressons nous à présent au processus d'évacuation du métal fondu hors de la saignée de découpe. Comme nous l'avons déjà mentionné à maintes reprises, l'action principale responsable de cette évacuation de matière est l'interaction entre le jet de gaz présent dans la saignée et le film de métal fondu. Ce transfert de matière se fait par interaction moléculaire entre les particules du gaz et celles du liquide. Macroscopiquement, cela se traduit par des forces de frottement à l'interface gaz/liquide (Figure I-29). Les contraintes de cisaillement résultantes de cet échange d'impulsion du gaz vers le liquide ont pour conséquence son



entraînement longitudinal. L'action du gaz est ici purement tangentielle. Il nous faut ainsi relier la vitesse d'éjection verticale fluide à la vitesse moyenne de l'écoulement. Nous allons utiliser pour cela l'égalité des contraintes de cisaillement à l'interface liquide/gaz.

L'approche mathématique la plus élégante passe par le calcul du champ tensoriel des contraintes au niveau de l'interface liquide-gaz. On doit avoir équilibre entre les contraintes à l'intérieur de chacun des deux fluides et les contraintes localisées à l'interface [Guyon 2001] :

$$(\sigma_{ij}^g n_i) t_j = (\sigma_{ij}^l n_i) t_j \quad (I-137)$$

Le produit tensoriel  $\sigma_{ij}^p n_i$  représentent les contraintes  $\bar{T}_p$  qui s'exercent sur l'interface de normale  $\bar{n}$ . Le produit scalaire de  $\bar{T}_p$  par le vecteur unitaire  $\bar{t}$  tangent à l'interface donne les composantes tangentielles de ces contraintes,  $\tau_p$ . L'indice  $p$  ( $p=g$  et  $l$ ) se rapporte aux deux fluides de part et d'autre de l'interface.

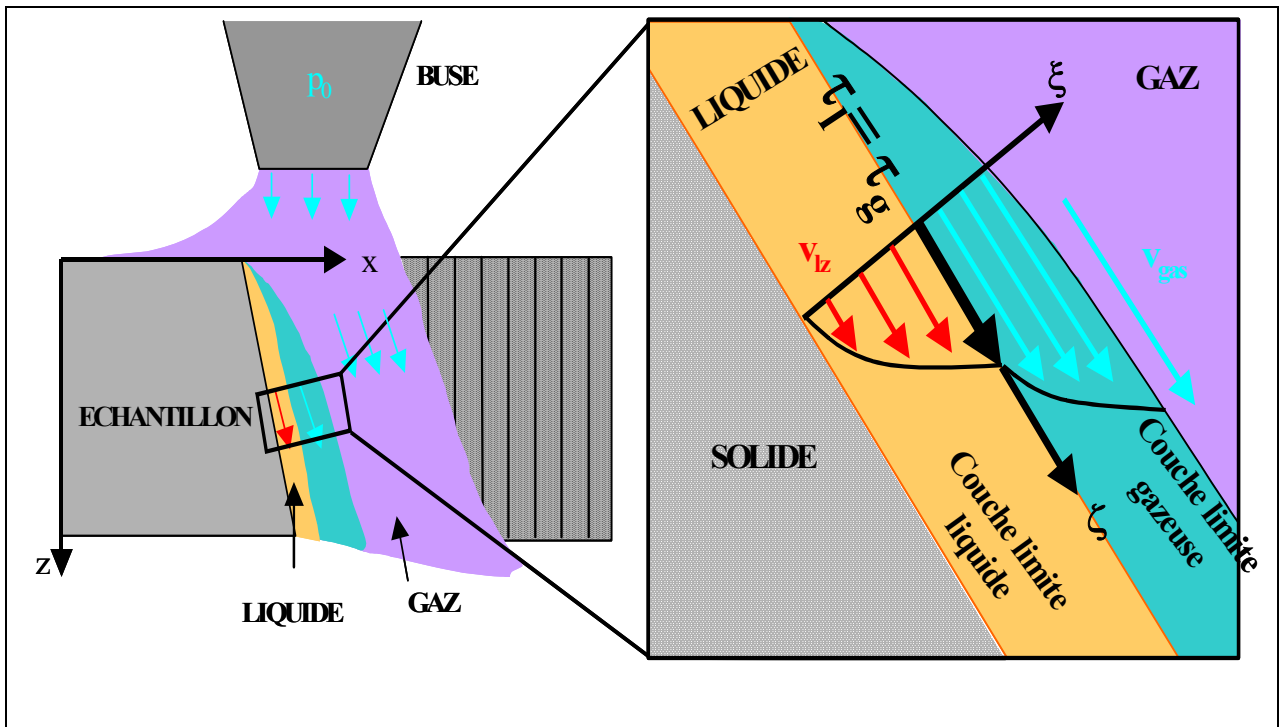


Figure I-29 : Schéma de l'écoulement longitudinal du métal fondu suite à l'interaction avec l'écoulement gazeux se propageant dans la saignée de découpe.

Nous pouvons finalement écrire la condition d'égalité des contraintes tangentielles sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \tau_l = \tau_g &\Leftrightarrow \eta_l \frac{dv_{lz}}{d\xi} \Big|_{\xi=\bar{\delta}} = \frac{f}{8} \rho_g v_g^2 \Big|_{\xi=\bar{\delta}} \\ &\Rightarrow \eta_l \frac{2v_{lz}}{\bar{\delta}} = \frac{f}{8} \rho_g v_g^2 \end{aligned} \quad (I-138)$$

Nous déduisons simplement l'expression de la vitesse d'entraînement longitudinal du liquide en fonction de la vitesse local du gaz :

$$v_{lz} = \frac{f}{16\eta_l} \frac{\kappa_l}{v_p} \ln(\Lambda) \rho_g v_g^2 \quad (\text{I-139})$$

La vitesse d'entraînement longitudinal du fluide est proportionnelle au carré de la vitesse du gaz dans la saignée et inversement proportionnelle à la vitesse de perçage. Dans la partie traitant des résultats de simulation, nous étudierons l'influence de la pression initiale du gaz sur la vitesse d'entraînement.

### 7.3. *En résumé*

Nous avons décrit dans ce chapitre les mouvements hydrodynamiques présents dans la phase de métal fondu. Ceux-ci sont de deux nature, un écoulement latéral induit par des gradients de pression de recul et de tension de surface et un écoulement longitudinal résultant de l'action de cisaillement exercé par le gaz d'assistance sur le film de métal fondu. Des expressions semi-analytiques permettent de calculer les valeurs des ces vitesses hydrodynamiques.

## Chapitre 8. Modélisation de la découpe laser : une combinaison de processus complexes.

### 8.1. Introduction

Nous avons, au préalable, étudié les processus élémentaires entrant dans le phénomène global de la découpe de métaux par laser. Nous avons mis en place les équations relatives à la propagation et à la focalisation des faisceaux gaussiens. L'interaction de l'onde laser avec le matériau, l'évaporation partielle de la phase de métal liquide, la propagation de la chaleur ont également été traitées. Nous avons étudié la nature et le régime de l'écoulement du gaz d'assistance entrant dans la saignée de découpe. Finalement, l'action combinée du laser et du jet de gaz ont permis d'exprimer les deux vitesses hydrodynamiques présentes dans la phase liquide.

Muni de toutes ces études partielles, il est temps à présent de les réunir au sein d'un modèle complet qui nous permettra de calculer la géométrie du front de découpe. Dans un premier temps, il va falloir définir le domaine de travail. Nous introduirons la notion de stationnarité du front de découpe sur la base d'une approche géométrique (notion à la base du travail de modélisation du soudage laser effectué par R. Fabbro et K. Chouf [Fabbro 2000]). Puis, les équations de conservation de la masse et de l'énergie seront introduites. Ces équations composent l'ossature du modèle complet. Nous les étudierons en expliquant chacun de leurs termes.

### 8.2. Notions de domaine géométrique et description eulérienne

La modélisation du processus de découpe laser est un problème très complexe à traiter dans son ensemble. Nous allons introduire le domaine d'étude et le définir.

Les bases théoriques et mathématiques des notions et définitions qui vont être introduites sont extraites du cours de mécanique des milieux continus dispensé par Mr Jean Garrigues, professeur à l'Ecole Supérieure de Mécanique de Marseille (cours disponibles sur internet à l'adresse suivante : <http://esm2.imt-mrs.fr/gar/ef.html>) :

Un milieu continu est défini de la façon suivante :

Soit  $\Gamma$ , un domaine volumique de  $\epsilon_3$ , l'espace euclidien de dimension 3, on dit que  $\Gamma$  est un milieu continu, si à tout instant  $t$  et en chaque point  $M$  de  $\Gamma$ , on peut définir des champs de grandeurs physiques locales relatives à ce milieu matériel. La découpe laser peut être décrite comme un milieu continu présentant plusieurs phases (liquide et solide) ainsi qu'une surface

libre tridimensionnelle (front d'absorption). Les grandeurs physiques (champs scalaires, vectoriels ou tensoriels) seront calculées au sein d'un volume de contrôle préalablement défini.

La notion de volume de contrôle est essentiellement employée en mécanique des fluides et désigne le volume physique dans lequel les différentes équations de conservation seront écrites et résolues. Cependant, avant cela, il est important de donner une définition du terme « *domaine* » employé en mécanique des milieux continus. Ils sont de deux sortes :

-le *domaine matériel* défini par l'ensemble des particules qui le constituent. Il se déplace et se déforme avec le mouvement du milieu. On dit qu'on suit le domaine dans son mouvement. Le flux de matière à travers sa frontière est donc nul.

-le *domaine géométrique* est un ensemble de points géométriques. Il est traversé par un milieu continu en mouvement. Le flux de matière à travers sa frontière est généralement non nul. On le note  $\Omega$ . Ce que nous appelons le volume de contrôle sera par conséquent assimilé à un domaine géométrique.

### 8.2.1. Quelle description utiliser ?

Deux descriptions sont utilisées afin de calculer la valeur des grandeurs physiques d'un problème. La *description de Lagrange* permet de décrire la valeur de toute grandeur attachée à une particule. Elle consiste à donner la position à tout instant de toutes les particules. Nous pouvons dire que l'on suit les particules au cours de leur mouvement.

La *description d'Euler* du mouvement est liée à la notion de domaine géométrique. Celle-ci consiste à donner le champ des vitesses observé en chaque point M de  $\Omega$ , en fonction du temps. En un point d'observation M donné, les vitesses qu'on observe au cours du temps sont donc des vitesses de particules différentes. Il est important de noter qu'il y a équivalence entre ces deux descriptions et que le choix de l'une ou de l'autre dépend de la nature du problème à traiter. Pour les fluides, on préfère souvent la description d'Euler. En effet, on s'intéresse peu à la position individuelle des particules, par contre, cette description nous donne directement les indications d'un instrument de mesure placé en un certain point d'observation de l'écoulement.

Etant donné que le volume de contrôle que nous définirons ultérieurement est composé de la phase de métal liquide, nous adopterons la description eulérienne.

### 8.2.2. Définition du domaine géométrique utilisé

L'ensemble de l'étude se concentre sur la « phase liquide » de l'échantillon. C'est en son sein qu'on lie les processus hydrodynamiques responsables de l'évacuation de la matière et donc

générateurs de la saignée de découpe. Le domaine géométrique  $\Omega$ , englobe la totalité de la phase liquide. Sa frontière est notée  $\partial\Omega$ . Cette frontière est la réunion des limites des fronts de fusion et d'absorption.

$$\partial\Omega = \partial\Omega^{fus} \cup \partial\Omega^{abs} \quad (I-140)$$

Le domaine est discrétisé en  $n$  sous-domaines élémentaires satisfaisant aux relations d'union et d'intersection suivantes :

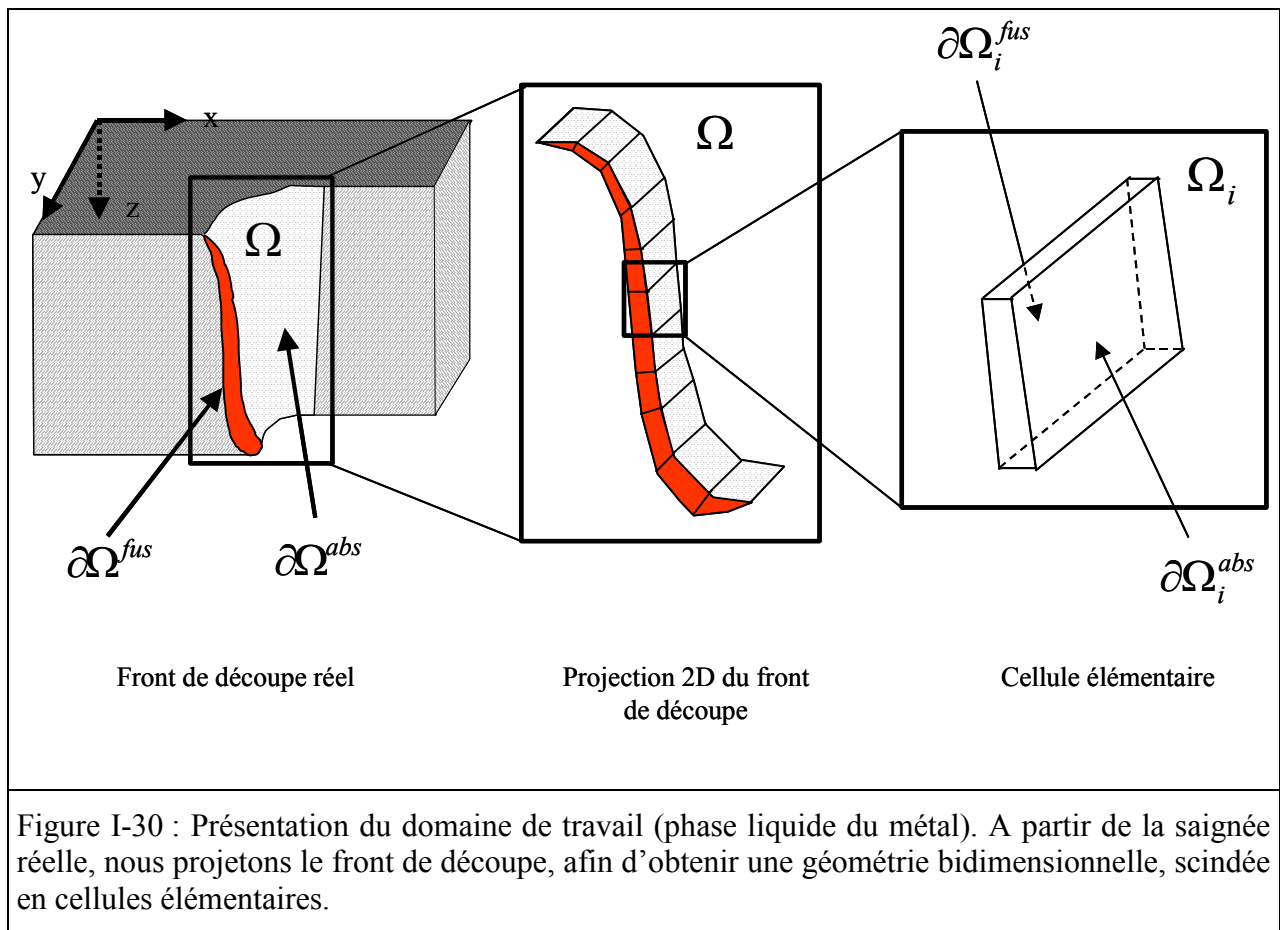
$$\left\{ \begin{array}{l} \bigcup_{i=1}^n \Omega_i = \Omega \\ \bigcap_{i=1}^n \Omega_i = 0 \end{array} \right. \quad (I-141)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \bigcap_{i=1}^n \Omega_i = 0 \end{array} \right. \quad (I-142)$$

De même que précédemment, sa frontière globale est obtenue par la réunion des frontières de tous les sous-domaines :

$$\bigcup_{i=1}^n \partial\Omega_i = \partial\Omega \quad \text{avec} \quad \partial\Omega_i = \partial\Omega_i^{fus} \cup \partial\Omega_i^{abs} \quad (I-143)$$

Ces relations sont générales et sont indépendantes de la géométrie initiale du domaine  $\Omega$ .



Nous avons décidé de résoudre le problème bidimensionnel, à savoir qu'un sous-domaine élémentaire sera constitué par un parallélépipède. Nous accomplissons une pseudo-projection de la saignée tridimensionnelle dans le plan  $yz$  (Figure I-30). Ce choix a été fait dans le but de simplifier l'étude. Nous verrons ultérieurement comment, à partir de ce modèle 2D, nous pourrions passer à une description 3D. Cela ne remettra pas en cause l'ensemble des équations que nous allons établir. Ainsi, la base théorique sera conservée et appliquée à une géométrie plus complexe.

### *8.3. Approche stationnaire*

Avant d'aborder la notion de stationnarité, il est intéressant de présenter le problème du déplacement général d'une surface libre soumise à différentes contraintes.

#### **8.3.1. Déplacement d'une surface libre**

Une surface libre est le lieu géométrique des points qui satisfont à certaines conditions de raccordement entre deux milieux. Dans le cas qui nous préoccupe, le front d'absorption est assimilé, au niveau le plus général, à une surface libre tridimensionnelle. L'interface liquide-vapeur sépare physiquement l'échantillon de l'atmosphère ambiante. Diverses contraintes  $y$  sont appliquées. En conséquence, on observera dans le référentiel du laser (au repos), un mouvement intrinsèque de déformation de cette interface. La somme vectorielle des vitesses de déplacement, induites respectivement par chaque contrainte appliquée, déterminera la vitesse globale de déplacement de l'interface dans le référentiel du laser,  $\vec{v}_{int}$ . Dans le cas général, cette vitesse est non nulle et une évolution dynamique de la surface est observée.

#### **8.3.2. Intérêt de la notion de stationnarité**

L'étude stationnaire des phénomènes est généralement une approximation de la réalité. Avec un peu de recul, il est certain qu'un processus tel que la découpe laser doit être fondamentalement instationnaire. La principale preuve est la présence de stries de découpe, marquage périodique des flancs de la saignée. La génération de ce phénomène prend naissance dans une réponse non stationnaire de la matière face à l'irradiation laser : phénomène de relaxation thermique, fluctuation de puissance dans le faisceau laser incident, instabilités hydrodynamiques du film de métal fondu ? Il n'existe pas, à l'heure actuelle, de réponse définitive à cette question. Dans le dernier chapitre, nous discuterons plus avant de ces différentes hypothèses.

Laissant de côté ces problèmes d'instabilités périodiques, nous envisageons une description stationnaire du processus. L'écriture de la condition d'équilibre dynamique du front avant de découpe constituera la relation fondamentale de fermeture du problème général.

### 8.3.3. Nature géométrique de la condition de stationnarité

L'étude que nous allons mener a pour but la détermination du profil géométrique du front de découpe, lorsque le système laser-gaz-matériau a atteint sa configuration d'équilibre. Par conséquent, nous ne tiendrons pas compte de la phase d'amorçage de la saignée (perçage laser) ou de quelconques variations expérimentales tendant à déséquilibrer le système. Cette approche peut paraître simpliste, cependant elle représente, en première approximation, une démarche physiquement réaliste, si nous considérons que le trajet de découpe ne présente pas des variations physiques, nécessitant l'utilisation d'un modèle transitoire (changements d'épaisseur du matériau sur le trajet de découpe, fluctuations de la puissance laser incidente ou de la vitesse de coupe). De plus, cette approche a le mérite de simplifier le formalisme mathématique associé.

La découpe laser est un procédé dynamique durant lequel la matière est chauffée au-delà de sa température de fusion, puis évacuée par l'action du gaz d'assistance. Durant le processus, les atomes de métal suivent une trajectoire particulière. Tout d'abord, au sein de la maille cristalline lorsque le métal solide est chauffé par le laser, les atomes se déplacent en bloc à la vitesse de découpe (dans le cas où l'échantillon se déplace sous le laser). Ensuite, dans le film liquide, une vitesse d'entraînement fluide, combinaison des mouvements convectifs axiaux et latéraux, vient s'ajouter. Dans la description lagrangienne, la trajectoire d'une particule de métal est dépendante du temps et sera localement parallèle à l'interface liquide-gaz. Mais positionnons nous maintenant du point de vue eulérien. Le front de découpe sera assimilé à un domaine géométrique limité d'un côté par le front d'absorption et de l'autre, par le front de fusion. La stationnarité que nous postulons concerne la géométrie de ce domaine. A l'équilibre, la géométrie complète du front de découpe ne subira plus aucune variation dans le temps, cependant, les particules de métal ne cesseront pas de se mouvoir.

Assimilons le référentiel du laser au référentiel du laboratoire. Un point géométrique appartenant au front d'absorption est soumis à deux vitesses. Premièrement, une vitesse de translation globale de l'échantillon. L'ensemble de l'échantillon subit cette mise en mouvement, que ce soit au niveau de la phase solide ou de la phase liquide : c'est la vitesse de découpe  $\vec{v}_d$ . La contrainte associée à ce déplacement peut être qualifiée d'intrinsèque. Deuxièmement, suite à l'interaction de l'onde laser avec le front d'absorption, une pression

subséquente à l'évaporation partielle des particules de surface, appelée pression de recul, est générée. C'est une contrainte extrinsèque. La conséquence sur la dynamique de la surface libre est une mise en mouvement normale à cette dernière. Le taux de déplacement par unité de temps d'un point géométrique de l'interface traduit l'intensité du processus d'évaporation. Il sera d'autant plus grand que l'intensité laser absorbée est importante. La grandeur qui caractérise ce déplacement dans le temps est appelée vitesse de perçage et notée  $\vec{v}_p$ . C'est un concept central de notre travail. Nous verrons ultérieurement que cette notion recouvre d'autres niveaux de compréhensions liés aux phénomènes, en particulier de nature hydrodynamique, mis en jeu dans la découpe laser.

Dans le cas général, phase non stationnaire, nous avons vu qu'il est possible de définir une vitesse de déplacement intrinsèque,  $\vec{v}_{int}$ , de la surface libre. Par définition, elle est égale à la somme vectorielle des deux vitesses précédemment citées:

$$\vec{v}_{int} = \vec{v}_d + \vec{v}_p \quad (I-144)$$

Afin de poursuivre la discussion, nous projetons cette équation vectorielle suivant la normale,  $\vec{n}$ , à la surface d'interaction :

$$\vec{v}_{int}(\alpha) \cdot \vec{n} = -v_p(\alpha) + v_d \cos \alpha \quad (I-145)$$

Il est important de remarquer que si la projection de la vitesse de découpe induit, par exemple, un déplacement orienté suivant les  $\xi$  positifs, la direction de la projection de la vitesse de perçage est, quant à elle dirigée suivant les  $\xi$  négatifs. Les contraintes agissent de façon opposées. Nous comprenons que pour permettre au processus de découpe d'avoir lieu, il est nécessaire qu'à la translation de la matière induite par le déplacement en masse de l'échantillon, l'action du laser sur l'interface libre la maintienne dans une région spatiale qui permet à la phase liquide du métal de perdurer. Si cela n'était pas le cas, la découpe ne pourrait pas se produire.

Procédons à une expérience de pensée. Supposons que la répartition d'intensité laser est gaussienne suivant la direction de déplacement. D'autre part, nous supposons également que l'angle de projection,  $\alpha$ , est fixé et nous considérons une surface libre de petite dimension soumise à l'irradiation laser (Figure I-31, Figure I-32, Figure I-33). La vitesse de perçage étant, au premier ordre, proportionnelle à l'intensité laser locale, nous allons générer un champ des vitesses de perçage d'allure gaussienne, suivant la position spatiale de la zone d'interaction. En fonction des grandeurs respectives prises par les projections des vitesses de



découpe et de perçage sur l'axe des  $\xi$ , nous différencions typiquement deux évolutions possibles pour l'interface :

Si  $v_d > v_p(t_0)$ , la translation l'emporte sur l'enfoncement de l'interface et il arrive un moment où :

-soit, Figure I-31, cas **a**, l'intensité laser devient suffisante pour générer une vitesse de perçage supérieure à  $v_d$ , ( $t_1$ ), qui va ainsi ramener la surface vers sa position initiale ( $t_2$ ), le processus de découpe est maintenu, il est stable.

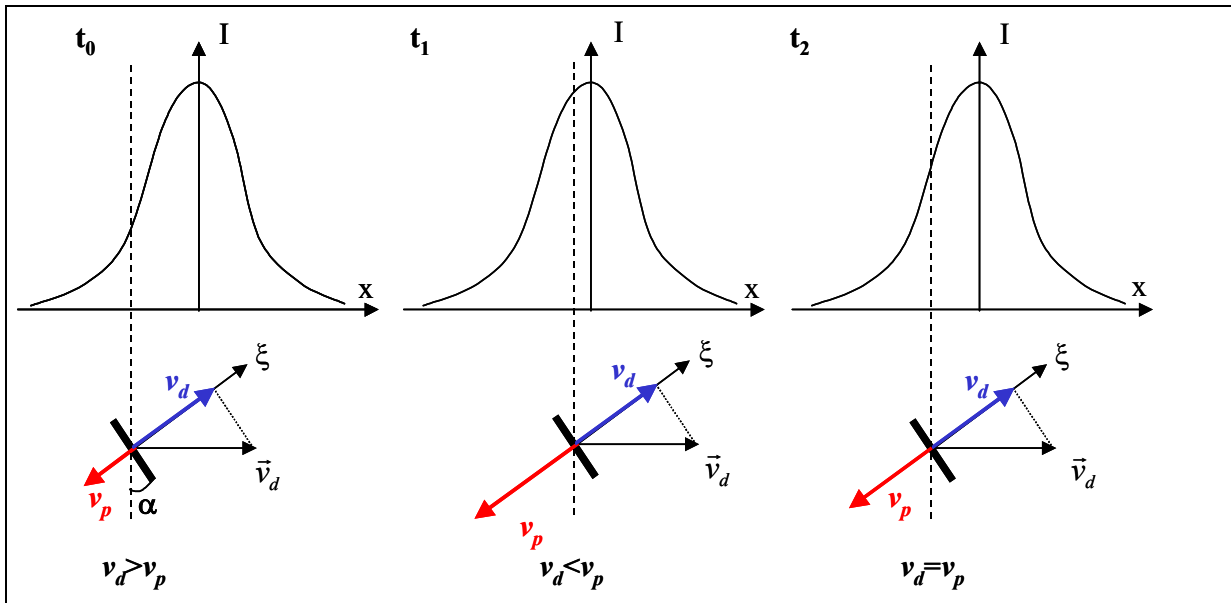


Figure I-31 : Cas **a** :  $v_d > v_p$ , le processus de découpe est stable

-soit, Figure I-32, cas **b**, l'intensité laser n'est pas suffisante pour contrebalancer l'avancée de la surface libre, ( $t_1$ ), et le processus de découpe est stoppé, il est instable, ( $t_2$ ).

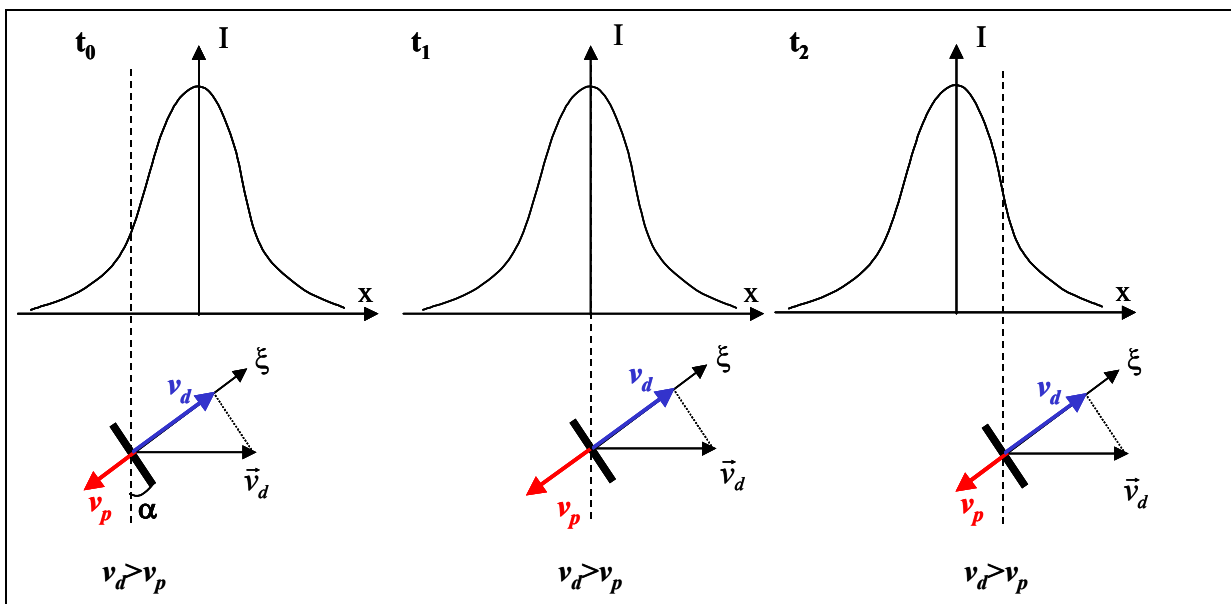
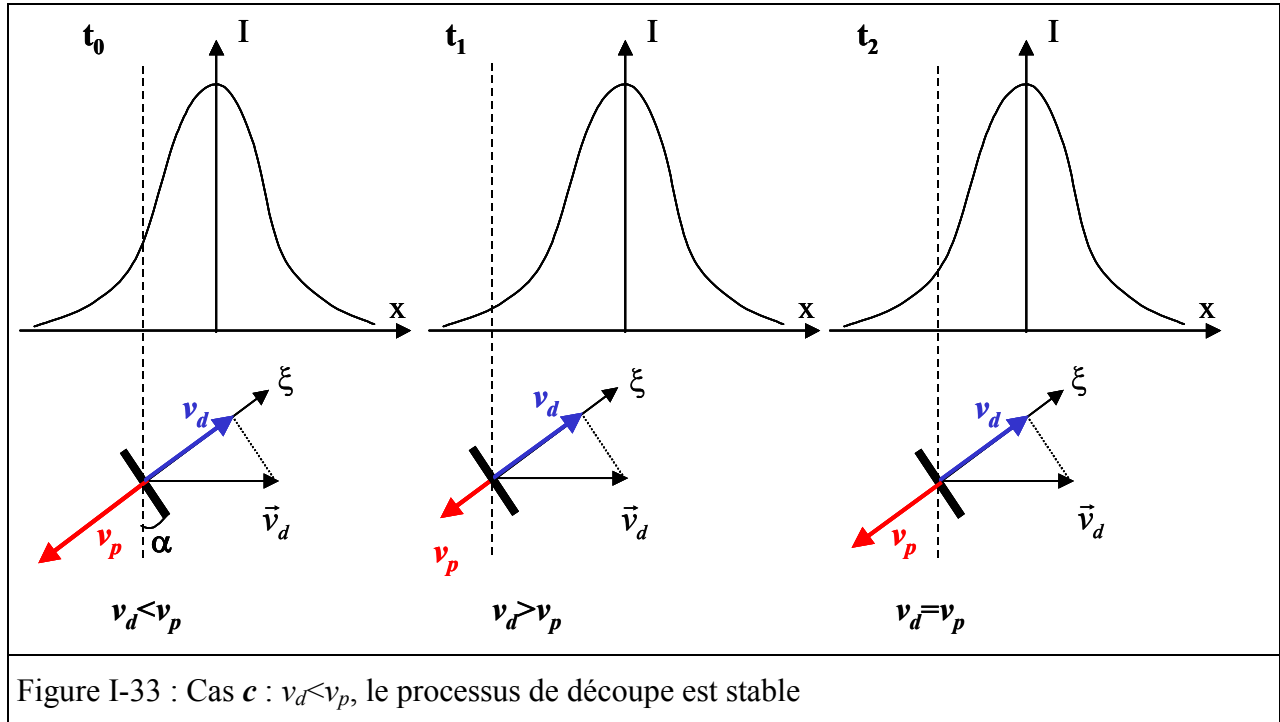


Figure I-32 : Cas **b** :  $v_d > v_p$ , le processus de découpe est instable

Si  $v_d < v_p$  ( $t_0$ ), Figure I-33, cas *c*, l'enfoncement de la surface libre l'amène dans des zones d'intensité laser plus faibles, ( $t_1$ ), et  $v_d$  redevient alors supérieure à  $v_p$ , le mouvement de la surface libre change de direction et la renvoie vers des zones d'intensité laser plus importantes, ( $t_2$ ). Dans ce cas, le processus de découpe ne peut pas se désamorcer, il est stable.



Ainsi suivant les cas, nous convergions vers une solution qui tend soit à stabiliser, soit à déstabiliser la dynamique de la surface d'interaction.

Considérons maintenant, la structure réelle du front de découpe. L'interface libre est discrétisée en une série de surfaces libres élémentaires raccordées entre elles à leurs extrémités. L'angle d'inclinaison de chaque cellule n'est plus fixé et c'est lui qui va être modifié afin de converger, si possible, vers un état stable et stationnaire.

Un point géométrique se trouve dans un état stationnaire, si et seulement si, la composante suivant la normale à la surface de la vitesse de déplacement annule la composante de la vitesse locale de perçage, c'est-à-dire lorsque la vitesse de déplacement de la surface,  $\vec{v}_{int}$ , est nulle. A ce moment là, l'angle d'inclinaison,  $\alpha$ , prend sa valeur d'équilibre,  $\alpha_{eq}$ . Précisons cependant que si un point géométrique peut être dans un état stationnaire, le métal liquide, quant à lui, se déplace toujours parallèlement à la surface d'interaction.

La condition géométrique de stationnarité se note alors simplement [Fabbro 2000] :

$$\vec{v}_{int}(\alpha_{eq}) = \vec{0} \Leftrightarrow v_p(\alpha_{eq}) = v_d \cos \alpha_{eq} \quad (I-146)$$

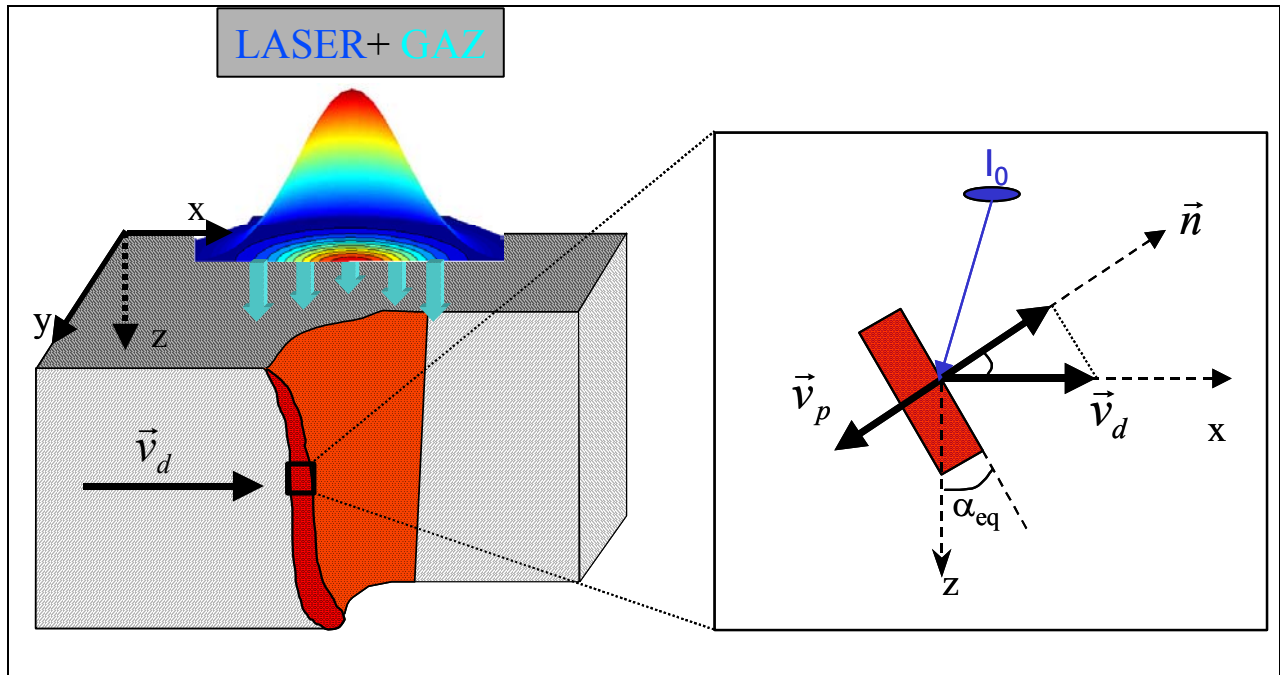


Figure I-34 : Schéma du front de découpe. Pour une cellule élémentaire, sont représentés le domaine géométrique local  $\Omega_i$  ainsi que les deux frontières aux interfaces : front d'absorption,  $\partial\Omega_i^{abs}$ , et front de fusion,  $\partial\Omega_i^{fus}$ . Nous représentons également la condition géométrique de stationnarité d'une cellule du front de découpe.

L'équation (I-146) lie l'angle local d'équilibre  $\alpha_{eq}$ , la vitesse de découpe  $v_d$  et la vitesse locale de perçage  $v_p$ . Cette dernière provenant directement de la loi de dépôt d'énergie en chaque endroit du front d'absorption, elle est de ce fait liée à la densité de puissance laser incidente  $I_0$ . **Concrètement, la détermination du profil stationnaire du front de découpe passe par l'obtention du champ des vitesses de perçage.** Il va donc falloir calculer, en chaque endroit, la densité de puissance laser absorbée et, à l'aide des équations de conservation de la masse et de l'énergie, extraire toutes les variables inhérentes au problème

#### 8.4. Etablissement des équations de conservation

Les équations bilan peuvent être déduites des équations générales de la mécanique de milieux continus. Nous étudierons en particulier, les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Partant de ces équations générales, nous les appliquerons à un sous-domaine  $\Omega_i$ .

##### 8.4.1. Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse traduit le fait que, dans un domaine considéré, la quantité de matière entrante est égale à la quantité de matière sortante. L'équation globale de conservation de la masse appliquée au domaine  $\Omega$  se note :

$$\sum_i \int_{\partial\Omega_i} \rho \vec{v}_i \cdot \vec{n}_i ds_i = 0 \Leftrightarrow \sum_{\partial\Omega_i} \left( \frac{dm}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{entrant}} = \sum_{\partial\Omega_i} \left( \frac{dm}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{sortant}} \quad (\text{I-147})$$

Appliquons cette équation au sous-domaine  $\Omega_i$ , le flux de matière entrant a deux origines (Figure I-35) :

-un flux de matière solide entrant dans le volume de contrôle suite au déplacement du front de fusion

-un flux de matière liquide provenant du sous-domaine  $\Omega_{i-1}$ , suite au cisaillement du gaz au niveau du front d'absorption

$$\left( \frac{dm}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{entrant}} = \underbrace{\rho_s v_p(i) [L \times 2\bar{r}_s(i)]}_{\text{flux de matière solide}} + \underbrace{\rho_l v_{lz}(i-1) [\delta(i-1) \times 2r_s(i-1)]}_{\text{flux de matière liquide provenant du sous-domaine } \Omega_{i-1}} \quad (\text{I-148})$$

Concernant les flux de matière sortants, ils sont de deux natures différentes :

-suite à la vaporisation partielle du métal lors de l'interaction avec l'onde laser. Cette quantité de matière vaporisée est très faible relativement aux autres flux de masse, cependant à haut flux laser, elle augmente fortement.

-suite aux mouvements hydrodynamiques dans le film de métal liquide (volume de contrôle). Premièrement, un mouvement convectif longitudinal dû à l'interaction avec le gaz de découpe. Deuxièmement, des mouvements convectifs transversaux dus au gradient de pression de recul.

$$\left( \frac{dm}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{sortant}} = \underbrace{\rho_v v_v(i) [L \times 2\bar{r}_s(i)]}_{\text{quantité de matière vaporisée}} + \underbrace{\rho_l v_{lz}(i) [\delta(i) \times 2r_s(i)]}_{\text{perte par convection longitudinale}} + \underbrace{2\rho_l v_l(i) [\bar{\delta}(i) \times L]}_{\text{perte par éjections latérales}} \quad (\text{I-149})$$

Par conséquent, l'équation de conservation de la masse est l'égalisation de ces deux flux de matière :

$$\boxed{\rho_s v_p(i) [L \times 2\bar{r}_s(i)] + \rho_l v_{lz}(i-1) [\delta(i-1) \times 2r_s(i-1)] = \rho_l v_v(i) [L \times 2\bar{r}_s(i)] + \rho_l v_{lz}(i) [\delta(i) \times 2r_s(i)] + 2\rho_l v_l(i) [\bar{\delta}(i) \times L]} \quad (\text{I-150})$$

Avec :

$v_p$  : vitesse de perçage traduisant le déplacement du front de fusion dans le solide (notion géométrique). Au niveau du transfert de matière, on peut l'assimiler à la vitesse de pénétration de la matière dans le volume de contrôle.

$v_{lz}$  : vitesse d'entraînement longitudinal du liquide métallique suite aux contraintes de cisaillement exercée par le gaz.

$v_l$  : vitesse d'éjection latérale du fluide provenant des gradients de pression de recul.

$v_v$  : vitesse d'avancée du front de vaporisation (front d'absorption). Relativement au flux de matière vaporisée, cette vitesse est dirigée vers l'extérieur du volume de contrôle.

$\bar{\delta}$  : épaisseur moyenne du film de métal fondu.

$\delta$  : épaisseur du film de métal fondu :  $\delta(i) = 2\bar{\delta}(i) - \delta(i-1)$

$\bar{r}_s$  : rayon local moyen de la saignée de découpe.

$r_s$  : rayon local de la saignée de découpe :  $r_s(i) = 2\bar{r}_s(i) - r_s(i-1)$

$L$  : longueur d'un sous-domaine élémentaire.

$\rho_s, \rho_l$  : les masses volumiques du métal dans les phases solide et liquide.

Etudions maintenant les différents termes de cette équation, à savoir les vitesses mises en jeu ainsi que l'épaisseur du film liquide.

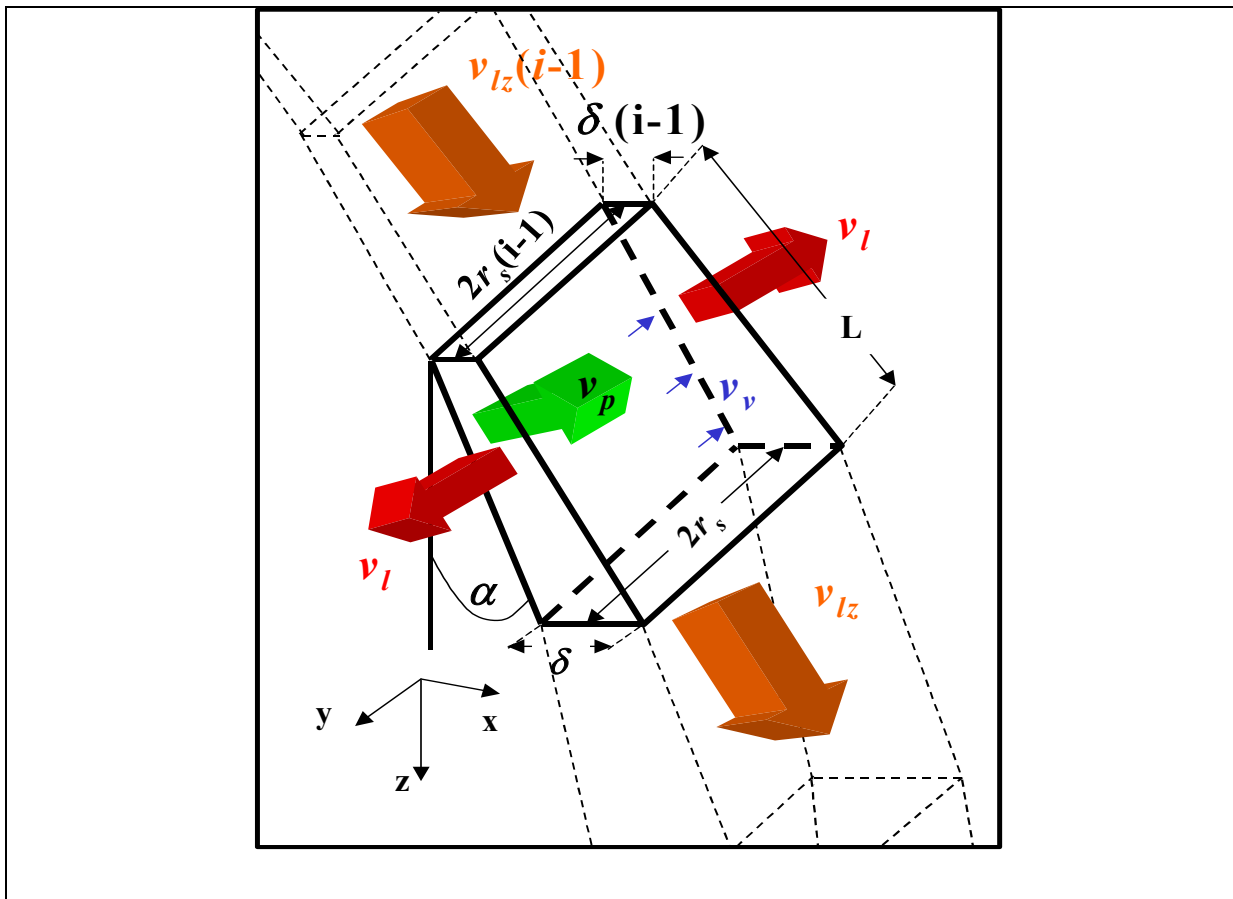


Figure I-35 : Echanges de matière au sein d'une cellule élémentaire. Les différents mouvements convectifs sont représentés ainsi l'ensemble des vitesses mises en jeu dans le processus de découpe.

Le calcul de la vitesse de perçage est la pierre angulaire de notre modélisation. Cette vitesse entre dans la résolution de la condition de stationnarité. L'obtention du champ des vitesses de perçage sur l'ensemble du front avant de découpe permet d'obtenir les positions angulaires

d'équilibre de chaque cellule élémentaire et ainsi de construire par continuité le profil bidimensionnel de la saignée.

L'équation de conservation de la masse, (I-150), permet l'obtention de cette grandeur. A l'instar des travaux de Semak et Matsunawa [Semak 1995], il est possible d'exprimer cette vitesse à l'aide de différentes composantes :

$$\boxed{v_p = v_p^{vap} + v_p^{long} + v_p^{lat}} \quad (I-151)$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_p^{vap}(i) = \frac{\rho_l}{\rho_s} v_v(i) \\ v_p^{long}(i) = \frac{\rho_l}{\rho_s} \left\{ \frac{[2\bar{\delta}(i) - \delta(i-1)][2\bar{r}_s(i) - r_s(i-1)]}{L \bar{r}_s(i)} v_{lz}(i) - \frac{\delta(i-1) r_s(i-1)}{L \bar{r}_s(i)} v_{lz}(i-1) \right\} \\ v_p^{lat}(i) = \frac{\rho_l}{\rho_s} \left[ \frac{\bar{\delta}(i)}{\bar{r}_s(i)} v_l(i) \right] \end{array} \right.$$

Nous constatons ainsi que la vitesse de perçage globale est une combinaison complexe des différentes vitesses des processus élémentaires entrant en jeu dans la découpe. Elle n'est pas simplement égale à la vitesse de déplacement du front de vaporisation, elle résulte également des mouvements hydrodynamiques présents au sein du volume de contrôle. Tous ces processus fondamentaux, vaporisation, éjection longitudinale, éjection latérale, s'ajustent afin de fournir une vitesse de perçage satisfaisant la condition de stationnarité et permettant au front de découpe d'être en équilibre dynamique.

A partir de l'équation (I-151), il est donc possible d'obtenir la valeur locale de la vitesse de perçage. Seulement, cette équation ne peut pas être résolue analytiquement. En effet, lors de l'étude des différents processus fondamentaux, nous avons obtenu des expressions relatives aux termes entrant dans l'équation du bilan de masse. Tous ces termes peuvent être réduits à des fonctions de la température de surface uniquement. Nous les résumons ci-dessous :

$$v_v = \left( \frac{m}{2\pi k_B} \right)^{1/2} \frac{p_a}{\rho_l \sqrt{T_s}} \exp \left[ \frac{\Delta H_v}{k_B T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T_s} \right) \right] (1 - \beta_R) \quad (I-152)$$

$$v_l = - \frac{2\eta_l r_s v_p^2}{\rho_l (\kappa_l \ln \Lambda)^2} + \sqrt{\left( \frac{\eta_l r_s v_p^2}{\rho_l (\kappa_l \ln \Lambda)^2} \right)^2 + \frac{2}{\rho_l} \Delta p|_{T_s \rightarrow T_f}} \quad (I-153)$$

$$v_{lz} = \frac{f}{32\eta_l} \frac{\kappa_l}{v_p} \ln(\Lambda) \rho_g v_g^2 \quad (I-154)$$

$$\bar{\delta} = \frac{\kappa_l}{v_p} \ln \Lambda \quad (I-155)$$

Les fonctions  $\Lambda$ ,  $f$ ,  $\eta_l$  dépendent uniquement de la température de surface. Comme nous pouvons le constater, la difficulté provient de la dépendance en  $v_p$  des vitesses hydrodynamiques ainsi que de l'épaisseur du film de métal liquide. Nous avons opté pour une résolution numérique de cette équation. La méthode que nous avons employé sera discutée au chapitre suivant.

#### 8.4.2. Conservation de l'énergie

L'équation de conservation de l'énergie provient de l'application du premier principe de la thermodynamique. Dans notre cas, elle traduit le fait que le flux net de chaleur traversant la frontière  $\partial\Omega_i$  est nul, les flux de chaleur entrants dans la volume de contrôle égalisant les flux sortants. La conservation globale de l'énergie se note :

$$\sum_i \int_{\partial\Omega_i} \vec{q}_i \cdot \vec{n}_i ds = 0 \Leftrightarrow \sum_{\partial\Omega_i} \left( \frac{dQ}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{entrant}} = \sum_{\partial\Omega_i} \left( \frac{dQ}{dt} \right)_{\partial\Omega_i}^{\text{sortant}} \quad (\text{I-156})$$

Où  $Q$  représente une quantité de chaleur.

Outre les flux de chaleur associés aux mouvements de la matière, évaporation, convection dans le liquide, nous trouvons l'apport énergétique lié à l'interaction de l'onde laser avec le matériau ainsi que des pertes relatives à la diffusion de la chaleur dans le solide. L'équation (I-156), appliquée à un élément, se met sous la forme suivante (Figure I-36) :

$$P_{abs}(i) + P_{conv}^{long}(i-1) + P_{EMS}(i) = P_{chauf}^{axial}(i) + P_{pertes}^{3D}(i) + P_{conv}^{lat}(i) + P_{conv}^{long}(i) + P_{\text{evap}}(i) \quad (\text{I-157})$$

Cette équation va nous permettre d'obtenir une relation bi-univoque entre l'intensité laser absorbée localement et la température de surface.

##### 8.4.2.a. Puissances associées aux mouvements convectifs

Les flux de matière résultants de la mise en mouvement de la phase liquide du métal s'accompagnent de transferts de chaleur. Ces flux thermiques convectifs correspondent au produit des flux de masses par les enthalpie de réactions :

$$P_{conv}^{long}(i-1) = \rho_l v_{lz}(i-1) \delta(i-1) 2r_s(i-1) [C_{pl}(\bar{T}(i-1) - T_0) + L_f] \quad (\text{I-158})$$

$$P_{conv}^{long}(i) = \rho_l v_{lz}(i) [2\bar{\delta}(i) - \delta(i-1)] 2r_s(i) [C_{pl}(\bar{T}(i) - T_0) + L_f] \quad (\text{I-159})$$

$$P_{conv}^{lat}(i) = 2\rho_l v_l(i) \bar{\delta}(i) L [C_{pl}(\bar{T}(i) - T_0) + L_f] \quad (\text{I-160})$$

L'échange énergétique se fait par rapport à la température de référence  $T_0$ . En effet, l'échantillon possède, avant l'interaction, une certaine énergie interne liée au fait que sa température initiale est non nulle (égale à  $T_0$ ).

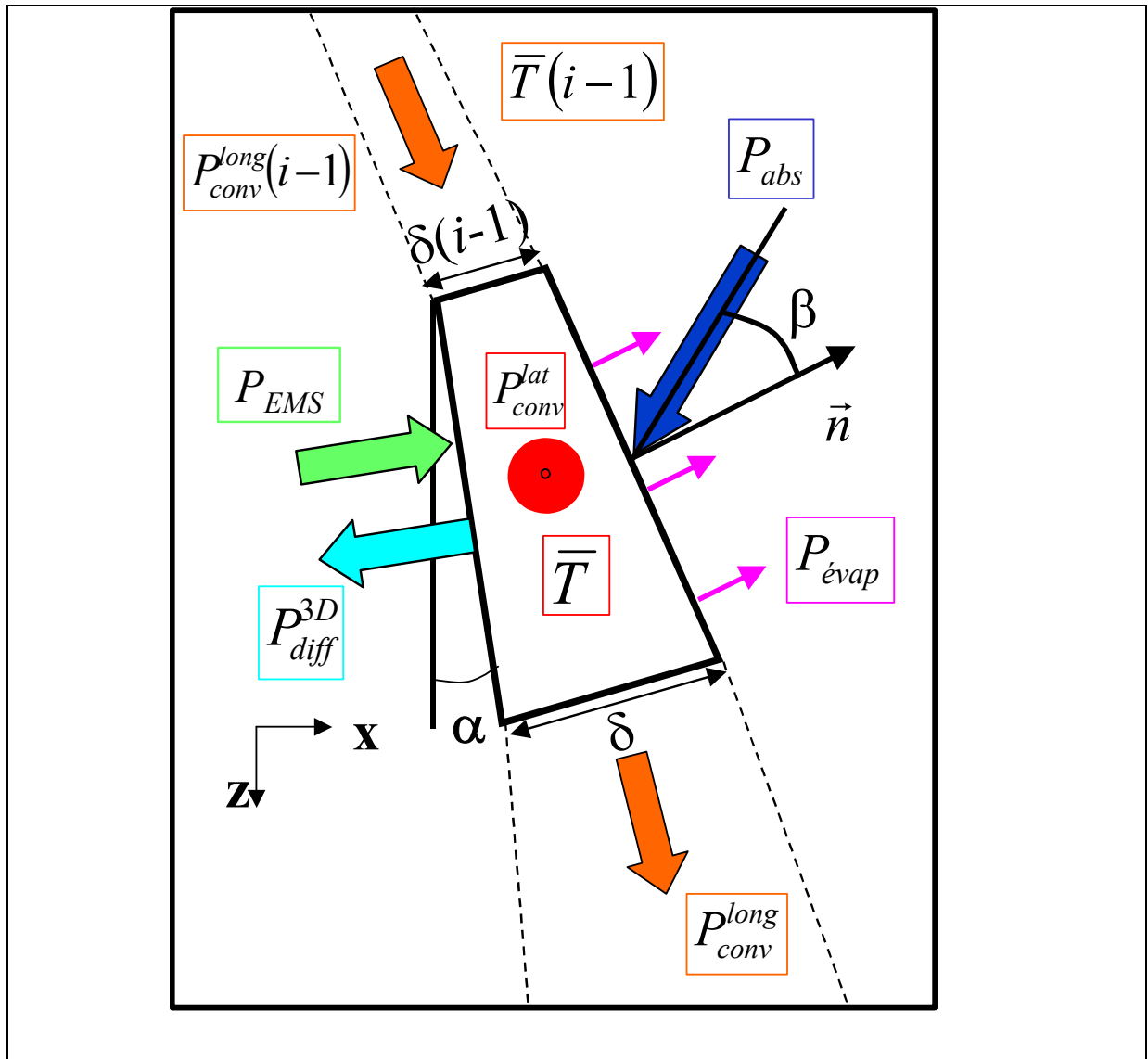


Figure I-36 : Schéma simplifié des différentes puissances entrant en jeu dans le processus de découpe laser, appliqué à une cellule élémentaire.

Les flux enthalpiques présents dans les transferts énergétiques convectifs sont donc toujours définis par rapport à cette origine, à savoir la température  $T_0$ .

A ces transferts de chaleur convectifs, ajoutons le flux thermique provenant de la vaporisation partielle du métal :

$$P_{\text{évap}}(i) = \rho_l v_v(i) 2\bar{r}_s(i) L L_v \quad (\text{I-161})$$

Dans ce cas, nous supposons que la quantité de chaleur emportée est entièrement due au changement de phase liquide-vapeur.

#### 8.4.2.b. Puissance laser absorbée

Le calcul de la puissance laser localement absorbée est un point délicat de l'étude. En effet, étant conscient que la base du procédé de découpe est d'origine thermique, il est primordial



d'estimer avec justesse les flux de chaleurs incidents provenant de l'interaction de l'onde laser avec le matériau. Dans un précédent chapitre, nous avons étudié la propagation et la focalisation des faisceaux gaussiens.

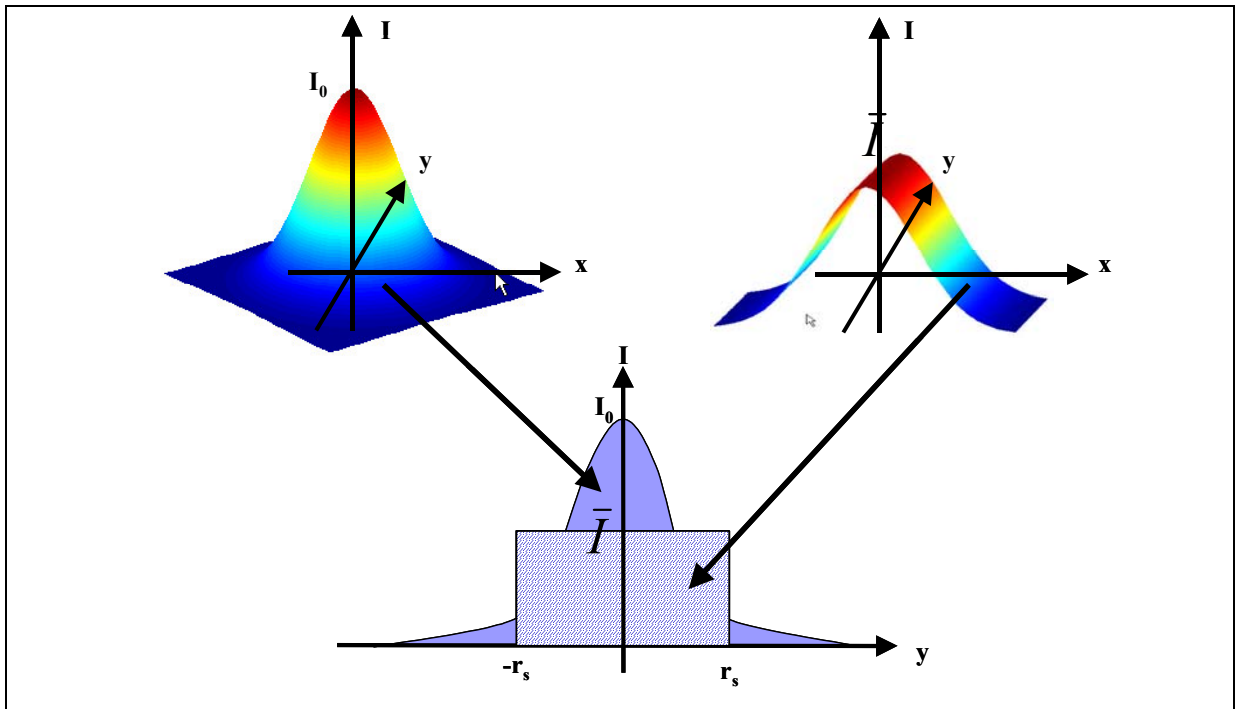


Figure I-37 : Homogénéisation de l'intensité laser dans la direction  $y$ .

Nous avons décrit l'évolution spatiale du vecteur d'onde de l'onde laser dans la saignée. Par ailleurs, l'absorptivité, facteur délicat à évaluer et traduisant la proportion de l'onde incidente absorbée par le matériau a été explicitée. Tous ces ingrédients sont nécessaires à la formulation de la puissance laser absorbée. Elle se met sous la forme suivante :

$$P_{abs}(i) = A_c [\beta(i)] \bar{I}(i) 2\bar{r}_s(i) L \cos \beta(i) \quad (I-162)$$

Où  $\bar{I}(i)$  est l'intensité laser locale moyenne dans la cellule  $i$ .

Dans l'approche bidimensionnelle du front de découpe, nous faisons l'hypothèse d'une intensité constante dans la direction  $y$ , transverse au déplacement (Figure I-37). Afin d'évaluer la puissance laser absorbée par élément, il est nécessaire de moyenniser l'intensité locale, calculée au centre de la cellule et ainsi tenir compte de son extension spatiale transverse. La conservation de la puissance laser nous permet d'écrire :

$$\bar{I} = \frac{2P_{utile}}{\pi w^2(z)} \exp\left(-\frac{2x^2}{w^2(z)}\right) \left[ \frac{1}{2\bar{r}_s} \int_{-\bar{r}_s}^{\bar{r}_s} \exp\left(-\frac{2y^2}{w^2(z)}\right) dy \right] \quad (I-163)$$

Nous voyons apparaître dans cette expression, non pas la puissance laser incidente  $P_0$ , mais ce que nous définissons comme étant la puissance laser utile  $P_{utile}$ , puissance laser entrant effectivement dans la saignée.

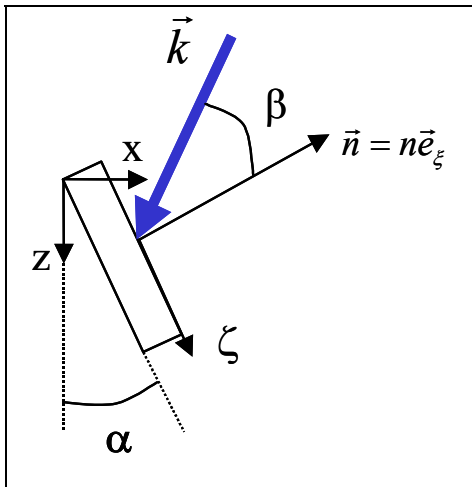


Figure I-38 :Interaction entre l'onde laser et un élément du front de découpe.

Elle correspond à ce que Kaplan nomme la puissance géométriquement absorbée. C'est une fonction décroissante de la vitesse de découpe. Nous expliciterons plus en détail cette notion dans la partie suivante.

Concernant l'évolution de la dimension transverse du faisceau laser lors de sa propagation,  $w(z)$ , il est nécessaire de lui fournir un repère spatial, c'est-à-dire de localiser le « waist » du faisceau focalisé, par rapport à la surface supérieure de l'échantillon. Ce repérage spatial est nommé défocalisation et noté  $ppf$ . Nous parlerons également de position du plan de focalisation.

Par définition, la défocalisation est égale à 0 quand le plan de focalisation de l'onde laser se trouve à la surface de l'échantillon. Si ce plan de focalisation est *au-dessus de la surface*, alors la défocalisation est *positive*, s'il est *sous la surface*, la défocalisation est *négative*.

L'expression de  $w(z)$  se note alors [Mas 2003] :

$$w(z) = w_{0F} \left[ 1 + \left( \frac{z + ppf}{z_R} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (I-164)$$

C'est cette expression que nous utiliserons désormais dans la modélisation. La position du plan de focalisation est un des paramètres opératoires d'entrée importants, au même titre que la vitesse de découpe ou encore la puissance laser incidente.

L'angle  $\beta$  est l'angle d'incidence du faisceau laser par rapport à la normale au front d'absorption. Il s'exprime en fonction du vecteur d'onde local(Figure I-38) :

$$\beta = \arccos(\vec{k} \cdot \vec{n}) \quad (I-165)$$

Où  $\vec{n} = n\vec{e}_z$  est la normale à la surface d'interaction.

#### 8.4.2.c. Flux de chaleur échangé avec le solide

Nous touchons à présent à un domaine qui a été abondamment étudié. Historiquement, la modélisation du soudage par laser ou faisceau d'électrons est antérieure à la mise en équation du procédé de découpe. Partant de l'équation de propagation de la chaleur avec source en

déplacement, Rosenthal a étudié quelques cas limites d'une source de chaleur ponctuelle, linéique, puis surfacique, constante à la surface d'une cible [Rosenthal 1946]. Le résultat bien connu est que lorsque vous passez de la solution statique, à la solution dynamique, on observe un resserrement des isothermes dans la direction de déplacement de la source, celles-ci deviennent elliptiques. Ces isothermes sont d'autant plus resserrées que la vitesse de déplacement de la source est importante. Par la suite, le cas de la source volumique a été considéré. Le dépôt d'énergie se fait le long d'un cylindre, dont la température de surface est prise égale à la température de vaporisation du matériau. Noller en présente une étude en 1983 [Noller 1983]. La solution du champ de température dans le solide est définie à l'aide des fonctions de Bessel. Dès lors, la plupart des travaux traitant de soudage ou de découpe par laser utilisent la description de Noller ([Schulz 1993], [Colla 1994], [Lankalapalli 1996], [Kaplan 1996]).

Remarquons que la diffusion de la chaleur dans le solide peut être divisée en deux parties :

-la première, correspond à un « préchauffage axial » du métal, avant fusion dans la zone d'interaction directe avec le laser. Cette diffusion de chaleur est utile en terme d'efficacité du procédé.

-la seconde, représente les pertes calorifiques dans l'ensemble de l'échantillon et sont responsables de son élévation globale de température. Cette quantité de chaleur provenant de l'absorption de l'onde laser est entièrement perdue pour le procédé. C'est une perte sèche d'énergie.

Schulz a opéré cette séparation des flux de chaleur diffusés dans un article où il exprime la quantité totale de chaleur diffusée dans l'échantillon en un terme de préchauffage et un terme de pertes.

$$P_{diff}^{3D} = P_{chauf}^{axial} + P_{pertes}^{3D}$$

Partant de l'équation de la chaleur pour une source cylindrique en déplacement, de type Noller, il en déduit le champ de température dans le solide,  $T(r, \varphi, z)$ . La puissance totale diffusée est l'intégrale du flux de chaleur associé sur la surface semi-cylindrique du front de découpe :

$$P_{diff}^{3D} = \int_{z=0}^{z=d} \int_{\varphi=-\pi}^{\varphi=\pi} \left( -K_s \frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r_0} r d\varphi dz$$

Où  $d$  est l'épaisseur de l'échantillon et  $r_0 = r_s + \delta$ , la distance du centre du faisceau à l'isotherme de fusion.

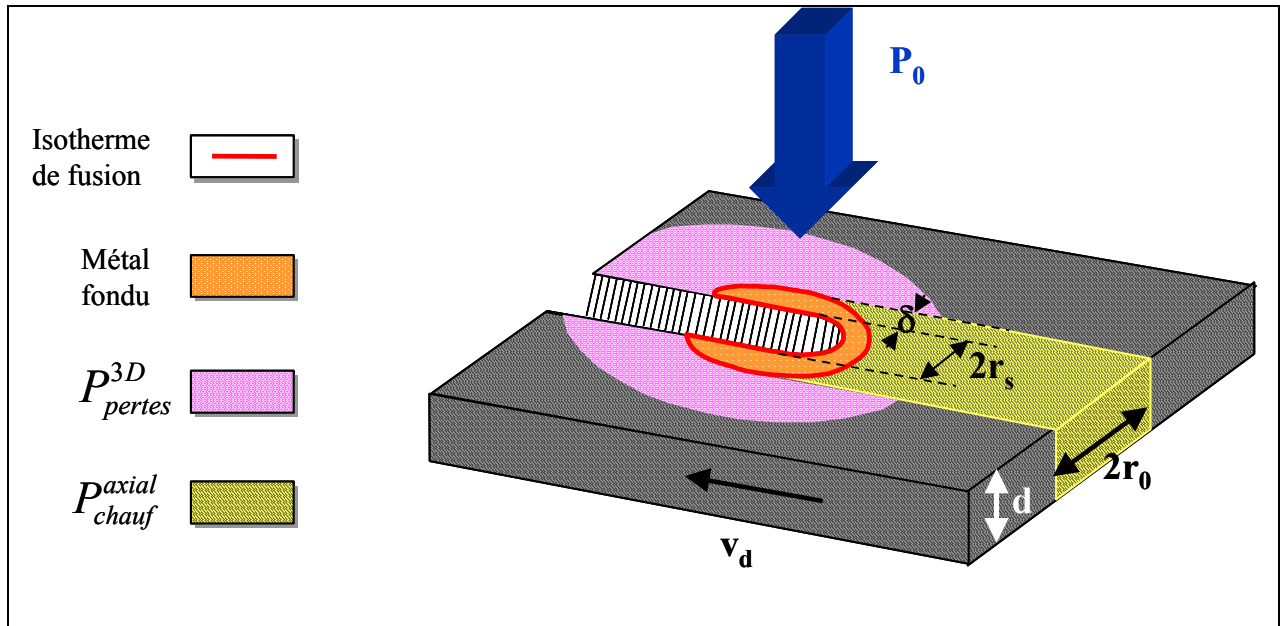


Figure I-39 : Répartition du flux de chaleur conductif en une partie utile, puissance de chauffage axiale et une perte sèche tridimensionnelle.

En exprimant d'autre part, la quantité de chaleur nécessaire au chauffage du métal qui sera fondu puis évacué,  $P_{chauf}^{axial} = \rho_s C_{ps} (T_f - T_0) v_d 2r_0 d$ , il déduit, par la différence de ces deux termes, la quantité de chaleur qui est perdue dans le reste de l'échantillon.

En considérant l'expression obtenue numériquement de la puissance conductive totale  $P_{diff}^{3D}$ , il aboutit à une approximation présentant une erreur relative de 6% dans la gamme des vitesses de découpe standards :

$$P_{diff}^{3D} = \rho_s C_{ps} (T_f - T_0) v_d 2r_0 d \left[ 1 + \left( \frac{Pe}{2} \right)^{-0.7} \right] \quad (I-166)$$

Où  $Pe = \frac{r_0 v_d}{\kappa_s}$  est le nombre de Péclet, grandeur adimensionnée caractéristique de la vitesse

de déplacement. Ce nombre est typiquement contenu dans la gamme [0,2].

Il est important de se rendre compte que les pertes conductives sont liées à la géométrie du problème. En tout état de cause, l'application de l'équation de la chaleur mono-dimensionnelle aboutira à la chose suivante : toute la chaleur diffusée dans le solide va servir uniquement à fondre l'équivalent du volume de métal présent dans la saignée. Il n'existe alors aucune perte sèche de puissance. En revanche, lorsque l'on considère une géométrie tridimensionnelle du front d'absorption, le flux conductif de chaleur n'est plus mono-dimensionnel et les pertes diffusives apparaissent. Dans le cadre de notre modèle 2D, il ne devrait rigoureusement pas y avoir de pertes diffusives. Cependant, vu l'importance qu'elles

occupent dans la répartition de puissance du processus réel, nous devons intégrer au modèle ce terme de diffusion de chaleur tridimensionnel. Nous obtenons l'expression de la puissance diffusée, sortant du volume de contrôle considéré :

$$P_{diff}^{3D}(i) = \frac{2}{\pi} \rho_s C_{ps} (T_f - T_0) v_p(i) 2[\bar{r}_s(i) + \bar{\delta}(i)] L \left[ 1 + \left( \frac{Pe(i)}{2} \right)^{-0.7} \right] \quad (I-167)$$

$$\text{Avec } Pe(i) = \frac{v_p(i) [\bar{r}_s(i) + \bar{\delta}(i)]}{\kappa_s}$$

Dans cette expression nous avons remplacé la vitesse de déplacement  $v_d$ , par la vitesse de perçage  $v_p$ , vitesse intrinsèquement liée au déplacement du front de fusion.

Nous pouvons séparer les composantes de puissance de chauffage axial et de pertes tridimensionnelle :

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{chauf}^{axial}(i) = \frac{8}{\pi} K_s (T_f - T_0) \left[ \frac{Pe(i)}{2} \right] \\ P_{pertes}^{3D}(i) = \frac{8}{\pi} K_s (T_f - T_0) \left[ \frac{Pe(i)}{2} \right]^{0.3} \end{array} \right. \quad (I-168)$$

$$(I-169)$$

Nous constatons que ces deux termes sont des fonctions croissantes du nombre de Peclet, les pertes 3D augmentant cependant moins vite que la puissance de chauffage axiale.

#### 8.4.2.d. Puissance liée à l'entrée de matière solide

Mentionnons finalement l'existence d'un terme de puissance entrant associée à la quantité de matière qui traverse l'interface solide-liquide. En effet, le matériau solide entre dans le volume de contrôle à la vitesse de perçage, sa température locale étant égale à la température de fusion du métal. Nous exprimons ce terme sous la forme suivante :

$$P_{EMS}(i) = \rho_s v_p(i) 2[\bar{r}_s(i) + \bar{\delta}(i)] L C_{ps} T_f \quad (I-170)$$

#### 8.4.2.e. Contributions négligées

Les transferts de chaleur relatifs à l'interaction de l'onde laser avec le matériau et à la diffusion de la chaleur, ceux liés aux mouvements hydrodynamiques de la phase liquide ainsi qu'à l'évaporation sont les termes prépondérants entrants dans le bilan de puissance. Nous pourrions pourtant, en toute rigueur, rajouter deux termes de pertes à cette équation. Le premier se rapporte aux transferts par rayonnement. Une surface chauffée à une certaine température, émet, par rayonnement, une certaine quantité de puissance, fonction de son émissivité et de son aire, et évoluant comme la puissance quatrième de sa température. C'est la fameuse équation de Stefan :

$$P_{ray} = \varepsilon \sigma_{st} S (T_s^4 - T_0^4)$$

où :

$\varepsilon$  est l'émissivité de la surface. Dans le cas des acier, sa valeur est aux alentours de 0.2

$\sigma_{st}$  est la constante de Stefan :  $5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$

$S$  : l'aire de la surface rayonnante

Nous pourrions également tenir compte des transferts de chaleur entre la phase de métal liquide chauffée aux alentours de 2000 K avec le gaz d'assistance. Il paraît sensé de supposer que les pertes de chaleur résultantes de l'interaction d'un jet de gaz se déplaçant à plusieurs centaines de mètres par seconde avec une couche de métal liquide à haute température doivent être élevées. Ces transferts sont appelés convection forcée. La puissance perdue est fonction de la surface en contact avec le gaz, de la différence de température entre les deux milieux et d'un coefficient d'échange :

$$P_{conv}^{forc} = h_E S (T_s - T_0)$$

La difficulté de cette équation est l'évaluation de coefficient d'échange  $h_E$ . Disons simplement, qu'il est une fonction de la vitesse de l'écoulement gazeux, de ces propriétés physiques (conductivité, viscosité) et de sa nature (laminaire, turbulent). Dans les conditions de travail standards de découpe, nous avons calculé des valeurs de  $h_E$  de l'ordre de  $2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ . Des valeurs aussi faibles du coefficient d'échange fournissent des puissances perdues ridiculement faibles.

### 8.5. En résumé

Nous avons présenté le modèle complet de découpe laser, réunion des chapitres théoriques précédents. Notre approche bidimensionnelle du front de découpe se fonde sur l'application, au sein de chaque cellule élémentaire, des équations de conservation de la masse et de l'énergie. Le système complet d'équation est fermé par la condition géométrique de stationnarité, qui relie l'angle local d'équilibre du front de découpe à la vitesse de perçage.

Ce modèle semi-analytique de découpe laser est entièrement « auto-consistant » et permet, par la réunion de l'ensemble des cellules élémentaires d'obtenir le profil complet de la saignée de découpe ainsi que tous les paramètres de sortie associés.

### 8.6. Conclusion partielle

L'ensemble des chapitres précédents a tenter de formaliser les fondements de la théorie de la découpe de métaux par laser. Nous avons décrit les processus élémentaires, à partir la

propagation de l'onde laser en sortie de cavité jusqu'à l'éjection, hors de la saignée de découpe, du métal en fusion. Chaque phénomène élémentaire a été analysée en détail sur une base physique explicative accessible. La réunion de tous ces processus fondamentaux a permis de bâtir un modèle « auto-consistant », semi-analytique, bidimensionnel, stationnaire du front avant de la saignée de découpe.

Une fois, la physique du problème appréhendée et mise en équation, il s'agit dans la suite de notre travail, d'implémenté tout ceci en langage informatique et de simuler théoriquement une découpe laser, partant seulement de paramètres opératoires connus dans le cadre expérimental, tels que la vitesse de découpe, la puissance laser initiale, la position du plan de focalisation ou encore la pression initiale du gaz d'assistance.

---

**Partie II :**

**EXPLOITATION DE LA RESOLUTION DU  
MODELE DE DECOUPE : VALIDATION  
EXPERIMENTALE.**

**EXTENSION DE LA THEMATIQUE DE  
RECHERCHE : GENERALISATION DU  
MODELE ET PHENOMENES CONNEXES**



---

## **Partie II. EXPLOITATION DE LA RESOLUTION DU MODELE DE DECOUPE : VALIDATION EXPERIMENTALE. EXTENSION DE LA THEMATIQUE DE RECHERCHE : GENERALISATION DU MODELE ET PHENOMENES CONNEXES**

Le travail théorique a été présenté sur l'ensemble de chapitre précédents. L'étude des processus élémentaires entrant en jeu dans la découpe de métaux par laser a vu son accomplissement dans leur réunion au sein du dernier chapitre où la modélisation du procédé complet de découpe a été mis en place.

Il s'agit, à présent, de programmer le modèle semi-analytique développé afin d'obtenir des résultats de simulation. Partant de là, nous pourrions procéder à une étude comparative entre le modèle et les expériences qui ont été menées en parallèle. Nous en viendrons finalement à présenter les travaux en cours ainsi que les pistes de recherche à approfondir ou à explorer.

Les chapitres à venir sont :

### **1. Résolution numérique du procédé de découpe laser**

Nous présentons la méthode de résolution de l'ensemble du modèle semi-analytique de découpe. La structure de l'algorithme de calcul y est développée.

### **2. Résultats de simulation**

Après avoir implémenté le modèle théorique, nous présentons une étude des différents résultats fournis par la simulation. Influence des paramètres laser et optiques sur les épaisseurs maximums découpées. Influence des paramètres opératoires d'entrée (position du plan de focalisation, puissance laser incidente, pression initiale du gaz de découpe) sur un ensemble de paramètres de sortie de la simulation (vitesse maximum de découpe, angle d'inclinaison du front de découpe, température de surface du front d'absorption, épaisseur du film de métal liquide.) Nous étudions également l'influence de variations des paramètres physiques du matériau sur l'épaisseur découpée. Finalement, nous proposons une méthode d'inversion de la simulation, par l'intermédiaire de la méthode des simplexes.

### **3. Comparaisons simulations-expériences : validation du modèle semi-analytique**

Ce chapitre présente les comparaisons effectuées entre les résultats de simulation et les expériences que nous avons menées, essentiellement au cours de deux « campagnes ». La première s'est déroulée en avril 2001, en Italie et la seconde, au printemps 2002, au CLFA.

Les comparaisons entre les épaisseurs expérimentalement découpées et leurs homologues simulés fournissent une appréciation quant à la plage de validité du modèle.

---

Nous discutons également d'expériences relatives à la mesure d'absorptivités du front de découpe pendant le processus : expériences délicates dont les conclusions sont à manier avec beaucoup de précaution.

#### **4. Travail en cours et perspectives**

Cet ultime chapitre tend à élargir la thématique de recherche et à replacer le problème physique posé par la modélisation de la découpe laser dans un contexte plus général. Nous expliquons comment procéder au passage de la géométrie bidimensionnelle initiale du front de découpe, à une géométrie tridimensionnelle qui intègre le rayon de la saignée dans les paramètres de sortie de la simulation. Nous explorons la voie de la découpe laser assistée par un gaz actif comme l'oxygène. Nous en venons enfin à une étude (bibliographique) de la notion de stries de découpe, phénomène non-stationnaire périodique qui apparaît toujours sur les flancs des saignées de découpe.

## Chapitre 1. Résolution numérique du procédé de découpe laser

Nous avons discuté en détail des différents processus fondamentaux qui composent le procédé de découpe de métaux par laser. Ainsi, un modèle mathématique, fondé sur l'utilisation des équations bilan a été mis en place. L'étape suivante est l'implémentation d'un programme informatique, outil indispensable à la résolution complète du problème. Comme nous l'avons vu, il n'existe pas une relation analytique exprimant le champ des vitesses de perçage en fonction de l'intensité laser incidente. Un ensemble d'équations couplées, comprenant des expressions analytiques ou semi-analytiques permet, à partir d'un nombre restreint de données d'entrée, d'obtenir le profil global du front de découpe.

Dans ce chapitre, nous allons étudier la structure de résolution du problème complet, c'est-à-dire la manière dont nous avons articulé le programme informatique en vue d'obtenir une solution pertinente.

### *1.1. Notion et calcul du seuil de perçage*

Le seuil de perçage se réfère à l'intensité laser locale nécessaire à l'amorçage du processus de perçage, première étape de la découpe. Ce seuil dépend de la nature du matériau (absorptivité, conductivité) et de la vitesse de déplacement. En effet, les pertes sèches par diffusion étant proportionnelle à  $v_d^{0.3}$ , une intensité locale plus importante doit être fournie afin d'atteindre une température de surface identique (Figure II-1). Dans la simulation, nous supposons que le perçage est amorcé lorsque la température locale atteint la température de fusion du matériau. La phase liquide, progressivement générée, sera déformée par les actions combinées du laser et du gaz d'assistance. Nous ajoutons une condition supplémentaire sur l'angle local d'inclinaison du front de découpe à l'endroit du point d'amorçage : celui-ci est égal à  $\pi/2$ . La résolution des équations bilan satisfaisant ces deux conditions aux limites fournit la valeur de l'intensité du seuil de perçage. Nous recherchons ensuite dans le profil d'intensité laser, l'abscisse pour laquelle cette intensité laser multipliée par l'absorptivité locale est égale au seuil précédemment calculé.

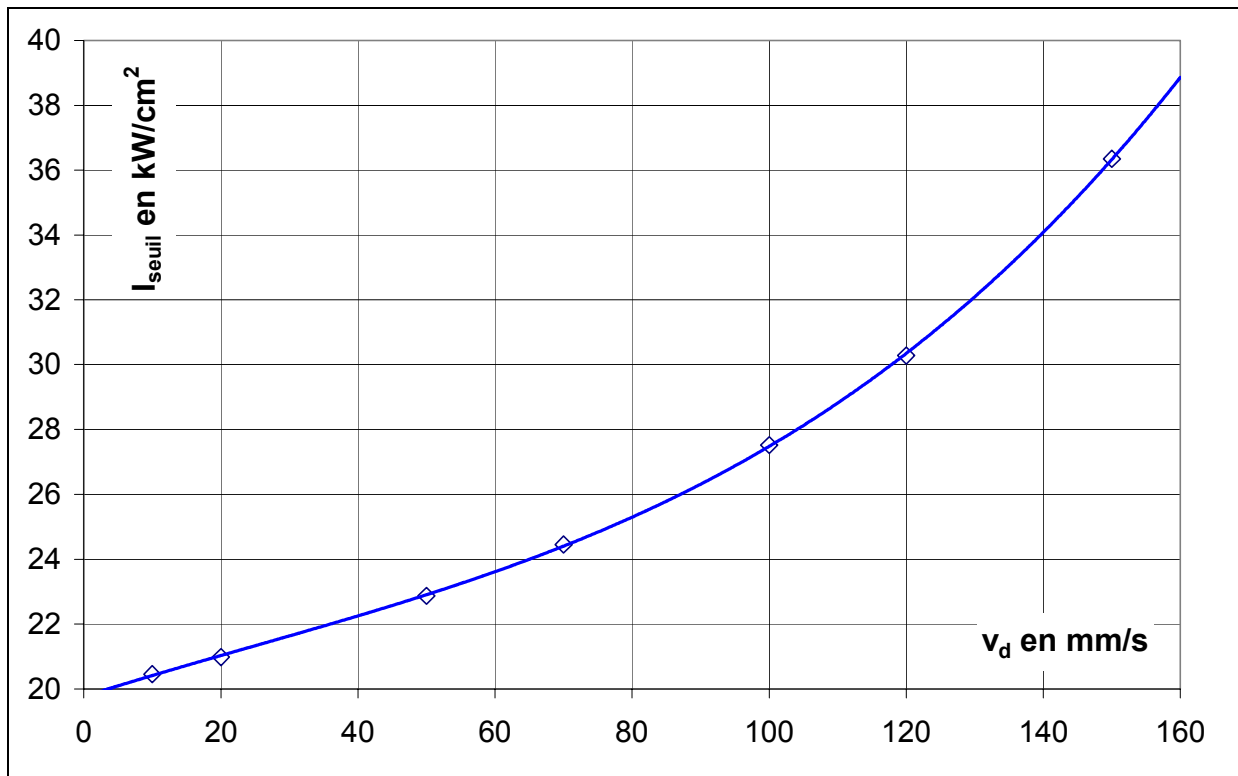
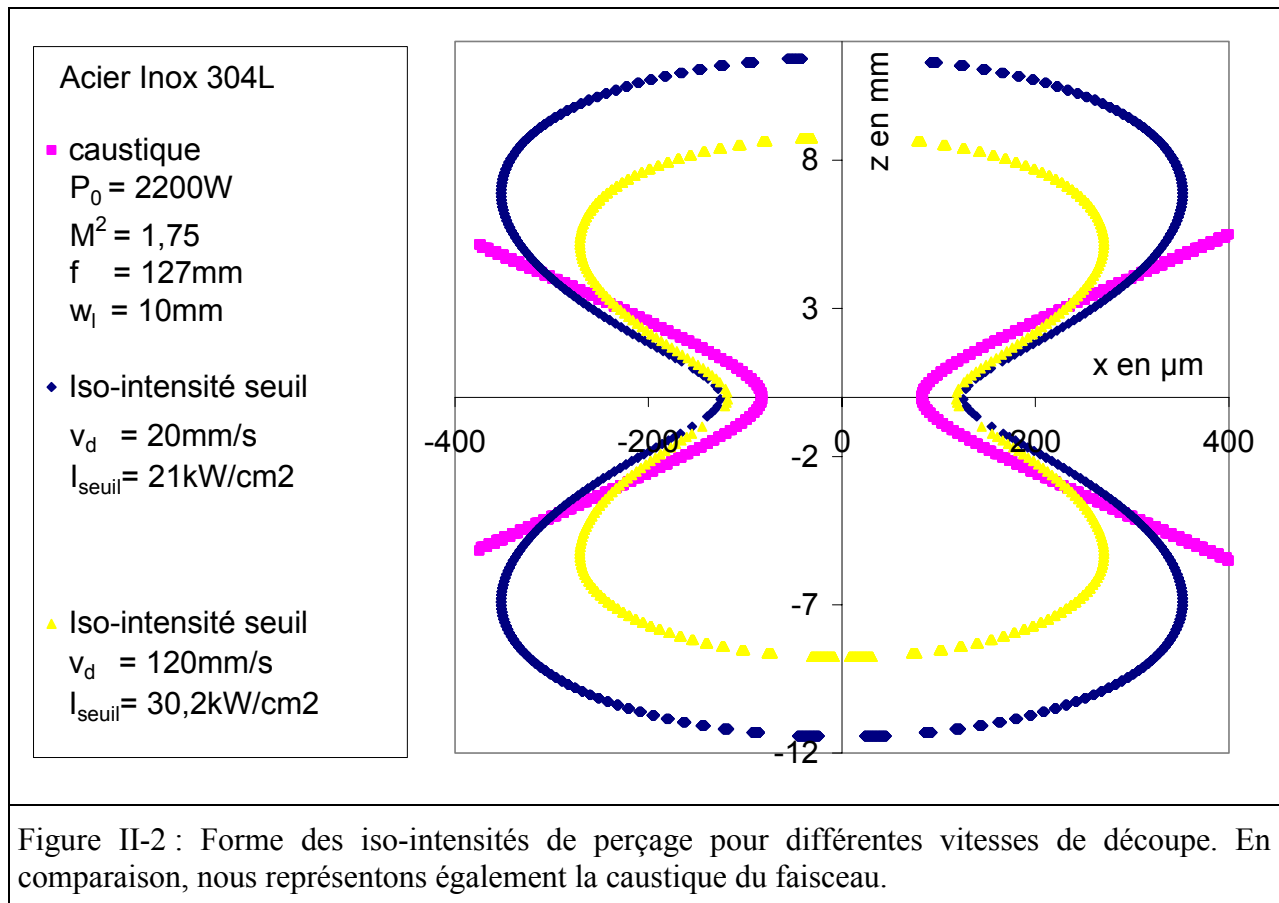


Figure II-1 : Evolution du seuil de perçage en fonction de la vitesse de découpe : Acier 304L, épaisseur=2mm,  $P_0=2200\text{W}$ ,  $p_0=10\text{bars}$ ,  $ppf=-1\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$ ,  $w_L=10\text{mm}$ ,  $M^2=1.75$

La connaissance de la répartition spatiale d'intensité laser permet de définir l'iso-intensité du seuil de perçage. Elle est lieu des points où l'intensité laser multipliée par la valeur de l'absorptivité en incidence normale (valable quand la défocalisation est faible) égale le seuil de perçage.

Nous présentons sur la Figure II-2, l'évolution de l'iso-intensité seuil en fonction de la vitesse de découpe. Les deux courbes d'iso-intensité, pour  $v_d=20\text{mm/s}$  et  $v_d=120\text{mm/s}$  ont été obtenues pour un mode gaussien fondamental,  $\text{TEM}_{00}$ , de facteur de qualité égal à 1.75. Quand la vitesse de découpe augmente, l'intensité seuil nécessaire augmente également, ce qui réduit le volume efficace de découpe potentielle, c'est-à-dire, le volume intérieur à la surface représenté par l'intensité seuil. En conséquence, plus on se déplace vite, moins l'épaisseur découpée sera importante.



### 1.2. Détermination du rayon de la saignée de découpe

Dans une description bidimensionnelle du processus, nous avons déjà mentionné le fait que le rayon de la saignée de découpe n'est pas un paramètre calculable du problème. Nous n'avons aucune relation analytique qui nous permette de l'obtenir pour chaque élément. Des hypothèses ont pu être évoquées concernant sa relation avec la dimension locale du faisceau laser. Le problème étant que la dimension transverse du faisceau est une donnée intrinsèque de la combinaison laser-système de focalisation. Elle est donc indépendante de la vitesse de déplacement de la cible (resp. de la source laser). Pourtant, de simples expériences montrent une décroissance du diamètre de la saignée quand on augmente la vitesse de déplacement de la cible (resp. de la source laser). Du point de vue thermique, l'équation de propagation de la chaleur indique que les isothermes se resserrent en amont de la source mais aussi transversalement quand sa vitesse croît. Physiquement, on comprend qu'une augmentation de la vitesse de découpe, implique un flux de matière (quantité de matière par unité de temps) à fondre et à évacuer plus important, donc un flux laser local nécessaire plus important. L'iso-intensité de perçage se resserre induisant une réduction du rayon de saignée.

La décision fut prise d'intégrer comme paramètre d'entrée de la simulation, la valeur du rayon de la saignée en fonction de la vitesse de déplacement et de la dimension transverse locale du faisceau laser. Les expériences de référence furent menées chez Prima Industrie à Turin, en Italie.

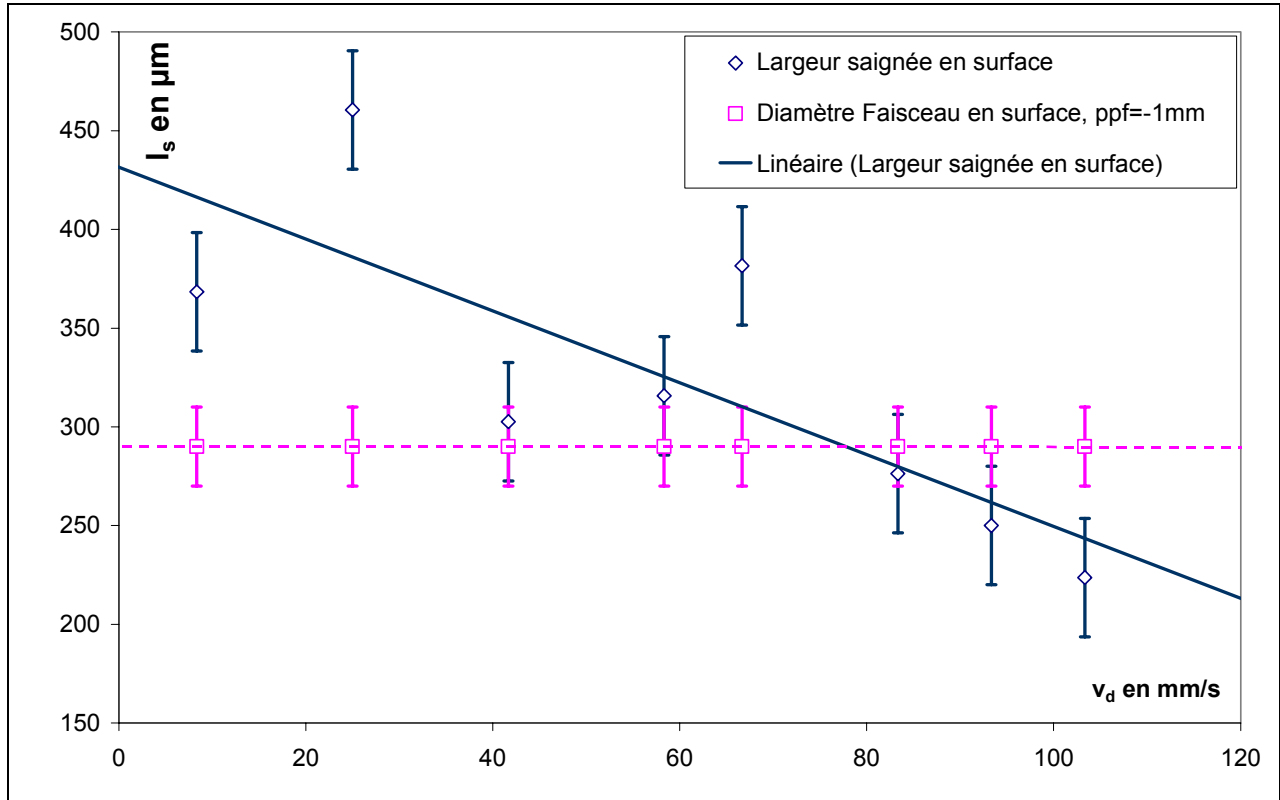


Figure II-3 : Evolution de la largeur de la saignée en surface d'échantillon en fonction de la vitesse de découpe. Acier 304L, épaisseur=2mm,  $P_0=2200\text{W}$ ,  $p_0=9\text{bars}$ ,  $ppf=-1\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$ ,  $w_L=10\text{mm}$ ,  $M^2=1.75$

Nous combinons ces données expérimentales avec l'évolution de la dimension transverse du faisceau,  $w(z)$ , afin d'obtenir une expression du rayon de la saignée en fonction de la profondeur :

$$r_s(z) = pw(z) \left( 1 - \frac{v_d}{2v_{crit}} \right) \quad (\text{II-1})$$

Avec :  $p=1.48$ , un coefficient d'ajustement expérimental.

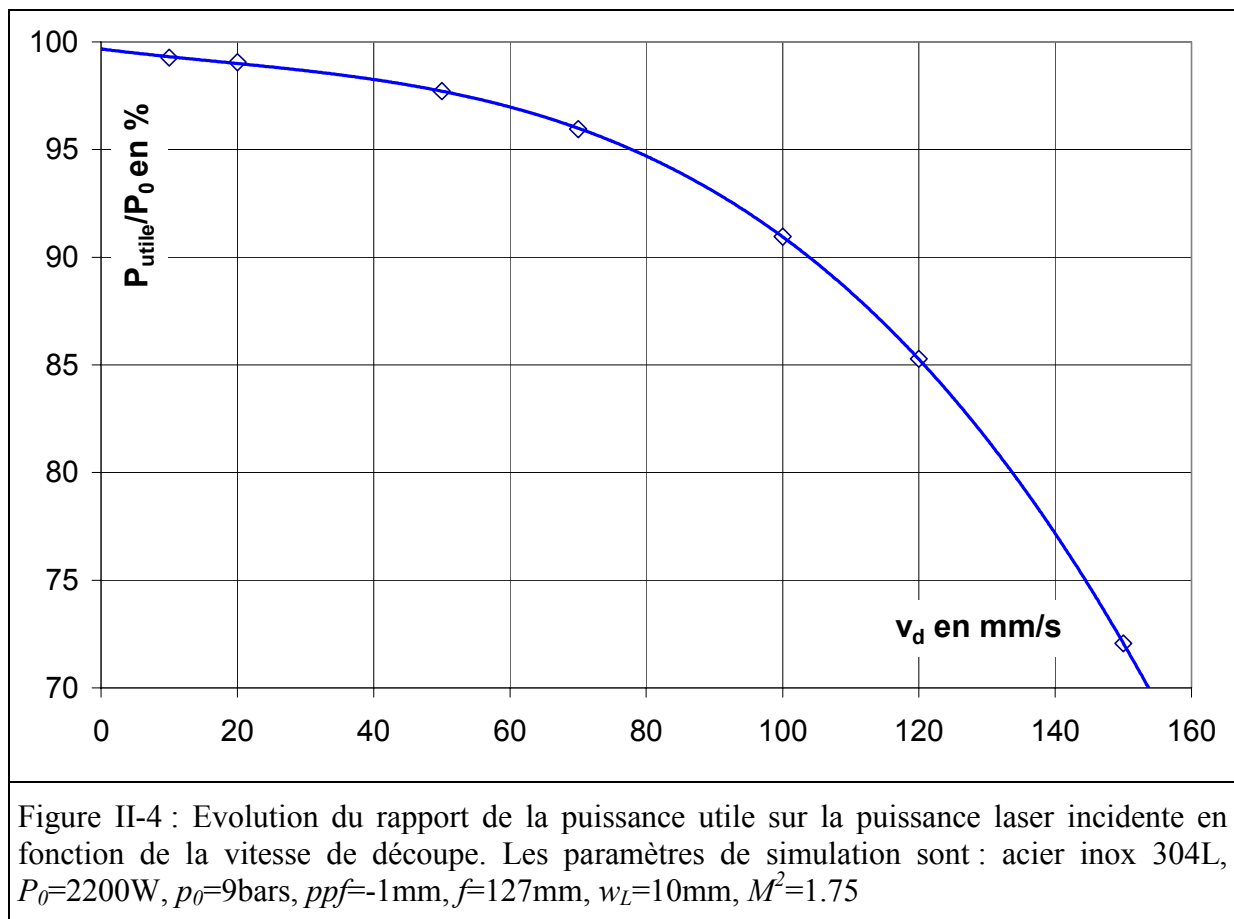
$v_{crit}$ , la vitesse pour laquelle, le rayon de la saignée est égal à la moitié de sa valeur en condition « statique », quand la vitesse de déplacement est très faible. Dans les expériences menées chez Prima Industrie, nous avons  $v_{crit}=119\text{mm/s}$ .

### 1.3. Puissance laser utile

L'évaluation de la puissance laser absorbée à l'interface liquide-vapeur nécessite des explications supplémentaires. Le rayon moyen de la saignée est une fonction décroissante de la vitesse. Or, la dimension du faisceau en surface de l'échantillon ne dépend pas de la vitesse de découpe. En conséquence, une partie de plus en plus importante du faisceau est arrêtée à la surface ( $z=0$ ) et ne pénètre pas dans la saignée, rendant la puissance laser potentiellement utilisable d'autant plus faible que la vitesse de coupe est importante.

$$P_{utile} = \left\{ \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \left[ \int_{x_{seuil}}^{3w(z)} \int_{-r_s(z)}^{r_s(z)} \exp\left(-2\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}\right) dx dy \right] \right\}_{z=0} \quad (II-2)$$

Le reste de la puissance  $P_0 - P_{utile}$ , affectée de l'absorptivité locale, va être diffusée dans l'échantillon. Cependant nous négligeons son influence sur le processus global de découpe.



### 1.4. Algorithme de calcul

Etudions maintenant la structure de l'algorithme de calcul. Celui-ci représente l'ossature du programme global. Nous fournissons les principales étapes de la procédure de simulation du front de découpe.

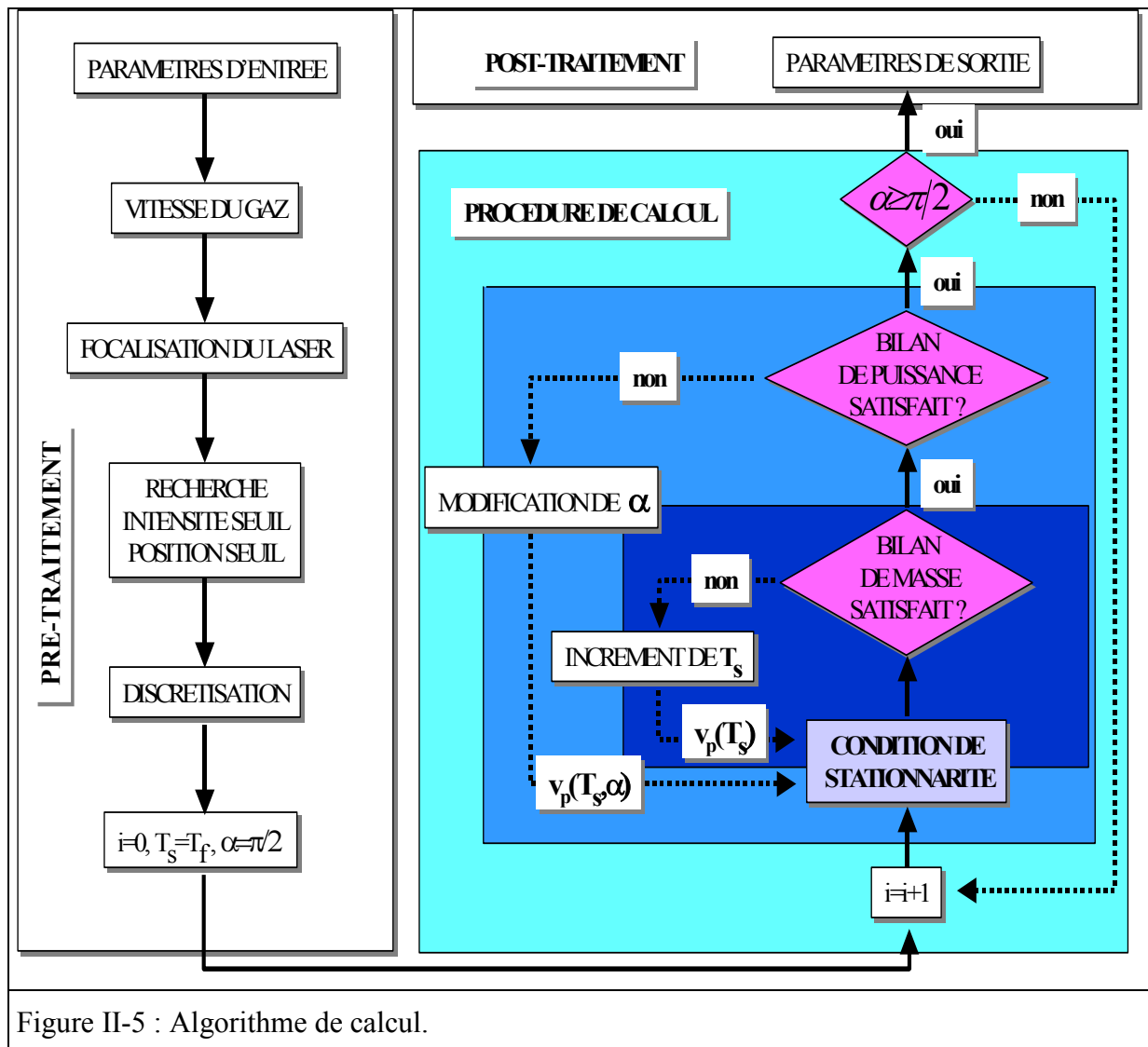


Figure II-5 : Algorithme de calcul.

#### 1.4.1. Pré-traitement

Ce que nous appelons pré-traitement correspond à la saisie et à la lecture des paramètres opératoires d'entrée, à l'initialisation des paramètres physiques du matériau, des paramètres du laser et du gaz ainsi qu'aux calculs préalables comme la vitesse du gaz d'assistance à l'entrée de la saignée, le rayon de cette saignée en surface, la recherche de l'intensité du seuil de perçage ainsi que sa position sur l'axe de déplacement. Le profil de découpe possède alors un point d'amorçage. Celui-ci est ensuite discrétisé en cellules élémentaires dont la largeur correspond au diamètre local de la saignée et dont la longueur est fixée dans les paramètres



d'entrée. Les valeurs de température et d'angle d'inclinaison sont initialisés pour la première cellule.

#### 1.4.2. Procédure de calcul

Nous entrons ensuite dans la procédure de calcul et de convergence du programme. On peut y distinguer trois niveaux de boucles, interne, médian et externe.

Lors de l'initialisation de la première cellule, nous fixons sa température de surface à la température de fusion du matériau et son angle d'inclinaison est pris égal à 89 degrés pour éviter les divergences sur la condition de stationnarité. A l'aide de ces conditions initiales, nous pouvons estimer la valeur de  $v_d \cos(\alpha_0)$ . Celle-ci doit être égale, par définition de la condition de stationnarité, à la valeur de la vitesse de perçage. Or, cette dernière est obtenue par la résolution de l'équation de conservation de la masse. Nous avons montré dans l'étude théorique que tous les termes entrant dans cette équation bilan étaient fonction de la température de surface locale. Nous incrémentons la température locale de surface et calculons à chaque pas une valeur de la vitesse de perçage. La convergence est obtenue lorsque la température de surface génère une vitesse de perçage égale à  $v_d \cos(\alpha_0)$ . Ceci définit la boucle de convergence interne de la structure de calcul.

Ensuite, nous évaluons les termes entrant dans l'équation de conservation de l'énergie. L'intensité laser absorbée est directement liée à l'angle d'inclinaison de la cellule. Nous opérons maintenant une convergence sur la valeur de l'angle  $\alpha$  d'inclinaison de la cellule jusqu'à satisfaction de la conservation de l'énergie. C'est la boucle de convergence médiane. Bien entendu, pour chaque nouvelle valeur de l'angle d'inclinaison nous repassons inévitablement par la boucle de convergence interne.

Lorsque la convergence sur  $\alpha$  est obtenue, nous passons à la cellule suivante et construisons progressivement le profil complet de découpe. C'est la boucle externe. La cellule suivante prend pour valeurs initiales de température d'angle, de vitesses hydrodynamiques et d'épaisseur de bain liquide les valeurs de la cellule précédente. Le nombre de cellules élémentaires définissant à terme le profil de découpe n'est pas fixé au préalable, la simulation s'arrêtant d'elle-même lorsque l'angle d'inclinaison de la cellule dépasse  $\pi/2$ . Physiquement, cela traduit le fait que l'intensité locale absorbée n'est plus suffisante pour assurer le prolongement de la découpe. Nous sortons de la zone délimitée par l'iso-intensité du seuil de perçage.

### 1.4.3. Post-traitement

Tous les résultats du calcul, valeurs des vitesses hydrodynamiques, de l'épaisseur du bain liquide, de la température de surface, des angles d'inclinaison, les positions spatiales de chaque cellules sont stockés sous forme de fichiers afin d'être utilisés pour le post-traitement et la représentation graphique.

### 1.5. *En résumé*

Nous venons de présenter succinctement la méthode de résolution de l'algorithme principal de calcul permettant de résoudre le profil du front avant de la saignée de découpe. Après discrétisation du profil de la saignée en une multitude de cellules élémentaires, l'ensemble des équations bilan sont résolues sur la base d'une solution stationnaire unique. La convergence s'effectue indépendamment pour chaque élément, les conditions aux limites entre chaque domaine élémentaire permettant de construire un profil continu.

## Chapitre 2. Résultats de simulation

Une fois le modèle semi-analytique implémenté, il est possible, dans un premier temps, de représenter l'évolution de profils complets 2D de saignée de découpe en fonction de la vitesse de déplacement. Nous mènerons ensuite une étude sur l'influence de la variation des paramètres optiques (type de lentille, distance focale) et laser (puissance, facteur de qualité, dimension transverse du faisceau naturel) sur l'épaisseur maximum découpée.

La partie suivante abordera l'influence des paramètres opératoires d'entrée sur les résultats de découpe. Partant d'une épaisseur d'échantillon à couper déterminée, nous calculons la valeur maximale de la vitesse de découpe permise pour différentes valeurs de la position du plan de focalisation, de la puissance laser incidente ou encore de la pression initiale du gaz d'assistance. Cette vitesse maximale est obtenue en simulant le profil complet du front de découpe dont nous rappelons que la condition de sortie est que l'angle d'inclinaison soit localement égal à  $\pi/2$ .

L'influence des paramètres physiques du matériau, sur l'épaisseur découpée sera envisagée. En effet, les données relatives aux métaux que nous utilisons ont été glanées dans la littérature. Il arrive que certains paramètres ne soient pas en accords d'une source à l'autre. Il existe ainsi une incertitude sur les valeurs prises par la viscosité cinématique du métal fondu, sa capacité calorifique ou encore sa diffusivité thermique. L'influence sur les résultats de simulation de chacun de ces paramètres diffère parfois de façon importante.

Nous finirons par une explication relative à l'inversion du problème et faisant intervenir la méthode des simplexes. La possibilité d'obtenir des jeux (doublets, triplets, n-uplets) de paramètres d'entrée permettant de découper une épaisseur de métal, fournie au préalable, est présentée.

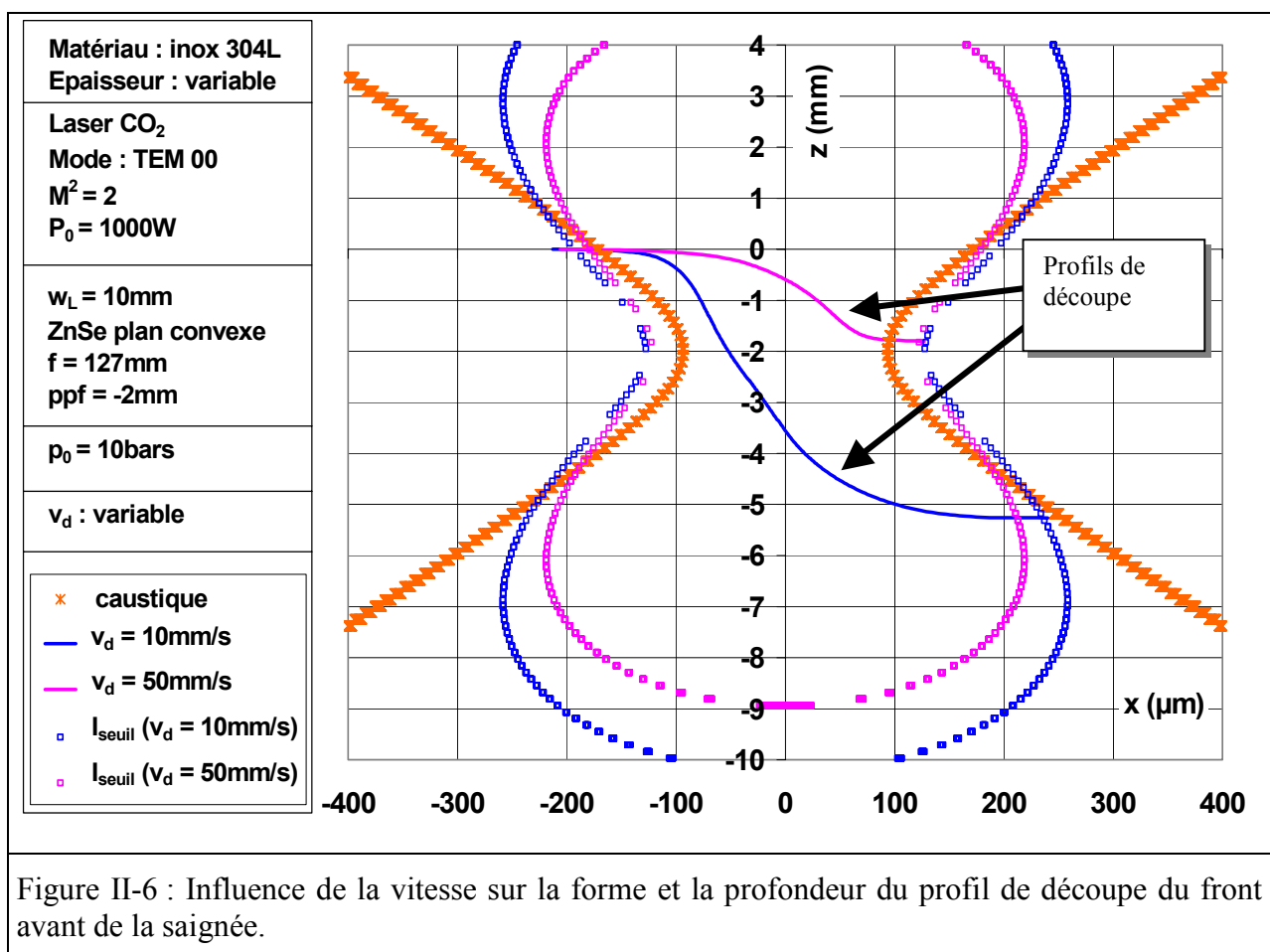
### 2.1. Profils de découpe

Avant de traiter des résultats de simulation, il est important de noter que dans les calculs, l'absorptivité a été affectée d'un coefficient de 1.2. Ceci provient de résultats expérimentaux, discutés dans le prochain chapitre et qui attestent des différences existantes, *a priori*, entre les calculs fournis par les équations de Fresnel et les expériences menées au CLFA. Nous verrons ultérieurement, comment il est possible de justifier ce coefficient.

Nous abordons dans un premier temps, la représentation graphique bidimensionnelle du front avant de la saignée de découpe. La simulation complète du problème, permet, comme nous

l'avons présenté au chapitre précédent, de déterminer, la position spatiale de chaque cellule élémentaire. Cette position est en accord avec la satisfaction de la condition locale de stationnarité.

La Figure II-6 montre la forme du profil 2D du front avant de la saignée de découpe, pour deux vitesses de déplacement, 10mm/s et 50mm/s, tous les autres paramètres opératoires étant, par ailleurs maintenus constants. Nous avons déjà mentionné le fait que l'iso-intensité seuil se resserre lorsque l'on augmente la vitesse de découpe. En ce qui concerne la forme des profils de découpe, nous constatons que leurs extrémités (point d'amorçage et point de désamorçage du processus de découpe) interceptent leur courbe d'iso-intensité seuil respective [Mas 2003].



Dans ces simulations, le plan de focalisation est placé à 2mm sous la surface de l'échantillon, située en  $z=0$ . L'évolution de la forme des profils est fonction de cette défocalisation et plus particulièrement de la répartition locale d'intensité. Pour une vitesse de découpe de 10mm/s, l'épaisseur découpée est de l'ordre de 5.2mm, et on pourrait montrer que la valeur minimale de l'angle d'inclinaison,  $\alpha$ , se trouve aux environs de  $z=-2$ mm. A cet endroit, nous avons une densité de puissance laser maximum. Dans le cas de la découpe dont la vitesse de

déplacement est de 50mm/s, le profil se construit, dans la partie convergente du faisceau laser, donc dans une zone d'intensités croissantes. Le problème est que les valeurs des angles d'inclinaison locaux sont plus importants que dans le cas précédents et ce, afin d'augmenter la proportion de puissance laser absorbée et pouvoir converger vers la solution stationnaire. Nous progressons ainsi plus rapidement vers des zones, dans le profil d'intensité laser, où bien que n'ayant pas traverser le plan de focalisation, l'intensité laser diminue.

## *2.2. Influence des conditions d'irradiation sur l'épaisseur découpée*

L'onde laser étant la source énergétique qui va permettre au processus de découpe de se produire, il paraît évident que les conditions d'irradiation de la zone de travail vont influencer fortement sur l'efficacité du procédé.

### **2.2.1. Variation de la dimension transverse du faisceau naturel**

Les simulations sont menées sur de l'acier inox 304L, la puissance laser incidente est fixée à 1000W, la vitesse de découpe est égale à 20mm/s et la pression de gaz à 13bars.

Sur la Figure II-7, nous observons l'évolution de l'épaisseur de métal découpée quand, pour une position déterminée du plan focal, nous faisons varier la dimension du faisceau laser en entrée sur la lentille. Concrètement, la dimension du faisceau laser naturel n'est pas ajustable. Lorsque nous avons étudié la propagation des faisceaux gaussiens, nous avons rappelé que leur dimension transverse et leur divergence sont des caractéristiques intrinsèques de la cavité laser qui les génère. Ainsi, la section d'un faisceau évolue-t-elle au cours de sa propagation, si bien que suivant la position de la tête de découpe sur le trajet du faisceau, le diamètre de ce dernier peut varier sensiblement. Lors de la campagne expérimentale qui a été menée chez notre partenaire italien, Prima Industrie, la machine de découpe utilisait un système d'« optique volante » (flying optics). Cela signifie que c'est la tête de découpe qui se déplace par rapport à l'échantillon et non le contraire. Ce système est nécessaire lorsqu'il s'agit de traiter des pièces de dimension et de masse importantes, difficilement manœuvrables sous le faisceau laser. L'inconvénient est que la qualité de découpe peut varier d'un point à l'autre étant donné qu'il existe une variation du diamètre du faisceau naturel induisant des conditions de découpe différentes. Sur la machine de travail, les positions extrêmes présentaient une différence de chemin optique d'environ dix mètres, faisant passer le diamètre du faisceau naturel de 17 à 27mm (minimum full burn diameter). La dimension transverse du faisceau impactant sur la lentille agit sur la dimension du faisceau focalisé et sur sa distance de Rayleigh, modifiant ainsi les zones spatiales d'intensité potentiellement utilisables.

Les courbes d'évolution de la profondeur découpée en fonction du rayon du faisceau laser en entrée sur la lentille suivent une allure particulière présentant deux maxima positionnés respectivement pour  $w_L$  compris entre 8 et 10mm puis pour des valeurs situées entre 20 et 25mm. De part et d'autre de ces deux pics, les épaisseurs découpées chutent rapidement (pour  $w_L$  inférieur à 7mm ou supérieur à 25mm). Entre les deux, l'épaisseur découpée est d'autant plus proche du maximum que le plan de focalisation est placé de façon optimale (c'est la position pour laquelle nous obtenons l'épaisseur découpée maximale lorsque la seule variable ajustable est la position du plan focal par rapport à la surface de l'échantillon). Ainsi, lorsqu'il varie d'une position située au-dessus de la surface de l'échantillon,  $ppf=1\text{mm}$ , puis s'enfonce progressivement dans l'échantillon jusqu'à atteindre une position quasi-idéale,  $ppf=-2.5\text{mm}$  dans les conditions de découpe fixées par ailleurs, la zone intermédiaire ( $w_L$  compris entre 10 et 20mm) est d'autant plus stable en terme d'épaisseur découpée. Quand la position du plan de focalisation s'enfonce trop dans l'échantillon,  $ppf=-4\text{mm}$ , l'épaisseur découpée chute rapidement car les conditions d'irradiation ne sont plus adaptées à une découpe efficace.

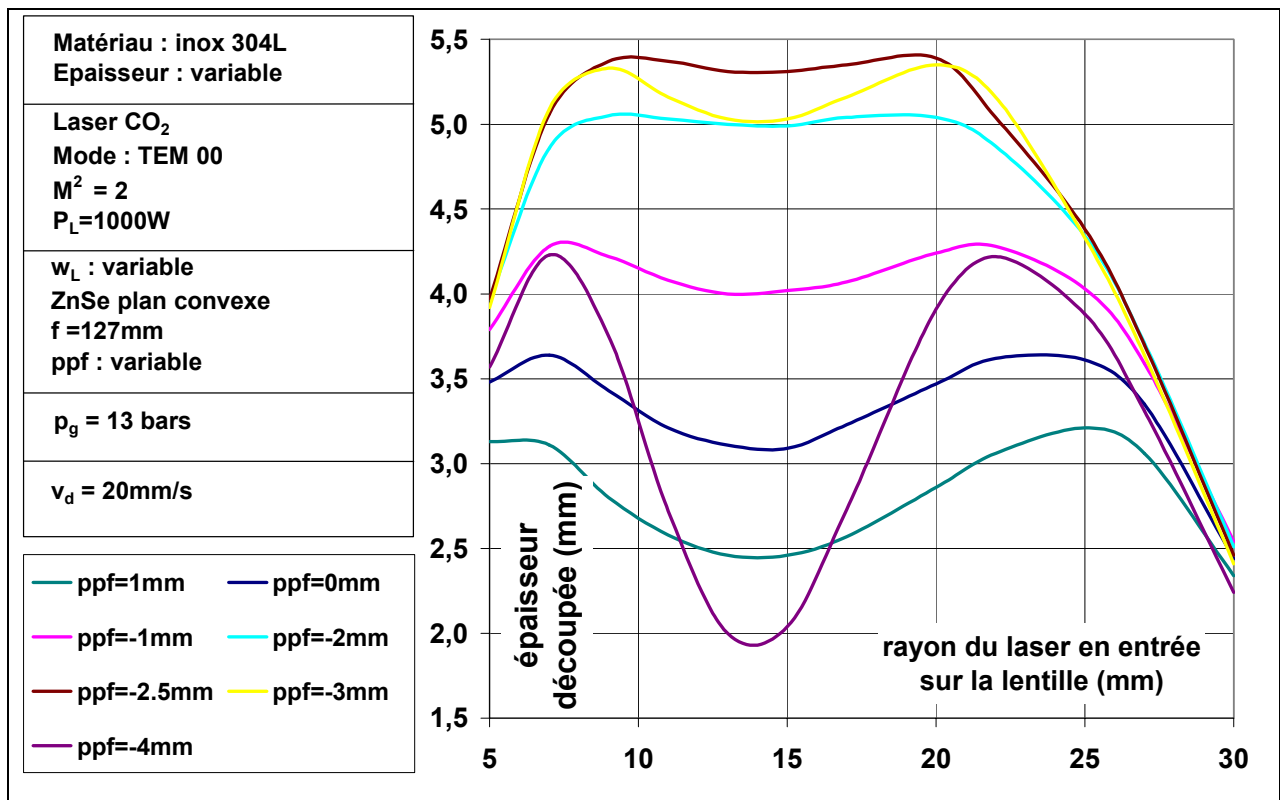


Figure II-7 : Influence sur l'épaisseur découpée de la dimension transverse (rayon) du faisceau laser naturel en entrée sur la lentille de focalisation. Nous observons un optimum de l'épaisseur découpée pour un ajustement adéquate de la position du plan de focalisation.

Nous constatons que l'obtention d'une profondeur de découpe maximum relativement stable par rapport à une variation de la dimension transverse du faisceau naturel s'obtient en optimisant la position du plan de focalisation, c'est-à-dire en la plaçant sensiblement à la

moitié de l'épaisseur de l'échantillon à couper. Effectivement, en focalisant 2.5mm sous la surface de l'échantillon, nous obtenons une épaisseur découpée maximale de 5.4mm. Nous verrons que cette tendance est vérifiée expérimentalement.

### 2.2.2. Variation du facteur de qualité

Le facteur de qualité d'un faisceau laser est la grandeur qui permet de l'étalonner par rapport au mode gaussien fondamental. Plus ce facteur de qualité est important, moins le laser sera « efficace ». Aux faibles puissances, les constructeurs de sources parviennent à obtenir des facteurs de qualité relativement bas ( $<1,5$ ). Pour les lasers de puissance supérieures à 1000W, les modes laser évoluent, et les facteurs de qualité augmentent. Il s'agit alors de coupler correctement les besoins de l'utilisateur avec les paramètres laser et optiques. Pour découper des épaisseurs supérieures à 5mm d'acier inox, nous constatons qu'il est préférable d'utiliser une lentille de focale plus importante. L'intérêt est d'augmenter la distance de Rayleigh et par conséquent la zone potentiellement efficace de découpe (ceint par l'iso-intensité du seuil de perçage).

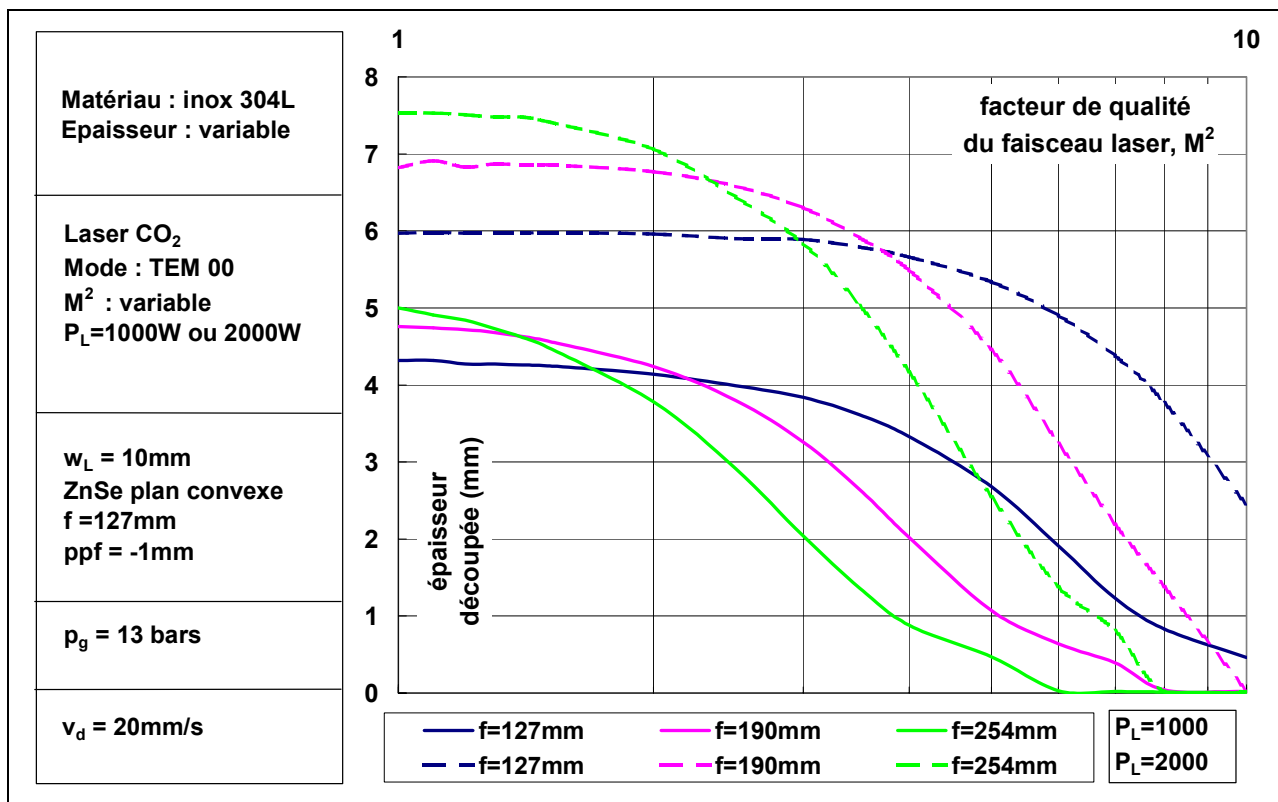


Figure II-8 : Influences du facteur de qualité et de la distance focale sur l'épaisseur découpée, pour deux puissances laser incidentes différentes.

Cependant, les intensités laser crêtes sont réduites, les vitesses de découpe devant par la même être diminuées. Pour les faibles épaisseurs, on a tout intérêt à utiliser une focale courte, produisant des densités de puissance laser très importantes dans la zone d'interaction. La

distance de Rayleigh est diminuée, mais la vitesse de découpe être augmentée. C'est un compromis vitesse-efficacité de la découpe.

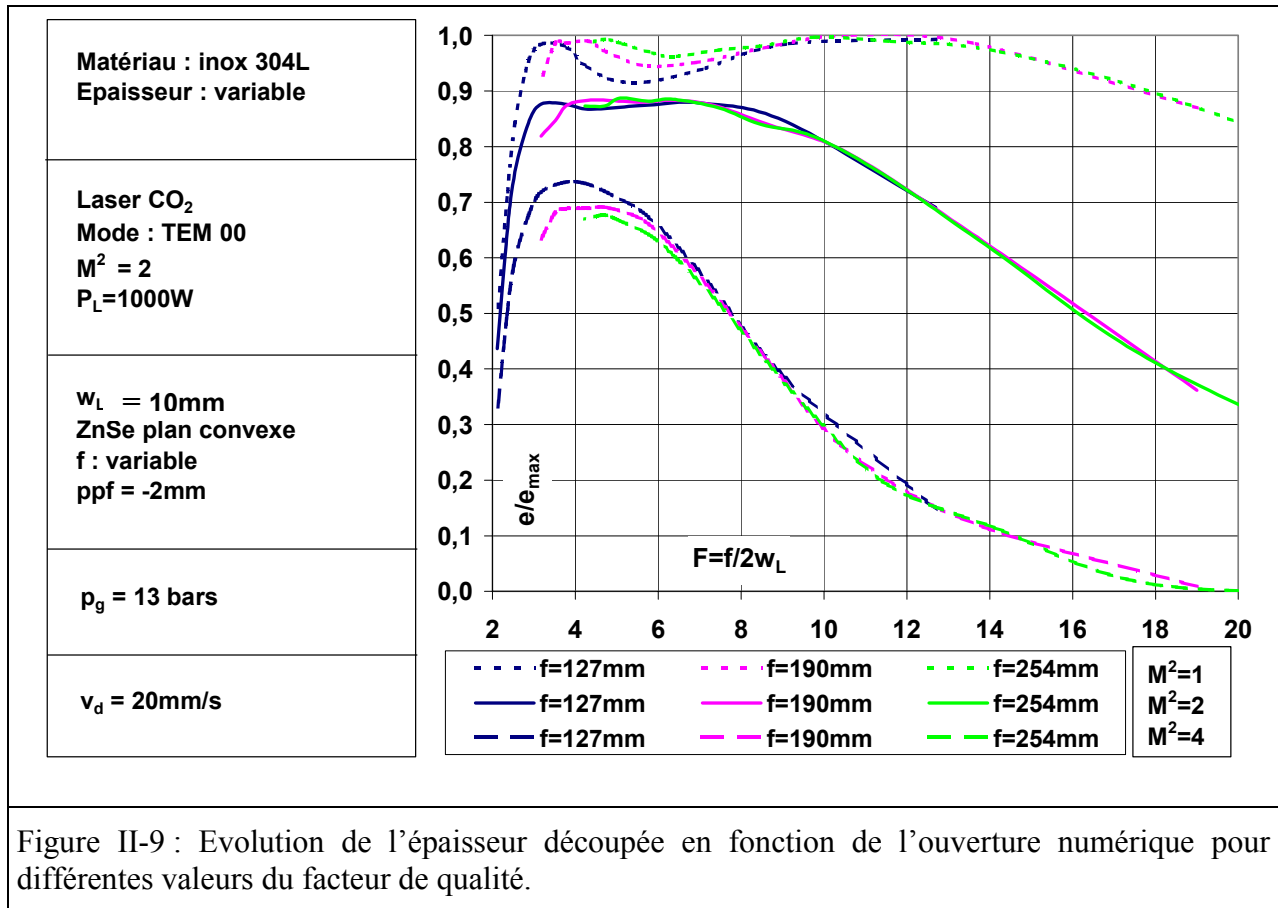
Sur la Figure II-8, nous présentons l'influence du facteur de qualité sur l'épaisseur découpée, pour trois distances focales et pour deux puissances laser incidentes. Une grande distance focale est à privilégier dans le cas d'échantillons d'épaisseurs importantes, supérieures à 5mm, si le facteur de qualité est relativement bon (inférieur à 2). Lorsque la source laser fournit un faisceau de qualité moins bon, voire médiocre, supérieur à 4, l'utilisation d'une distance focale courte (127mm) prend tout son sens, quelle que soit l'épaisseur à couper. Les points d'intersection des courbes favorisant une distance focale par rapport à l'autre se déplacent vers des  $M^2$  plus grands quand la puissance laser incidente augmente. Et chose encore plus intéressante, il ressort de la simulation, que si le facteur de qualité est supérieur à 5, la puissance n'est même plus un critère de découpe efficace. En effet, on peut constater qu'une découpe à l'aide d'une lentille de 127mm de focale associée à une puissance laser incidente de 1000W donne une épaisseur découpée plus importante qu'avec une lentille de focale 254mm associée à une puissance de 2000W !!! Il ressort de ce genre de comparaison, que la puissance peut devenir par moment un facteur de réduction de l'efficacité du procédé et qu'il ne s'agit pas forcément de la maximiser pour obtenir de meilleurs résultats.

### 2.2.3. Influence de l'ouverture numérique

Sur la Figure II-9, nous faisons apparaître un nombre adimensionné, rapport de la distance focale sur la dimension transverse du faisceau en entrée sur la lentille,  $f/2w_L$ . Ce nombre est appelé ouverture numérique du système optique. Celui-ci est régulièrement utilisé car il est directement en relation avec la dimension et l'extension spatiale de la tâche focale (waist et distance de Rayleigh). Nous avons exprimé son influence sur le rapport « épaisseur découpée-épaisseur maximum découpée » dans l'ensemble des cas simulés.

Dans ce graphe, nous n'avons pas simplement fait varier la valeur de l'ouverture numérique, nous avons systématiquement modifié la distance focale ( $f$ ) et la dimension transverse du faisceau naturel en entrée sur la lentille ( $w_L$ ). En effet, le calcul de rayon du faisceau focalisé n'est pas simplement fonction de  $F$ . Si dans le terme d'extension spatiale lié à la divergence naturelle de l'onde laser, on voit apparaître  $F$ , dans le terme lié à l'aberration sphérique introduit par la lentille, nous avons le rapport  $w_L^3/f^2$ . Ceci explique les faibles variations observées, à facteur de qualité du faisceau et ouverture numérique donnés, en fonction de la distance focale utilisée.





Nous voyons apparaître des zones de maximisation de l'épaisseur découpée qui sont d'autant plus large que le facteur de qualité est faible. Ainsi, suivant la qualité intrinsèque du faisceau laser utilisé, il est nécessaire de porter attention à la distance focale à employer. Ce choix sera d'autant plus critique que la qualité du faisceau laser est mauvaise.

### 2.3. Influence des paramètres opératoires d'entrée

Le point de départ pour une découpe est le choix du matériau. Celui-ci détermine les valeurs prises par ses différents paramètres physiques. Nous en discuterons dans un paragraphe ultérieur. Une fois le matériau choisi, après avoir défini le type de laser et les caractéristiques du système optique, nous distinguons clairement quatre paramètres d'entrée importants que sont la vitesse de découpe, la puissance laser incidente, la position du plan de focalisation et la pression initiale du gaz d'assistance. Pour l'utilisateur potentiel d'une machine de découpe laser, ces paramètres se modulent aisément. A cela, nous pouvons ajouter la distance buse-pièce et le diamètre de la buse de découpe.

Dans la simulation, nous avons fixé l'épaisseur à couper et nous faisons varier respectivement la position du plan de focalisation, la puissance laser incidente et la pression du gaz

d'assistance. Le résultat est l'obtention de la vitesse maximum de découpe pour chaque jeu de paramètres opératoires d'entrée.

### 2.3.1. Influence de la position du plan de focalisation

Dans le procédé de découpe laser, la position du plan focal, relativement à la surface de l'échantillon, est un paramètre très important. L'iso-intensité seuil se définit spatialement par rapport à lui. Il est nécessaire de l'ajuster au mieux afin de réaliser une découpe de bonne qualité.

L'épaisseur du matériau à découper est fixée à 3mm. Sur la Figure II-10, nous observons l'influence de la variation de la position du plan focal sur les paramètres de sortie. Cette figure présente l'évolution de quatre paramètres de sortie (la vitesse maximum de découpe et les valeurs moyennes de l'angle d'inclinaison du front de découpe, de la température de surface, et de l'épaisseur du film de métal fondu associées). L'angle moyen d'inclinaison du front de découpe subit des distorsions relativement importantes, influencé par la valeur moyenne de la vitesse de perçage. Dans les cas extrêmes de défocalisation, 4mm au dessus de la surface de l'échantillon ou 6mm au-delà de cette surface, nous avons des valeurs angulaires de l'ordre de 20°, les vitesses maximales de découpe atteintes étant par conséquent très faibles (resp. 9mm/s et 15mm/s). Dans de telles conditions d'irradiation, le faisceau laser qui impacte la surface de l'échantillon, du fait de son élargissement en surface, fournit des densités de puissance proches de l'iso-intensité du seuil de perçage. Le front s'incline donc le moins possible (grandes valeurs de l'angle d'inclinaison) pour maximiser la puissance absorbée. La contrepartie est que la vitesse de découpe maximum est réduite en proportion. Notons ici une remarque importante : la vitesse maximale atteinte, de 118.5mm/s, est obtenue pour une position du plan de focalisation située à -1.5mm sous la surface de l'échantillon. Conclusion, nous maximisons la vitesse de découpe en symétrisant l'iso-intensité seuil par rapport à l'épaisseur de l'échantillon à couper. En d'autres termes, il s'agit de positionner le plan de focalisation au milieu de l'échantillon. Lorsque nous traiterons des comparaisons avec les expériences, nous révélerons cette tendance. Notons aussi que c'est dans cette position optimale que nous minimisons l'angle d'inclinaison du front de découpe du fait de la maximisation de la vitesse de perçage (cf. condition de stationnarité).

Les courbes de vitesse de découpe et de température de surface suivent une évolution similaire en fonction de la position du plan focal. Lorsque nous progressons dans la direction des *ppf* négatifs (le plan focal se rapproche puis pénètre dans l'échantillon), ces deux grandeurs augmentent de concert. Nous augmentons l'efficacité du processus de découpe

jusqu'à l'obtention d'une vitesse de découpe maximale, s'accordant avec une température de surface également maximale (la vitesse d'éjection latérale et les échanges convectifs latéraux sont également maximisés (cf. Figure II-12)). Puis, la décroissance s'amorce, la courbe de température s'étalant un peu plus que la courbe de vitesse autour de sa valeur plafond. Ceci est dû à une certaine inertie du processus qui se répercute plus fortement sur la valeur de la température de surface que sur la vitesse de découpe.

Définissons les grandeurs représentées sur la Figure II-11. Elle fournit l'évolution de différents rapports de puissance :

- le rapport de la puissance laser utile,  $P_{utile}$ , sur la puissance laser incidente,  $P_0$ , qui traduit la part de puissance laser qui entre effectivement dans la saignée
- le rapport de la puissance absorbée,  $P_{abs}$  sur la puissance laser incidente  $P_0$
- le rapport de la puissance laser utile sur la puissance laser absorbée qui n'est autre que l'absorptivité
- le quotient des deux rapports de puissance précédents, appelé rendement de puissance

Sur cette figure, l'absorptivité est maximisée pour une défocalisation de  $-1.5\text{mm}$  (milieu de l'échantillon). C'est également là que nous maximisons le rendement de puissance. La température de surface étant directement reliée à la puissance laser absorbée par le biais du bilan de puissance, elle se trouve donc maximisée en ce point. On comprend maintenant mieux l'évolution de l'épaisseur du film liquide de la Figure II-10. Elle passe par une valeur minimale pour  $ppf = -1.5\text{mm}$ . En effet, cette épaisseur résulte d'un compromis entre les effets respectifs de la vitesse de perçage et de la température de surface. Lorsque la vitesse de coupe est maximale, la vitesse de perçage présente également un maximum et l'emporte dans l'équation calculant l'épaisseur du film liquide. Ensuite, quand on continue à augmenter la défocalisation ( $ppf < -1.5\text{mm}$ ), la vitesse de découpe et donc de perçage chute plus rapidement que la température de surface. Le terme de température, présent dans l'équation donnant la valeur de  $\delta$ , redevient prépondérant et l'épaisseur de liquide augmente de nouveau.

Pour une défocalisation très importante ( $ppf < -4\text{mm}$ ), vitesse maximum de découpe, température de surface et épaisseur du film liquide chutent rapidement. Cela traduit la difficulté de maintien du processus de découpe. Les densités de puissance en surface de l'échantillon ne permettent plus de percer en profondeur, les angles d'inclinaison du front croissant rapidement.

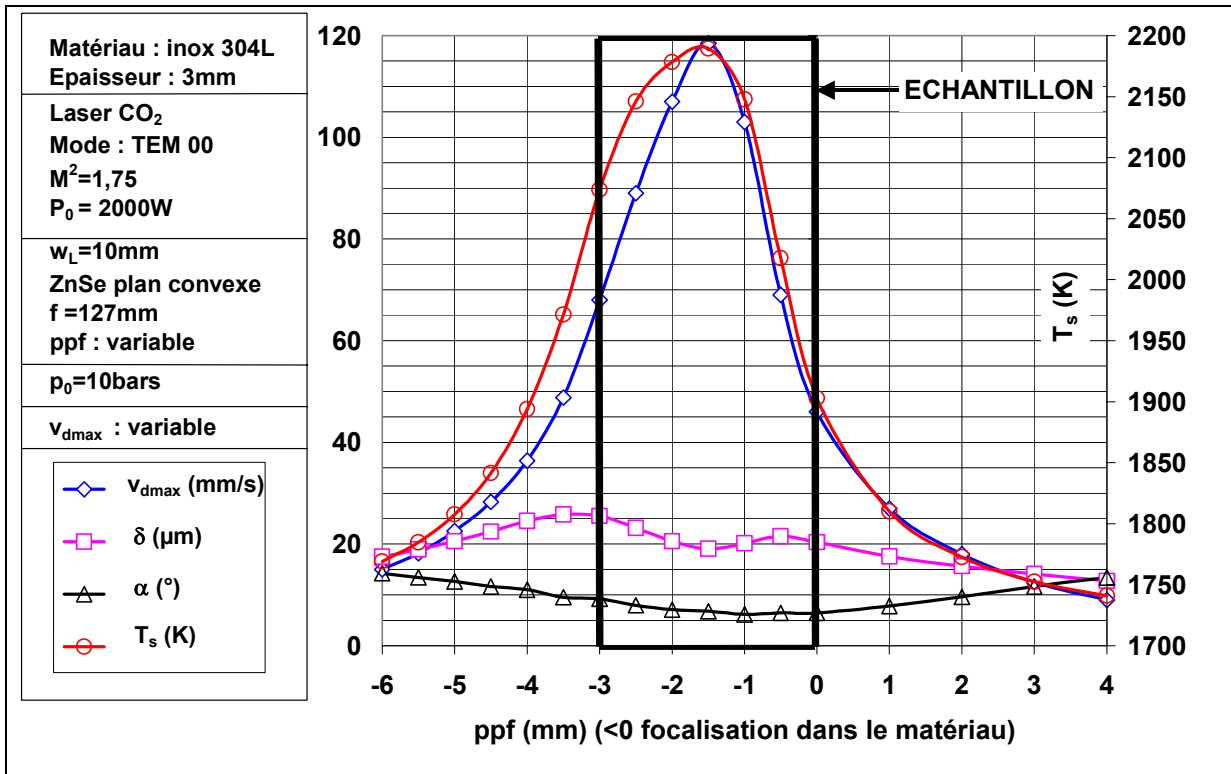


Figure II-10 : Evolution de différents paramètres de sortie en fonction de la position du plan de focalisation, pour un échantillon d’acier inoxydable de 3mm d’épaisseur.

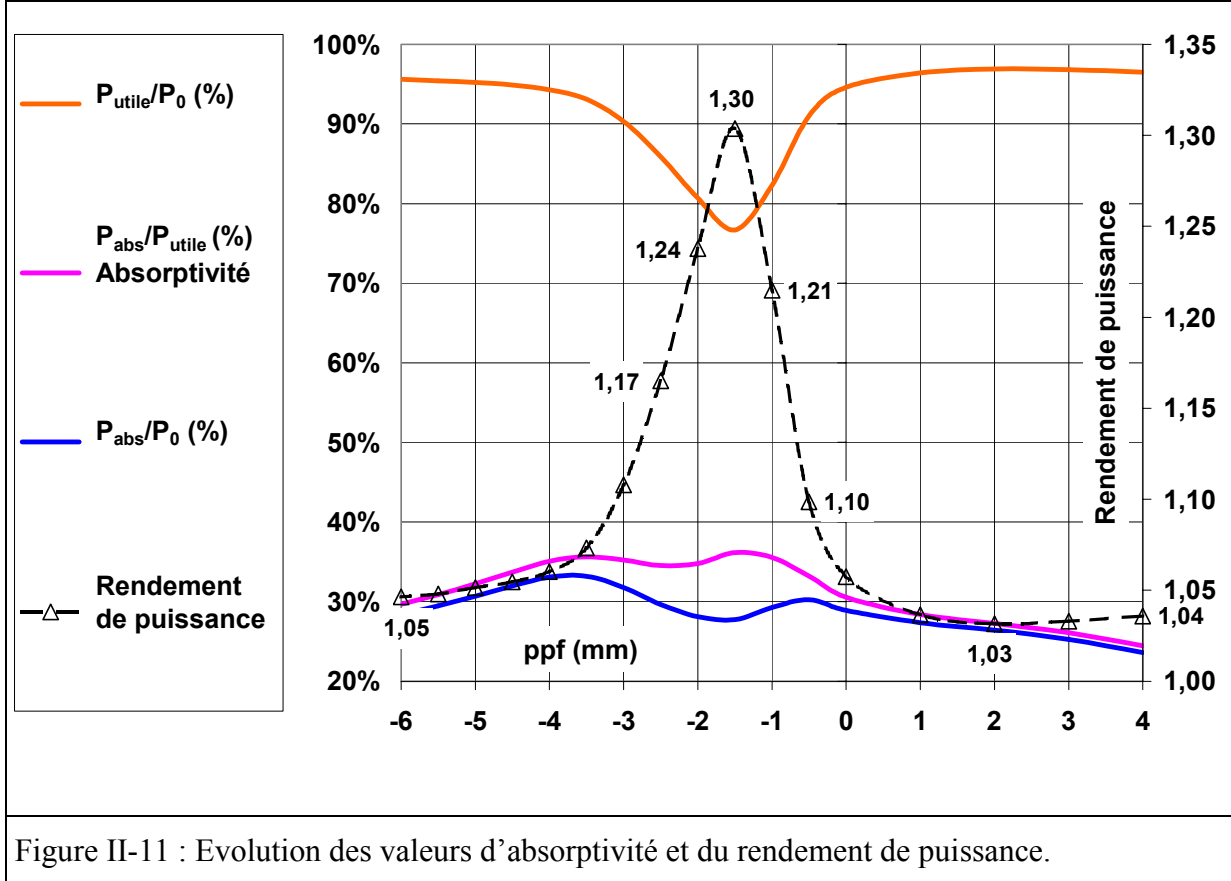


Figure II-11 : Evolution des valeurs d’absorptivité et du rendement de puissance.

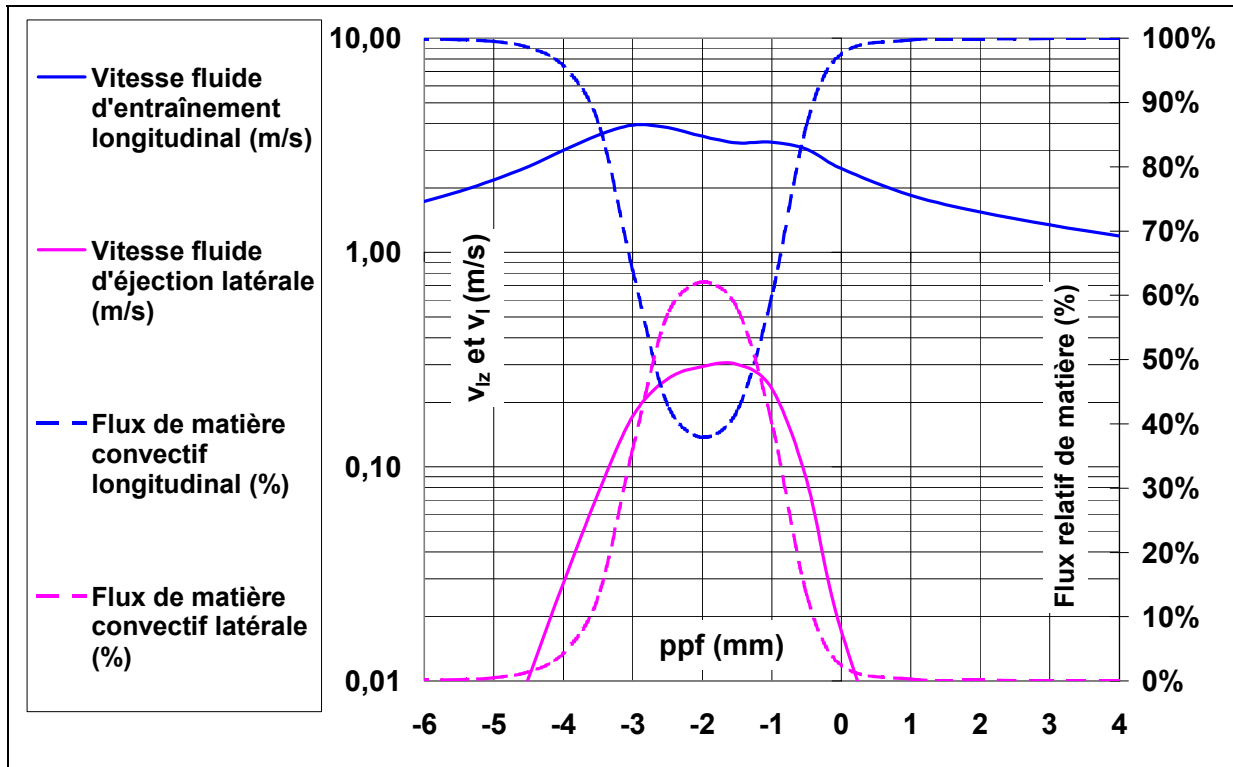


Figure II-12 : Evolution des vitesses hydrodynamiques dans le film liquide ainsi que des flux de matières associés en fonction de la position du plan de focalisation.

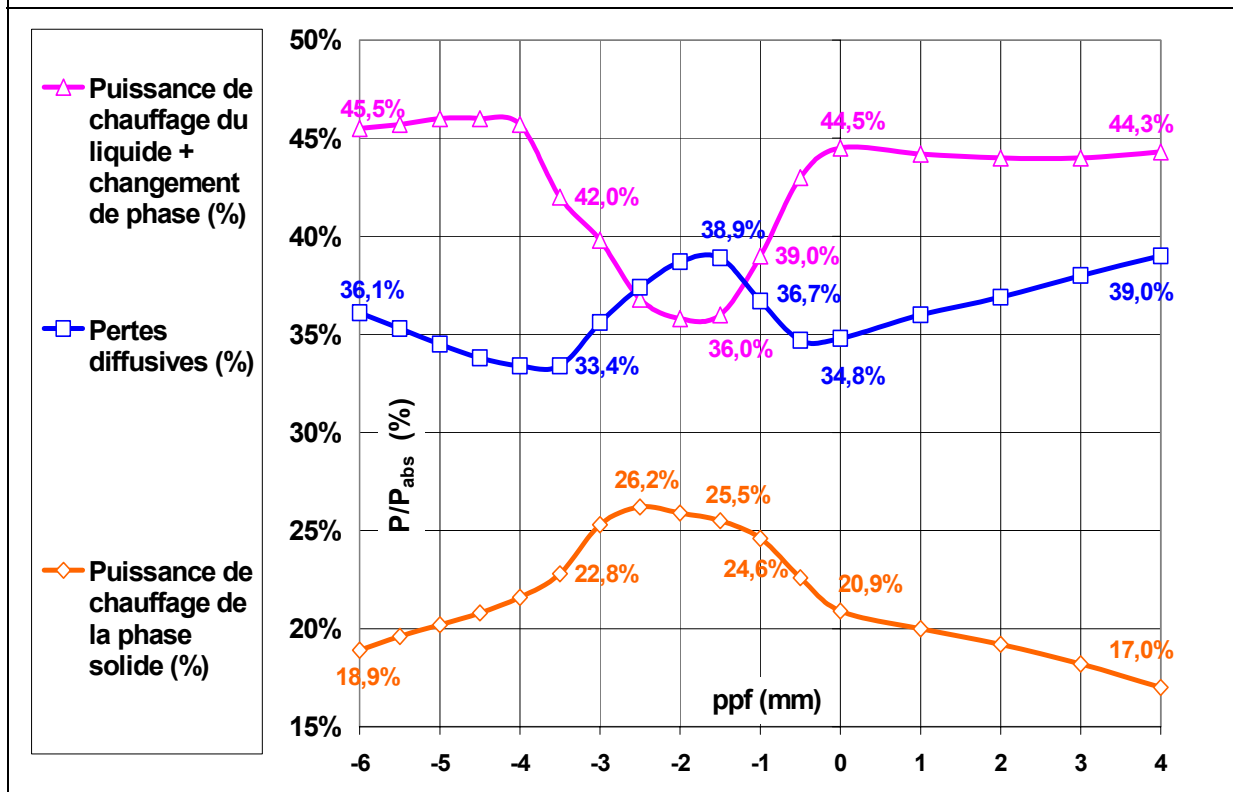


Figure II-13: Evolution des termes de puissance relatifs au chauffage de la phase solide du métal, des pertes par diffusion dans l'échantillon et de la fusion et du chauffage du métal liquide

### 2.3.2. Influence de la puissance laser

Nous fixons l'épaisseur de l'échantillon à 3mm et plaçons le plan de focalisation en son milieu ( $ppf = -1.5\text{mm}$ ). La simulation est utilisée de façon à obtenir la vitesse maximum de découpe,  $v_{dmax}$ . Nous constatons sur la Figure II-14, que celle-ci augmente quand nous augmentons la puissance laser incidente. Rapidement, dans une première phase, jusqu'à environ 2000W, puis plus lentement au-delà. Il semble alors que le processus tende vers un comportement asymptotique. On peut continuer à apporter de la puissance laser, le gain en vitesse maximum de découpe deviendra négligeable. En fait, nous pouvons dire qu'au-delà de 2000W, la puissance laser supplémentaire peut être considérée comme une surpuissance. La puissance laser absorbée, bien que décroissant avec la puissance laser incidente (Figure II-15), nous constatons que les pertes diffusives augmentent, dans le même temps, pour  $P_0$  supérieure à 2000W (Figure II-17). Nous allons donc avoir un chauffage global de la pièce, le rendement énergétique équivalent aux puissances de chauffage solide et liquide, devenant plus faible.

En ce qui concerne le comportement de l'angle moyen d'inclinaison du front de découpe, nous constatons qu'il subit peu de variation (Figure II-14). Il est compris entre  $5.76^\circ$  à 400W et  $6.65^\circ$  à 4000W. Cela s'explique par le fait que l'augmentation de puissance produit des intensités laser plus élevées au niveau de la zone d'interaction. Le processus d'évaporation se fait plus intense et le rendement de puissance (Figure II-15) est d'autant plus grand que la puissance laser incidente est importante. La vitesse de perçage induite s'aligne sur la valeur de la vitesse de découpe et son augmentation est compensée par l'augmentation de la puissance laser. Ainsi, l'angle est-il quasiment identique quelque soit la puissance incidente.

A la vue de la Figure II-17, il est possible de donner la gamme utile des puissances laser, dans le cas d'une découpe de 3mm. Ce domaine est compris entre 1200W et 2000W. Dans cette gamme, l'évacuation de métal liquide est maximale (Figure II-16) et les pertes diffusives minimales (Figure II-17).

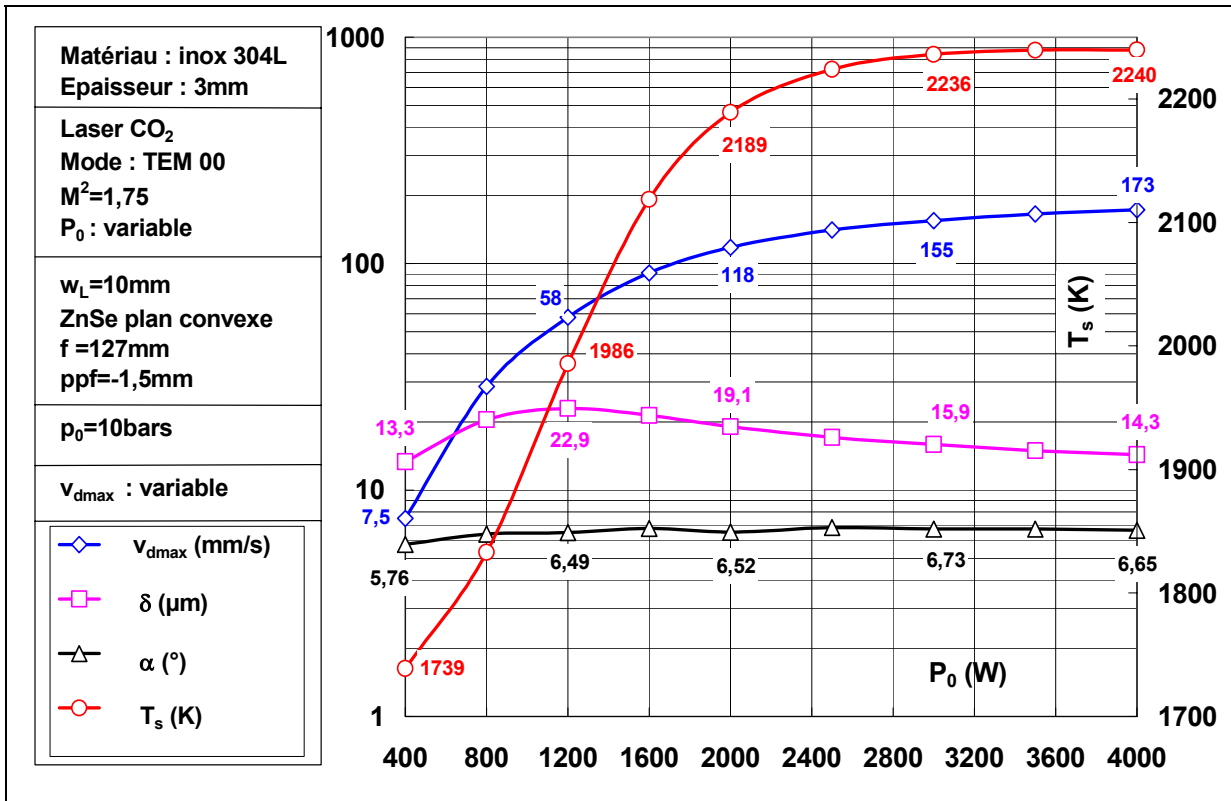


Figure II-14 : Evolution des paramètres de sortie en fonction de la puissance laser incidente.

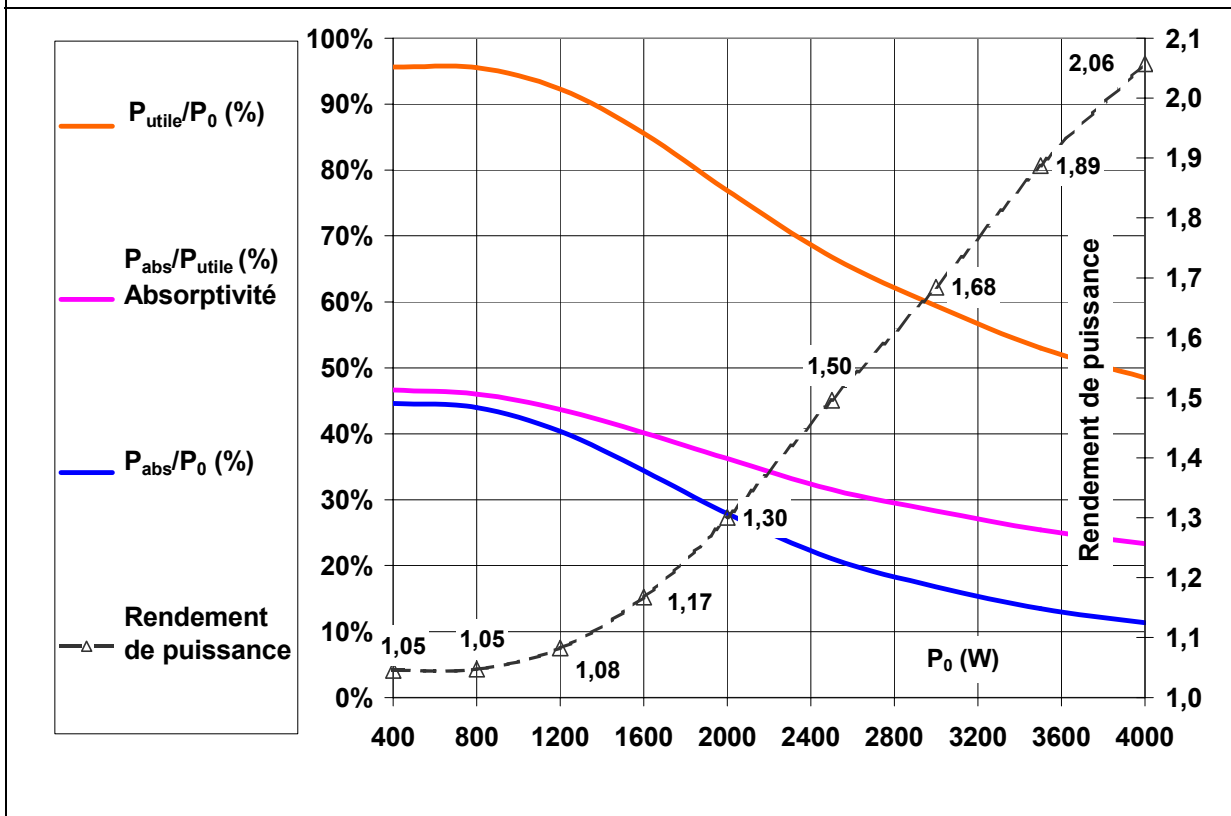


Figure II-15 : Evolution de la puissance utile, de l'absorptivité et du rendement de puissance en fonction de la puissance laser incidente.

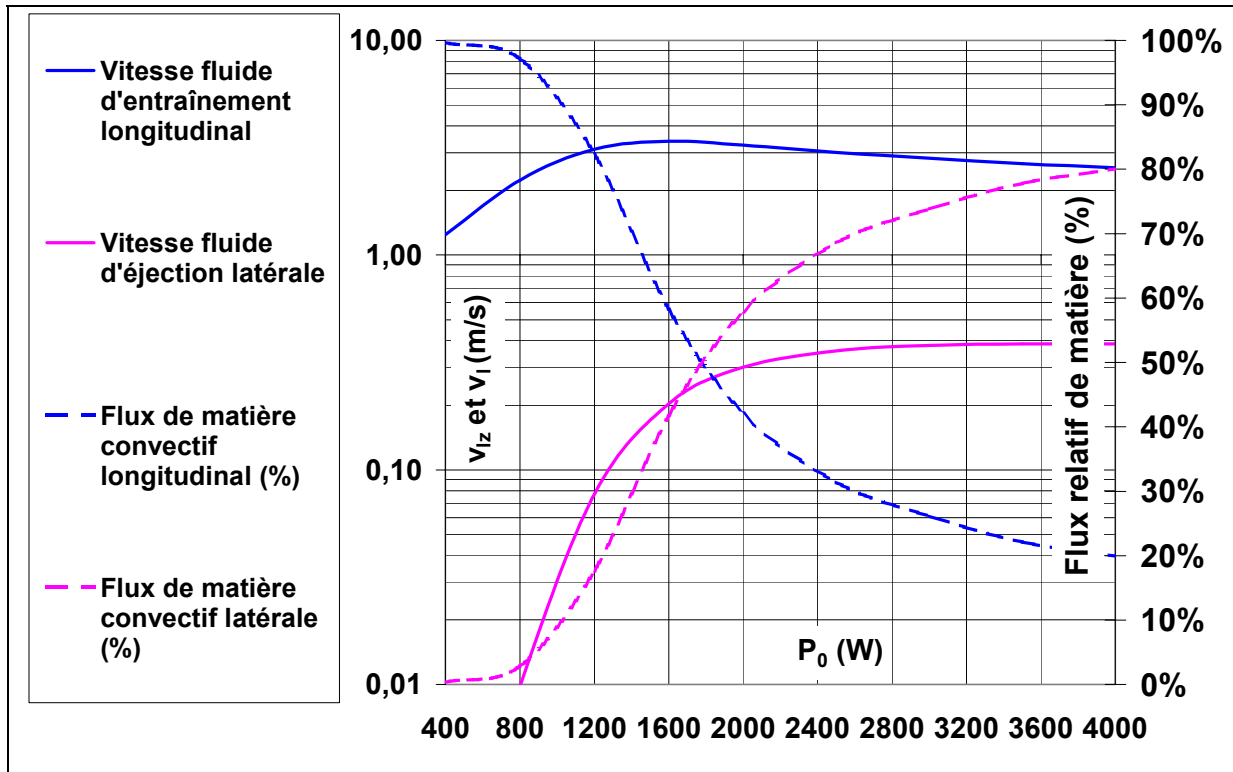


Figure II-16 : Variation des vitesses hydrodynamiques ainsi que des flux de métal liquide convectifs en fonction de la puissance laser incidente.

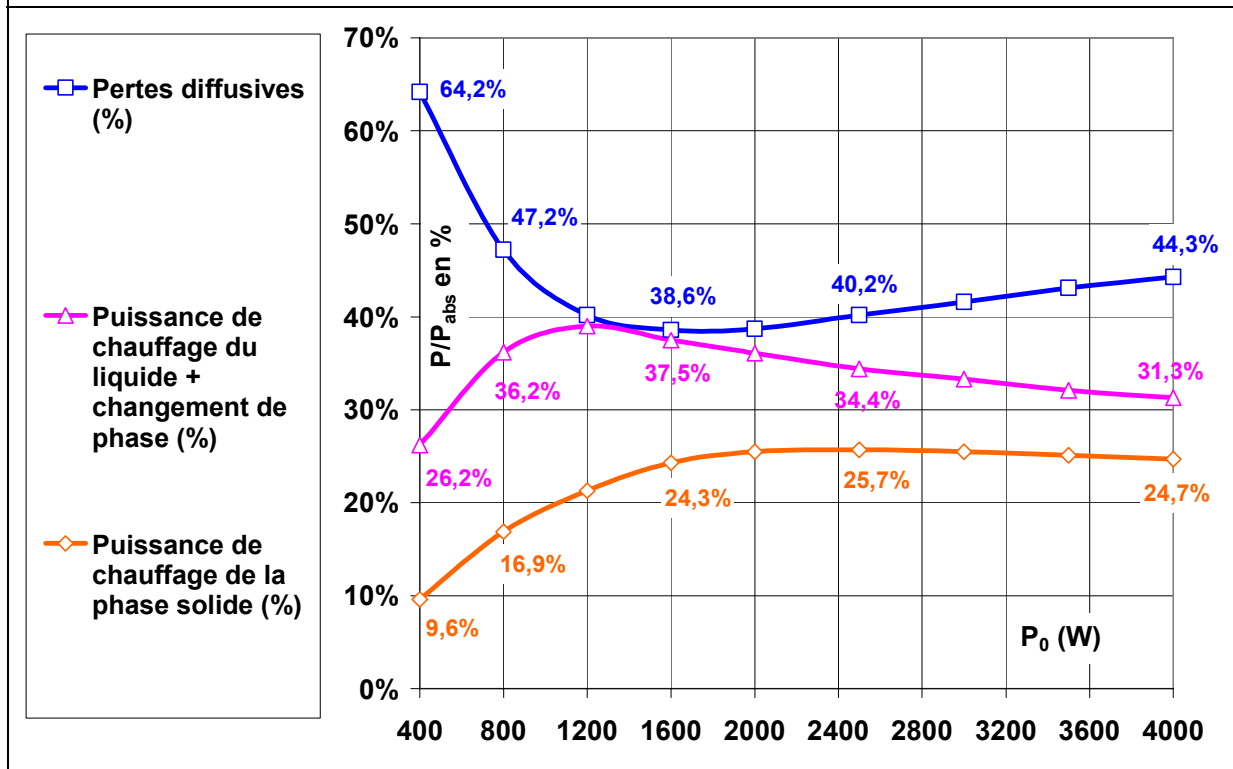
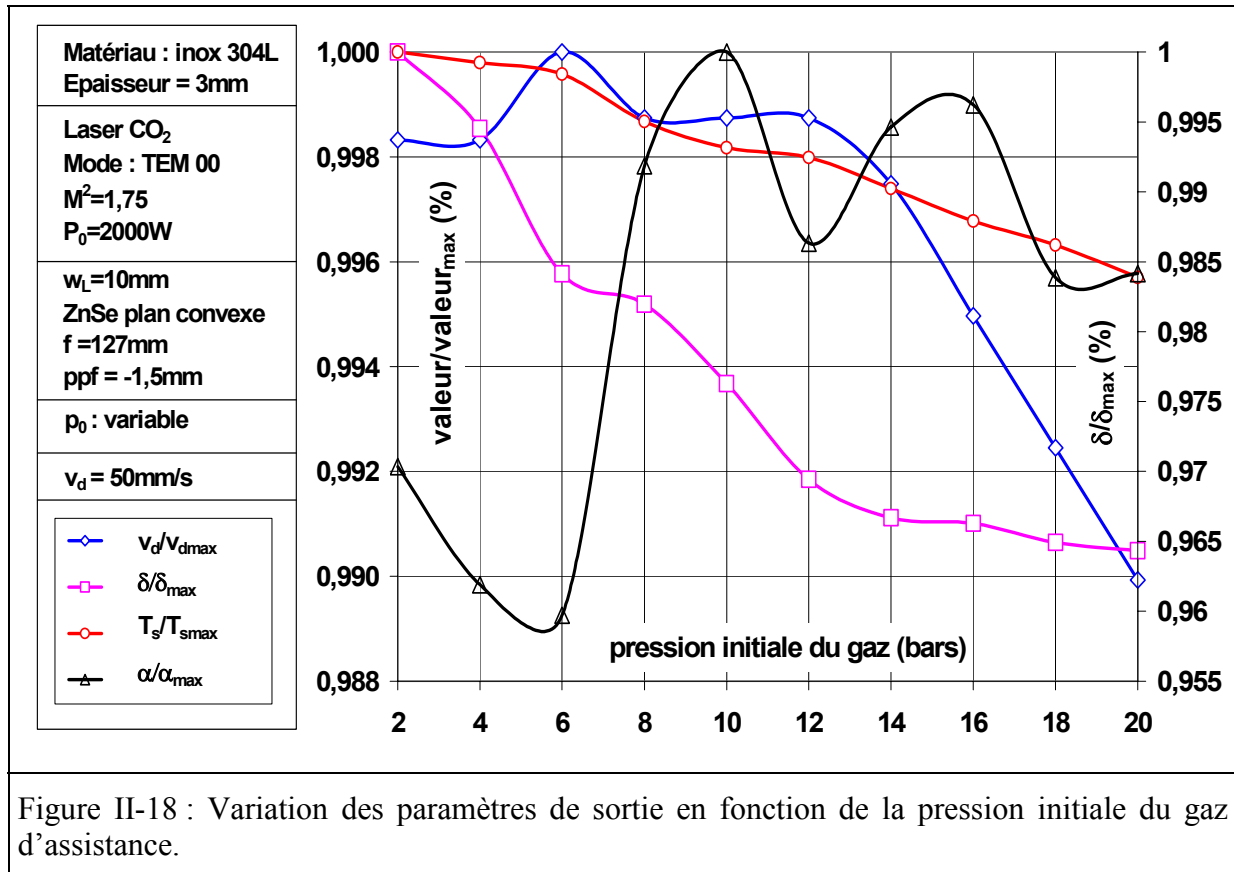


Figure II-17 : Variation des termes associés au bilan global de puissance en fonction de la puissance laser incidente.



### 2.3.3. Influence de la pression initiale du gaz

Nous avons étudié l'action du gaz de découpe sur l'entraînement du liquide. Nous avons calculé la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux dans la saignée en fonction de paramètres connus du problème comme la pression initiale,  $p_0$ , le diamètre de sortie de la buse,  $d_b$ , ou encore la distance buse-pièce,  $h$ . Ils ressort des calculs que nous avons menés que la pression initiale du gaz a une très faible influence sur les épaisseurs maximum découpées.



Sur la Figure II-18, nous avons représenté les paramètres de sortie en valeur relative. Nous avons fait ce choix car les variations sont très faibles. Les vitesses de découpe varient sur une gamme de 1% quand nous augmentons la pression de travail de 2 à 20bars. Autant dire qu'il n'y a aucune variation. Les corrélations avec la température de surface et l'épaisseur du bain liquide sont intéressantes. Elles traduisent le fait que plus la pression augmente, plus on tend à abaisser la température moyenne du front de découpe et à diminuer l'épaisseur du film de métal fondu. Expérimentalement, il existe des corrélations que nous ne voyons pas apparaître dans notre étude. En fait, l'influence du gaz est essentiellement d'ordre qualitatif, en ce sens qu'il agit surtout sur la présence ou non de gouttelettes de métal fondues et resolidifiées sur la face inférieure de la découpe. Il existe aussi une influence sur la profondeur des stries et l'aspect global des flancs de découpe. Il apparaît ainsi que le modèle d'écoulement que nous avons mis en place n'est pas suffisant pour rendre compte de ces observations. Il est alors

nécessaire de résoudre le champ de vitesse complet du gaz dans la saignée par la résolution complète des équations de Navier Stokes pour un fluide compressible supersonique, et de tenir compte ensuite de son couplage avec la structure du front de découpe. Autant dire qu'il ne s'agit pas d'une mince affaire, et il est impossible de résoudre ce problème sans un logiciel de calcul par éléments finis comme Fluent ou FuidNS. Inutile de dire, que cela ne convient pas à l'objectif de départ que nous nous sommes fixés et qui est de fournir un modèle de découpe capable de fonctionner sur PC avec des temps de calcul de l'ordre de la minute !!! . Nous nous contenterons donc de notre modélisation semi-analytique de l'écoulement gazeux.

#### 2.3.4. Influence de la vitesse de découpe

Avant d'étudier la sensibilité de la découpe suite aux variations des paramètres d'entrée, nous tenons à présenter une discussion physique supplémentaire.

Sur la Figure II-19 est représentée l'évolution de quatre paramètres de sortie : l'angle moyen d'inclinaison du front de découpe, l'épaisseur maximum découpée, la température de surface moyenne et l'épaisseur moyenne du bain liquide. Ainsi, dans les explications à venir, nous n'avons pas fixé l'épaisseur découpée. Elle fait partie des paramètres de sortie de la simulation. Nous étudions simplement, l'influence de la vitesse de coupe, à puissance laser incidente et position du plan focal maintenus fixes, sur les paramètres de sortie mentionnés ci-dessus.

Partons de l'évolution de la valeur de l'angle moyen d'inclinaison du front avant de la saignée. Lorsque l'on augmente la vitesse de découpe, la condition de stationnarité, (I-146), nous informe que le rapport de la vitesse de perçage sur la vitesse de découpe diminue. Ce rapport étant, par définition, égal au cosinus de l'angle d'inclinaison, ce dernier augmente naturellement avec la vitesse :  $v_p/v_d = \cos(\alpha)$ . Etant donné que nous travaillons à puissance laser constante et à répartition d'intensité identique, le fait d'augmenter l'angle d'inclinaison moyen va, de fait, diminuer l'épaisseur maximum découpée. Cette constatation semble évidente et nous la comprenons ici en terme géométrique, par l'augmentation intrinsèque de l'angle d'inclinaison du front.

Qu'en est-il de l'évolution de la température de surface ? Cela semble moins intuitif. Nous constatons qu'elle augmente avec la vitesse de découpe. Pour comprendre le phénomène, il est important de se souvenir qu'il existe une relation bi-univoque entre la puissance laser absorbée et la température de surface via l'équation du bilan de puissance (I-157). Or, dans le terme fournissant la puissance laser absorbée (I-162), le produit de l'absorptivité par le

cosinus de l'angle d'incidence du faisceau laser incident sur la surface  $A_c(\beta)\cos(\beta)$  augmente quand  $\beta$  diminue.

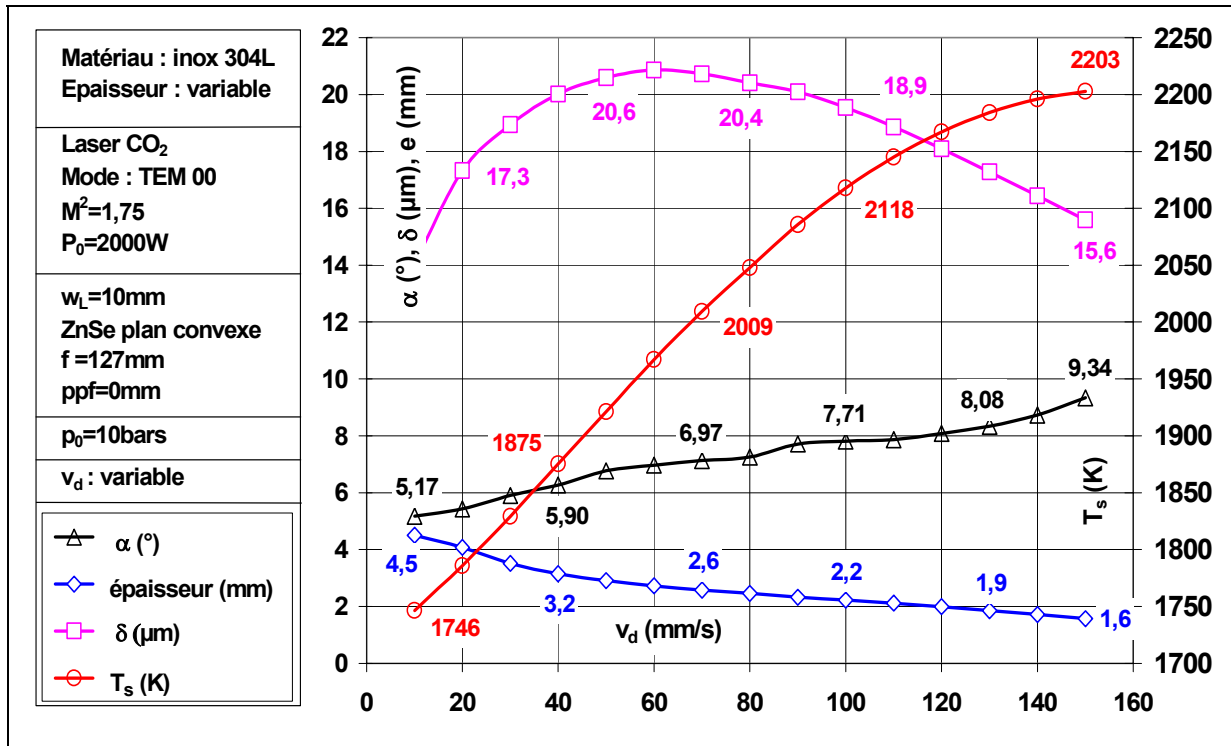


Figure II-19 : Evolution de différents paramètres de sortie en fonction de la vitesse de découpe.

Par ailleurs, l'angle d'inclinaison du faisceau laser évolue, en première approximation, de façon inversement proportionnelle à l'angle d'inclinaison du front de découpe,  $\alpha$ . Ainsi, quand  $\alpha$  augmente, suite à un accroissement de la vitesse de découpe,  $\beta$  diminue, et la puissance laser absorbée augmente. Conséquence, la température croît avec la vitesse de déplacement.

Reste à étudier l'évolution de l'épaisseur du film de métal fondu. Revenons sur son expression mathématique. Nous avons montré dans le paragraphe traitant de la thermique dans le processus de découpe, que l'épaisseur du film liquide est inversement proportionnelle à la vitesse de perçage et croît comme le logarithme de la température de surface (I-84). Ce que nous observons sur la Figure II-19 est le résultat de cette compétition entre le terme de vitesse de perçage et le terme lié à la température de surface. A faible vitesse de découpe, l'épaisseur du film,  $\delta$ , augmente car le terme de croissance logarithmique en température l'emporte sur celui en  $v_p^{-1}$ . Alors que la vitesse de découpe augmente, la vitesse de perçage augmente de concert et le terme en température perd petit à petit de sa prépondérance jusqu'au point d'inflexion de la courbe, où les termes sont de poids identiques dans l'expression de  $\delta$ . Alors que la vitesse de découpe continue d'augmenter, l'augmentation de

température de surface ne permet plus de contrebalancer l'augmentation de la vitesse de perçage et l'épaisseur de bain liquide amorce sa décroissance.

L'explication que nous venons de fournir est intéressante au titre où il est plus aisé de suivre les corrélations entre paramètres de sortie que dans les paragraphes précédents.

#### 2.4. Sensibilité aux variations des paramètres opératoires d'entrée : exemple

Nous avons finalement voulu étudier l'influence d'une faible variation des paramètres d'entrée sur l'épaisseur maximum découpée. Ainsi, nous serons capables de discriminer les paramètres jouant un rôle important de ceux qui ont une influence plus faible sur le résultat de la découpe.

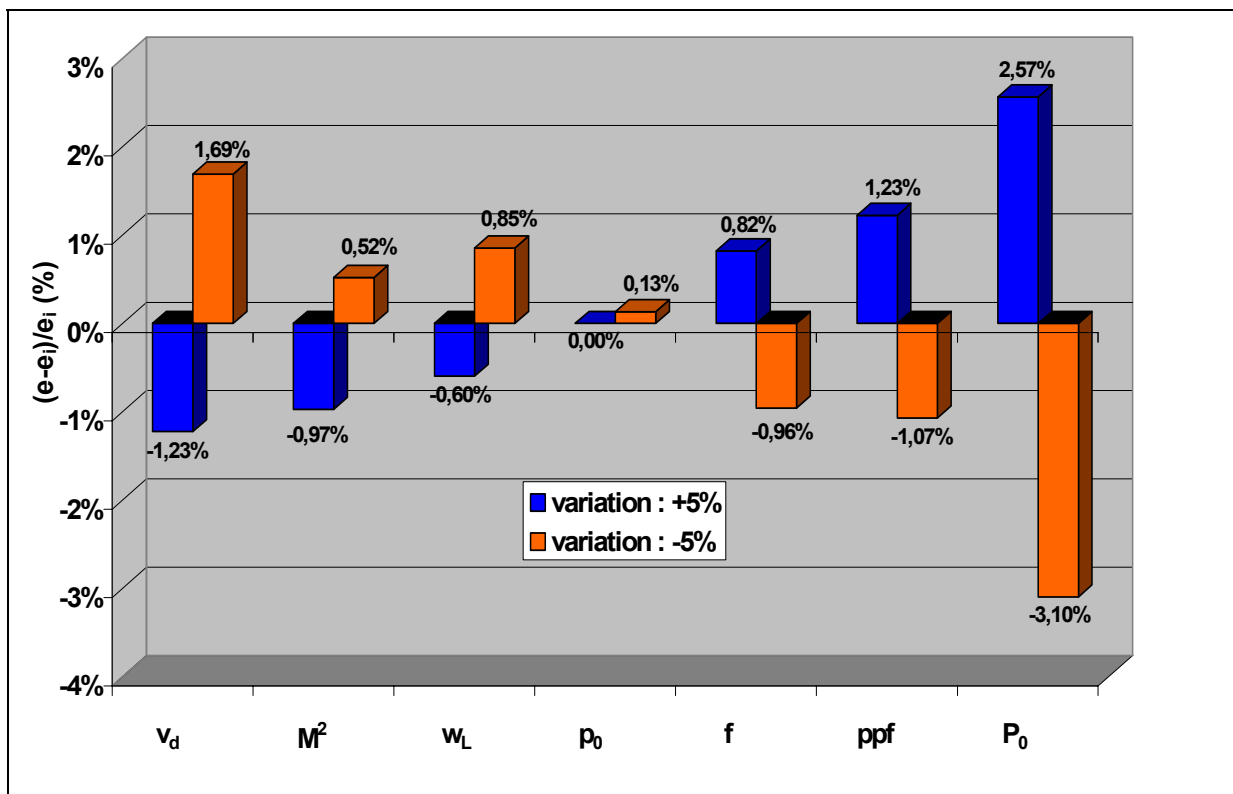


Figure II-20 : Paramètres opératoires initiaux :  $P_0=1000\text{W}$ ,  $v_d=20\text{mm/s}$ ,  $p_0=13\text{bars}$ ,  $ppf=-1\text{mm}$ ,  $M^2=2$ ,  $w_L=10\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$

Nous avons donc simulé des découpes en imposant une variation de  $\pm 5\%$  sur chacun des paramètres présentés sur la Figure II-20, les autres étant par ailleurs maintenus à leur valeur nominale. Nous distinguons deux types de paramètres : ceux que nous qualifierons de « co-évolutifs », induisant une variation de l'épaisseur découpée en accord avec leur variation propre (quand ils sont augmentés, l'épaisseur découpée augmente et *vice versa*), et les paramètres « contra-évolutifs » qui induisent une évolution de l'épaisseur découpée inverse à

leur variation propre (quand on les augmente, ils diminuent l'épaisseur découpée et *vice versa*). De gauche à droite du graphe, nous allons des paramètres les plus fortement contra-évolutifs vers les paramètres co-évolutifs.

Le constat semble clair et intuitif : la vitesse de découpe est le paramètre opératoire le plus « négativement corrélé ». Dans notre exemple, une augmentation de 5% de cette vitesse induit une diminution de 1.69% de l'épaisseur découpée. Le paramètre « position du plan de focalisation » induit une évolution, quant à elle « positivement corrélée » de norme sensiblement identique. Par contre, en ce qui concerne la puissance, on observe une corrélation de quasiment 2.5%. Ainsi, dans les conditions de travail adoptées, c'est ce paramètre qui sera le plus sensible et qui devra être défini avec le plus de précaution.

Il faut également noter, que l'influence du paramètre « pression initiale du gaz » est quasiment nulle comme nous avons déjà pu l'observer au paragraphe précédent.

### *2.5. Influence d'une variation des paramètres physiques du matériau*

Dans le paragraphe précédent, nous avons fourni, sur un exemple, les différentes corrélations et leurs importances relatives existantes entre les paramètres opératoires d'entrée et l'épaisseur découpée. Bien entendu, il s'agit d'y voir les traits généraux de leur évolution dans des conditions opératoires préalablement fixées. Dans le sujet qui nous intéresse maintenant, il s'agit d'estimer l'influence des paramètres physiques du matériau sur la variation de l'épaisseur découpée. Ici, il ne s'agit pas, comme précédemment, de choix arbitraire des paramètres initiaux. Les données concernant les chaleurs spécifiques, les capacités calorifiques, les diffusivités thermiques ou encore les masses volumiques du matériau (acier inox) ont été récupérées dans la littérature [Smithells 1992], [Petring 1995], [Semak 1995]. Toutes ces données ne sont pas toujours en accord, soit qu'elles sont partielles, soit parfois qu'elles sont erronées...

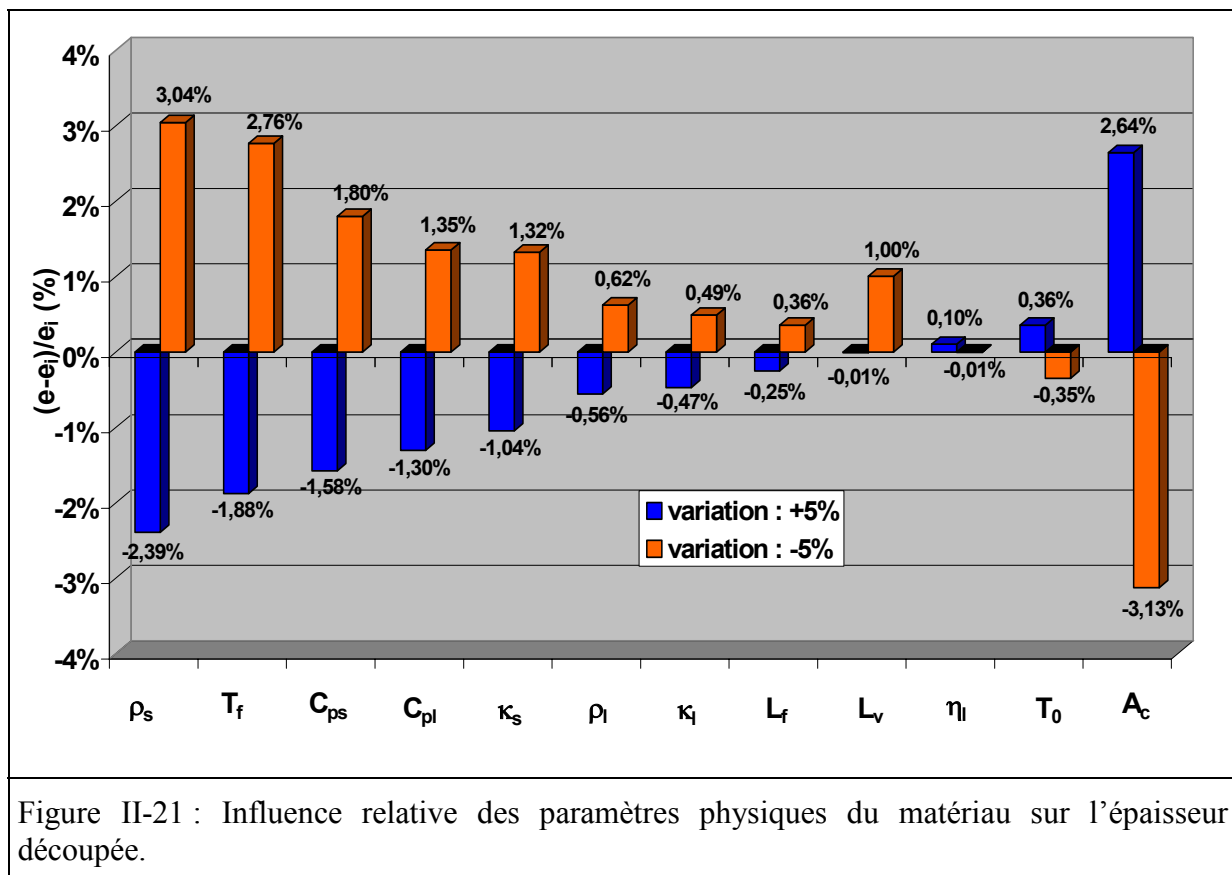
La Figure II-21 représente l'influence des paramètres physiques du matériau sur l'épaisseur découpée. Nous distinguons ces paramètres en deux classes distinctes : les paramètres thermophysiques (masse volumique, capacité calorifique, diffusivité thermique, viscosité cinématique du liquide) et les paramètres auxiliaires (les autres !).

Dans les paramètres thermophysiques, la masse volumique à l'état solide du matériau est celui qui fournit l'évolution la plus corrélée négativement. Plus un matériau est dense, moins la découpe est aisée !!

La température de fusion joue également un rôle important. Cependant, ce paramètre constitue une donnée relativement fiable dans la littérature et ne suscite pas de réels

problèmes. Nous comprenons que quand nous augmentons cette température, il est nécessaire de fournir plus de puissance, pour amener le matériau à son point de fusion et ensuite l'évacuer. Par conséquent, à puissance égale, l'épaisseur découpée est moindre.

Les paramètres relatifs à la phase liquide du métal sont plus sujet à caution car les données sont moins assurées. Il est plus délicat de mener des mesures de diffusivités thermiques dans une phase de métal liquide que dans sa phase solide. De même pour les mesures de la viscosité cinématique. Quoi qu'il en soit, ces paramètres présentent une influence moins importante que ceux de la phase solide. L'incertitude quant à leur valeur exacte est par conséquent moins délicate à gérer.



Nous avons également inséré dans ce graphe, certains paramètres auxiliaires tels que la température initiale de l'échantillon avant traitement laser,  $T_0$ , ou bien l'absorptivité,  $A_c$ . L'intérêt de quantifier l'influence de la variation de température initiale de l'échantillon permet d'obtenir des informations dans le cas de découpe circulaire ou présentant des points de rebroussement. A ce moment là, le laser revient vers une zone qui a été antérieurement chauffée et il est nécessaire d'ajuster la puissance laser (la diminuer) ou la vitesse de déplacement (l'augmenter), si on ne veut avoir localement de surchauffe induisant des « brûlures » du matériau (noircissement) et une dégradation de la découpe. Ici nous avons simplement reporté une augmentation de 5% de cette température, la faisant passer de 300 à

360K. Dans certaines conditions de découpe, trajet circulaire, angles aigus, cette augmentation de température peut être bien plus importante et alors son influence sur la qualité de découpe devient très importante.

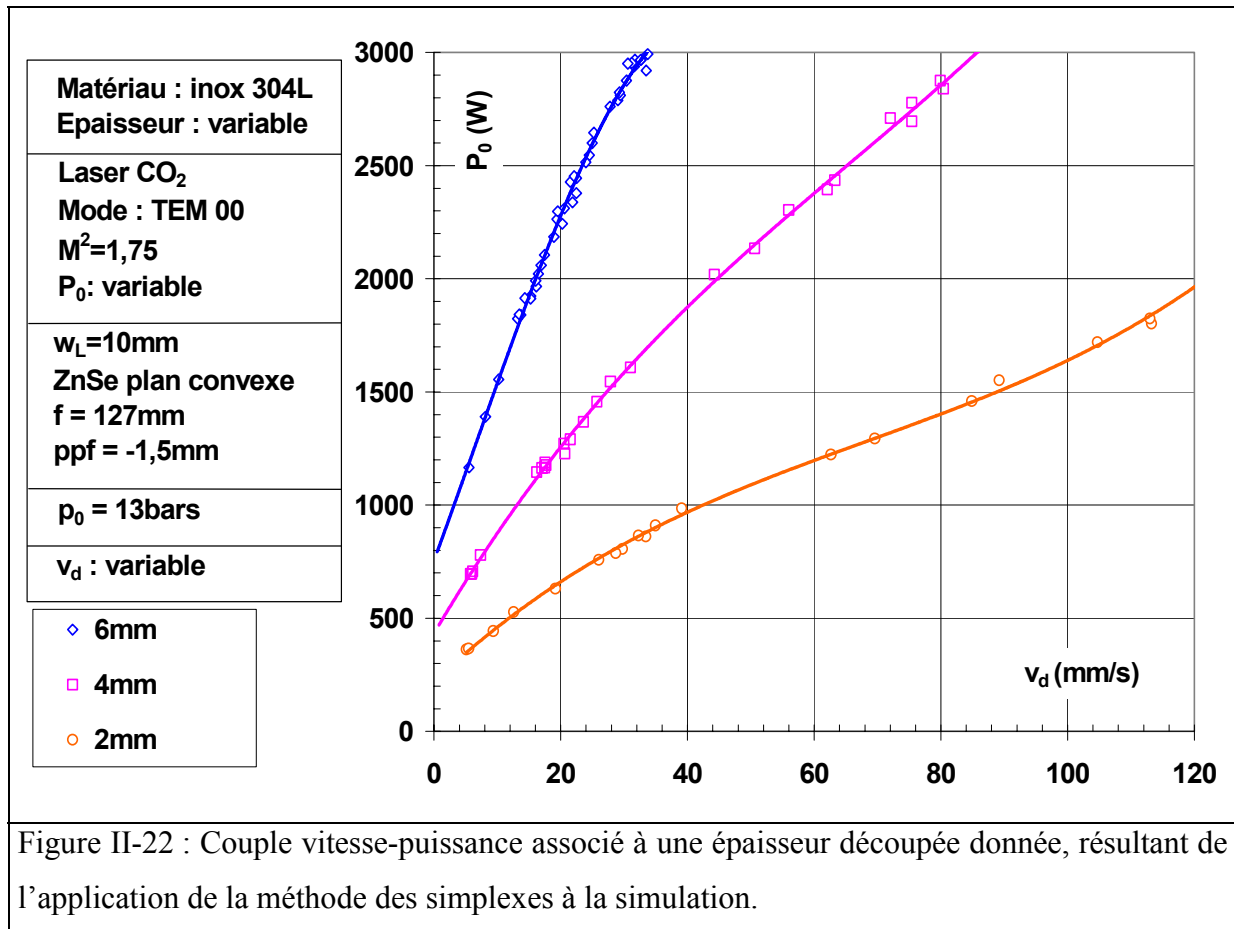
### *2.6. Inversion du problème : méthode des simplexes*

Dans sa configuration initiale, le programme de simulation calcule le profil complet de la saignée de découpe et déduit la profondeur maximale atteinte pour un jeu de paramètres opératoires d'entrée fixés. Dans une situation de découpe laser réelle, l'utilisateur potentiel d'un logiciel prédictif pose le problème suivant : « Connaissant l'épaisseur du matériau à découper, je veux accéder aux jeux de paramètres opératoires qui rendent la découpe possible ». La nature du problème posé change, *a priori*, radicalement la façon de l'appréhender.

Concrètement, il s'agit, pour nous, de procéder à une inversion du problème, en considérant le paramètre de sortie, l'épaisseur découpée, comme étant désormais un paramètre d'entrée de la simulation. Ensuite, il faut généraliser cette inversion pour accéder à l'ensemble des jeux de paramètres qui permettent, par exemple, de découper 3mm d'acier inoxydable.

Nous avons décidé d'employer la méthode des simplexes [Walters 1993]. Son champ d'application est originellement, l'optimisation d'expériences. Nous avons conservé la philosophie de cette méthode, consistant à converger vers une solution définie au préalable par l'utilisateur, et l'avons adaptée à notre programme de simulation. En quelques mots, la méthode des simplexes fonctionne de la façon suivante. L'objectif est fixé au départ (par exemple, découper 3mm), l'espace paramétrique est défini relativement aux variables influant sur la réponse du système (vitesse de découpe, puissance laser, position du plan de focalisation). Nous générons aléatoirement les valeurs d'entrée des vitesses de découpe, puissances laser et positions du plan de focalisation pour un nombre de vertex (nom d'un point dans l'espace paramétrique initial) fixé. Les réponses (épaisseurs découpées) sont évaluées et classées par ordre décroissant de « pertinence », relativement à l'épaisseur désirée (3mm). A partir de simples opérations géométriques sur les vertex initiaux, nous obtenons les valeurs de vitesse de découpe, puissance laser et position du plan de focalisation pour un nouveau vertex, que nous évaluons et comparons aux anciens. Le moins bon vertex de la série (donnant la réponse la plus éloignée de l'objectif) est écarté et un nouveau est construit géométriquement. C'est ainsi que, progressivement, la réponse des nouveaux vertex tend vers l'objectif initial (épaisseur découpée=3mm). Lorsque la convergence est atteinte, nous

extrayons les paramètres, vitesse de découpe, puissance laser et position du plan de focalisation qui permettent de découper 3mm.

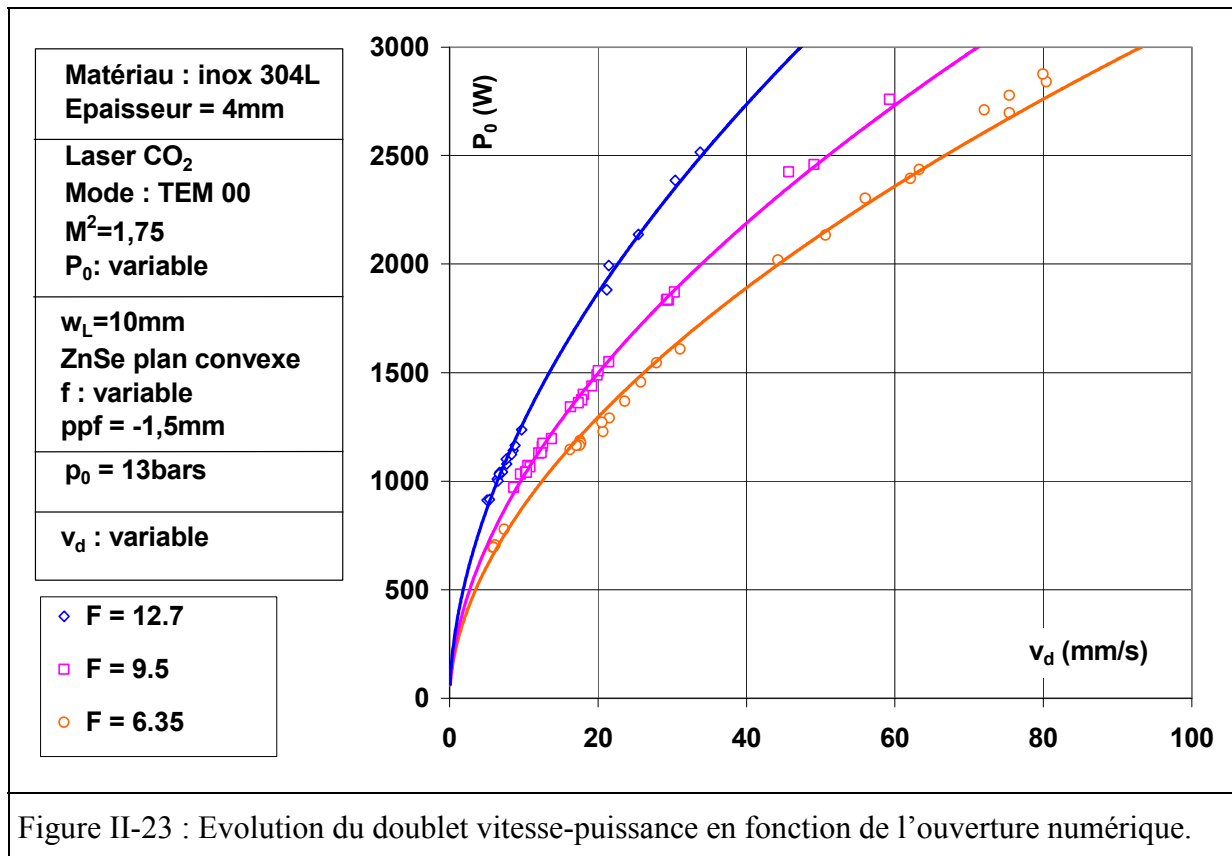


L'intérêt de cette méthode est la vitesse de convergence. En effet, étant donné que l'ensemble des variables est modifiée simultanément, on ignore un grand nombre de possibilités qui ne fourniraient que des réponses intermédiaires. Il faut également noter que la solution de cette méthode dépend fortement des vertex initiaux. Etant donné que nous utilisons un mode de génération aléatoire des variables qui les composent, chaque solution sera différente de la précédente. D'où la possibilité de générer des triplets ( $v_d$ ,  $P_0$ ,  $ppf$ ) permettant de découper une épaisseur déterminée. Par ailleurs, en imposant un critère de satisfaction de l'objectif (par exemple l'épaisseur découpée simulée doit être égale à  $(3 \pm 0.1)$ mm), il est possible de définir des zones de stabilité de la découpe. La grande difficulté est de relier cette zone de stabilité simulée avec la réalité expérimentale.

Les Figure II-22 et Figure II-23 fournissent la gamme des doublets (vitesse-puissance), qui permettent la découpe d'échantillon de 2 et 4mm d'acier inox. Nous avons placé le plan de focalisation du laser au milieu de l'échantillon.

Il est possible d'obtenir des représentations 3D, en ajoutant comme paramètre variable, la position du plan de focalisation. Simplement, les graphiques obtenus sont assez confus.





L'intérêt de l'utilisation de la méthode des simplexes peut être de générer des abaques (vitesse-puissance), qui seront ensuite comparées à des données expérimentales. Il est également possible, après avoir défini un ou des critères relatifs à la qualité de la découpe de tracer des zones théoriques dans lesquelles la découpe serait considérée comme « qualitativement acceptable ».

### 2.7. En résumé

De nombreux résultats de simulation ont été présentés dans ce chapitre. Tout d'abord, nous avons étudié l'influence d'une variation dans les paramètres lasers et optiques sur l'épaisseur maximum découpée. Nous avons montré qu'un choix judicieux dans les paramètres comme la distance focale, la dimension du faisceau laser en entrée sur la lentille ou plus globalement l'ouverture numérique du système optique permettait d'optimiser une découpe, connaissant l'épaisseur de l'échantillon. Typiquement, pour les faibles épaisseurs, on a intérêt à maximiser les densités de puissance sur une zone spatiale réduite, en diminuant la distance focale ou en augmentant la dimension du faisceau sur la lentille. Et inversement, la découpe de matériaux plus épais nécessite une distance de Rayleigh plus importante (présentant donc des densités de puissance crêtes plus faibles, mais avec des gradients d'intensité moins abruptes). La vitesse de découpe est grandement réduite, mais l'épaisseur découpée bien plus grande.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la variation des paramètres opératoires d'entrée sur la vitesse maximale de découpe atteinte pour une épaisseur à couper fixée. Comme précédemment, il a été montré qu'un paramètre comme la position du plan de focalisation par rapport à la surface de l'échantillon, jouait un rôle très important dans le procédé global de découpe. La symétrisation du contour d'iso-intensité du seuil de perçage par rapport à l'échantillon fournit les meilleurs résultats. En d'autres termes, en théorie, il s'agit de positionner le plan de focalisation du laser au milieu de l'échantillon d'obtenir une efficacité maximum en terme de découpe.

L'influence des paramètres physiques du matériau sur l'épaisseur découpée a montré que dans les conditions de simulation, aucun de ces paramètres ne présente un comportement sur-critique. Nous avons distingué les paramètres contra-évolutifs des paramètres co-évolutifs et il est ressorti, que la masse volumique à l'état solide d'un côté et l'absorptivité de l'autre avaient les rôles les plus importants.

Nous avons clos cette étude par la prise en compte de l'inversion du problème global par le biais de l'application de la méthode des simplexes à notre modèle numérique. Il nous est ainsi possible de générer des couples (vitesse de découpe-puissance laser) permettant de couper une épaisseur définie au préalable. Ce modèle peut être, sans problème, généralisé à  $n$  dimension, l'important dans cette démarche étant de repérer les paramètres de découpe les plus influents.

## Chapitre 3. Comparaisons simulations-expériences : validation du modèle semi-analytique

Pour reprendre les mots d'un des plus grands théoriciens de la physique de la deuxième moitié du XX<sup>ème</sup> siècle, R.P. Feynman, « le principe de la science, sa définition, pour ainsi dire, est ce qui suit : *toute notre connaissance est à l'épreuve de l'expérience*. L'expérience est le *seul juge* de la « vérité » scientifique. » [Feynman 1992]. Voilà qui est clair, toute modélisation, toute supposition, toute imposition d'idées non vérifiées par la méthode expérimentale n'est que conjecture stérile et inutile. La nature se comporte, nous essayons de la comprendre, nous bâtissons des théories et nous les lui confrontons. Une bonne théorie est celle qui saura résister aux assauts qui n'auront de cesse de la mettre à bas. Ainsi, nombre de travaux tentant de reproduire les phénomènes observés sont-ils tombés en désuétude après que l'on a montré qu'ils ne « collaient » pas à certains faits expérimentaux. Bien qu'oubliés, ils ont cependant permis de baliser, en leur temps, la voie à suivre en écartant des chemins qui conduisaient à des conceptions non valides des phénomènes réels.

Nous allons à présent confronter la simulation au jugement expérimental. Cette partie est la seule qui puisse justifier l'approche que nous avons décidé de suivre durant ces trois années. Nous allons étudier les points d'accords entre la simulation et les expériences menées, mais également ceux, plus délicats où les réponses que nous avons apportées sont peut-être encore floues ou partielles.

Le champ expérimental permet également de prendre conscience de phénomènes non considérés dans la démarche intellectuelle de modélisation. Il faut alors reconsidérer le problème à l'aune des données supplémentaires. Au cours de notre travail, la conception que nous avions de la découpe laser a évolué et continue à l'heure actuelle de soulever de nombreuses questions et de pointer de nouvelles pistes de réflexion.

Les résultats expérimentaux qui vont être présentés sont rassemblés principalement autour de deux campagnes principales : la campagne italienne d'avril 2001 et la campagne estivale de 2002. Nous avons choisi ce mode de présentation car la « philosophie expérimentale » de ces expériences est différente.

### 3.1. Campagne expérimentale à Turin

En avril 2001, Yannick Gouédard, ingénieur chez Optis et moi-même avons effectué une campagne d'expériences chez notre partenaire italien, Prima Industrie, à Turin. L'intérêt de

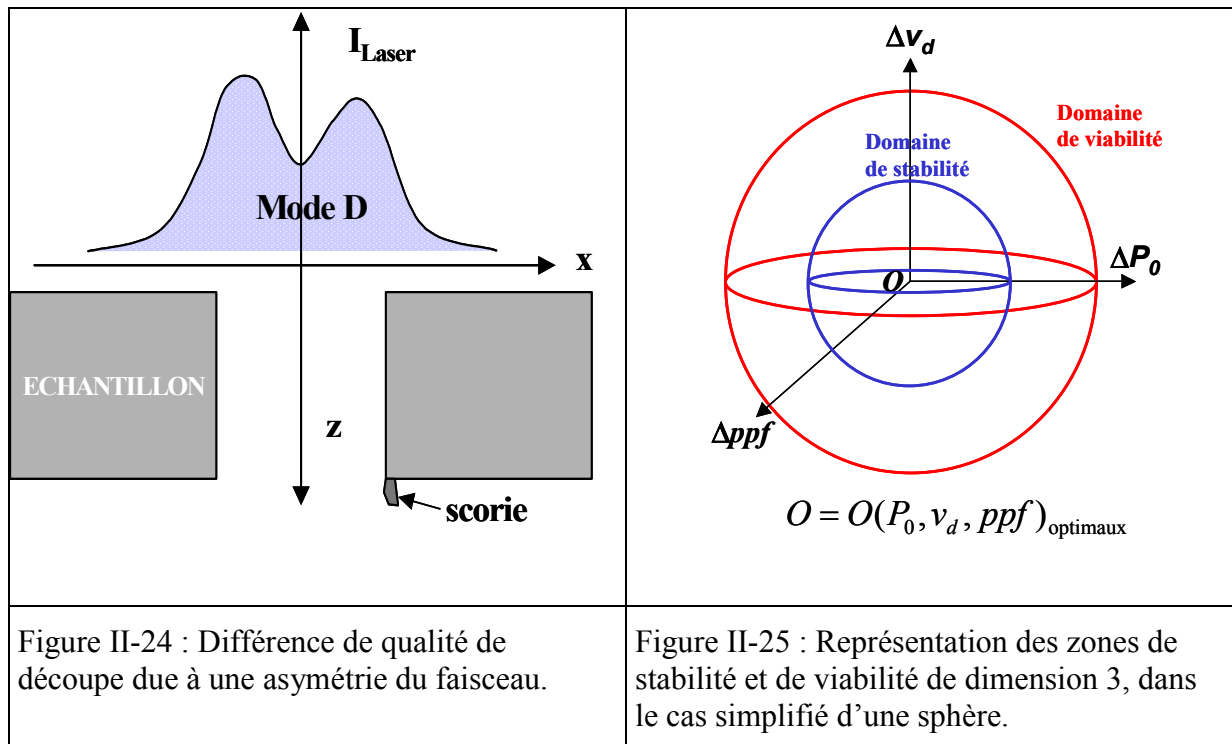
ces expériences était d'utiliser le laser qui équiperait la future machine dédiée au projet Eureka. Après des analyses de faisceaux, avant et après focalisation, qui nous fournirait les propriétés de propagation du laser mais également la valeur de son facteur de qualité, nous avons procédé à de multiples découpes sur des plaques d'acier inox 304L, d'épaisseurs variables. Prima possède une base de données relative à l'ensemble des matériaux qui sont découpés, fournissant l'ensemble de paramètres d'entrée à utiliser suivant le type de laser et la difficulté du trajet de coupe : facile pour des lignes droites ou de grandes courbures, intermédiaire puis difficile pour de petits angles plus ou moins aigus ou encore des arcs de cercle de faible voire de très faible rayon de courbure.

Nous avons appliqué la méthode suivante. Partant des conditions optimum de découpe pour un matériau, inox 304L, une épaisseur, 2, 4 ou 6mm et un trajet de découpe facile (ligne droite), nous avons fait varier chaque paramètre d'entrée jusqu'à ce que la découpe ne soit plus possible. Ainsi nous accédions aux conditions limite de sécabilité pour un matériau et une épaisseur donnés.

### **3.1.1. Domaines de stabilité et de viabilité d'une découpe**

Lors de notre séjour en Italie, nous avons eu des longues discussions avec Mr Fabrizio Grassi, ancien directeur technique de Prima Industrie, aujourd'hui à la retraite et conseiller technique sur le projet Eureka Publics.

Nous montrant différents échantillons, circulaires et rectangulaires, découpés par laser, il attire notre attention sur le fait suivant : la qualité de la découpe n'est pas homogène sur tout le trajet. Pourquoi ? L'explication est relativement simple. Le mode laser généré par la source PRC de 2200W (mode D), n'est pas exactement symétrique par rapport à son axe optique. La conséquence est que suivant la direction de la découpe ou le flanc de la saignée considéré, la partie efficace du faisceau présente des puissances crêtes légèrement différentes. Résultat sur la découpe, la qualité varie sur un même échantillon en fonction de la direction de déplacement de la tête laser. L'intérêt de cette anecdote est qu'au delà de l'histoire d'asymétrie du faisceau, germe d'idée que l'on peut relier, sur la base de critères qualitatifs d'une découpe (présence de gouttelettes, forme des stries, rugosité de surface, noircissement des flancs de la saignée...) la variation d'un paramètre d'entrée (puissance laser, vitesse de découpe, position du plan de focalisation) à un domaine de stabilité du processus de découpe.



Ce domaine se définit dans un espace à  $n$  dimensions,  $n$  étant le nombre de paramètres choisis pour leur influence sur le processus. Le but expérimental avoué est de maximiser ce domaine autour d'un jeu de paramètres opératoires qui optimise une découpe. Ainsi, une faible variation d'un des paramètres (fluctuation de puissance ou de vitesse) ne modifiera pas la qualité de la découpe ou permettra de la maintenir dans une zone acceptable par le client.

Parallèlement à cette notion de domaine de stabilité, on peut citer celle de domaine de viabilité. En fait, le domaine de viabilité est simplement l'extension du domaine de stabilité dans lequel les critères de qualité sont remplacés par un seul et unique critère : la découpe est-elle ou non débouchante. Par conséquent, les domaines de stabilité sont toujours inclus dans le domaine de viabilité.

### 3.1.2. Etude de la vitesse limite de découpe

Avant toute chose, précisons que dans le cadre des simulations appliquées aux expériences que nous avons menées chez Prima, nous avons affecté un coefficient de 1.2 à l'absorptivité. Ce coefficient est pris de telle sorte que les simulations s'accordent bien avec les expériences pour les fortes épaisseurs découpées (6mm). Une valeur de ce coefficient comprise entre 1 et 1.2 aurait également pu être utilisée. Le choix d'avoir légèrement augmenté l'absorptivité peut se justifier par tout un ensemble de phénomènes comme l'ondulation potentielle du film de métal fondu, l'oxydation partielle de sa surface...Ainsi, cette augmentation de 20% de l'absorptivité peut être considérée comme étant en accord avec les relations de Fresnel tout en prenant quelques précautions.

Partant des conditions optimales de découpe, nous avons augmenté progressivement la vitesse de déplacement du laser jusqu'au désamorçage de processus. Nous répétons l'expérience trois fois à la vitesse maximale trouvée afin de la valider comme limite de sécabilité. Nous avons travaillé sur trois épaisseurs différentes. Nous avons utilisé un laser PRC de 2200W de puissance nominale, présentant un mode laser D, pour dimodal, combinaison d'un TEM<sub>00</sub> et d'un TEM<sub>01\*</sub>. Le facteur de qualité associé à ce mode est égal à 1.75. Son estimation et son calcul ont fait l'objet d'un stage de fin d'étude pour Yves Laurent [Laurent 2001]. Le diamètre du faisceau naturel en entrée sur la lentille plan convexe est de (19.3±0.4)mm, valeur obtenue grâce à une analyse de faisceau préalable. Le matériau à découper est de l'acier inoxydable 304L. Nous fournissons dans le tableau suivant, les valeurs optimales ajustées avant d'entreprendre les expériences.

Epaisseur (mm)	$P_0$ (W)	$v_d$ (mm/s)	$p_0$ (bars)	$ppf$ (mm)	$w_L$ (mm)	$M^2$	$f$ (mm)
2	2200	83.3	9	-1	10	1.75	127
4	2200	26.7	9	-2.2	10	1.75	127
6	2200	18.3	12	-4	10	1.75	190

Tableau II-1 : paramètres opératoires optimisant, pour chaque épaisseur, la qualité de la découpe.

Lorsque l'épaisseur de l'échantillon augmente, passant de 2 à 4 puis à 6mm, la puissance laser étant fixée au maximum délivrable par le laser, soit 2200W, la vitesse maximum de découpe décroît naturellement. La simulation fournit la vitesse maximale de découpe atteinte pour une épaisseur fixée et associée aux paramètres opératoires donnés dans le Tableau II-1. La décroissance suit une loi en puissance du type  $v_{d\max} = 2v_{crit} (\text{épaisseur})^{-1.6}$ .

Plus spécifiquement la méthode employée est la suivante : à partir de la vitesse maximum de découpe obtenue expérimentalement, nous déterminons, par la simulation, la vitesse maximum de déplacement qui permet, à paramètres opératoires constants ( $P_0$ ,  $ppf$ ...), qui permet de découper les épaisseurs utilisées lors des expériences. L'écart relatif reporté sur la Figure II-26 est effectué sur les vitesses maximum de découpe expérimentale et simulée.

Les résultats de simulation s'accordent bien avec les données expérimentales. Nous constatons cependant que l'erreur relative calculée entre la vitesse simulée et la vitesse expérimentale augmente quand l'épaisseur augmente, passant de 0% pour 6mm à 25.7% pour 2mm. C'est une caractéristique que nous observerons régulièrement dans nos comparaisons simulation-expérience.

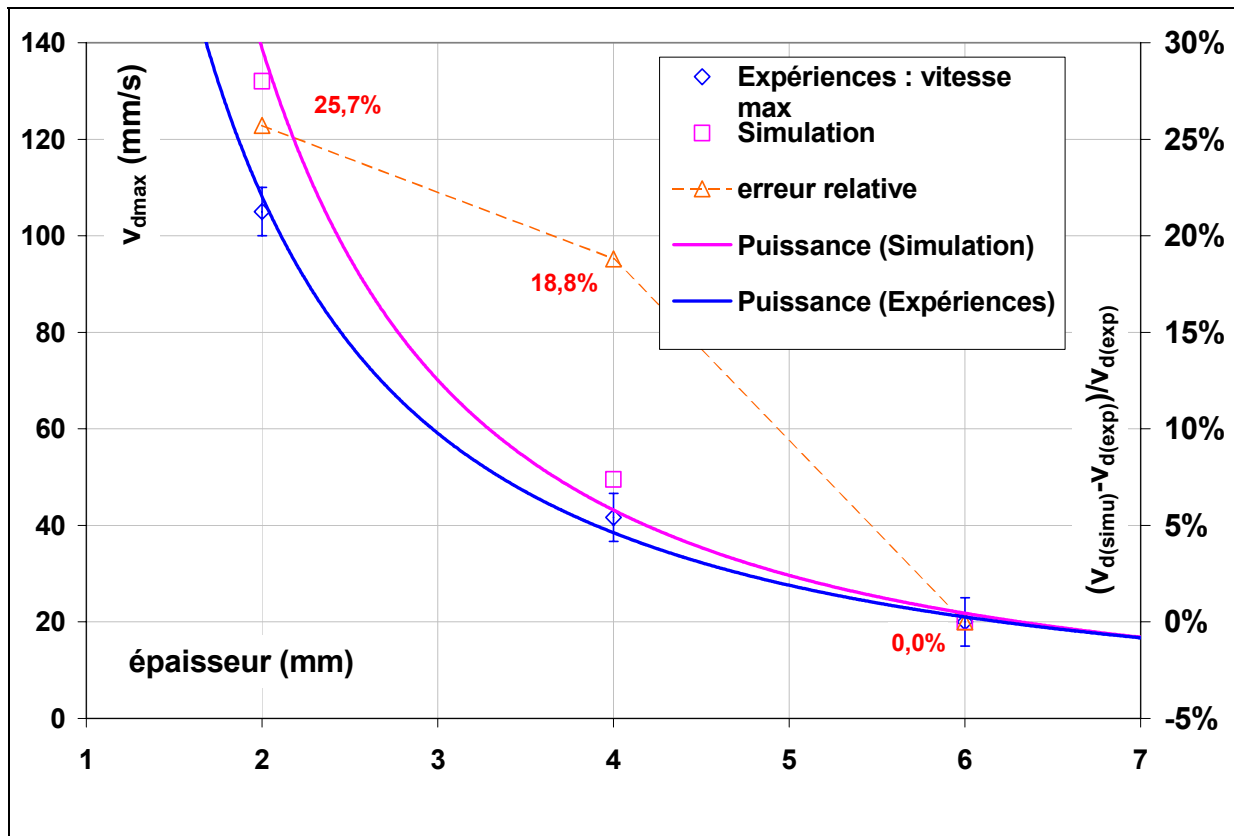


Figure II-26 : Evolution de la vitesse de découpe maximum en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

### 3.1.3. Etude de la puissance laser minimale requise

Sur la Figure II-27, nous avons reporté, pour une épaisseur donnée, la puissance laser minimale en deçà de laquelle, le processus de découpe ne se poursuit plus. La simulation utilise en paramètres d'entrée cette puissance minimale expérimentale, associée aux autres paramètres opératoires. Nous cherchons alors la valeur maximale de la vitesse de découpe simulée qui nous permet de découper les épaisseurs expérimentales.

L'évolution expérimentale de cette puissance laser minimale en fonction de l'épaisseur découpée ne peut pas être interprétée directement, étant donné que pour chaque point d'expérience, les paramètres opératoires changent. Simplement, nous pouvons constater que la gamme de puissance utilisable avant de stopper le processus de découpe sur l'échantillon de 4mm est plus importante que pour les épaisseurs 2 et 6mm.

L'interprétation que nous pouvons donner d'un tel phénomène fait référence à la notion de domaine de viabilité du processus qui nous avons introduit précédemment. Partant des paramètres opératoires qui optimisent la qualité de la découpe, fournis dans le Tableau II-1, on définit le domaine de viabilité d'une découpe comme le volume qui englobe les variations

indépendantes de chaque paramètre d'entrée jusqu'à l'interruption du procédé. Concrètement, dans le cas de la variation de puissance, son extension est respectivement de -600W, -700W et -100W pour les échantillons d'épaisseur respectivement 2mm, 4mm et 6mm. Bien entendu, en diminuant la puissance laser incidente, il arrive un moment où la découpe ne peut plus se produire. En revanche, si nous avons disposé d'une source laser plus puissante, nous n'aurions pas trouver de borne supérieure où la découpe s'arrête. Simplement, la surpuissance fournit aurait progressivement détérioré l'aspect et la qualité de la découpe.

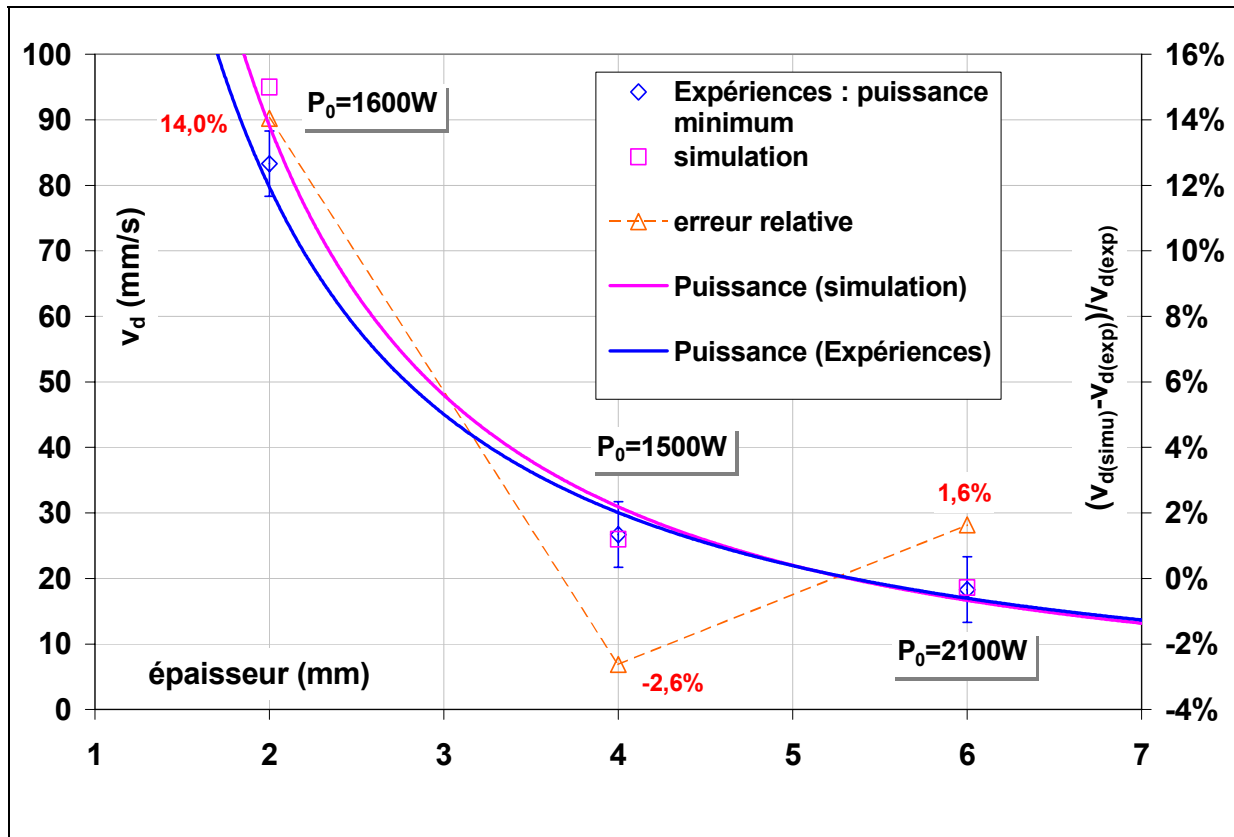


Figure II-27 : Evolution de la puissance laser incidente en fonction de l'épaisseur de l'échantillon

La encore, les résultats simulés s'accorde très bien avec les points expérimentaux. L'erreur relative est comprise entre -2.6% à 4mm et 14% à 2mm.

### 3.1.4. Etude de la défocalisation maximale

Confrontons à présent les résultats de simulation avec la variation de la position du plan de focalisation. Expérimentalement, nous avons abaissé le plan de focalisation dans le matériau et au-delà jusqu'à l'arrêt de la découpe. Ceci est réalisé en rapprochant la buse de la lentille de focalisation, de la distance désirée pour l'augmentation de la défocalisation. Cette valeur extrême de la défocalisation est entrée dans le programme de simulation et nous cherchons la valeur maximale de la vitesse de découpe qui nous permet de retrouver les épaisseurs



découpées lors des expériences. La comparaison est à nouveau effectuée sur les valeurs des vitesses de coupe. Comme précédemment, l'accord simulation-théorie est très bon pour l'épaisseur maximum, 6mm, avec seulement -1.6% d'erreur relative sur l'épaisseur simulée par rapport à la donnée expérimentale. Cependant, sur les épaisseurs plus faibles, l'erreur relative atteint -11.8% sur l'échantillon de 2mm.

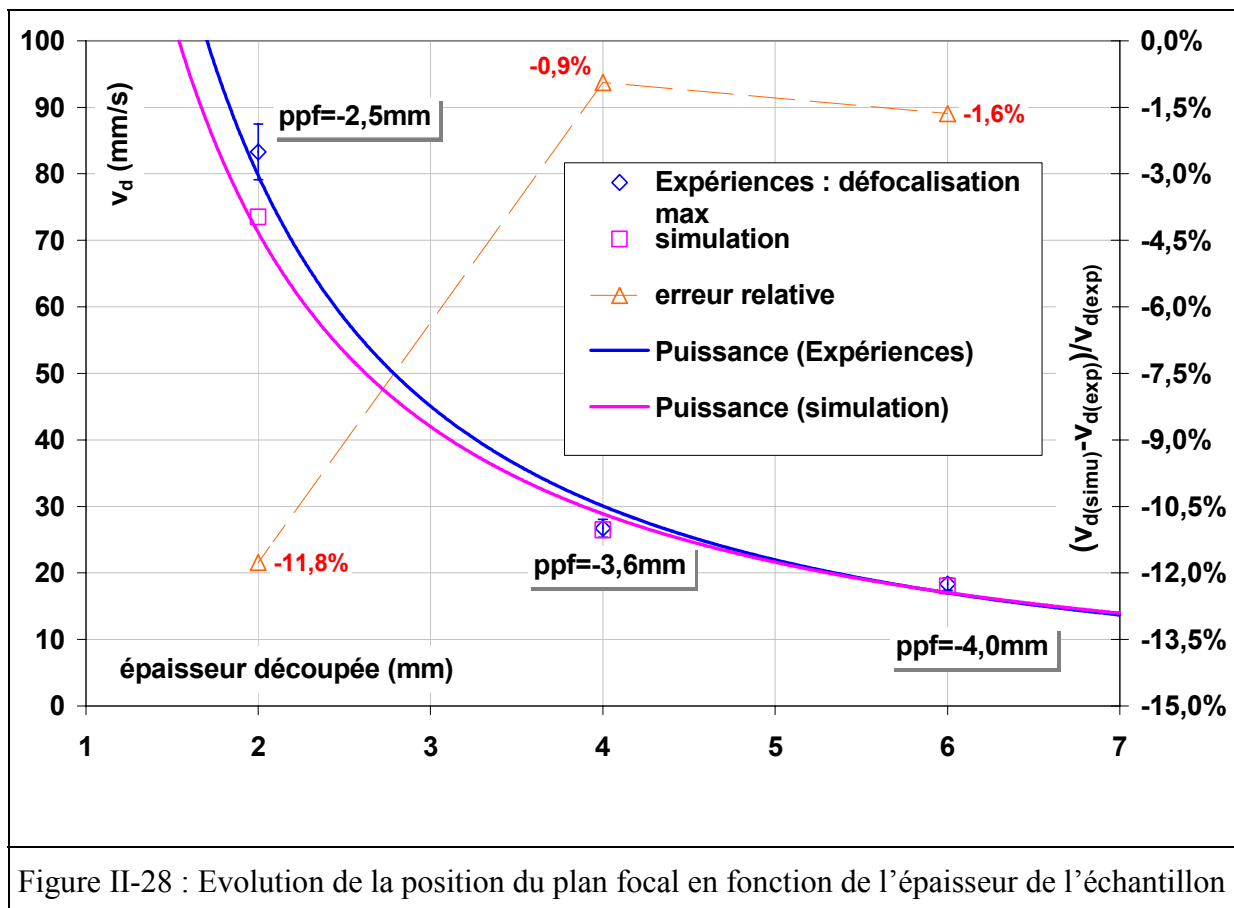


Figure II-28 : Evolution de la position du plan focal en fonction de l'épaisseur de l'échantillon. Chose intéressante, la courbe de simulation est cette fois en-dessous de la courbe expérimentale.

### 3.1.5. Comparaison avec les valeurs optimales et détermination des puissances transmises

A partir de la base de données de Prima, nous avons voulu exprimer quantitativement la différence existant entre une découpe optimisée et les résultats de simulation associés. Celle-ci fournit les paramètres opératoires à utiliser suivant le type de matériau, l'épaisseur et la difficulté du trajet de découpe. Pour chaque type de trajet de découpe (facile, moyen ou difficile), une gamme de vitesse de découpe est donnée permettant d'obtenir une découpe de qualité industrielle. Nous avons utilisé les entrées relatives à un trajet de découpe facile (ligne

droite) appliquées aux aciers inoxydables. Nous avons moyenné la vitesse de découpe sur la gamme correspondante .

Côté simulation, en fonctionnement standard, le programme permet d'obtenir la valeur maximale de l'épaisseur découpée pour un jeu de paramètres opératoires d'entrée fixé. Sur la Figure II-29, nous avons tracé la courbe expérimentale moyenne pour un acier inox. Les épaisseurs varient de 1 à 5mm (courbe bleue). La courbe rose résulte de la simulation et fournit les épaisseurs maximales atteintes pour chaque jeu de paramètres expérimentaux.

Les deux courbes suivent une tendance identique avec un décalage positif de la courbe simulée par rapport à la courbe expérimentale, les épaisseurs obtenues étant naturellement supérieures aux épaisseurs provenant des expériences.

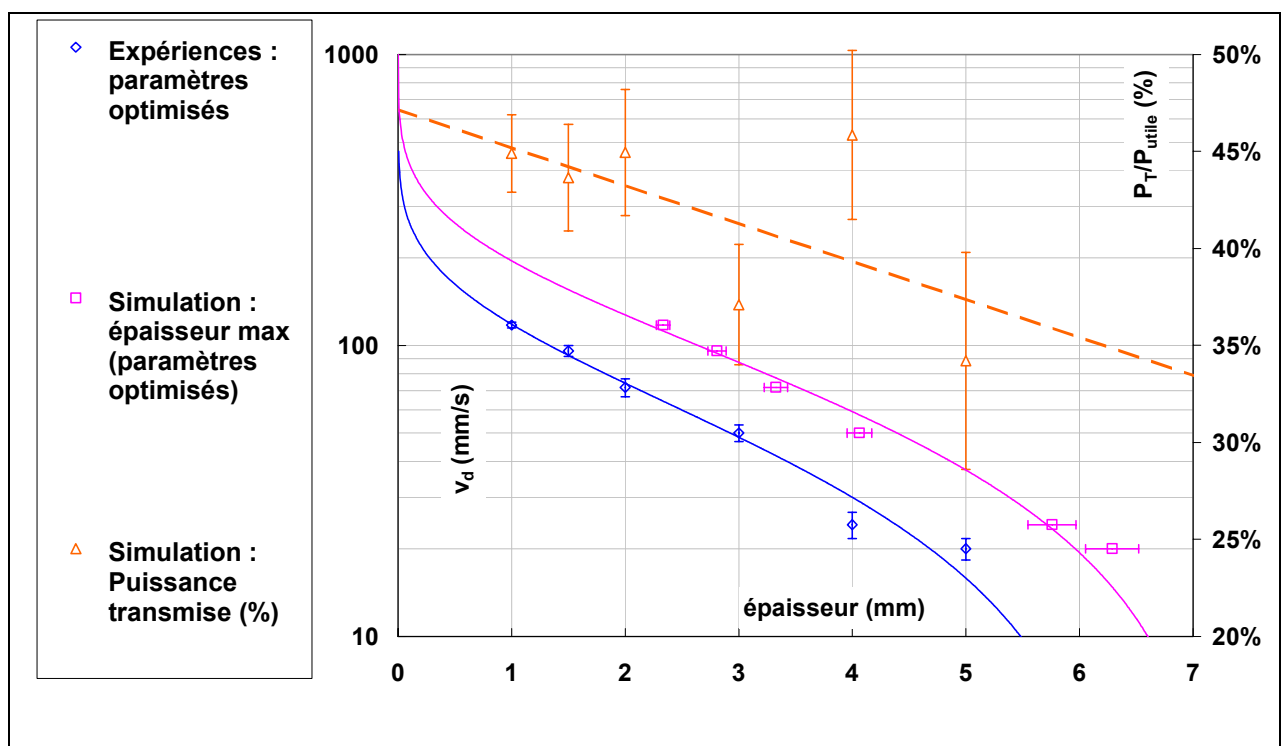
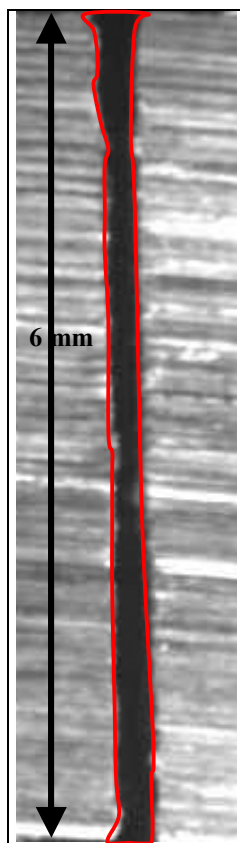


Figure II-29 : Evolution de l'épaisseur théorique maximum découpée relativement aux expériences fournissant les découpes en condition optimisée. La courbe orange traduit l'évolution de la proportion de puissance transmise que l'on obtient dans la simulation lorsque les épaisseurs découpées simulées sont égales aux épaisseurs expérimentales.

L'important est de quantifier ce décalage. Nous avons utilisé le programme en vue de découper les épaisseurs prescrites dans la base de donnée. Ainsi lorsque l'épaisseur requise est atteinte, la simulation est stoppée et nous avons accès, en particulier, à la valeur de la puissance laser qui n'a pas pu être utilisé lors de la simulation. Cette puissance correspond à la puissance laser transmise qui traverse l'échantillon sans interagir avec le front de découpe. La courbe orange représente cet puissance en fonction de l'épaisseur. Malgré une légère décroissance en fonction de l'épaisseur à couper, nous sommes proche d'une valeur moyenne

de la puissance transmise autour de 40%. C'est-à-dire que sur un faisceau laser de puissance nominale de 2200W, 900W environ ne sont pas utilisés dans le processus ! C'est la condition d'obtention d'une bonne qualité de découpe. Il ne s'agit pas de tirer une conclusion définitive sur la valeur de cette puissance transmise. Celle-ci doit dépendre de la répartition d'intensité laser, donc du mode laser et de l'optique de focalisation et du matériau. Lors de notre séjour en Italie, nous n'avons pas mesuré les valeurs de puissances transmises, aussi ne pouvons nous pas donner de comparaison immédiate avec l'expérience.

### 3.1.6. Evolution du débit de métal fondu



Acier inox 304L  
e=6mm

Nous pouvons également comparer les débits de matière éjectés lors du processus de découpe. Les échantillons ont été traités *post-mortem*. Nous les avons tronçonnés dans une direction perpendiculaire à la découpe à 50mm du bord d'attaque de la tôle, ce qui permet d'éviter tous les problèmes liés à des perturbations lors de l'amorçage de la découpe.

Nous avons photographiés les coupes transverses (exemple photo ci-contre, acier 304L de 6mm d'épaisseur,  $P_0=2200W$ ,  $v_d=11.7mm/s$ ,  $p_0=12bars$ ,  $ppf=-3.3mm$ ), puis, à l'aide d'un logiciel de traitement d'image (Itools), il a été possible d'obtenir l'aire de la section découpée (limité par la courbe rouge). Connaissant la vitesse de déplacement ainsi que la masse volumique à l'état liquide du matériau, nous en déduisons la valeur du débit de métal fondu :  $\dot{m}_L = \rho_l S v_d$

Les résultats ont été obtenus pour les épaisseurs 2mm et 6mm et sont présentés respectivement sur les Figure II-30 et Figure II-31. La donnée du débit de matière évacuée de la saignée nous renseigne sur le produit  $\delta v_{Lz}$ , c'est-à-dire l'épaisseur du bain liquide moyen multiplié la vitesse moyenne d'éjection longitudinale. En effet, il est quasiment impossible d'avoir accès à ces deux grandeurs séparément. L'accord avec les

simulations est bon pour les échantillons de 6mm. Il existe une croissance du débit de matière évacuée avec la vitesse de découpe. En nous souvenant, qu'aux faibles vitesses de découpe (cf. partie simulation), l'épaisseur du film liquide ainsi que la vitesse d'éjection longitudinale augmentent avec cette dernière, nous comprenons bien que le produit des deux croît.

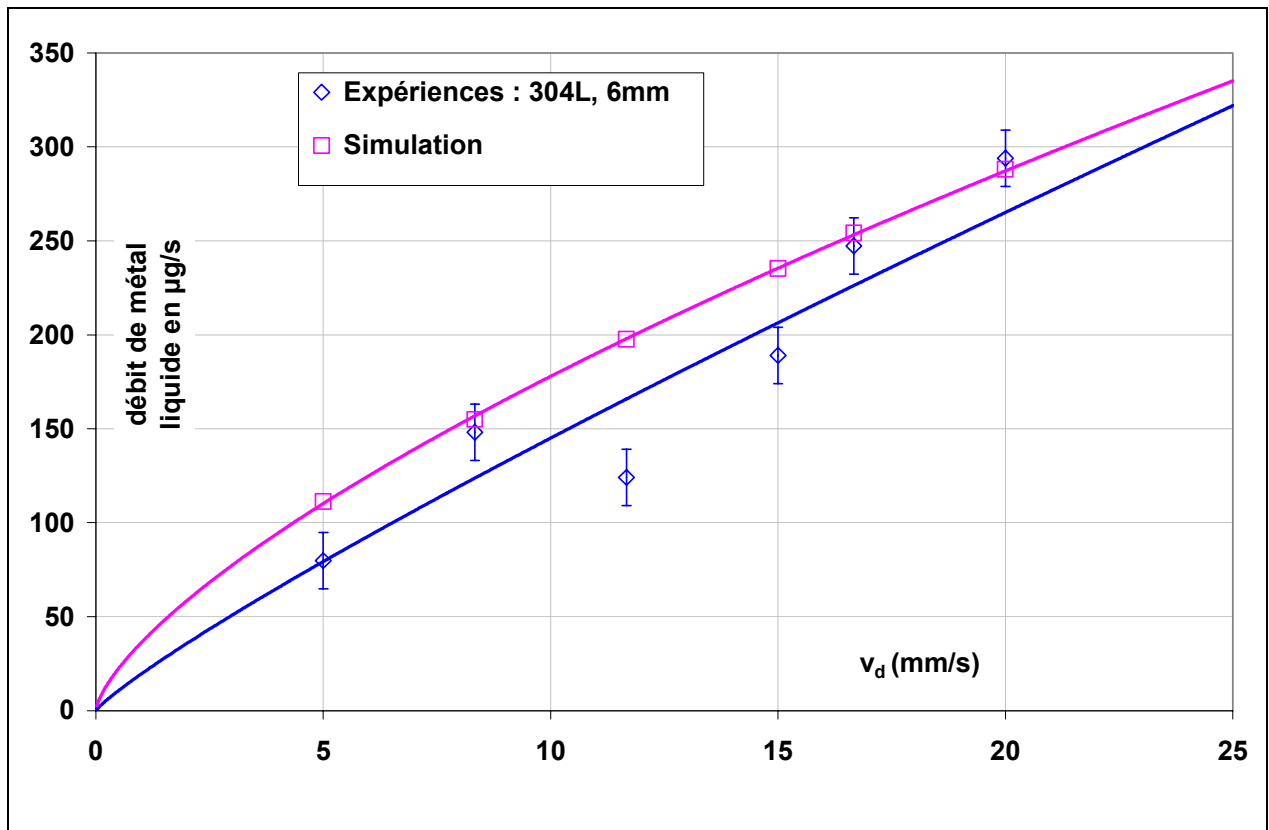


Figure II-30 : Evolution du débit de métal fondu en fonction de la vitesse de découpe, ici pour des échantillons d'acier 304L, d'épaisseur 6mm.

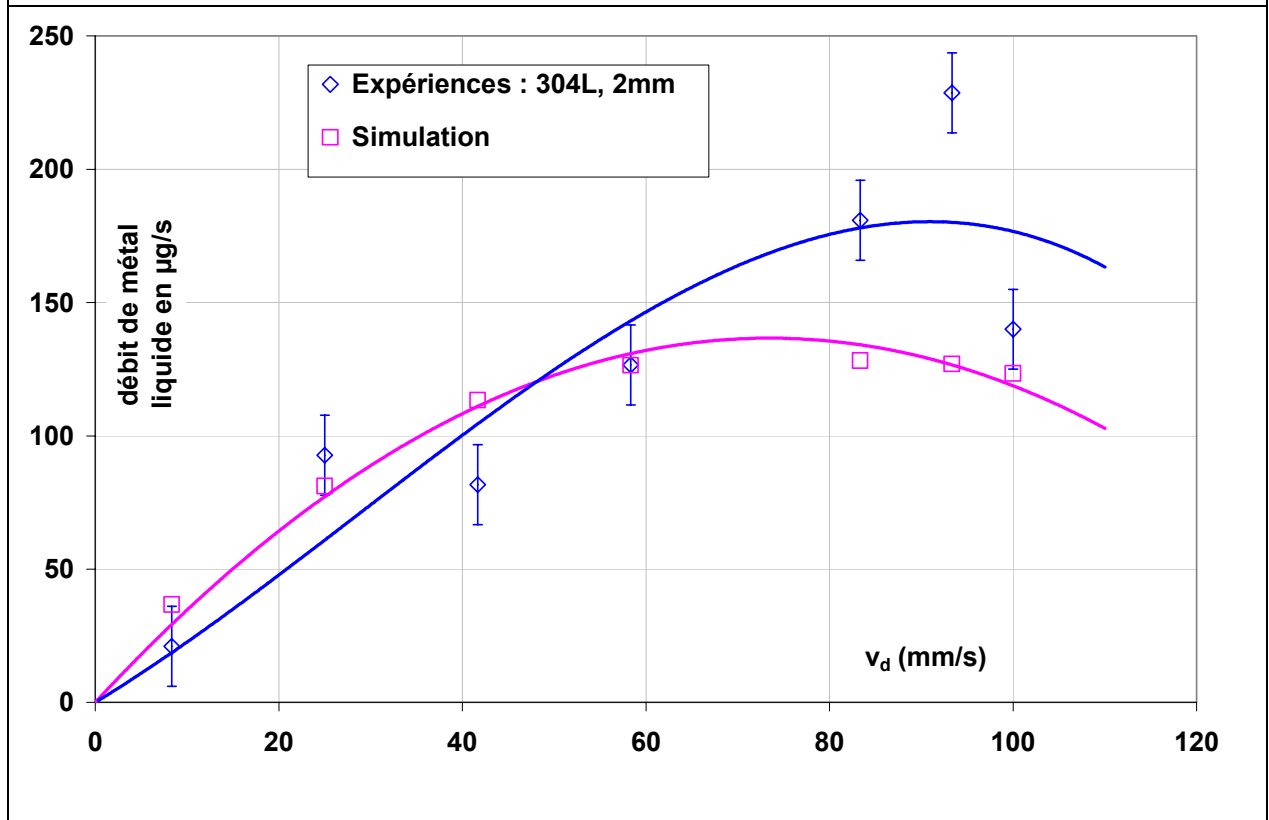


Figure II-31 : Evolution du débit de métal fondu en fonction de la vitesse de découpe, ici pour des échantillons d'acier 304L, d'épaisseur 2mm.

En ce qui concerne les échantillons de 2mm, nous constatons un point d'inflexion sur la courbe expérimentale autour de 100mm/s. Nous retrouvons la même tendance sur la courbe simulée. Afin de comprendre ce phénomène, il faut comme précédemment se souvenir des résultats de simulation. Aux vitesses importantes, la vitesse d'éjection longitudinale suit un comportement globalement asymptotique. Or, l'épaisseur du film liquide, quant à elle, décroît du fait de la prépondérance de la vitesse de perçage au dénominateur, dans son expression analytique. Ainsi le produit de cette épaisseur liquide par la vitesse d'éjection du liquide décroît aux grandes vitesses.

### **3.1.7. Notion de qualité de découpe et inclusion dans la zone de stabilité**

Nous avons, jusqu'à présent, effectué des comparaisons entre le modèle théorique et les expériences sur une base quantitative, exprimée en termes de vitesse maximale de découpe, de puissance laser incidente minimale, de défocalisation maximale, associée à une épaisseur d'échantillon. Nous avons, dans un chapitre précédent, présenté la façon dont le problème théorique a été inversé, sur la base de l'utilisation de la méthode des simplexes. Cette méthode nous permet de calculer l'ensemble des vertex (points de simulation composé d'un jeu de paramètres opératoires d'entrée, par exemple un doublet,  $P_0, v_d$ ) associé à l'épaisseur découpée demandée. Avant d'étudier les intersections ou les inclusions existant entre un domaine de stabilité théoriquement défini et un domaine de stabilité expérimentalement discriminé, il est nécessaire de donner quelques explications relatives à la qualité d'une découpe d'un point de vue pragmatique.

#### *3.1.7.a. La qualité en découpe laser*

Il existe une norme ISO est, en partie, dédiée au contrôle de la qualité en découpe laser. Cette norme a été promulguée en mai 1996 sous le titre "Lasers and laser related equipment – Laser materials processing machines – Performance specifications and benchmarks for cutting of metal". En particulier, la norme ISO 468:1982, est relative à "la rugosité des chants de découpe, ses paramètres, leurs valeurs, et les règles de spécifications générales nécessaires". La terminologie adéquate est définie et les différentes évaluations, à la fois quantitatives (inclinaison des chants (squareness), rugosité de surface(roughness)) et qualitatives (précision du profil découpé, largeur de la saignée de découpe, présence de gouttelettes, niveau de resolidification, zone affectée thermiquement...) sont explicitées. Seulement, il est spécifié dans ce rapport, qu'étant donné la grande variété des matériaux découpés et à la vue de la large gamme des spécifications en terme de qualité demandée par les clients, il ne sera fourni que des canevas à appliquer et aucun test ou niveau de qualité spécifique.

Dans le rapport du CLP [CETIM 1995], nous trouvons également des explications relatives aux caractéristiques d'un chant de découpe. Ceux pouvant se rapporter à critère lié à la qualité de la découpe sont listés ci-dessous :

1. la rugosité de surface,  $R_a$ , qui correspond à la valeur moyenne existant entre un creux et une crête dans la constitution d'une strie de découpe
2. la dépouille,  $d$ , différence de largeur entre, l'entrée ( $l_1$ ) et la sortie ( $l_2$ ) de la saignée rapportée à la profondeur de la découpe et équivalent français de "squareness":

$$d = \frac{l_2 - l_1}{2e}$$

3. les scories ou gouttelettes de métal qui restent attachées au bas de la saignée
4. la profondeur régulière,  $p_{reg}$ , qui correspond à la distance sur laquelle le flanc de découpe reste lisse et exempt d'aspérité et d'érosion
5. la dimension de la zone affectée thermiquement (ZAT). Cette zone englobe la partie du métal qui bien que n'étant pas passé en phase liquide, a subi une transformation métallurgique

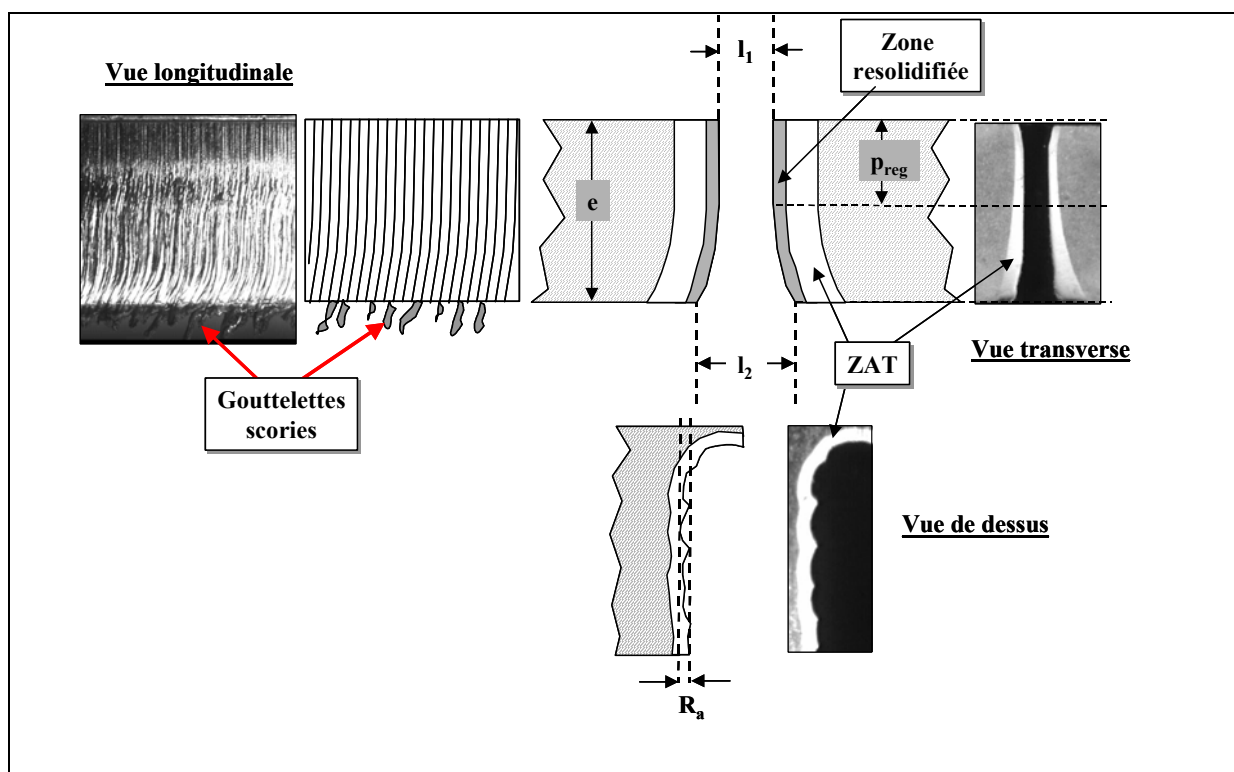


Figure II-32 : Schématisation de différentes vues d'une découpe avec présentation de paramètres liés à la qualité.

Tous ces critères de qualité de découpe ont leur pertinence, seulement leur temps d'évaluation varie grandement de l'un à l'autre. Dans notre étude qualitative et en vue de définir un domaine de stabilité pour une découpe, nous avons appliqué une méthode de discrimination

fondée sur les classes de découpe définies par Arata en 1979 [Arata 1979]. Il a déterminé cinq classes principales de découpe, parmi lesquelles nous ne nous intéresserons qu'aux classes II et III. Ces deux classes satisfont des critères de qualité industrielles. Elles correspondent toutes les deux à des découpes débouchantes présentant une dépouille faible. Leur seule différence est la présence (classe II) ou non (classe III) de scories après la découpe. Partant des échantillons que nous avons découpé, nous avons discriminé les deux classes de découpe et estimé pour les échantillons de classe II, la dimension moyenne des scories. Il a donc été possible de classer l'ensemble des échantillons en fonction de leur qualité effective.

### 3.1.7.b. Inclusion des points expérimentaux dans une zone de stabilité

Partant des échantillons de classe III, nous pouvons construire un domaine de stabilité délimitant cette région qualitative. Il est ensuite intéressant de trouver un critère au niveau de la simulation qui nous permettra d'englober cette zone. Nous avons choisi d'utiliser la notion de proportion de puissance transmise relativement à la puissance laser utile.

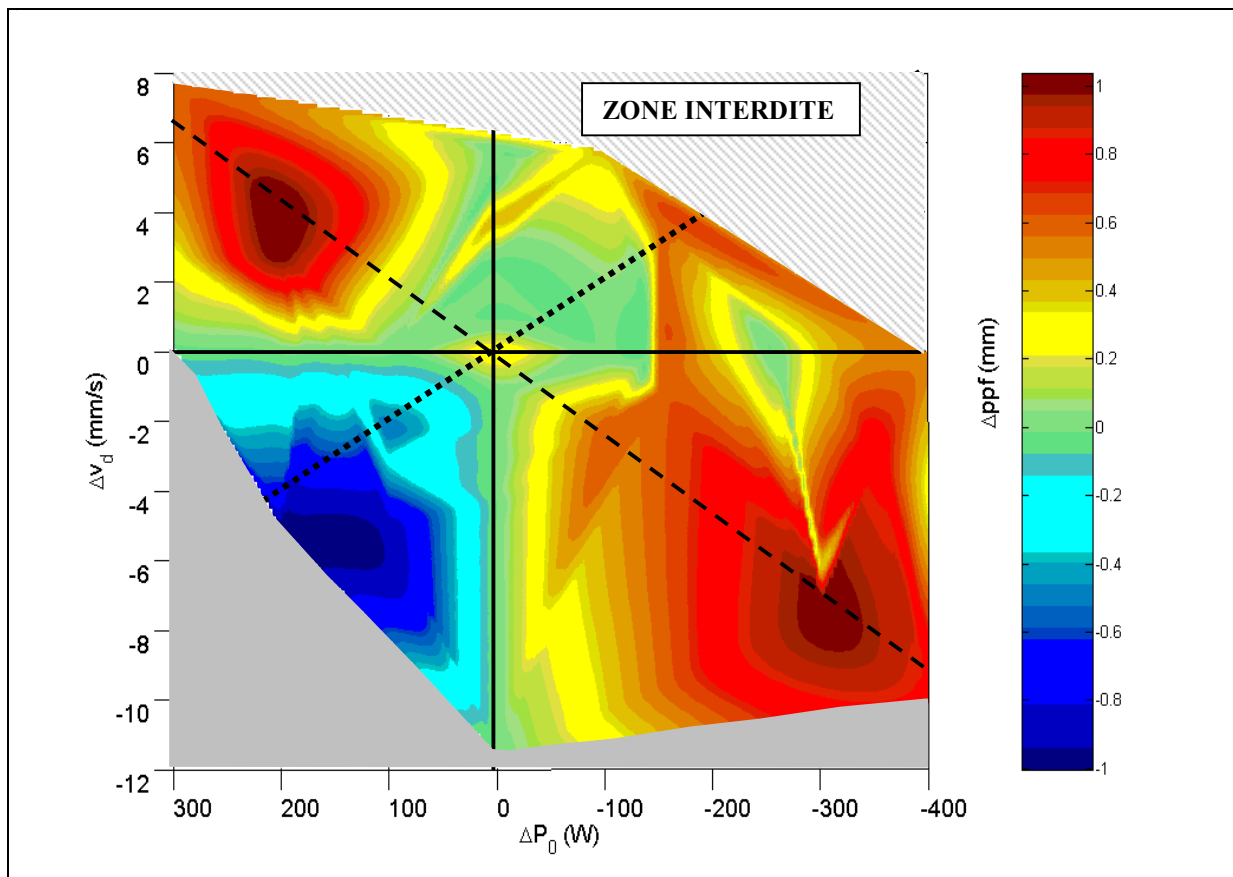


Figure II-33 :Tracé de la zone de stabilité pour un échantillon d'acier inox de 4mm d'épaisseur avec une tolérance de 15% sur les résultats simulés :  $TEM_{00}$ ,  $M^2=1.75$ ,  $p_0=10$ bars,  $w_L=10$ mm,  $f=127$ mm.

Sur la Figure II-29, nous avons montré qu'à la courbe expérimentale obtenue dans les conditions optimisés de découpe, nous pouvons associer une proportion de puissance

transmise simulée. Pour l'échantillon de 4mm, nous trouvons une valeur aux environs de 46%. Cela équivaut à dire, que la simulation permet d'obtenir les résultats expérimentaux (épaisseurs identiques entre les expériences et la simulation) en conditions optimisées lorsque nous imposons une proportion de puissance transmise de 40%. En utilisant, cette hypothèse et en l'appliquant au mode de résolution utilisant la méthode des simplexes, nous obtenons une zone de stabilité théorique. Sur la Figure II-33, est représentée, la zone de stabilité appliquée à un échantillon d'acier inox de 4mm, et dont la tolérance sur la puissance passante est de  $\pm 15\%$ . Cependant, nous avons délibérément borné la zone d'exploration de la simulation au niveau des variations de  $P_0$ , de  $v_d$  et de  $ppf$ .

La tolérance appliquée aux variations mentionnées conservent donc une puissance passante simulée comprise entre 31% et 61%. Que pouvons-nous apprendre de cette représentation topographique du domaine de stabilité de la découpe ? Nous avons arbitrairement décidé de représenter les variations de  $ppf$  à l'aide du code de couleur, choix qui aurait être fait de façon identique sur  $v_d$  ou  $P_0$ . La lecture que nous pouvons mener de la Figure II-33 est la suivante : partant d'un doublet ( $\Delta P_0, \Delta v_d$ ), nous déduisons la valeur de  $\Delta ppf$  qui permet, par définition de couper 4mm, mais surtout qui atteste du fait que la proportion de puissance laser passante (notre critère de qualité théorique) est comprise dans la zone qualitative donnant expérimentalement des échantillons exempts de bavures après la découpe.

Le point (0,0) correspond aux conditions de découpe optimales qui, en l'occurrence, sont les suivantes :  $P_0=2200W$ ,  $v_d=24.2mm/s$ ,  $ppf=-2.8mm$ . Ces valeurs proviennent des résultats fournis par la Figure II-29 pour l'échantillon de 4mm. Concrètement, dans la simulation l'ensemble des trois paramètres ( $\Delta P_0, \Delta v_d, \Delta ppf$ ) varient simultanément.

Etudions les conséquences d'un déplacement diagonal dans le plan ( $\Delta P_0, \Delta v_d$ ) en suivant la ligne tiretée (---). Lorsque nous nous dirigeons vers la partie haut-gauche du graphe, nous augmentons, à la fois la puissance laser incidente et la vitesse de découpe. Nous constatons que nous nous dirigeons vers une « montagne » concernant les valeurs de  $ppf$ . Cela traduit le fait, que pour conserver le critères sur la proportion de puissance passante, il est nécessaire de remonter le plan de focalisation de l'onde laser, par rapport à sa position nominale. En effet, nous avons vu au chapitre précédent que le paramètre  $ppf$  est très sensible à un faible déplacement supplémentaire dans l'échantillon lorsque nous nous trouvons dans des conditions opératoires proches de la limite de sécabilité (concrètement, sur la courbe présentée, dans certaines conditions, le passage de  $ppf=-3.1mm$  à  $ppf=-3.15mm$ , c'est-à-dire une variation  $\Delta ppf$  égale à 0.05mm, fait passer la proportion de puissance passante de 36.9% à



31.2%). C'est la nature profondément non linéaire de l'influence des paramètres opératoires d'entrée sur la découpe qui génère une surface aussi hétérogène que celle présentée sur la Figure II-39.

Suivons maintenant la ligne pointillée (...). Dans la partie bas-gauche du graphe, nous diminuons la vitesse de découpe cependant que nous augmentons la puissance laser incidente. La conservation du critère de qualité nous force à descendre le plan focal (vallée de *ppf*), afin d'éviter une surpuissance localisée. La zone grise est une zone de paramètres opératoires potentiellement utilisable mais dont nous n'avons pas obtenu de point au cours de la simulation. Nous comprenons pourtant qu'augmenter la puissance laser et diminuer la vitesse de coupe fournira toujours une solution pour une valeur particulière de *ppf*. Dans la partie haut-droite, nous réduisons la puissance laser incidente et nous augmentons la vitesse de découpe. Le critère de qualité est maintenu jusqu'à ce que l'on arrive à la limite de 31% de puissance passante. A ce moment là, nous entrons dans une « zone interdite », en d'autre terme, il n'existe plus de solution pour la valeur de la position du plan de focalisation qui satisfasse le critère de qualité.

L'utilisation de ce type de représentation topographique mériterait une étude plus approfondie et il nous apparaît qu'elle pourrait être d'une grande utilité en production, permettant rapidement de sélectionner les triplets ( $\Delta P_0$ ,  $\Delta v_d$ ,  $\Delta ppf$ ) qui fourniront une découpe de bonne qualité, à partir des conditions optimums obtenues par ailleurs.

### 3.2. Expériences printemps-été 2002

Le travail de recherche comporte plusieurs aspects. Dans le cadre de la modélisation que nous avons entreprise, une grande partie de ce travail a été de mettre en place un système d'équations, de valider ou non les hypothèses utilisées et d'implémenter tout ceci sur un PC. Seulement toute modélisation nécessite une validation expérimentale permettant de confirmer ou d'infirmer la validité du modèle théorique. Ce travail seul justifie tous les efforts entrepris car la nature ne triche pas. L'observation et la mesure sont les seuls juges au final. Le problème étant d'effectuer des mesures objectives sur des grandeurs caractéristiques du processus étudié. Les expériences réalisées durant cette période printanière visaient la mesure de l'absorptivité par deux méthodes différentes :

- Par la mesure de la puissance transmise, nous pouvons déduire l'absorptivité du front de découpe. Il faut préciser que cette mesure est délicate et qu'aucun résultat expérimental obtenu dans cette configuration n'existe.

- Par la mesure de puissance diffusée dans l'échantillon lors de la découpe il est possible de remonter à la valeur de l'absorptivité en estimant, de plus, la puissance associée au métal liquide évacué.

L'ensemble des chercheurs admettent la véracité des équations de Fresnel en vue de calculer cette absorptivité. Mentionnons à ce propos, le travail de Petring, relatif au calcul de la répartition de l'absorptivité, sur le front de découpe en fonction du mode laser et de la polarisation de l'onde [Petring 1988]. Les comparaisons expérimentales qu'il fournit sont indirectes. Prenant la valeur de l'absorptivité théorique de Fresnel, il déduit théoriquement la puissance laser incidente minimale nécessaire, en fonction de la vitesse de déplacement, afin de couper un échantillon de 3mm. Les corrélations simulations-expériences sont très bonnes, et attestent d'une valeur de l'absorptivité moyenne comprise entre 0.2 et 0.3, 70% à 80% de la puissance laser disponible étant réfléchi par le front de découpe et transmise à travers la saignée. Par la suite, les chercheurs ont très souvent repris ces résultats en vue de définir la valeur moyenne de l'absorptivité : Schulz prend  $A=0.4$  [Schulz 1994], Kaplan prend  $A=0.37$  [Kaplan 1996].

Il faut conserver en mémoire que la base de tout processus d'interaction laser/matière va être lié à la quantité de chaleur apportée au système par l'onde laser. Fournir une bonne répartition d'intensité au niveau de la zone d'interaction est une chose, encore faut-il ensuite calculer le bon dépôt de flux au niveau du front d'absorption. Le processus de découpe laser découle simplement de ce dépôt initial. La puissance diffusée est directement liée à la quantité de puissance absorbée, elle-même dépendante de la l'absorptivité. Nous allons voir que les expériences de puissance transmise ne corroborent pas les données communément admises. En revanche, l'obtention de l'absorptivité par l'intermédiaire de la mesure des pertes conductives semble plus proche des valeurs de Fresnel.

### **3.2.1. Les équations de Fresnel : un modèle trop simpliste ?**

Tous les travaux relatifs à la modélisation de la découpe ou du soudage laser utilisent les équations de Fresnel afin de calculer la valeur de l'absorptivité de la surface d'interaction soumise à un rayonnement laser. Ces équations permettent d'obtenir les valeurs de l'absorptivité en fonction de la polarisation de l'onde, de l'angle d'incidence du rayonnement par rapport à la surface d'interaction et de la température de surface. Tout ceci a déjà été décrit dans la partie théorique de notre travail. Les équations de Fresnel fondées sur le modèle de Drude-Lorentz décrivent le cas idéal d'une onde électromagnétique interagissant avec une surface parfaitement plane et solide ou n'est considérée qu'une simple réflexion de l'onde

laser. La réalité est tout autre : nous avons une surface d'interaction qui présentent une rugosité de surface à l'état solide, qui est progressivement chauffée, puis passe en phase liquide, se déforme... Autant dire que la complexité du problème devient délicate à gérer. Nous allons voir que cette situation fournit expérimentalement des absorptivités bien supérieures à celles prédites.

### 3.2.2. Mesures d'absorptivité : principe de la méthode

Ces expériences ont été très enrichissantes car elles ont permis de repenser le problème de la découpe laser d'une façon un peu différente. Peu de travaux avaient été menés afin de mesurer les puissances laser absorbées pendant la découpe, citons le livre de J. Powell ainsi que l'article de Schulz relatifs au calcul des pertes par diffusion dans l'échantillon. On peut lire dans cet article que les expériences ont permis d'obtenir une absorptivité de l'ordre de 40%. Ceci est intéressant car ces valeurs sont proches de celles fournies par les équations de Fresnel. Or, de notre côté, nous avons également voulu obtenir expérimentalement les valeurs des différentes puissances entrant dans le procédé. Le résultat prévisionnel était de trouver des valeurs sensiblement du même ordre de grandeur que celles fournies par Schulz ou Petring. Nous allons voir qu'il en est rien !!

#### 3.2.2.a. Méthode appliquée à la mesure de l'absorptivité

Afin de mesurer l'absorptivité effective d'un échantillon durant une découpe, il faut savoir comment se répartie la puissance laser incidente. Tout d'abord, nous savons que la totalité du faisceau ne pénètre pas dans la saignée du fait du rapport d'aspect existant entre la dimension du faisceau à la surface de l'échantillon et la largeur de la saignée (qui est fonction de la vitesse de déplacement). La puissance laser initiale incidente,  $P_0$ , est divisée en deux composantes distinctes :

1. la puissance laser utile ( $P_{utile}$ ) qui correspond à la puissance laser qui entre effectivement dans la saignée
2. la puissance laser réfléchiée en surface

Partant de là, le laser impacte sur le front de découpe constitué d'une mince couche de liquide métallique (quelques dizaines de microns d'épaisseur). La puissance laser utile est alors répartie de la façon suivante :

1. la puissance absorbée par le front d'interaction ( $P_{abs}$ ) : elle permet de fondre une partie du métal mais est également responsable du chauffage global de l'échantillon.
2. la puissance réfléchiée par le front d'interaction ( $P_R$ ) : cette puissance est perdue

3. la puissance transmise ( $P_T$ ) : c'est une puissance perdue qui ne subit aucune interaction avec le front d'interaction

Par ailleurs, il est possible de distinguer dans le terme de puissance absorbée :

1. la puissance efficace qui sert à chauffer puis à fondre la partie de l'échantillon qui se trouve dans la zone d'interaction
2. la puissance diffusée qui est transférée par conduction au sein de la pièce découpée (la mesure de cette puissance diffusée a également fait l'objet d'expérimentations). Cette composante de la puissance absorbée est perdue et n'est d'aucune utilité dans la génération de la saignée de découpe.

Fort de ce bilan énergétique nous pouvons définir l'absorptivité comme le rapport de la puissance absorbée sur la puissance laser incidente qui interagit avec le front de découpe :

$$A = \frac{P_{abs}}{(P_{utile} - P_T)}$$

en introduisant la relation suivante :  $P_{utile} = P_{abs} + P_T + P_R$

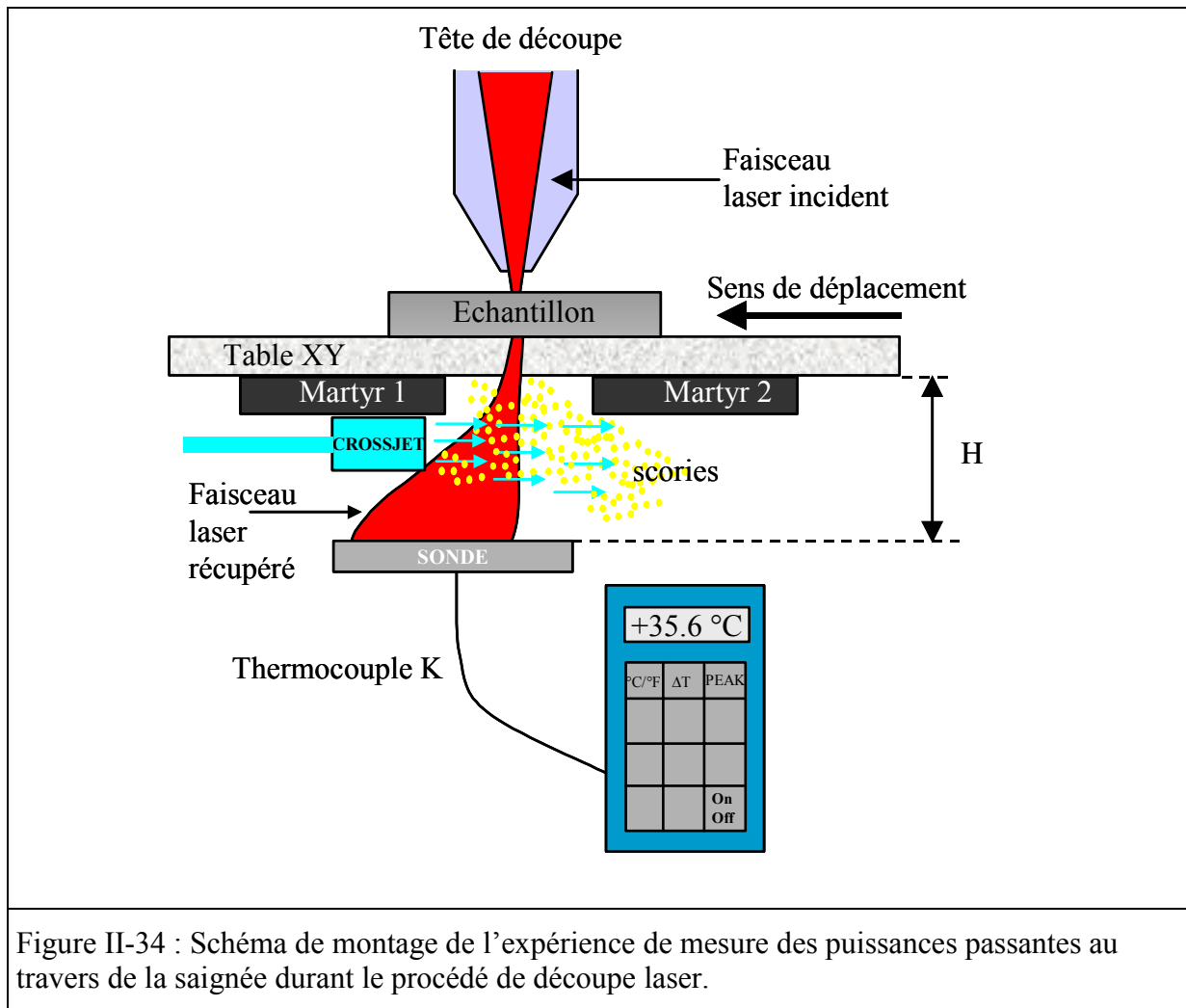
Nous obtenons finalement :

$$A = 1 - \frac{P_R}{P_{utile} - P_T}$$

### 3.2.2.b. Principe du montage

La complexité de mise en place d'une expérience doit être en relation avec les résultats que nous voulons obtenir. Obtenir les valeurs des températures de front de découpe *in situ* est une chose très délicate à faire.

La visualisation directe du processus est également très difficile à mettre en œuvre étant donné les dimensions du système à étudier. Nous avons prôné une approche plus simple qui consistait à mesurer la quantité d'énergie reçue par une sonde métallique (acier inox) placée sous l'échantillon à découper. A cette sonde était soudé en face arrière un thermocouple de type K qui fournissait l'élévation de température correspondante. C'est par la mesure des puissances passantes, somme de la puissance transmise et le puissance réfléchi, que nous pouvons remonter à la valeur de l'absorptivité. L'échantillon est placé sur la table à déplacement XY (Figure II-34). Le tir est déclenché alors que le laser impacte sur le martyr 1. Cela permet de s'absoudre de la phase d'accélération de la table et d'obtenir des conditions de découpe stationnaires pour le jeu de paramètres d'entrée fixé.



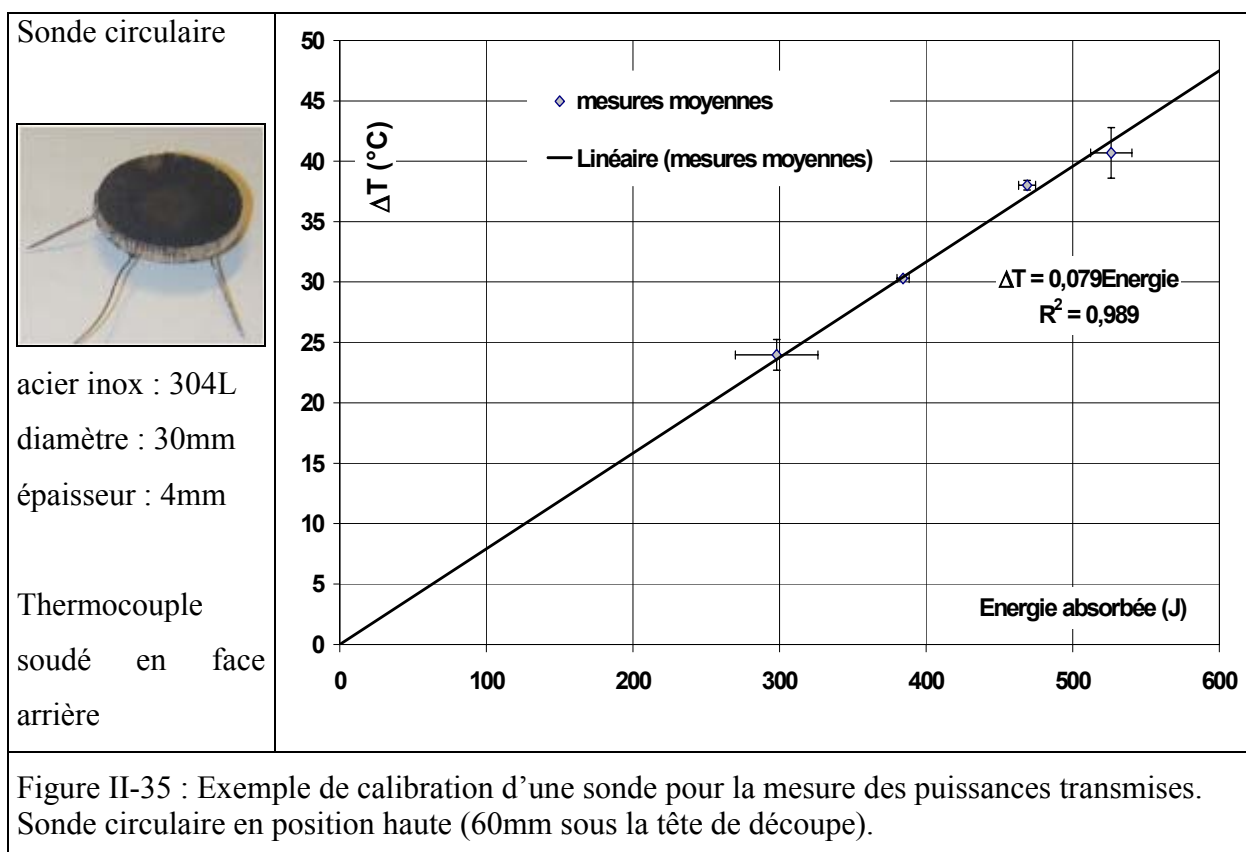
La puissance laser traversant l'échantillon en transmission directe ou après réflexion sur le front de découpe se fait pendant un temps égal à la vitesse de déplacement multiplié par la distance « inter-martyr ». Les scories résultantes de l'évacuation de métal fondu par l'entraînement du gaz d'assistance sont chassées par un cross-jet positionné sous la table XY, évitant ainsi un échauffement supplémentaire de la sonde dû à la quantité de chaleur transportée par ces scories. L'intérêt de cette expérience est de ne récupérer que de l'énergie provenant du rayonnement laser. La sonde monte alors en température. Après un temps suffisant, permettant de supposer que la sonde est devenue thermiquement mince, nous relevons la température atteinte. Connaissant la masse exacte de la sonde, nous pouvons ainsi remonter, via la courbe d'étalonnage à la valeur de la puissance passante lors du tir.

### 3.2.2.c. Calibration des sondes

Les expériences ont été effectuées essentiellement sur des échantillons d'acier inox 304L d'épaisseurs 2, 4 et 6mm. Deux sondes ont été construites afin de récupérer le plus efficacement possible la puissance laser passante.

La première phase du travail fut de calibrer les sondes. Nous avons commencé par faire un étalonnage calorimétrique de la source laser (CO<sub>2</sub> Ci 4000) en aval de la tête de découpe. Nous avons ensuite procédé à l'étalonnage des sondes en nous plaçant dans les conditions opératoires, distance échantillon-sonde variables ainsi que présence de convection forcée liée à l'utilisation du cross-jet. Nous fournissons sur la Figure II-35, la courbe d'étalonnage de la sonde circulaire en position haute :

Nous observons une réponse linéaire de l'élévation de température de la sonde en fonction de la quantité de chaleur absorbée. La pente de la droite va changer suivant le type de sonde et de sa position lors de la mesure. Munis de ces caractéristiques, nous sommes capable de mesurer les puissances laser passantes pendant la découpe à l'aide d'un montage très simple.



### 3.2.2.d. Ordre de réflexion et puissance transmise

#### 3.2.2.d.i. Ordre de réflexion des tâches laser

La Tableau II-2 est le marquage sur papier thermique des différentes composantes de la puissance laser traversant la saignée de découpe. Cela nous a permis de révéler l'ensemble de la structure d'impact du laser après interaction avec le front de découpe. La marque relative à l'impact direct du faisceau laser est effectuée après la découpe. Elle fournit la position

d'impact nominal de l'onde laser lorsqu'elle ne subit aucune interaction sur son trajet (propagation en ligne droite).

La structure observée apporte de nombreux renseignements sur les conditions d'interaction de l'onde laser lors de la découpe. Les deux tâches principales proviennent de réflexion sur le front de découpe. La première correspond à la réflexion d'ordre 0. Nous pensons que cette tâche provient des rayons laser qui ont interagis avec la partie haute de la saignée, là où l'angle d'inclinaison est minimum.

La tâche étendue, quant à elle, proviendrait des réflexions sur la partie basse de la saignée, là où le front n'est plus aussi pentu. En effet, cette empreinte thermique a été obtenu dans des conditions proches de la limite de sécabilité de l'échantillon. La partie basse du front de découpe est sujette à des fluctuations angulaires relativement importantes. Les rayons laser interagissant avec cette partie du front sont réfléchis suivant une multitude d'angles. Il est également possible que des rayons ayant interagis une première fois sur le haut du front, interagissent une seconde fois sur le bas. C'est pourquoi, nous avons dénommé cette tâche, la tâche de réflexion d'ordre n. La largeur de cette tâche pourrait provenir de la réflexion des rayons sur les flancs de la saignée et expliquer le fort élargissement observé.

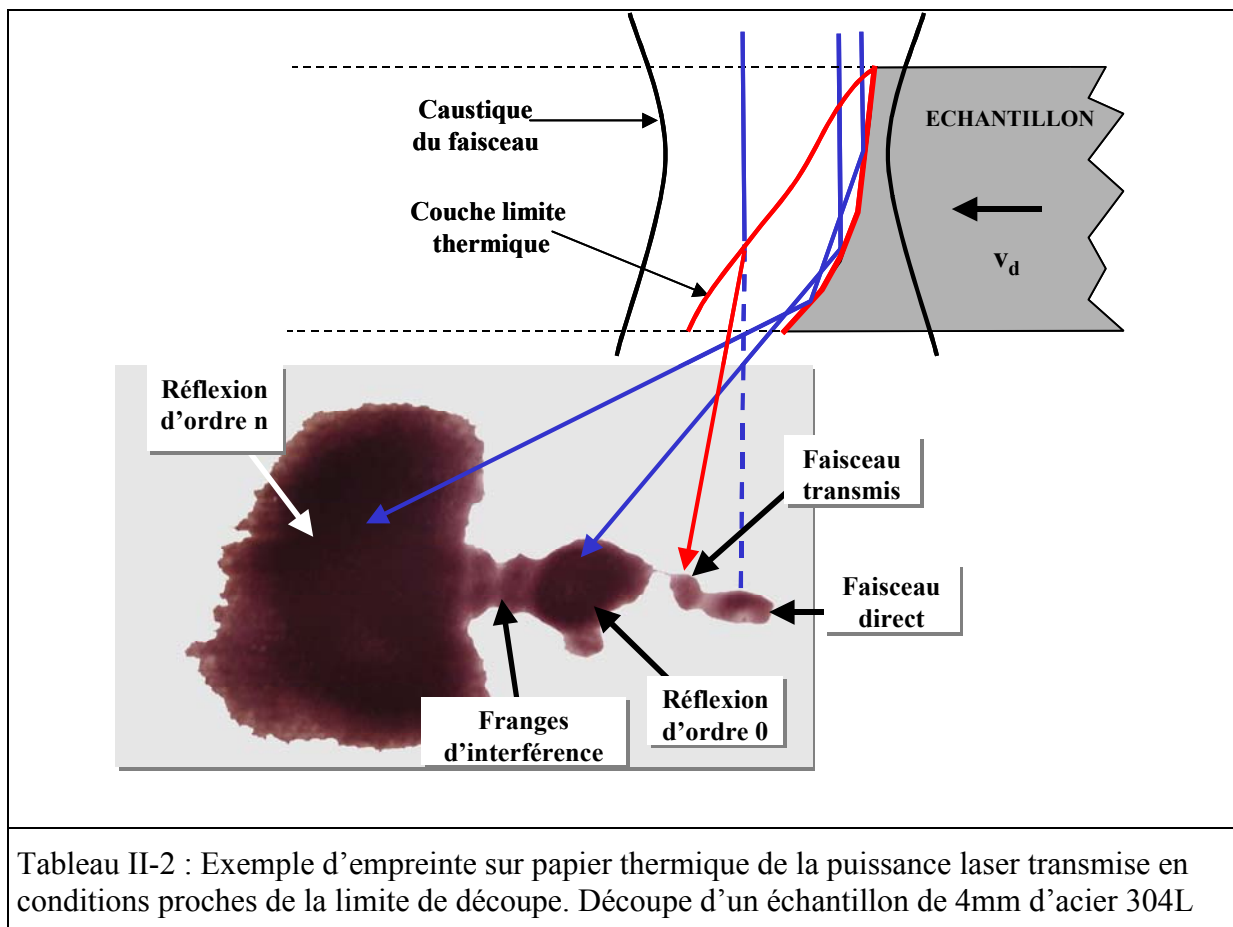


Tableau II-2 : Exemple d'empreinte sur papier thermique de la puissance laser transmise en conditions proches de la limite de découpe. Découpe d'un échantillon de 4mm d'acier 304L

La zone intermédiaire permet de corroborer notre hypothèse de réflexion de rayons laser suivant les différents angles que prend localement le front de découpe. Nous pouvons y voir des franges d'interférence provenant de l'interaction constructive ou destructive des ondes ayant été réfléchies suivant des angles différents du front de découpe. John Powell [Powell 1993] a mené des expériences similaires. Les empreintes de découpe ont été récupérées sur des blocs d'acrylique. Les volumes d'acrylique évaporés lui permette de remonter à la puissance passante lors de la découpe. Le fait important est qu'il observe des franges d'interférence, représentées par des minima et des maxima d'évaporation de l'acrylique. La présence des deux tâches principales provient, selon lui, de la séparation du faisceau, une partie étant transmise directement à travers la saignée, la seconde se réfléchissant sur le front de découpe. Lorsque l'on augmente la vitesse de découpe, il y a possibilité de réflexion multiple des rayons laser sur le front de découpe. Un premier impact sur le haut du front, très peu incliné, peut se réfléchir à nouveau sur le bas du front, si les conditions opératoires sont proches de la limite de découpe (conditions où le bas du front subit des modifications angulaires importantes). Les observations du Dr. Powell attestent, en partie, l'interprétation que nous avons donnée aux empreintes obtenues. Seulement, le calcul des angles relatifs des deux tâches principales témoigne de la présence de deux tâches de réflexion et non pas d'une tâche de réflexion et d'une tâche de transmission. Sur la Tableau II-2, nous pouvons voir la tâche de transmission. Celle-ci est relativement petite et peu intense. La déviation angulaire par rapport à l'impact direct peut être expliquée par la loi de la réfraction de Gladstone\*, le faisceau transmis subissant une déviation dans la couche limite thermique. Il est très délicat de distinguer toutes ces tâches laser et nous allons expliquer pourquoi.

#### 3.2.2.d.ii. *Mesure des angles d'inclinaison du front de découpe*

Grâce aux empreintes sur papier thermique, il est possible de calculer la valeur de l'angle d'inclinaison du front de découpe. Comme nous l'avons dit précédemment, nous distinguons deux tâches principales provenant de la réflexion des rayons laser sur le front de découpe. Nous connaissons la distance entre le haut de l'échantillon et le plan sur lequel repose le papier thermique,  $H$ . Cette distance est d'environ 200mm, afin d'obtenir des distances inter-tâches,  $L_0$  et  $L_n$ , de dimensions respectables (de l'ordre de 20 à 30mm pour  $L_0$  et entre 60 et 70mm pour  $L_n$ ). Nous supposons que nous avons une simple réflexion des rayons sur le front de découpe, ainsi l'angle existant entre la direction d'impact des faisceaux réfléchis avec la

---

\* La loi de Gladstone permet de calculer l'angle de déviation d'une onde électromagnétique se propageant dans un milieu qui présente un gradient d'indice perpendiculairement à cette direction de propagation.



verticale est-il deux fois la valeur de l'angle de réflexion, qui n'est autre que l'angle local d'inclinaison du front de découpe.

Nous exprimons la valeur des angles d'inclinaison par une simple relation trigonométrique :

$$\alpha_i = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{L_i}{H}\right) \quad (\text{II-3})$$

Où  $i=0$  ou  $n$ .

L'incertitude sur la mesure des distances inter-tâches est relativement importante, comprise entre 2 et 8mm. Cependant, bien que les tâches laser soit étalées, il est quasiment toujours possible de distinguer le maximum d'intensité de chaque tâche sur le papier thermique.

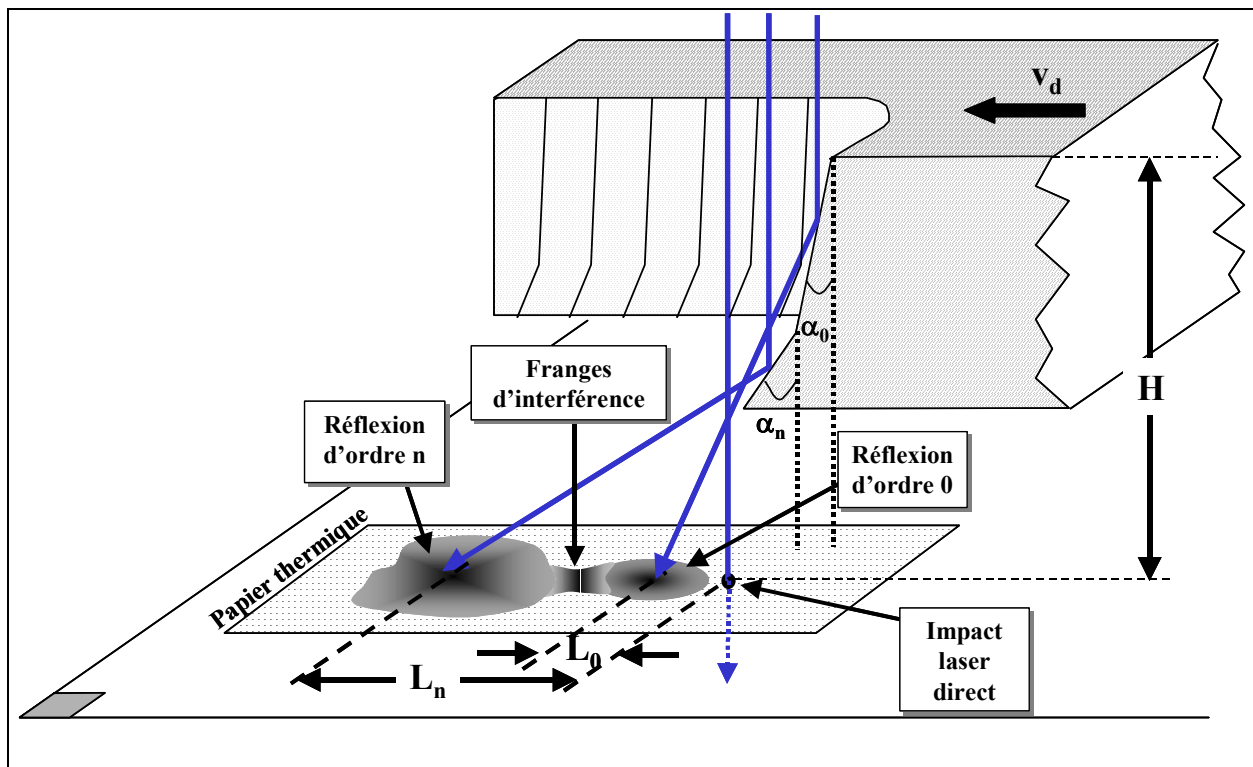
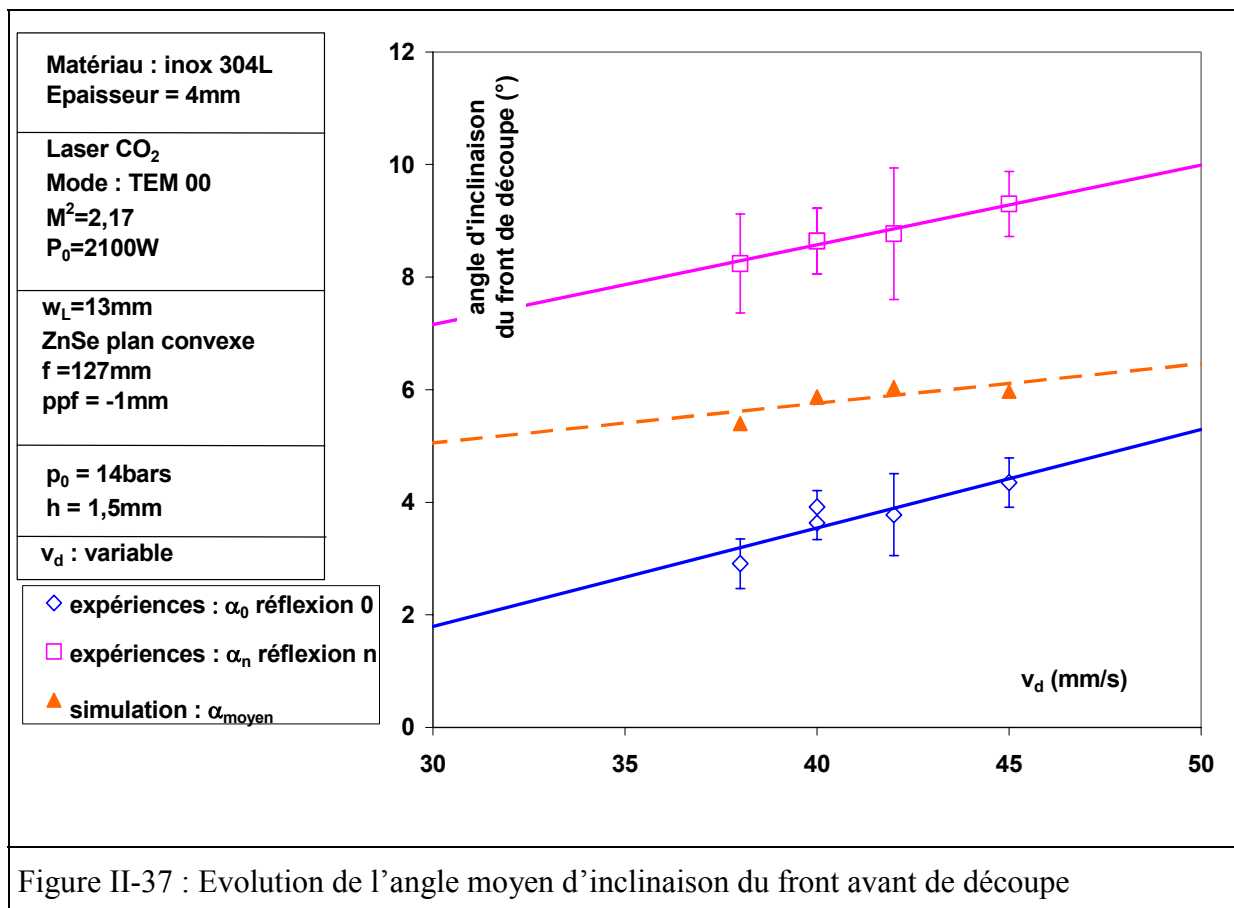


Figure II-36 : Schématisation des différentes empreintes laser sur papier thermique lors d'une découpe. Détermination des distances inter-tâches en vue de mesurer les valeurs des angles d'inclinaison du front avant de la saignée.

Nous avons représenté sur la Figure II-37, les valeurs expérimentales des angles  $\alpha_0$  et  $\alpha_n$ , ainsi que la courbe fournissant l'angle moyen simulé, dans les mêmes conditions expérimentales. Les empreintes laser utilisées sont celles présentes sur les photos 3 à 6. Il est certain que la gamme de vitesses balayées n'est pas très large, mais dans cette gamme, l'accord du modèle avec les mesures expérimentales est plutôt satisfaisant. Une diminution supplémentaire de la vitesse de découpe entraîne une non-distinction des deux tâches de réflexion. De plus, il est délicat d'étendre cette méthode de mesure à d'autres échantillons. Sur les faibles épaisseurs d'acier, les angles d'inclinaison sont très faibles, et nous ne

parvenons pas non plus à distinguer la structure des différentes tâches laser. Nous obtenons, une empreinte floue où aucune mesure n'est possible.

La Figure II-37 montre bien une augmentation de l'angle d'inclinaison du front de découpe lorsque nous augmentons la vitesse de déplacement. Nous avons expliqué, dans la partie traitant des résultats de simulation, que cette augmentation permet au front de découpe d'accroître la puissance laser absorbée et ainsi de compenser l'augmentation de vitesse.

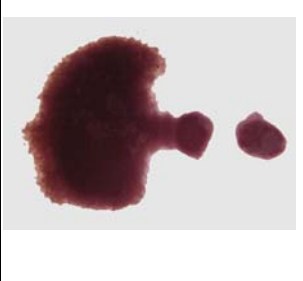
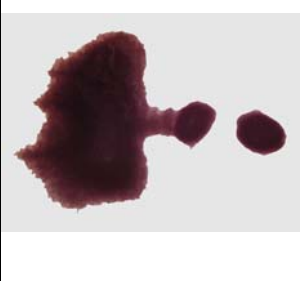
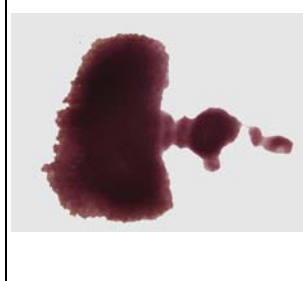
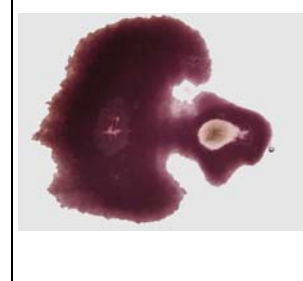


Quand l'accroissement angulaire, associé à la dimension finie du faisceau laser incident ne suffit plus à compenser l'augmentation de vitesse, la découpe ne débouche plus.

### 3.2.2.d.iii. Puissances passantes et puissances transmises

Question : la totalité du faisceau interagit-elle à chaque découpe avec l'échantillon ? Existe-t-il une partie du faisceau qui ne subit aucune interaction ? Nous répondons affirmativement à cette dernière question, seulement cette quantité dépend des paramètres opératoires. Le point délicat est alors de discriminer la partie réfléchie de la partie purement transmise. L'idée est de se placer en conditions limites de découpe. Supposons que nous découpons 4mm d'acier inoxydable 304L, nous réglons la pression du gaz d'assistance, la distance buse-pièce ( $h$ ), la position du plan de focalisation ( $ppf$ ) et nous augmentons la vitesse de déplacement jusqu'à la limite de sécabilité. Expérimentalement, cette limite est nette. Une variation de vitesse de

1mm/s suffit à désamorcer la découpe. Il faut préciser que lors de ces expériences, nous ne cherchions pas à obtenir une qualité de découpe irréprochable, ni même une découpe optimisant les paramètres opératoires d'entrée. Le but était, à paramètres d'entrée fixés ( $P_0$ ,  $p_0$ ,  $ppf$ ,  $h$ ), d'obtenir la vitesse de déplacement maximum au-delà de laquelle le processus de découpe ne s'effectuait plus. **L'hypothèse, confirmée par les expériences, est, que dans ces conditions, l'ensemble du faisceau interagit avec la cible.** Nous observons seulement les tâches relatives aux puissances réfléchies (Tableau II-3). Nous constatons que si la vitesse est diminuée lentement (Tableau II-4 et Tableau II-5), la partie transmise du faisceau commence à marquer le papier thermique (Tableau II-5). Plus la vitesse diminue, plus les tâches de réflexion se rapprochent de l'axe optique du faisceau naturel et rapidement tout se mélange (Tableau II-6). Il devient alors impossible de discerner la puissance réfléchie de la puissance transmise. Elles sont alors simplement regroupées. L'explication physique est simple : quand la vitesse de déplacement diminue, l'angle moyen du front de découpe suit la même évolution et par conséquent les angles de réflexion sont de plus en plus faibles. De plus, les conditions d'interaction étant favorisées et le bas du front de découpe subissant des fluctuations moins importantes, l'ensemble du front de découpe s'homogénéise angulairement. Les faisceaux réfléchis deviennent indiscernables du faisceau transmis.

Evolution des différentes composantes de la puissance passante : marquage du papier thermique Acier inox 304L, 4mm, 2100W, 14bars, ppf=-1mm, so=1.5mm, H=196mm, L=8mm			
			
Tableau II-3 : $v_d=45\text{mm/s}$ Limite de découpe	Tableau II-4 : $v_d=42\text{mm/s}$	Tableau II-5 : $v_d=40\text{mm/s}$	Tableau II-6 : $v_d=38\text{mm/s}$

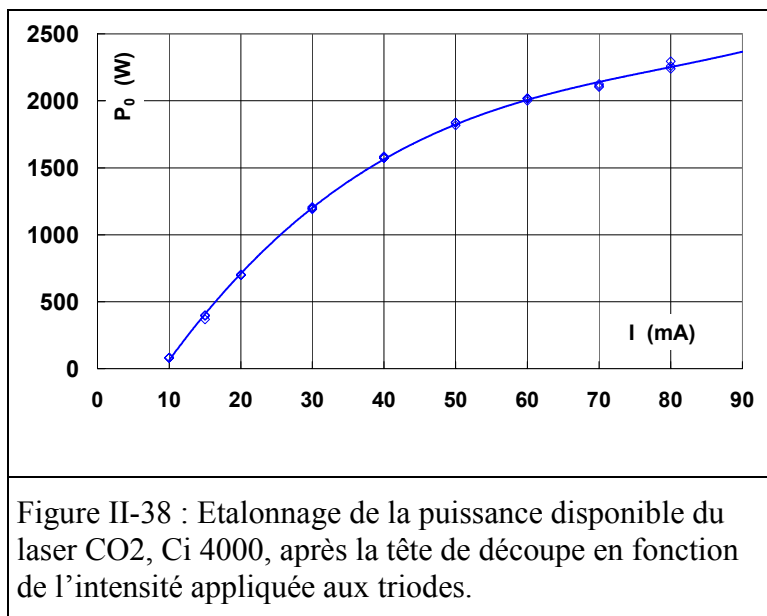
Il est important de signaler que les expériences de mesure d'absorptivité effectuées jusqu'à présent (Schulz) n'ont pas tenu compte de la présence éventuelle d'une partie transmise du faisceau. L'absorptivité est prise simplement égale au rapport de la puissance supposée du faisceau qui interagit,  $(1-P_p)$ , sur la puissance incidente,  $P_0$ , soit :  $(1-P_p)/P_0$ . Poursuivons cette logique : admettons que l'absorptivité réelle, en conditions limites de sécabilité, soit de l'ordre de 70%. Diminuons la vitesse, une partie du faisceau n'interagit plus avec l'échantillon et cette partie est d'autant plus importante que la vitesse décroît (pour une épaisseur à couper

fixe). La puissance passante,  $P_p$ , croît, diminuant ainsi la valeur de l'absorptivité. Celle-ci peut finalement atteindre des valeurs de l'ordre de 40%. Seulement, le résultat est faux. Il est certain que l'absorptivité d'un matériau à couper va dépendre, en partie de sa vitesse de déplacement, mais **la seule valeur mesurable correcte de l'absorptivité est celle obtenue lorsque nous nous trouvons en conditions limite de découpe.**

### 3.2.3. Mesures de puissances

#### 3.2.3.a. Puissances lasers disponible et utile

Comme nous l'avons vu, la mesure de l'absorptivité est indirecte. Elle passe par l'obtention des valeurs de différentes puissances.



Dans un premier temps, nous étalonnons la puissance laser disponible au niveau de la zone d'interaction, à l'aide d'un calorimètre. Nous obtenons une caractéristique "intensité appliquée sur le triodes du laser-puissance laser disponible en aval de la tête de découpe" (Figure II-38). Il est ensuite nécessaire d'évaluer la puissance laser utile, qui entre dans la

saignée et qui sera prise comme point de référence pour les mesures ultérieures (et non pas la puissance laser incidente  $P_0$ ). Pour ce faire, nous avons utilisé un analyseur de faisceau de chez Primès. Ce type d'analyseur fonctionne de la façon suivante. Un « doigt » en rotation très rapide, plusieurs milliers de tours par seconde, est déplacé dans le faisceau laser, perpendiculairement à celui-ci. Ce doigt, poli en surface (on évite alors un chauffage intempestif du doigt lors de la mesure), est muni d'un trou très fin ( $30\mu\text{m}$ ), dans lequel la lumière laser pénètre. Le signal d'intensité est ensuite traité électroniquement. Le faisceau, ainsi échantillonné, peut être reconstruit, dans un plan, ou bien dans l'espace. Nous avons ainsi accès à la dimension de la tâche focale dans la zone proche du plan de focalisation.

La Figure II-39 fournit la caustique du faisceau dans le plan focal ainsi que les répartitions 2D et 3D du faisceau laser. Le rayon du faisceau dans le plan focal est d'environ  $73\mu\text{m}$  à  $1/e^2$ .

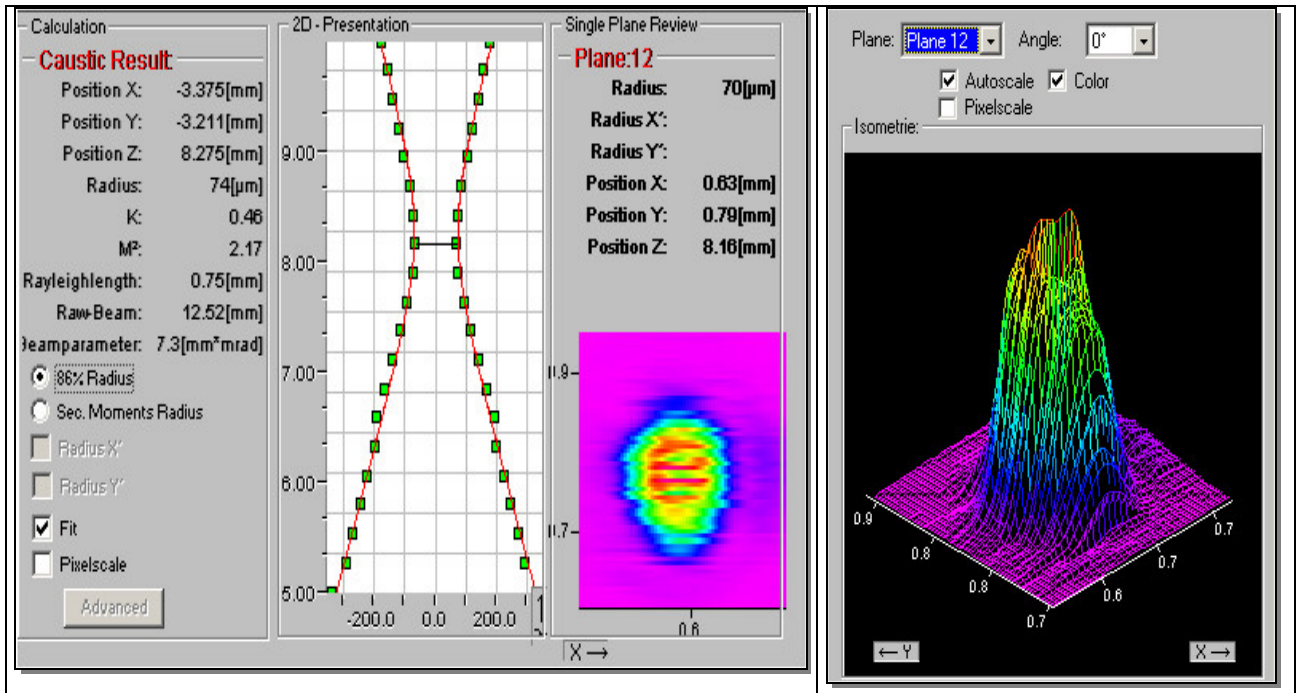


Figure II-39 : Données relatives au faisceau laser CO<sub>2</sub>, du Ci 4000, dans le plan de focalisation.  $P_0=2200W$ ,  $w_L=13mm$ ,  $f=127mm$ ,  $M^2=2.02$

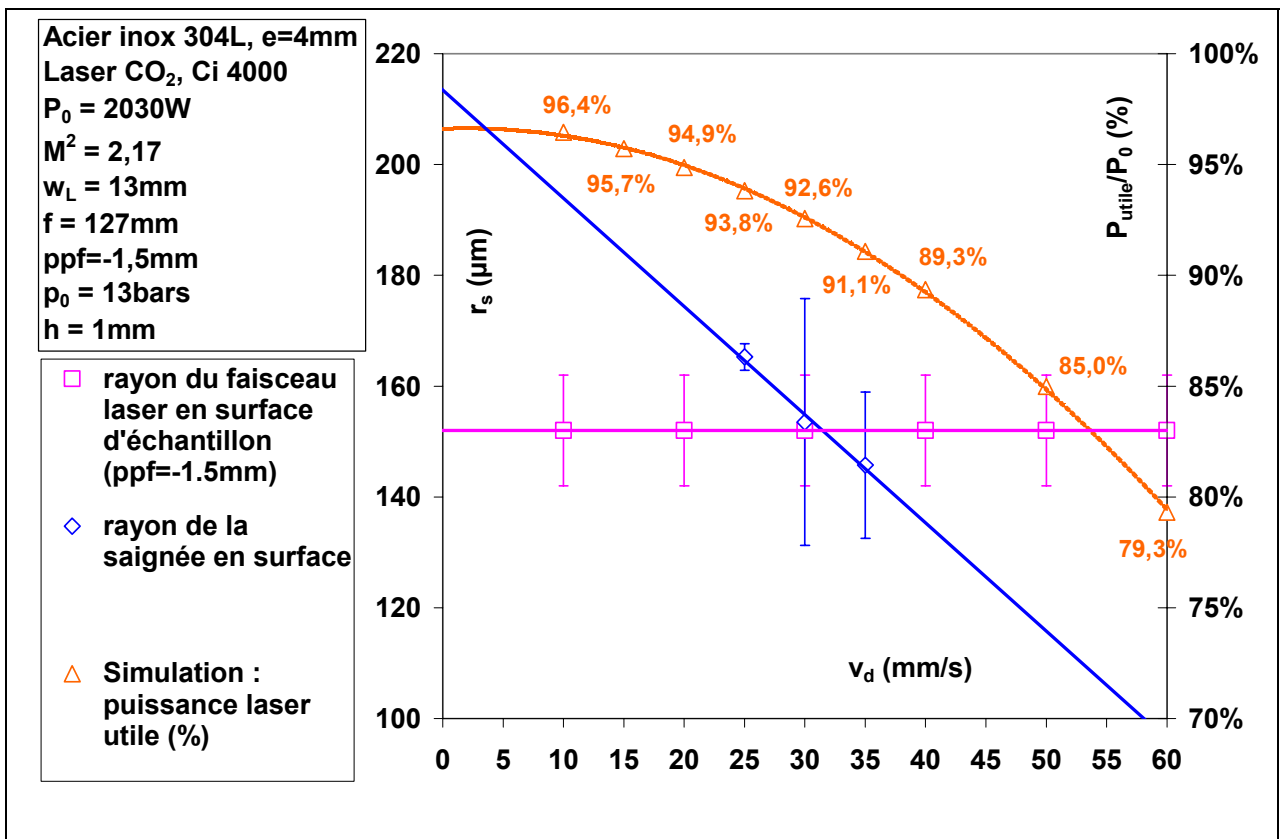
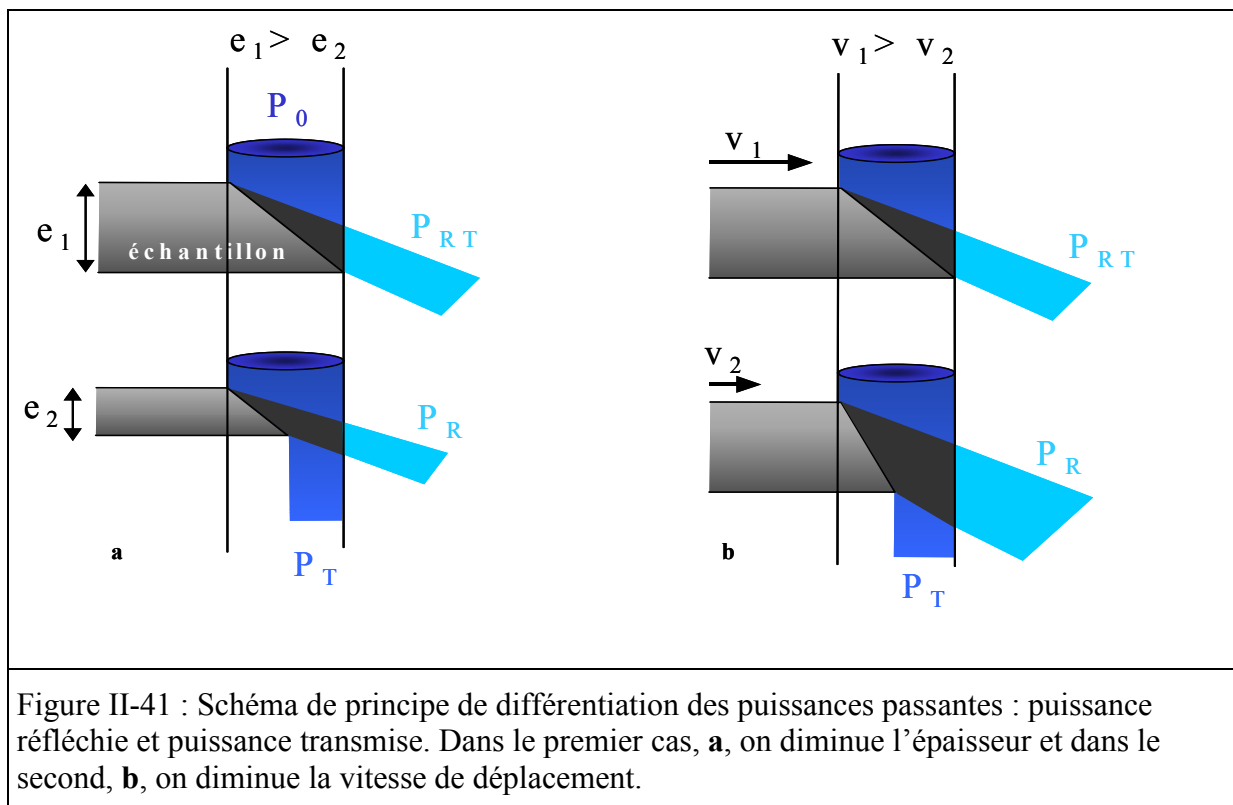


Figure II-40 : Evolution du rayon de la saignée en surface en fonction de la vitesse de découpe. Comparaison avec la dimension du faisceau laser en surface. Evolution de la puissance laser utile en fonction de vitesse de découpe. (valable pour les échantillons de 4 et 6mm d'épaisseur)

Une fois fixée la valeur de la défocalisation expérimentale (nous avons travaillé avec  $ppf = -1.5\text{mm}$  pour les échantillons de 4 et 6mm et  $ppf = 0\text{mm}$  pour les échantillons de 2mm), il sera possible de connaître la dimension du faisceau laser à la surface de l'échantillon. Les mesures faites sur l'évolution de la largeur de la saignée en fonction de la vitesse de déplacement, nous donnera le rapport d'aspect entre  $r_s$  et  $w_0$ , d'où nous tirons la valeur de la puissance utile (Figure II-40).

### 3.2.3.b. Puissance transmise et absorptivités

L'obtention de l'évolution de la puissance transmise en fonction de la vitesse, pour une épaisseur à découper donnée, ou à paramètres d'entrée fixés pour une épaisseur variable, repose sur le même principe. Nous effectuons, tout d'abord, la mesure de la puissance passante en limite de sécabilité, que nous appellerons puissance réfléchie totale,  $P_{RT}$ . Ensuite, nous diminuons la vitesse de découpe, si nous travaillons à épaisseur constante, ou bien nous diminuons l'épaisseur, si nous maintenons tous les paramètres d'entrée constants (Figure II-41).



La méthode de mesure, *en conditions limites de découpe*, est la suivante :

- Mesure calorimétrique de la puissance laser incidente :  $P_0$
- Détermination théorique de la puissance utile :  $P_{utile}$
- Positionnement en conditions limites de découpe.
- Mesure de la puissance réfléchie totale :  $P_{RT}$

Par définition de l'absorptivité, nous avons la relation suivante :

$$P_{RT} = (1 - A)P_{utile} \Rightarrow A = 1 - \frac{P_{RT}}{P_{utile}} \quad (II-4)$$

Ensuite, nous effectuons les mesures de puissance passantes sur des découpes présentant une partie de faisceau transmise. Dans ce cas là, nous avons les relations :

$$\left. \begin{array}{l} P_M = P_R + P_T \\ P_R = (1 - A)(P_{utile} - P_T) \end{array} \right\} \Rightarrow A = 1 - \frac{P_M - P_T}{P_{utile} - P_T} \quad (II-5)$$

Où :

$P_R$  est la puissance réfléchiée par le front de découpe.

$P_T$  est la puissance transmise à travers la saignée sans interagir avec le front de découpe.

$P_M$  est égale à la puissance mesurée par la sonde. Elle est égale à somme des puissances réfléchiée,  $P_R$  et transmise,  $P_T$ .

Nous avons tenu à différencier les puissances passantes, suivant que les conditions de découpe sont limites ou non. Quoiqu'il en soit, la puissance passante est toujours assimilée à la puissance expérimentalement mesurée,  $P_{RT}$ , dans les conditions limites de découpe,  $P_M$ , autrement.

La puissance réfléchiée étant, par définition, le complément de la puissance absorbée par le front de découpe, nous obtenons une nouvelle expression de l'absorptivité, fonction de la puissance transmise (II-5).

Muni de ces deux relations pour l'absorptivité, nous faisons l'hypothèse, vérifiée expérimentalement, que celle-ci ne varie pas en fonction de l'épaisseur découpée, mais également en fonction de la vitesse de découpe. Cette hypothèse est validée sur la plage d'incertitude liée à la mesure et aux gammes de vitesses auxquelles nous avons accès (10 à 50mm/s). A des vitesses beaucoup plus élevées, il est probable que des variations mesurables de l'absorptivité apparaîtront suite à la forte augmentation de l'angle d'inclinaison moyen du front de découpe.

Ainsi, en égalisant les équations (II-4) et (II-5), nous obtenons la valeur de la puissance laser transmise durant une découpe :

$$P_T = \left( \frac{P_M - P_{RT}}{P_{utile} - P_{RT}} \right) P_{utile} \quad (II-6)$$

Avant de passer à l'étude des résultats expérimentaux, nous introduisons une grandeur supplémentaire que nous appelons absorptivité apparente,  $A'$ , définie comme suit :

$$A' = 1 - \frac{P_M}{P_{utile}}$$

Cette grandeur correspond à la valeur de l'absorptivité qu'on obtiendrait en considérant qu'à chaque découpe, l'ensemble du faisceau laser interagit avec le front de découpe. Bien entendu cette hypothèse n'est valide que dans le cas des coupes limites. Aussi cette grandeur ne peut qu'être différente de l'absorptivité standard dans toutes les autres types de découpe. Nous l'avons donc nommée apparente. Nous allons rapidement voir son utilité.

### 3.2.3.c. Influence de l'épaisseur de l'échantillon sur l'absorptivité

La Figure II-42 fournit les valeurs des puissances mesurées,  $P_M$ , pour des conditions opératoires d'entrée fixées. Nous représentons aussi la valeur calculée, grâce à l'équation (II-6), des puissances transmises associées,  $P_T$ .

L'expérience a consisté à obtenir les paramètres opératoires en limite de sécabilité sur un échantillon de 6mm d'épaisseur : la mesure de la puissance passante, nous a fourni  $P_{RT}$ . Ensuite, nous avons effectué des mesures de puissances passantes ( $P_M$ ), dans les mêmes conditions opératoires (vitesse de découpe, puissance laser initiale...), mais pour des échantillons de 4mm et 2mm d'épaisseur.

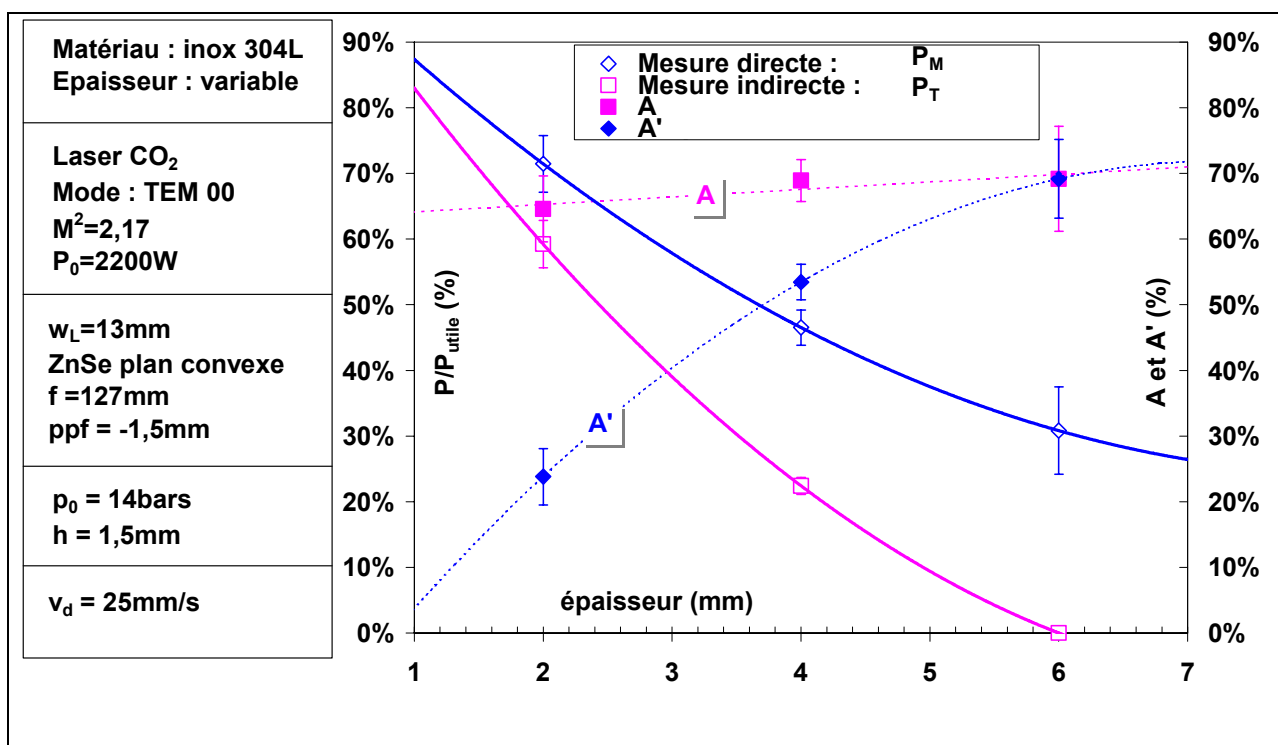


Figure II-42 : Mesure des proportions de puissances passantes (puissance transmise + puissance réfléchie) pour des épaisseurs d'acier 304L de 2, 4 et 6mm. Déduction de la proportion de puissance transmise pour ces trois épaisseurs. Absorptivités relatives A et A'.



Nous constatons que la proportion de puissance transmise augmente fortement lorsque l'épaisseur diminue. Physiquement, nous avons une surpuissance localisée. Sur l'échantillon de 2mm, cela se traduit par une brûlure du bas de la saignée. Un critère de qualité de découpe objectif serait de trouver quelle valeur de puissance transmise il est nécessaire d'avoir relativement à l'épaisseur découpée. Bien entendu, lorsque nous nous trouvons proches des conditions limites de découpe, celle-ci est instable et une faible variation de puissance, de vitesse ou de pression de gaz peut désamorcer le processus. Dans le cas où trop de puissance incidente interagit avec la cible, le bas de la saignée est brûlé.

En ce qui concerne les absorptivités, nous trouvons une valeur quasiment constante de  $A$ , indépendante de l'épaisseur. La valeur moyenne obtenue est très élevée et se situe aux environs de 68%. En revanche, la valeur de l'absorptivité apparente  $A'$  subit une forte décroissance lorsque l'on se dirige vers les faibles épaisseurs. En effet, dans le calcul de  $A'$ , il est considéré que l'ensemble du faisceau interagit à chaque fois avec l'échantillon. Les puissances passantes augmentant fortement alors que l'épaisseur diminue, la valeur de cette absorptivité apparente chute. Dans les conditions opératoires de la Figure II-42, celle-ci est de 23% pour l'échantillon de 2mm. Les valeurs obtenues pour  $A'$  sont alors dans la gamme des valeurs théoriques fournies par les équations de Fresnel.

#### 3.2.3.d. *Influence de la vitesse de découpe sur l'absorptivité*

Sur les figures ci-dessous, nous fournissons les courbes de puissance transmises ainsi que les absorptivités en fonction de la vitesse de découpe pour trois épaisseur, 2mm (Figure II-43), 4mm Tableau II-7 (Figure II-44) et 6mm (Figure II-45).

Nous constatons une progression de la quantité de puissance transmise lorsque la vitesse de déplacement décroît. Les observations ont montré que dans le cas de l'échantillon de 4mm, la zone de qualité optimum se trouve pour une vitesse comprise entre 25 et 35mm/s. Pour les vitesses plus faibles, des scories apparaissent, traduisant localement une surchauffe sur le bas de la saignée.

Aux vitesses supérieures, la découpe devient par moment instable et nous voyons également apparaître des scories, mais d'un type différent. En ce qui concerne l'épaisseur 6mm, les découpes ne sont jamais bonnes. Nous avons toujours des scories. Sur les trois figures ci-dessus, les absorptivités prennent des valeurs comprises entre 60% et 70%, encore une fois bien supérieures aux résultats fournis par les équations de Fresnel.

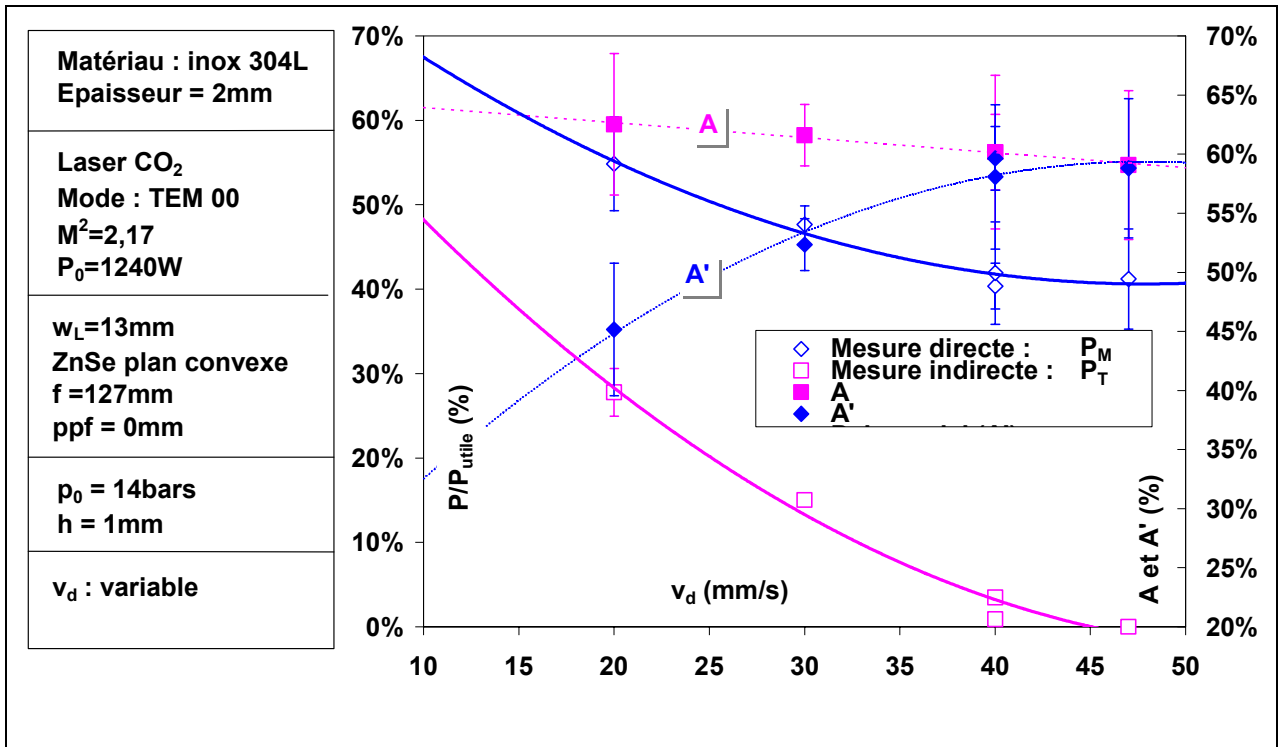


Figure II-43 : Evolution de la puissance transmise pour un échantillon d'acier inox 304L de 2mm d'épaisseur en fonction de la vitesse.

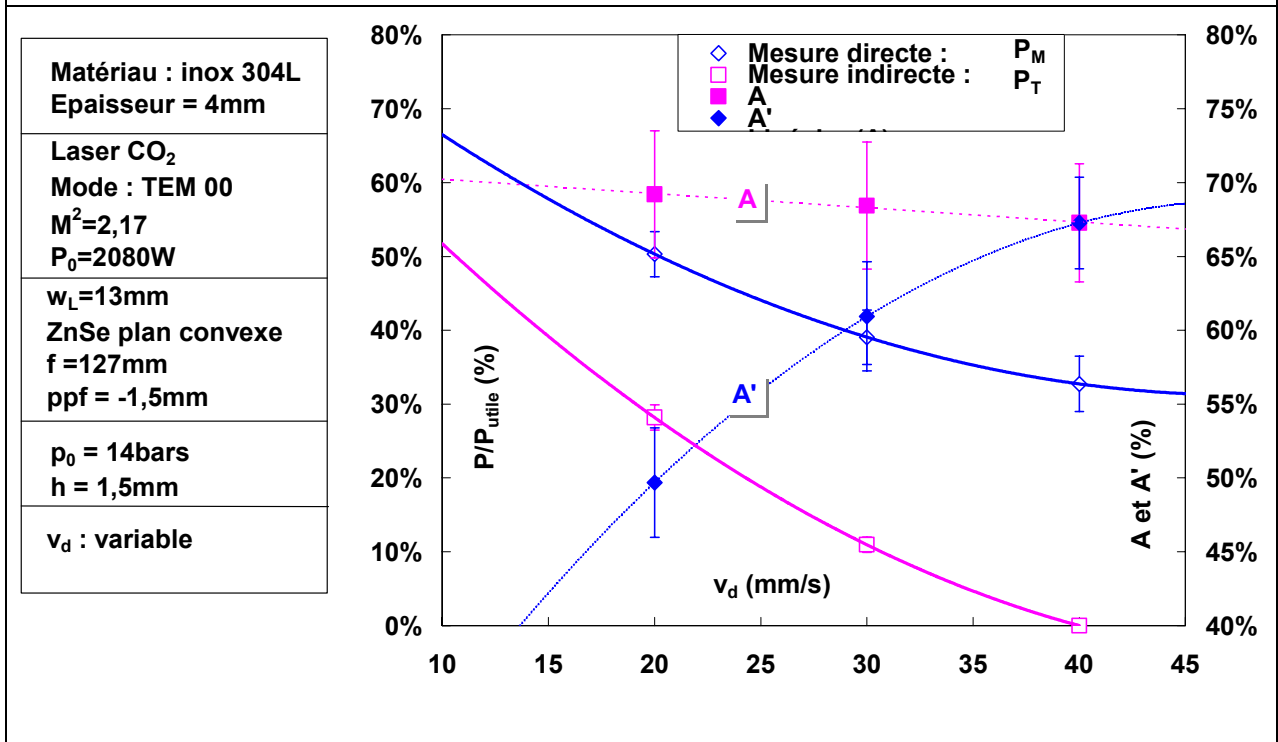


Figure II-44 : Evolution de la puissance transmise pour un échantillon d'acier inox 304L de 4mm d'épaisseur en fonction de la vitesse.

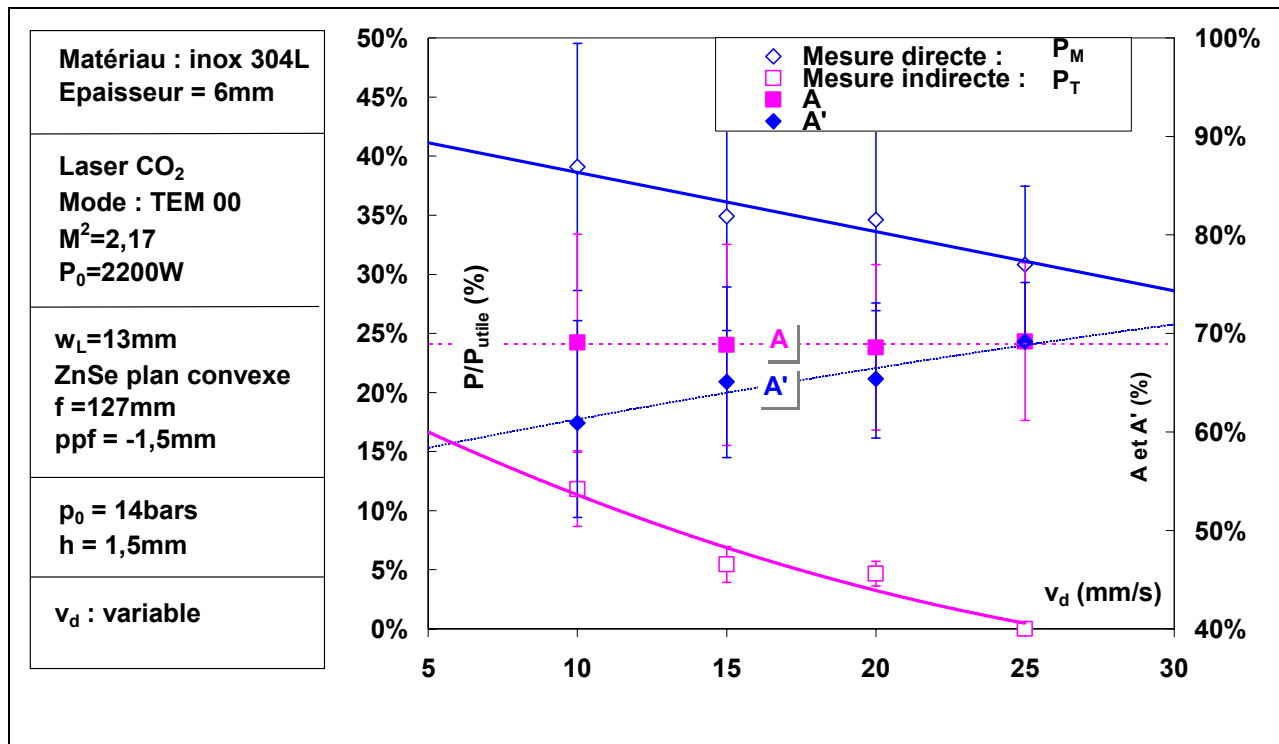


Figure II-45 : Evolution de la puissance transmise pour un échantillon d'acier inox 304L de 6mm d'épaisseur en fonction de la vitesse.

Si l'on peut noter une légère croissance de  $A$  lorsque l'on diminue la vitesse de découpe, les résultats restent inclus dans les barres d'erreur. Ainsi, l'hypothèse de prendre l'absorptivité indépendante, à la fois de la vitesse de découpe et de l'épaisseur découpée est-elle justifiée. Par conséquent, la relation (II-6) est validée.

### 3.2.4. Interprétation des résultats

La simulation a montré que l'épaisseur maximum découpée dépendait directement de la répartition d'intensité incidente. Bien entendu, plus le couplage rayonnement/matière est important, plus la découpe sera efficace. Le modèle que nous avons mis en place se fonde sur les équation de Fresnel en vue de calculer la valeur de l'absorptivité et comme cela a déjà été mentionné, celle-ci est de l'ordre de 35 à 40% pour une onde polarisée circulairement et dans des conditions standards de découpe. Les résultats que nous présentons ici sont en désaccord avec cette valeur.

Les résultats, présentés dans le Tableau II-8, sont relatifs aux absorptivités obtenues lors d'expériences supplémentaires menées en conditions limite de découpe. Nous avons, pour chaque épaisseur, fixé une puissance laser initiale et cherché la vitesse limite de découpe. Les mesure des puissances passantes (totalement réfléchies), nous ont permis de calculer les absorptivités d'après l'équation (II-4). Nous constatons immédiatement que les valeurs des absorptivités sont bien supérieures à celles fournies par les relations de Fresnel. Nous

obtenons ici des valeurs comprises entre 59 et 77%, soit une variation oscillant entre 50% et 100% par rapport à l'absorptivité de Fresnel!!

e (mm)	$P_0$ (W)	$v_d$ (mm/s)	$p_0$ (bars)	$ppf$ (mm)	$h$ (mm)	A (%)
2	1240	47	14	0	1	59.1 ± 5.1
2	925	35	14	0	1	71.9 ± 4.3
2	514	15	14	0	1	75.2 ± 5.8
4	2003	40	14	-1.5	1.5	67.3 ± 3.5
4	1430	22	14	-1.5	1.5	76.6 ± 4.8
4	1035	14	14	-1.5	1.5	75.7 ± 7.3
6	2259	25	14	-1.5	1.5	69.2 ± 6.2

Tableau II-8 : Absorptivités obtenues dans des conditions limites de découpe.

Il faut noter que les absorptivités relatives aux expériences présentés sur les figures 16 à 18 et calculées à l'aide de l'équation (II-5) donnent des valeurs comprises dans cette gamme.

Comment expliquer de tels écarts? Plusieurs hypothèses peuvent être formulées :

- La surface est fortement perturbée par l'écoulement gazeux. C'est à dire qu'elle n'est pas lisse comme le supposent les équations de Fresnel.
- La surface subit une transformation chimique (oxydation par exemple) la rendant plus absorbante.
- Le liquide métallique possède une absorptivité bien supérieure au solide de même nature. Expérimentalement, il a été montré une discontinuité dans l'absorptivité au changement de phase solide-liquide. L'application de la loi de Wiedemann-Franz au cas des métaux liquides à haute température n'est pas intrinsèquement justifiée faute d'une théorie suffisante. Il est possible que nous sous-estimions alors l'absorptivité réelle.
- Le laser n'est pas polarisé circulairement, mais elliptiquement ou linéairement. L'absorption peut donc être très différente suivant la direction de découpe.
- Le phénomène de multiréflexion sur le front avant et plus particulièrement sur les flancs de la découpe peuvent conduire à une majoration de la puissance absorbée.
- A contrario* des cinq hypothèses présentées ci-dessus et qui visent à expliquer une augmentation très importante de l'absorptivité théorique, il est possible d'envisager que certains phénomènes agissant lors de la découpe aient modifié les résultats de mesures de puissances transmises, rendant les valeurs d'absorptivités déduites caduques.

Etudions plus en détail chacune des hypothèses précédentes.

3.2.4.a. *Rugosité moyenne et déformation de l'interface.*

Tout d'abord, il faut signaler qu'un solide n'est jamais parfaitement plan. Il existe toujours une rugosité moyenne qui traduit les irrégularités locales de la surface. Cette rugosité est plus ou moins importante en fonction du traitement appliqué à la surface de l'échantillon (polissage plus ou moins fin). On peut arriver à l'aide d'un polissage assisté par une poudre de diamant à descendre jusqu'à une rugosité moyenne de l'ordre de quelques microns. Etant donné que la longueur d'onde du laser utilisé est de  $10.6 \mu\text{m}$ , des interactions peuvent se produire entre l'onde laser et des différences de niveaux de la surface. Le faisceau peut être localement piégé augmentant ainsi l'absorptivité.

Ensuite, il est clair que le procédé de découpe laser est un phénomène violent. En effet, un échantillon de métal est porté à une température d'environ  $2000^\circ\text{K}$ . A cela, un jet de gaz sous forte pression (découpe à l'azote) vient exercer une action de cisaillement afin d'évacuer le métal en fusion. Imaginons un écoulement gazeux se déplaçant à une vitesse de plusieurs centaines de mètres par seconde venant impacter sur une matière surchauffé. Une structure de choc est également générée dans la saignée et les calculs fournissent finalement des vitesses d'éjection fluide de plusieurs mètres par seconde. C'est-à-dire qu'un élément de métal liquide ne séjourne que quelques millisecondes dans la saignée. Ajoutons encore que l'épaisseur du film de métal liquide a une dimension de quelques dizaines de microns d'épaisseur et on comprendra aisément que la situation est certainement loin d'être stable. Craik a décrit l'interaction entre un jet de gaz et un film liquide d'épaisseur variable [Craik 1966]. Il a montré qu'en fonction de cette épaisseur et de la vitesse du gaz, la surface liquide va plus ou moins se déformer, générant des rides, puis des vaguelettes, faisant apparaître des structures périodiques et pouvant mener jusqu'à l'arrachement local du film. On peut aisément penser que dans le processus de découpe, l'interface liquide/gaz doit présenter des irrégularités de surface. Ceci peut contribuer à l'augmentation de l'absorptivité moyenne. Une étude menée sur le phénomène des stries traite plus en détail du couplage écoulement gazeux/film de métal fondu.

3.2.4.b. *Oxydation de la surface*

Concernant la découpe d'acier sous assistance d'oxygène basse pression, le couplage gaz/métal liquide produit une réaction fortement exothermique libérant  $257\text{kJ/mole}$ . De l'oxyde de fer est généré. Dans ce cas, le gaz de découpe (actif) est un moyen supplémentaire de chauffage, la chaleur produite par la réaction de l'oxygène et du fer étant du même ordre

de grandeur que la quantité de chaleur apportée par la laser. Pourtant ici, nous traitons du cas de la découpe à l'aide d'un jet d'azote sous forte pression. L'action du gaz est ici simplement mécanique (gaz inerte) et se traduit par une évacuation plus ou moins efficace du film de métal liquide conséquence des frottements exercés par l'écoulement gazeux. Nous avons constaté lors d'une étude expérimentale de découpe d'acier inox 316L par laser Yag que les dépouilles de découpe changent bien évidemment avec les paramètres opératoires. Le point important est qu'en ajustant la position du plan de focalisation (*ppf*) ainsi que la distance buse-pièce (*h*), on va modifier le profil des dépouilles et améliorer la qualité de la découpe. Dans des conditions de découpe peu ou pas optimisées, on constate que l'écoulement gazeux peut subir un décollement de sa couche limite en fond de saignée. En fait la position de ce décollement est fonction de *ppf* et de *h* [Horizawa]. Lorsqu'il y a décollement, les gradients de pression s'inversent, le métal fondu n'est plus entraîné et l'atmosphère extérieure (air ambiant composé à 21% d'oxygène) peut être aspirée à l'intérieur de la saignée créant localement une oxydation de sa surface inférieure. L'influence sur l'absorptivité d'une faible couche d'oxyde en surface est non négligeable. Il a été montré que celle-ci pouvait alors atteindre 80% [Prokhorov 1990] pour une surface complètement oxydée.

#### 3.2.4.c. *Changement de phase*

Nous savons que les paramètres thermophysiques des matériaux dépendent de la phase dans laquelle ils se trouvent. Peu de données existent concernant les valeurs de ces paramètres en fonction de la température et surtout au-delà de la température de fusion. Les équations de Fresnel permettent d'obtenir les valeurs des absorptivités d'un matériau par le calcul de son indice complexe. Celui-ci dépend de nombreux paramètres comme par exemple la fréquence de ralentissement des électrons dans la matière ou bien la permittivité du milieu, qui sont bien entendu des fonctions de la température mais également de la phase. Le modèle de Drude-Lorentz est appliqué à l'interaction d'une onde électromagnétique avec les électrons d'un milieu solide (métal ou diélectrique). Comment le modifier afin de tenir compte de l'effectif changement et son influence sur la valeur de l'absorptivité ? Concrètement l'absorptivité augmente avec la température et subit une discontinuité lors de la transition de phase [Prokhorov 1990] car le nombre d'électrons de conduction augmente alors fortement. Il serait nécessaire d'adapter la loi de Wiedemann-Franz au cas des métaux portés à hautes températures ainsi qu'après leur passage en phase liquide. A l'heure actuelle, nous n'avons trouvé aucun travail se référant à ce genre de problème.

#### 3.2.4.d. *Polarisation de l'onde laser*

Les valeurs d'absorptivité dépendent fortement de la nature de la polarisation de l'onde laser. Pour la découpe 2D et 3D l'intérêt pour l'utilisateur est que la qualité de coupe soit indépendante de la direction de déplacement de l'échantillon (resp. du laser). Ceci est obtenu en imposant une polarisation circulaire au faisceau. Cette polarisation circulaire est la combinaison de deux polarisations linéaires, l'une parallèle au plan d'incidence du faisceau (polarisation  $p$ ), l'autre perpendiculaire au plan d'incidence (polarisation  $s$ ). Tout ceci est expliqué plus en détail dans un autre chapitre.

Par conséquent, à supposer que le faisceau de travail ne soit pas polarisé de façon parfaitement circulaire, mais présente plutôt une polarisation elliptique, il se peut que la valeur de l'absorptivité soit quelque peu modifiée.

#### 3.2.4.e. *La multiréflexion*

Le phénomène de multiréflexion est responsable de la propagation dans la matière du capillaire de vapeur (keyhole) en régime de soudage laser [Fabbro 2000]. Le faisceau laser est discrétisé en un ensemble de rayons qui vont intercepter la surface d'interaction, subissant chacun une réflexion classique. Ces faisceaux réfléchis emportent une quantité d'énergie inférieure, interceptent la surface d'interaction à un autre endroit, se réfléchissent à nouveau jusqu'à ce que l'intensité après  $n$  réflexions deviennent inférieures à l'intensité du seuil de vaporisation. A ce moment le keyhole ne peut plus se propager, il a atteint sa profondeur maximum. En découpe laser le problème est différent, car nous sommes en présence d'une saignée débouchante, les faisceaux ne sont donc pas piégés dans la matière. Pourtant nous pouvons imaginer que plus l'épaisseur de la cible est importante, plus le nombre de réflexions sur le front avant, mais surtout sur les flancs de découpe va augmenter. Cela suffit amplement pour faire augmenter l'absorptivité moyenne d'une quantité importante.

#### 3.2.4.f. *L'absorptivité peut-elle être surestimée expérimentalement ?*

Nous avons envisagé, jusqu'à présent, des phénomènes qui permettraient d'augmenter les valeurs d'absorptivité fournies théoriquement par les équations de Fresnel. Nous pouvons cependant soulever l'hypothèse inverse. Est-il possible que les mesures effectuées aient surestimé les absorptivités expérimentales, ou, et cela revient au même, est-il possible que la puissance récupérée par la sonde ait été inférieure à la réalité ?

La réflexion se porte sur ce dernier point. Comment pourrait-il être possible que le signal de puissance passante mesurée soit inférieure à la puissance passante effective. Deux pistes de réponses peuvent être envisagées.

-Premièrement, dans le montage expérimental (Figure II-34), un cross-jet a été positionné sous l'échantillon afin d'évacuer rapidement les scories qui sortent de la saignée durant la découpe et ainsi éviter une surchauffe de la sonde liée à leur agrégation à sa surface. On peut supposer que l'utilisation de ce cross-jet, lors des expériences où la sonde était placée en position haute (60mm sous la tête de découpe), a pu artificiellement refroidir la sonde par convection forcée. Ainsi, la puissance passante mesurée serait-elle inférieure à la puissance passante effective et l'absorptivité supérieure à sa valeur réelle. Seulement cet argument ne tient, étant donné que l'étalonnage de la sonde a été mené dans des conditions opératoires de découpe où seul l'échantillon n'était pas présent. La convection forcée était présente lors de l'étalonnage et y a, en tout état de cause, été intégrée.

-Deuxièmement, lors de l'évacuation du métal en fusion, un panache plus ou moins intense de scories incandescentes est émis à partir du bord inférieur de la saignée de découpe. Ces scories sont alors présentes au sein de l'écoulement gazeux. Il est possible que la section efficace d'interaction entre la masse informe de la totalité des scories et l'onde laser passante (réfléchi + transmise) soit non négligeable. Une part de la puissance passante pourrait alors être diffusée et en partie réabsorbée par les scories et donc ne pas être mesurée par la sonde. L'absorptivité réelle serait alors inférieure à celle obtenue. Dans l'annexe 3, nous fournissons une étude physique simple de ce phénomène potentiel où nous montrons qu'environ 30% de la puissance laser passante peut être perdue, dans les conditions opératoires que nous avons employées. Nous concluons que l'absorptivité corrigée serait plutôt de l'ordre de 0.5 que de 0.7.

### *3.3. Mesures des pertes conductives dans l'échantillon*

Une deuxième méthode permet de déduire la valeur de l'absorptivité à partir des mesures de puissances diffusées dans l'échantillon pendant la découpe (nous nous souvenons qu'elles sont proportionnelles à  $Pe^{0.3}$ ). Ces pertes influent fortement sur le processus global de découpe, étant donné qu'elles représentent une partie substantielle du bilan énergétique (cf. Simulation). Dans le modèle que nous avons bâti, nous avons adapté, à notre géométrie de saignée, l'expression de la puissance diffusée fournie par Schulz [Schulz 1993]. Dans son article, les expériences correspondent très bien aux résultats théoriques. Aussi, nous avons voulu mener des expériences similaires en vue de valider ou d'invalider l'application de son travail que nous avons entrepris.

Le second but avoué de la totalité des expériences est de parvenir à connaître, pour quelques points expérimentaux, l'ensemble complet du bilan de puissance au sein d'un échantillon.



### 3.3.1. Protocole expérimental

La méthode de mesure de puissance utilisée est de type calorimétrique. Des échantillons d'acier inoxydable 304L sont préalablement pesés. Afin d'éviter les pertes par convection liées au gaz d'assistance, une bande isolante est collée sur le métal de part et d'autre du trajet du faisceau. Le tir laser est déclenché. Une longueur déterminée de l'échantillon est découpée. Suite à l'interaction avec l'onde laser, une partie de la puissance absorbée part par conduction dans tout l'échantillon et une élévation concomitante de sa température moyenne en résulte. L'échantillon est rapidement récupéré et plongé immédiatement dans un vase de Dewar rempli d'eau. Ce calorimètre a été préalablement étalonné. Un thermomètre de précision (gradué au 50<sup>ième</sup> de degré) permet de suivre l'élévation de température de l'eau du calorimètre. Lorsque l'ensemble (calorimètre+eau+échantillon) est arrivé à l'équilibre thermique, la température est relevée. La chaleur accumulée  $Q_{echauf}$  est reliée à l'élévation de température de l'échantillon par la relation suivante :

$$Q_{echauf} = (T_f - T_0)(M_e + M_{eq})C_{pe} + (T_f - T_{inox}^i)C_{ps} M_s \quad (\text{II-7})$$

où l'on pose :

$M_{eq}$ , la masse en eau du calorimètre

$M_e$ , la masse d'eau

$M_s$ , la masse du solide

$T_f$ , la température finale de l'eau

$T_0$ , la température initiale de l'eau

$T_{inox}^i$ , la température initiale du métal

$C_{pe}$  et  $C_{ps}$  sont respectivement les chaleurs spécifiques de l'eau et de l'acier solide

Connaissant la vitesse de déplacement ainsi que la longueur découpée, nous calculons la puissance diffusée  $P_{diffusée}$  :

$$P_{diffusée} = \frac{Q_{echauf}}{t}$$

Où  $t$  est le temps d'interaction total de l'onde laser avec l'échantillon.

Nous fournissons les incertitudes sur la mesure de la chaleur absorbée :

$$\Delta Q_{echauf} = C_{pe}(M_{eq} + M_e)(\Delta T_f + \Delta T_0) + C_{pe}(T_f - T_0)(\Delta M_e + \Delta M_{eq}) + C_{ps}M_s(\Delta T_f + \Delta T_{inox}^i) + C_{ps}(T_f - T_{inox}^i)\Delta M$$

Ainsi que sur la valeur de la puissance diffusée :

$$\frac{\Delta P_{diffusée}}{P_{diffusée}} = \frac{\Delta Q_{echauf}}{Q_{echauf}} + \frac{\Delta t}{t}$$

L'application numérique donne des incertitudes respectives de 12% et 17% pour la quantité de chaleur et la puissance diffusées.

### 3.3.2. Résultats des mesures de puissances diffusées

Nous avons mené des expériences sur deux épaisseurs, à savoir 2mm et 4mm. La gamme de vitesses que nous avons utilisée a été limitée par le fait que nous voulions obtenir des échantillons avec des saignées exemptes de scories. Ceci est nécessaire afin d'éviter une augmentation intempestive de la quantité de chaleur emmagasinée par l'échantillon. Cela aurait pour conséquence de modifier les résultats dans une proportion difficilement mesurable. Les essais sur des échantillons de 6mm d'épaisseur n'ont pas permis d'obtenir des saignées "propres", c'est pourquoi nous les avons écartés de l'étude.

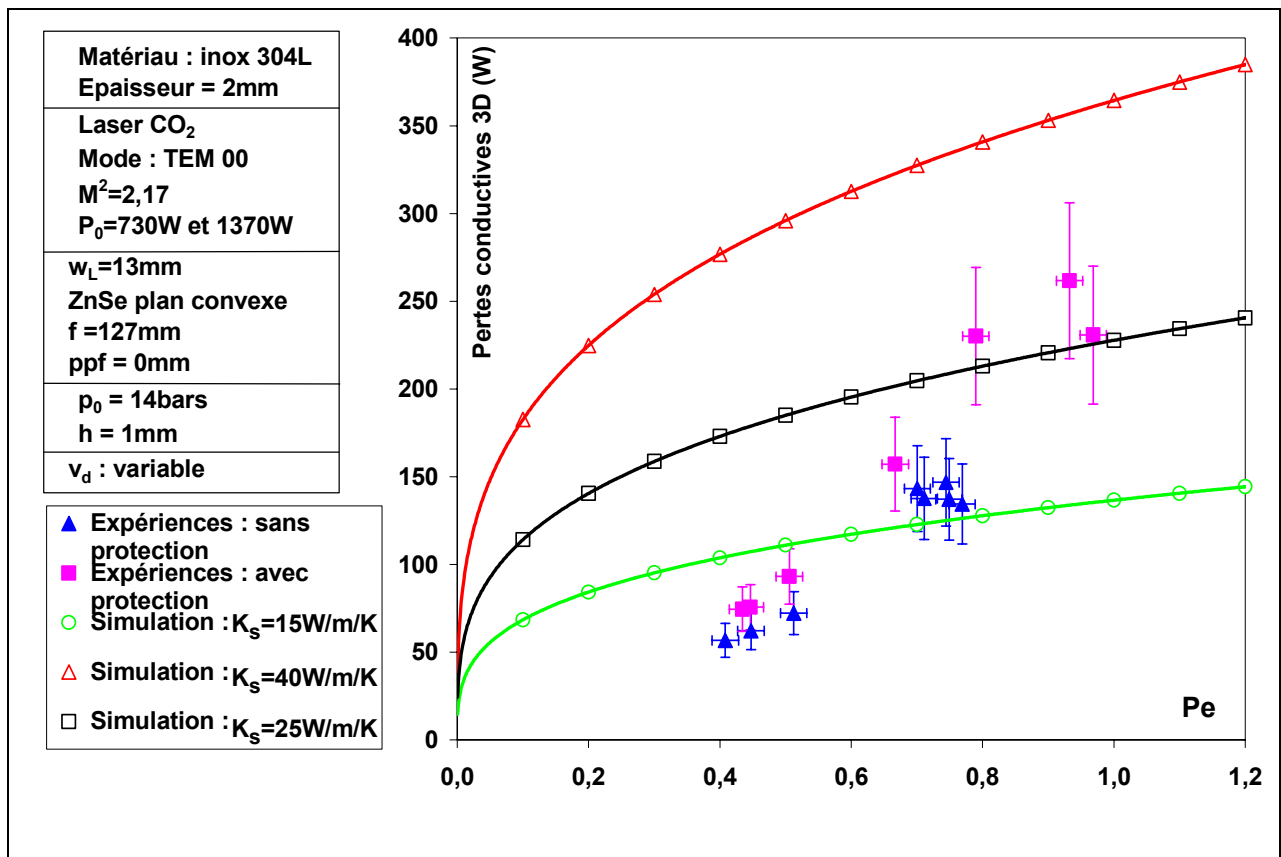


Figure II-46 : Evolution de la puissance perdue par diffusion dans l'échantillon de 2mm lors de la découpe en fonction de la vitesse de déplacement. Sont également présentées les courbes théoriques relatives au calcul de la puissance diffusée pour deux valeurs de la conductivité thermique de l'acier.

Sur la Figure II-46, nous avons représenté l'évolution de la puissance diffusée en fonction de la vitesse de découpe pour des échantillons de 2mm d'épaisseur. Nous avons deux types de points : les "carrés roses" qui correspondent à une découpe avec protection adhésive autour de l'échantillon en vue de limiter les pertes par conduction avec l'environnement et les "triangles bleus" qui ont été obtenus sans protection adhésive. Nous constatons d'emblée, que la

protection a une influence non négligeable sur les valeurs des puissances mesurées. Pour un même nombre de Péclet, les écarts sont supérieurs à 20%, c'est-à-dire que la convection forcée du gaz d'assistance emporte au minimum 20% de la puissance diffusée dans l'échantillon suite à l'interaction avec le laser.

Partant des valeurs expérimentales, il est nécessaire de les confronter au modèle. Pour cela, nous avons représenté deux courbes théoriques donnant l'évolution de la puissance diffusée en fonction du nombre de Péclet. La formule mathématique utilisée vient du travail du Pr. Schulz (I-149). Seulement, nous avons utilisé deux valeurs pour la conductivité thermique de l'acier inoxydable.

En effet, suivant les sources bibliographiques, les valeurs des conductivités diffèrent<sup>o</sup>: Schulz prend une conductivité de 15W/m/K [Schulz 1993], Petring utilise 40W/m/K [Petring 1995]. Dans le Smithells Metals Reference Book, nous trouvons une valeur de 15.9W/m/K à la température ambiante [Smithells 1992].

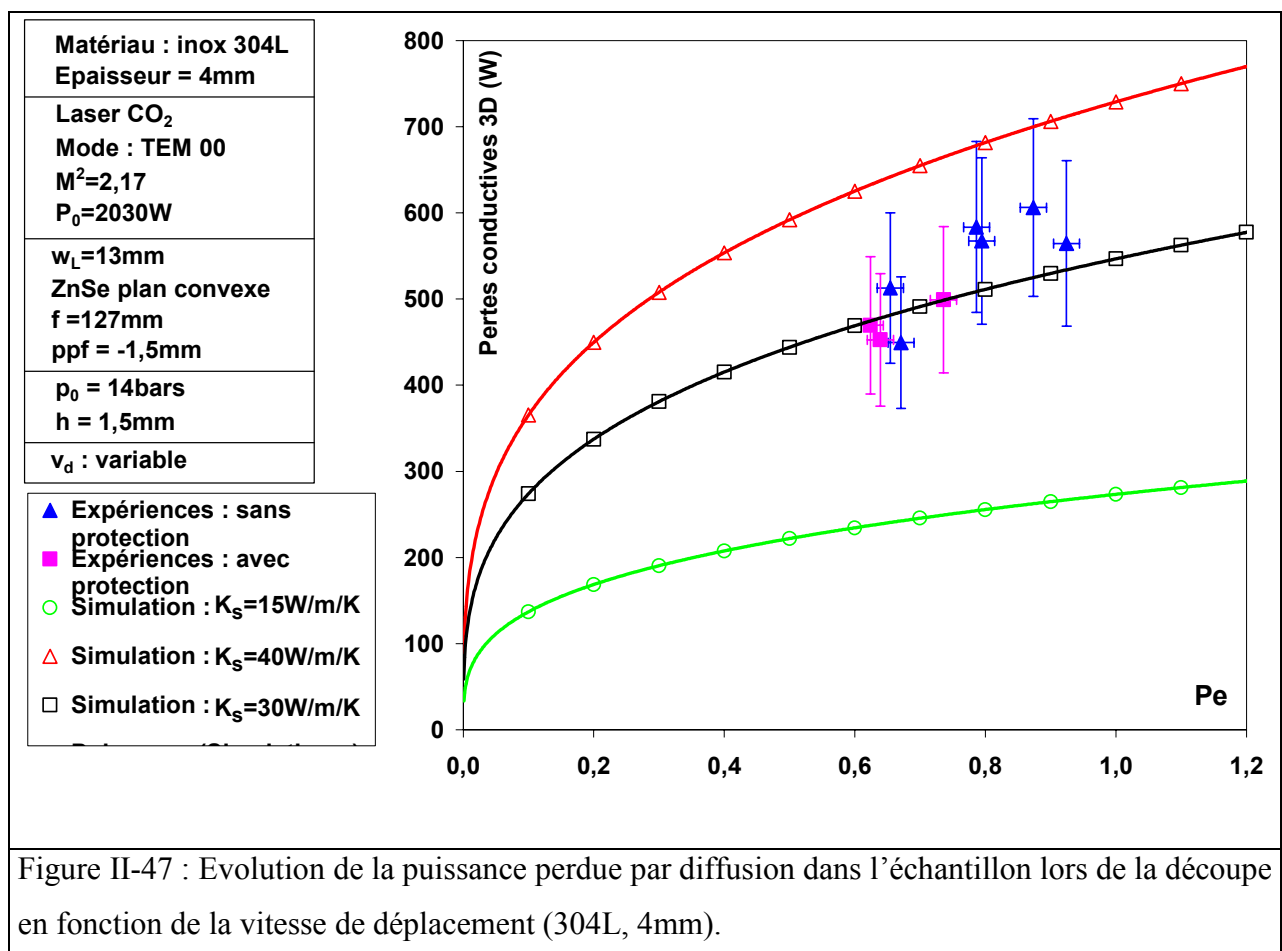


Figure II-47 : Evolution de la puissance perdue par diffusion dans l'échantillon lors de la découpe en fonction de la vitesse de déplacement (304L, 4mm).

Nous constatons, dans les deux cas, une augmentation des pertes conductives, proportionnellement à l'augmentation du nombre de Péclet. Cependant, les points expérimentaux, bien que suivant une croissance similaire ne s'accordent relativement bien

avec aucune des deux courbes théoriques. Si, dans les expériences effectuées sur les échantillons de 4mm, la tendance expérimentale semble se rapprocher de la courbe utilisant une conductivité de 40W/m/K, en revanche pour les échantillons de 2mm, elle est plutôt proche de la seconde courbe théorique.

Sur la Figure II-46, nous constatons de plus, que le taux de croissance des pertes conductives est plus important que les taux de croissance respectifs des deux courbes théoriques, pour  $K_s=15\text{W/m/K}$  et  $K_s=40\text{W/m/K}$ . Nous savons que la conductivité d'un métal est un paramètre variant et qui plus est, croissant dans le cas des aciers inoxydables [Smithells 1992], avec la température de l'échantillon. L'effet observé pourrait donc bien s'apparenter à l'évolution thermique de la conductivité de l'acier suivant les conditions opératoires de la découpe. Il est possible d'exprimer cette évolution d'après les données fournies par le Smithells Metal Book Reference (section 14-24) :

$$K_s(T) = 0.0122T + 12.24$$

Avec :

$T$ , la température considérée en K.

L'application de cette relation permet le calcul d'une température moyenne fournissant une conductivité thermique en meilleur accord avec les expériences. Ainsi, nous avons pris une valeur de la conductivité de 25W/m/K pour l'échantillon de 2mm et de 30W/m/K pour l'échantillon de 4mm. Pour ce dernier (Figure II-47), l'accord avec l'expérience est plus que satisfaisant, dans la gamme de nombres de Péclet accessibles. Concernant l'échantillon de 2mm, bien qu'en meilleure adéquation avec les expériences, cette troisième courbe théorique reste cependant peu fiable aux faibles nombres de Péclet. Il est possible que certains phénomènes, liés au refroidissement des échantillons aux basses vitesses de coupe, comme par exemple, la convection forcée engendrée par le gaz d'assistance, puissent jouer un rôle non négligeable dans le bilan de puissance complet et par conséquent fausser les résultats de simulation.

### 3.3.3. Déduction de la valeur de l'absorptivité

Dans le processus global de découpe, la quantité de puissance laser absorbée permet :

- de chauffer le métal de la température initiale,  $T_0$ , jusqu'à la température de fusion  $T_f$ , de le fondre et d'augmenter la température de la phase liquide jusqu'à une température moyenne  $\bar{T}$ .
- d'augmenter la température moyenne de l'échantillon suite à la diffusion de la chaleur dans l'ensemble de la pièce à couper.

Nous pouvons écrire, en tenant compte de la partie du faisceau laser transmise à travers la saignée sans subir d'interaction :

$$P_{abs} = A(P_{utile} - P_T) = P_{liquide} + P_{pertes}^{3D} \quad (II-8)$$

Expérimentalement, il est possible d'évaluer la quantité de chaleur associée au métal fondu évacué par le gaz de découpe. Nous l'avons notée  $P_{liquide}$ . Ces résultats proviennent des mesures de la masse de l'échantillon avant,  $m_i$ , et après la découpe,  $m_f$ . Connaissant la vitesse de déplacement,  $v_d$ , ainsi que la distance découpée,  $L_{déc}$ , nous exprimons la puissance calorifique expérimentale associée à l'expulsion du métal liquide comme suit :

$$P_{liquide} = Q_m [C_{ps}(T_f - T_0) + L_f + C_{pl}(\bar{T} - T_f)] \quad (II-9)$$

Avec:

$$Q_m = \frac{v_d(m_i - m_f)}{L_{déc}} = \frac{\Delta m}{t}, \text{ la quantité de métal liquide évacuée pendant la découpe}$$

Dans l'expression de la puissance liquide évacuée intervient la totalité de l'enthalpie de réaction faisant passer le solide de la température initiale,  $T_0$ , jusqu'à une température moyenne de la phase liquide  $\bar{T}$ .

Le terme de chauffage de la phase liquide est relativement plus faible que les termes de chauffage du solide jusqu'à la température de fusion et que le terme de changement de phase. Ainsi, bien que nous ne puissions pas fournir de valeurs expérimentales de la température moyenne du film de métal fondu, nous prendrons une valeur de l'ordre de 1900K, finalement peu sujette à modifier fortement la valeur de la puissance liquide évacuée.

L'absorptivité déduite de la mesure de la puissance diffusée et de l'estimation de la puissance liquide évacuée se note :

$$A = \frac{P_{liquide} + P_{pertes}^{3D}}{P_{utile} - P_T} \quad (II-10)$$

Nous supposons qu'en dehors des conditions limites de découpe, une partie du faisceau laser n'interagit pas avec le front de découpe, c'est ce que nous avons antérieurement appelé la puissance transmise,  $P_T$ . Comme nous l'avons discuté précédemment, les mesures de puissance transmises sont sujettes à caution. Elles nous permettront cependant d'élargir la gamme des valeurs d'absorptivités obtenues.

Dans le Tableau II-9, nous présentons les résultats expérimentaux des mesures d'absorptivités obtenues par le biais des données de la puissance diffusée et de l'estimation de la puissance liquide. Nous obtenons deux valeurs expérimentales pour l'absorptivité :

- la première négligeant le terme de puissance transmise

- la seconde (en *italique*), tenant compte de la mesure de la puissance transmise dans les mêmes conditions opératoires.

Sur la découpe d'acier inoxydable de 4mm, les absorptivités expérimentales se situent dans une gamme comprise entre 37.7% et 51.8%, avec un maximum de vraisemblance autour de 47.1%. Ceci est en désaccord avec les expériences précédentes (mesures de puissances transmises) où les valeurs de  $A$  sont au-delà de 65%.

Tableau II-9 : Echantillon d'acier 304L, de 4mm d'épaisseur. Laser CO <sub>2</sub> , Ci 4000, $M^2=2.17$ , $w_F=13\text{mm}$ , $f=127\text{mm}$ , $p_0=14\text{bars}$ , $P_0=2080\text{W}$ , $ppf=-2\text{mm}$										
P <sub>utile</sub> (W)	v <sub>d</sub> (mm/s)	P <sub>T</sub> (W)	P <sub>diffusée</sub> (W)		P <sub>liquide</sub> (W)		r <sub>s</sub> (μm)		A (%)	
			Exp	Th	Exp	Th	Exp	Th	Exp	Th
2045	20	<i>557</i>	485	447	287	291	172	180	37.7	43.5
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>-7.8</b>		<b>-1.4</b>		<b>-5.3</b>		<b>-15.4</b> <i>16.2</i>	
2024	30	<i>211</i>	567	456	340	322	169	151	44.8	43.5
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>19.6</b>		<b>5.3</b>		<b>10.6</b>		<b>2.9</b> <i>13</i>	
1988	40	<i>0</i>	606	440	374	336	137.8	129	49.3	43.5
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>27.4</b>		<b>10.1</b>		<b>6.5</b>		<b>11.7</b> <i>11.7</i>	

Nous avons également simulé, en parallèle, les puissances perdues par conduction dans l'échantillon ainsi que les puissances liquides évacuées, en augmentant l'absorptivité simulée de 20%. Nous obtenons une valeur de l'absorptivité de 43.5%, proche de la valeur moyenne mesurée. Les puissances diffusées simulées sont en moins bon accord avec celles mesurées sur la Figure II-47. Cela s'explique par le fait que les profondeurs découpées simulées sont inférieures à 4mm (comprise entre 3.4 et 4mm pour des vitesses de découpe entre 40mm/s et 20mm/s). Ainsi les puissances totales diffusées simulées pour les vitesses de coupe 30mm/s et 40mm/s sont-elles inférieures aux résultats expérimentaux, puisque intégrées sur un volume solide plus faible.

La puissance liquide évacuée est moins sensible à ces différences de profondeurs découpées en fonction de la vitesse. Par conséquent, l'erreur relative entre expériences et simulations reste faible, bornée à 10.1%.

Le Tableau II-10 proposent les mêmes comparaisons que le tableau précédent mais appliquées à l'échantillon d'acier 304L de 2mm d'épaisseur. Dans ce cas, les épaisseurs découpées simulées ont toujours été de 2mm. Les écarts observés sur la puissance diffusée entre simulations et expériences confirment la tendance de la Figure II-46. Aux faibles vitesses, nous surestimons théoriquement les pertes conductives. L'écart relatif se réduit lorsqu'on augmente la vitesse de découpe pour atteindre -1.9% à la vitesse de 47mm/s.

Tableau II-10 : Echantillon d'acier 304L, de 2mm d'épaisseur. Laser CO<sub>2</sub>, Ci 4000,  $M^2=2.17$ ,  $w_F=13\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$ ,  $p_0=14\text{bars}$ ,  $P_0=1170\text{W}$ ,  $ppf=-1\text{mm}$

P <sub>utile</sub> (W)	v <sub>d</sub> (mm/s)	P <sub>T</sub> (W)	P <sub>diffusée</sub> (W)		P <sub>liquide</sub> (W)		r <sub>s</sub> (μm)		A (%)	
			Exp	Th	Exp	Th	Exp	Th	Exp	Th
1145	20	327	129	190	107	111	129	128	20.6	45.3
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>-47.3</b>		<b>-3.7</b>		<b>0.8</b>		<b>-119.9</b> <b>-56.8</b>	
1133	30	173	157	232	142	146	122	116	26.4	45.4
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>-47.7</b>		<b>-2.8</b>		<b>4.9</b>		<b>-72</b> <b>-45.5</b>	
1112	40	10	230	254	169	174	112	105	35.9	45
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>-10.4</b>		<b>-2.9</b>		<b>6.2</b>		<b>-25.3</b> <b>-24.3</b>	
1091	47	0	262	267	200	188	119	97	42.4	43.3
<b>Δ(Exp-Th)</b> (%)			<b>-1.9</b>		<b>6</b>		<b>18.5</b>		<b>-2.1</b> <b>-2.1</b>	

Quant aux absorptivités expérimentales, elles sont plus faibles que pour l'échantillon de 4mm, comprise entre 20.6% et 42.4% avec un maximum de vraisemblance situé à 33%. Cette valeur correspond sensiblement à la moyenne de l'absorptivité de Fresnel standard. Nos simulations quant à elles, maintiennent une valeur de 1.2 fois la valeur de Fresnel, d'où les écarts relatifs

indiqués. Nous constatons cependant que dans les conditions limites de découpe,  $v_d=47\text{mm/s}$ , la valeur mesurée de  $A$  est égale à 42.4%, valeur en accord avec celle simulée de 43.3%.

### 3.4. En résumé

Ce chapitre a confronté les résultats du modèle semi-analytique avec des expériences provenant de deux campagnes distinctes. La campagne "italienne" fournit une étude des variations des paramètres opératoires d'entrée sur l'épaisseur découpée et sur la qualité globale des échantillons après traitement. Les corrélations simulations-expériences présentent un très bon accord. Nous notons cependant, que si l'écart entre la théorie et l'expérience est faible pour des épaisseurs d'échantillons compris dans la gamme 4mm à 6mm, il est moins bon sur les faibles épaisseurs (2mm). Le modèle surestime alors les valeurs de découpe expérimentales. La puissance laser disponible, en théorie, permet à épaisseur constante (2mm), d'atteindre des vitesses maximales de découpe de 25% supérieures aux vitesses maximales expérimentales. Comment interpréter ce désaccord aux faibles épaisseurs (resp. aux grandes vitesses de découpe) ? Il est possible que certaines pertes énergétiques, peut-être liées à la convection forcée du gaz de découpe avec l'échantillon puissent être à l'origine d'un refroidissement intempestif de l'échantillon, donnant lieu à des déperditions de chaleur non prises en compte dans le modèle. Il est également possible que la quantité de chaleur absorbée par l'échantillon soit théoriquement surestimée. Nous avons précisé que l'absorptivité théorique avait été augmentée de 20% par rapport aux résultats de Fresnel, en vue fournir des erreurs relatives entre simulations et expériences plus faibles. Ce coefficient d'augmentation de l'absorptivité a été appliqué pour l'ensemble des comparaisons faites avec les expériences italiennes.

La seconde campagne expérimentale sur laquelle nous nous sommes focalisés a été réalisée au CLFA au printemps 2002. Ces expériences avaient pour but d'évaluer l'absorptivité du front de découpe en conditions de travail par le biais de deux méthodes différentes :

- d'une part, obtenir des valeurs d'absorptivités expérimentales par la mesure de la puissance laser transmise à travers la saignée lors de la découpe.
- d'autre part, mesurer les valeurs des puissances conductives perdues dans l'échantillon durant la découpe, estimer la puissance liquide évacuée et en déduire une valeur pour l'absorptivité.

Les mesures de puissances transmises ont fourni des résultats d'absorptivité en profond désaccord avec les expressions théoriques employées et acceptées par l'ensemble de la communauté scientifique concernée. Ces mesures sont en moyenne de 75% supérieures aux



prédictions de la théorie de Fresnel ! Nous avons analysé les divers phénomènes pouvant potentiellement augmenter l'absorptivité durant la découpe et non pris en compte dans la simulation (état de surface non parfaitement plan, influence renforcée du changement de phase solide-liquide, oxydation partielle de la surface d'interaction, multiréflexion de l'onde laser sur l'ensemble du front de la saignée de découpe). Par ailleurs, il est également envisageable que, malgré la simplicité de mise en place de l'expérience et la quasi-absence de matériel intermédiaire entre le signal (rayonnement laser impactant sur la sonde de mesure) et la mesure (relevé visuel direct de l'élévation de température de la sonde après interaction avec l'onde laser passante), certains phénomènes nous aient échappé. Dans ce cas, l'hypothèse la plus cohérente serait d'envisager qu'une partie importante de l'onde laser est réabsorbée par les gouttelettes présentes dans la saignée ou en cours d'évacuation, au sortir de l'échantillon. Des calculs simples (présentés dans l'annexe 3) montrent que cela est tout à fait possible. La conséquence de ceci est qu'il devient impossible d'obtenir des mesures fiables de l'absorptivité en condition de découpe par la seule mesure des puissances laser transmises.

La seconde méthode de mesure de l'absorptivité fournit, quant à elle, des valeurs bien plus en accord de la théorie de Fresnel, fournissant une moyenne de 47% sur les échantillons de 4mm et de 33% sur les échantillons de 2mm. Une plus forte absorptivité sur 4mm peut être dû à la présence de multiréflexion sur les flancs de la saignée.

Des deux méthodes proposées, la seconde semble être la plus fiable, car nous n'avons aucune interférence entre les grandeurs évaluées (puissance diffusée, puissance liquide évacuée) et la mesure (méthode calorimétrique), alors que dans la première méthode, le doute plane quant à la possible présence de gouttelettes sur le trajet de l'onde laser transmise pouvant potentiellement réabsorber une partie du rayonnement et par conséquent nous contraindre à obtenir des absorptivités surestimées (de 75% supérieures à l'absorptivité de Fresnel).

A la vue de ces deux types de mesures, nous choisissons d'adopter une position intermédiaire entre la théorie stricte de Fresnel et un rehaussement trop important de celle-ci (comme le voudrait l'interprétation des mesures de puissances transmises).

En utilisant une absorptivité calculée sur la base des équations de Fresnel et affectée d'un coefficient d'augmentation de 20%, nous supposons valide le fait que le film de métal liquide n'est certainement pas une surface plane et stationnaire, qu'il est possible que son extrême surface soit partiellement oxydée ou encore que l'application de la loi de Wiedemann-Franz au cas des métaux liquides soit sous-estimée. Tous ces phénomènes et d'autres (multiréflexion...) seraient alors responsables de l'augmentation, *a priori*, de l'absorptivité

de Fresnel, mais dans une gamme de l'ordre de 20% comme semblent l'attester les expériences de puissances diffusées et non pas de 75% comme nous pourrions le supposer à partir des mesures de puissances laser transmises. La prise en compte de ce rehaussement de l'absorptivité sur les résultats de simulation fournissent de bonnes corrélations avec les expériences, qu'elles aient été menées chez Prima Industrie ou encore au CLFA.

## Chapitre 4. Travail en cours et perspectives

Nous avons bâti un modèle semi-analytique du processus de découpe de métaux par laser. Le modèle initial a été développé en deux dimensions. Nous avons, durant une partie de la dernière année, tenté de généraliser ce modèle vers une description tridimensionnelle. Le but était d'intégrer le calcul du rayon de la saignée dans le corps de la simulation et non plus d'en faire un paramètre d'entrée déterminé expérimentalement. Nous verrons le cheminement que nous avons suivi et présenterons les premiers résultats obtenus.

Tout ce travail fut basé sur la découpe de métaux assistée par un gaz inerte, l'azote, dont la seule action est mécanique et permet la simple évacuation du métal en fusion. Or, il existe une autre grande classe de gaz de découpe que l'on appelle gaz actif. Elle est composée essentiellement de l'oxygène, pur ou associé avec un gaz inerte comme l'azote ou l'argon. La propriété des gaz de découpe actifs est qu'ils vont réagir chimiquement avec leur environnement, à savoir la phase liquide du métal. L'action du gaz d'assistance sera alors double. D'une part, suite à une réaction d'oxydation exothermique avec le fer contenu dans le métal, une proportion importante d'énergie sera générée permettant de diminuer la puissance laser nécessaire. D'autre part, l'action mécanique d'entraînement de la phase liquide est toujours présente. Nous fournirons quelques explications présidant au processus d'oxydation et proposeront de modifier l'équation du bilan de puissance par un terme supplémentaire lié à l'apport énergétique du gaz de découpe.

Finalement, nous introduirons le problème de la non-stationnarité apparente du front de découpe donnant naissance à des stries sur les flancs de la saignée. C'est un problème complexe et il convient de préciser d'emblée, qu'à l'heure actuelle, aucune explication proposée ne semble totalement satisfaisante. Cette partie se fera plutôt sous forme bibliographique dans laquelle nous donnerons notre avis propre sur la question. Mais ce problème n'ayant pas été au fondement de notre étude, mais plutôt une extension de la problématique, il est certain que notre réflexion se doit de s'appuyer sur les travaux menés jusqu'à présent par différents chercheurs.

Dans un dernier paragraphe, nous prendrons un peu de recul sur le travail accompli et fournirons les perspectives, nombreuses, tant au niveau expérimental (surtout au niveau expérimental devrait-on dire !) qu'au niveau théorique et sur la conception actuelle que nous avons du procédé de découpe laser.

### 4.1. Généralisation du modèle : passage du 2D au 3D

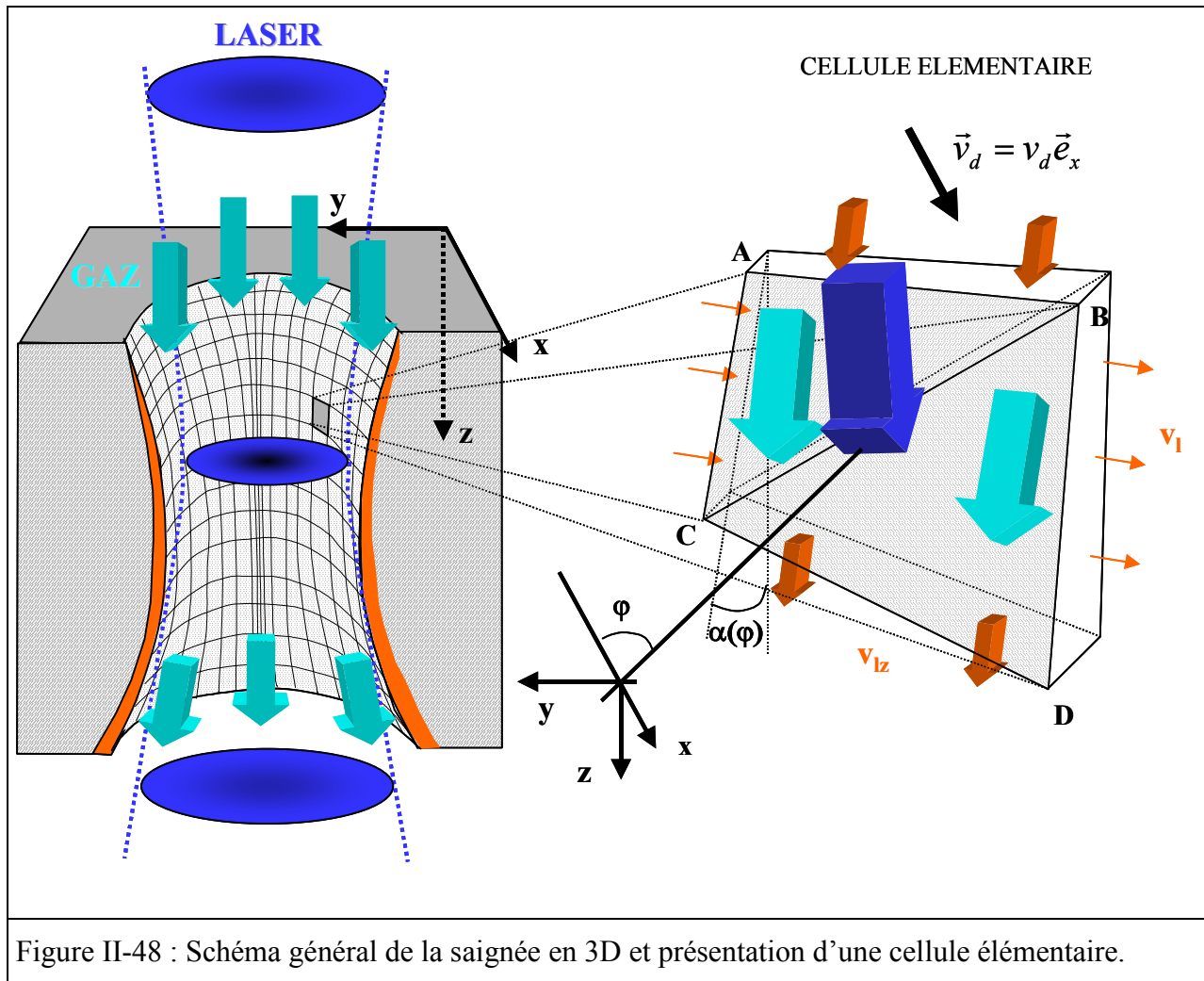
Il est peut-être présomptueux de vouloir généraliser notre travail vers un modèle tridimensionnel quand on constate que les comparaisons entre les expériences et la simulation que nous avons présentées ne sont pas parfaitement en accord ! Renversons le problème. Il est possible que la modélisation bidimensionnelle soit une réduction trop importante du problème tridimensionnel général et que les erreurs relatives observées dans la comparaison expérience-simulation et révélées aux faibles épaisseurs ou aux grandes vitesses seront estompées dans un modèle 3D. L'état d'avancement de ce modèle généralisé permet aujourd'hui de fournir les premiers résultats, seulement il y a encore beaucoup de travail à fournir et nous ne sommes pas encore en mesure d'apporter des comparaisons avec les expériences. Je tiens cependant à présenter ces derniers développements car ils nous ont permis de généraliser l'approche utilisée jusqu'à présent et de démontrer que la méthode mise en place, en particulier l'utilisation de la condition de stationnarité, conservait toute sa légitimité. L'avantage évident de la modélisation 3D est d'intégrer le rayon de la saignée dans la simulation, l'« auto-consistance » du modèle étant alors complète.

#### 4.1.1. Généralisation de la condition de stationnarité

Comme dans le modèle 2D, nous avons besoin d'une relation de fermeture du problème. Celle-ci est représentée par la condition géométrique d'équilibre de la surface libre que représente le front d'absorption de l'onde laser. Dans la description 2D, cette surface libre est scindée en un ensemble de surfaces élémentaires de forme rectangulaire sur lesquelles est appliquée la condition géométrique de stationnarité. Celle-ci relie la valeur de la vitesse de perçage locale,  $v_p$ , à la projection, suivant la normale à la surface, de la vitesse de déplacement,  $v_d$ . Alors que dans la description 2D, seul l'angle d'inclinaison local de la surface par rapport à l'axe  $z$ , l'angle  $\alpha$ , permettait de relier ces deux grandeurs, dans une géométrie 3D, la projection de la vitesse de perçage fait intervenir un angle supplémentaire fournissant la position « azimutale » de la surface considérée : l'angle  $\varphi$ . La condition de stationnarité généralisée se note désormais :

$$\boxed{v_p = v_d \cos(\alpha) \cos(\varphi)} \quad (\text{II-11})$$

La condition de stationnarité bidimensionnelle est l'approximation de (II-11) quand l'angle azimutal  $\varphi$  tend vers zéro, c'est-à-dire quand les vitesses de découpe et de perçage sont dans le même plan  $yz$ .



#### 4.1.2. Prise en compte du rayon de la saignée comme paramètre du calcul

Présentons le principe de la méthode de résolution du problème complet. L'idée est la suivante : paver le front de découpe par un ensemble de cellules élémentaires réparties en couronne, chacune ayant une hauteur,  $\Delta z$ , propre. La résolution s'opère sur chaque couronne en sommant la quantité de puissance laser absorbée par chaque cellule élémentaire. Celle-ci est ensuite comparée à la puissance nécessaire au processus provenant des bilans de masse et de puissance appliqués à la configuration géométrique déterminée par la valeur du rayon local de la saignée. Si ces deux quantités de puissance sont différentes, le rayon de la saignée est modifié jusqu'à l'obtention de l'égalité et le passage à la couronne suivante.

### 4.1.3. Méthode de résolution

Entrons à présent un peu plus dans le détail. Nous scindons la résolution en deux étapes. Un premier calcul est effectué sur la cellule centrale (centrée en  $y=0$ , pour un angle azimutal  $\varphi=0$ ) de largeur préfixée, très faible devant la rayon effectif de la saignée,  $r_s$ .

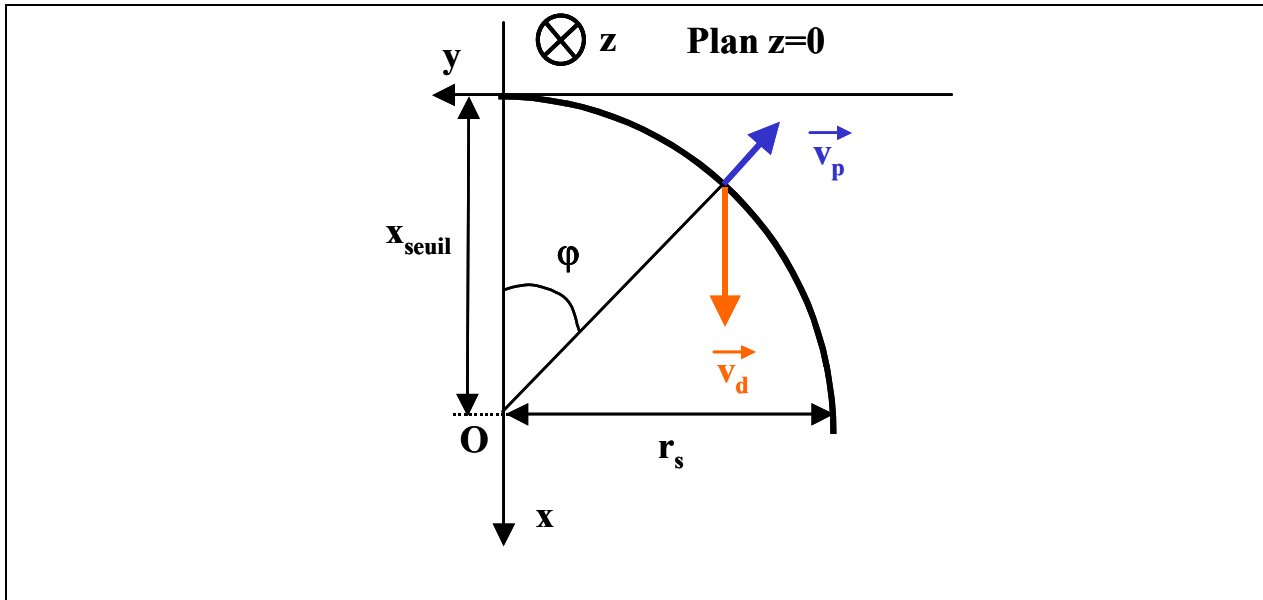


Figure II-49 : Schéma de la couronne initiale en surface de l'échantillon

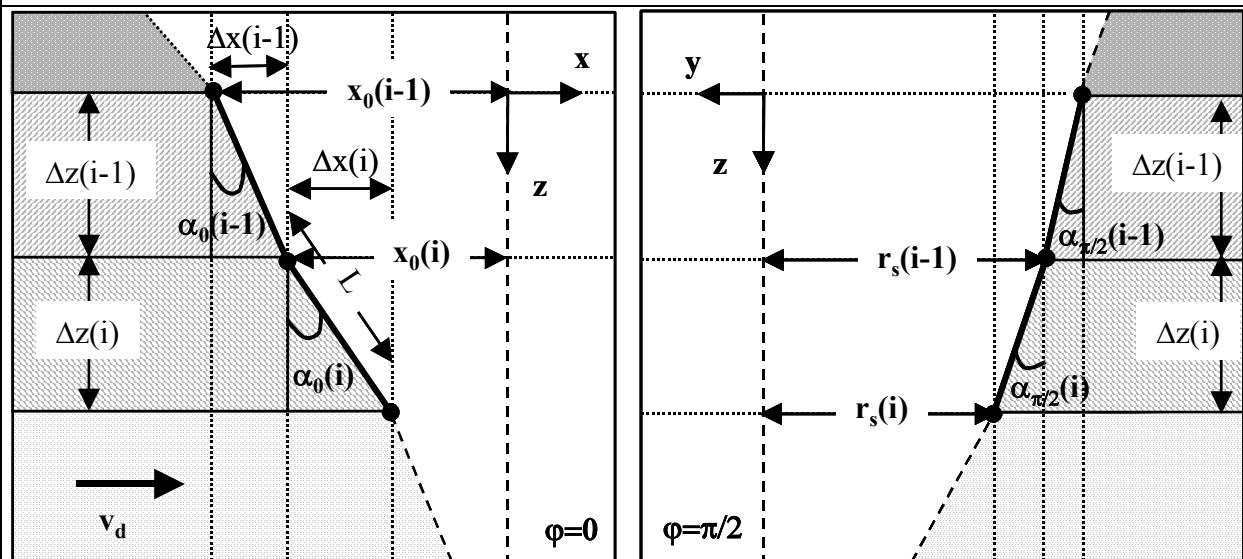


Figure II-50 : Conditions de raccordement du front de découpe en  $\varphi=0$ , pour les cellules centrales et en  $\varphi=\pi/2$  sur le flanc.

Nous déterminons le seuil de perçage et obtenons sa position,  $x_{seuil}$ , relativement au centre du faisceau laser. L'application des équations de bilan massique et énergétique permet la détermination de l'angle d'inclinaison  $\alpha_0$  de la cellule centrale et par conséquent de la hauteur

qui sera appliquée et utilisée pour l'ensemble de la couronne :  $\Delta z = L \cos(\alpha_0)$ ,  $L$  est la longueur fixée des cellules centrales.

La première couronne est initialement supposée semi-circulaire, le rayon de la saignée étant pris égal à  $x_{seuil}$ . Celle-ci est divisée en 20 cellules dont les positions dans l'espace sont déterminées par des équations trigonométriques simples et par des conditions de raccordement. Chaque cellule est, elle-même, scindée en deux triangles étant donnée que les quatre points géométriques composant les extrémités de chaque cellule élémentaire ne sont, désormais, plus dans le même plan. Afin de calculer la quantité de puissance laser absorbée par la couronne, il va falloir connaître l'inclinaison de chaque cellule. Pour ce faire, nous exprimons la valeur de l'angle d'inclinaison sur le flanc de découpe,  $\alpha_{\pi/2}$ , en  $\varphi = \pi/2$ , relativement à la dimension locale de la saignée :

$$\alpha_{\pi/2} = \arctan\left(\frac{r_s(z + \Delta z) - r_s(z)}{\Delta z}\right) \quad (\text{II-12})$$

Avec comme condition initiale, pour la première couronne, une relation qui exprime l'angle d'inclinaison sur le flanc de découpe en fonction de la dimension locale du faisceau laser :

$$\alpha_{\pi/2} = \arctan\left(\frac{w(\Delta z) - w(z = 0)}{\Delta z}\right)$$

Nous faisons l'hypothèse d'une interpolation linéaire entre les angles d'inclinaison de la cellule centrale et celui sur le flanc de découpe :

$$\alpha(\varphi) = \alpha_0 \pm \frac{2\pi}{\varphi} (\alpha_{\pi/2} - \alpha_0) \quad (\text{II-13})$$

Connaissant, localement l'angle d'inclinaison dans l'espace de chaque cellule,  $\alpha(\varphi)$ , nous pouvons en déduire les coordonnées de la normale à la cellule,  $\vec{n}$ . Connaissant, par ailleurs, le vecteur d'onde local du laser,  $\vec{k}$ , nous pouvons calculer l'angle local d'incidence de l'onde sur la cellule considérée :

$$\beta(\varphi) = \arccos(\vec{k} \cdot \vec{n}) \quad (\text{II-14})$$

Et ainsi aboutir à la puissance laser absorbée par une cellule élémentaire.

$$\Delta P_{abs} = A_c [\beta(\varphi)] I(\varphi) \cos[\beta(\varphi)] S(\varphi) \quad (\text{II-15})$$

Où  $S(\varphi)$  est la surface de la cellule élémentaire.

Il est alors possible d'évaluer la puissance laser absorbée sur l'ensemble de la couronne en sommant les contributions de chaque cellule élémentaire :

$$\Delta P_{abs}^{cour} = \sum_{\varphi=-\pi/2}^{\varphi=\pi/2} A_c [\beta(\varphi)] I(\varphi) \cos[\beta(\varphi)] S(\varphi) \Delta\varphi \quad (\text{II-16})$$

Cette puissance laser absorbée doit maintenant être comparée à la puissance nécessaire pour générer la structure géométrique initiale. Ainsi, pour chaque cellule, nous évaluons, en fonction de sa position dans l'espace, les différentes quantités de puissance entrantes et sortantes, (évacuée, diffusée, convectée latéralement ou longitudinalement). Pour ce faire, il faut au préalable, évaluer les termes entrant dans le bilan de masse, eux mêmes devant satisfaire la condition locale de stationnarité généralisée (équation (II-11)).

Si la puissance laser absorbée est inférieure à la puissance nécessaire au processus, nous diminuons la dimension latérale de la couronne (rayon local de la saignée), afin d'amener l'ensemble des cellules dans des zones d'irradiation supérieures. Les cellules se réajustent spatialement sur une trajectoire, non plus semi-circulaire, mais désormais semi-elliptique. L'ensemble des opérations précédemment décrites est réitéré jusqu'à la satisfaction du bilan de puissance pour la bonne valeur locale du rayon de la saignée. Nous passons ensuite à la couronne suivante en procédant à un raccordement de toutes les cellules. A terme, un front de découpe tridimensionnel est généré.

#### 4.1.4. Condition de sortie

Dans la modélisation 2D du front de découpe, la condition de sortie de la simulation était relative à la valeur locale de l'intensité laser absorbée par rapport à la valeur de l'intensité du seuil de perçage. Dans les conditions limites d'irradiation laser, l'angle d'inclinaison local calculé tendait vers  $\pi/2$ , l'épaisseur maximum découpée étant alors atteinte. Dans le cadre de la modélisation 3D, nous allons utiliser une condition différente. Etant donnée, que la largeur de la saignée décroît en fonction de la profondeur découpée, il arrive un moment où les forces de tension de surface, qui tendent à refermer la saignée, vont surpasser les forces qui tendent à l'ouvrir. Ces forces sont de deux types :

1. La force liée à l'action de la pression de recul, qui est fonction de la température de surface.
2. La force liée à la pression statique du gaz dans la saignée. Etant donné que nous n'avons pas accès à la variation de la densité des molécules de gaz lors de la propagation de l'écoulement dans la saignée, nous supposons, que celle-ci est égale à la pression statique de l'atmosphère ambiante, c'est-à-dire 1bar : ( $p_{stat}=p_a$ ).

La pression, étant une grandeur extensive, ces deux contributions vont s'ajouter afin de maintenir la saignée ouverte. Dans les conditions limites de maintien de la saignée, son rayon



atteint sa valeur minimale  $r_s^{\min}$ . En dessous de cette valeur du rayon, la saignée de découpe s'effondre sur elle-même. Nous pouvons exprimer cette condition limite de maintien de la saignée par la relation suivante :

$$r_s = r_s^{\min} \Rightarrow p_\sigma(T_s) = p_a + p_{\text{recul}}(T_s) \quad (\text{II-17})$$

D'après les expressions des différentes pressions, nous obtenons une formulation analytique du rayon minimum de la saignée, en fonction de la température de surface de l'interface liquide-gaz :

$$r_s^{\min} = \frac{\sigma_0 + (T_s - T_f) \frac{d\sigma}{dT}}{p_0 \left\{ 1 + \frac{(1 + \beta_R)}{2} \exp \left[ \frac{\Delta H_v}{k_B T_v} \left( 1 - \frac{T_v}{T_s} \right) \right] \right\}} \quad (\text{II-18})$$

Nous traçons, sur la Figure II-51, l'évolution de ce rayon minimum en fonction de la température de surface. Aux faibles températures de surface, la pression de recul est très faible, le terme prépondérant étant la pression statique du gaz. La condition limite est approximée par la relation suivante :

$$\frac{\sigma_0 + (T_s - T_f) \frac{d\sigma}{dT}}{r_s^{\min}} = p_a \quad \text{quand } T_s \rightarrow T_f$$

La pression de recul est alors quasiment nulle et nous avons égalité entre la pression de tension de surface et la pression ambiante. En conséquence,  $r_s^{\min}$  diminue pour compenser la diminution du coefficient de tension de surface lorsque  $T_s$  croît.

Puis, la température de surface augmentant, la pression de recul, qui croît exponentiellement agit de façon de plus en plus intense. Afin de maintenir l'égalité (II-17), il est nécessaire de maintenir la diminution du rayon minimum de la saignée.

A la température de vaporisation du matériau, pression statique et pression de recul sont égales. Au-delà, nous sommes dans une région d'évaporation intense et la pression de recul devient le terme dominant.

Notons au passage, que nous avons pris une valeur moyenne du coefficient de rétrodiffusion,  $\beta_R$ , égale à 0.5. En effet, nous savons que théoriquement, à des températures peu supérieures à la température de fusion du matériau, ce coefficient tend vers 1 et qu'il tend vers 0.176 dans le cas des très fortes évaporations, pour des températures de surface supérieures à la température de vaporisation du matériau.

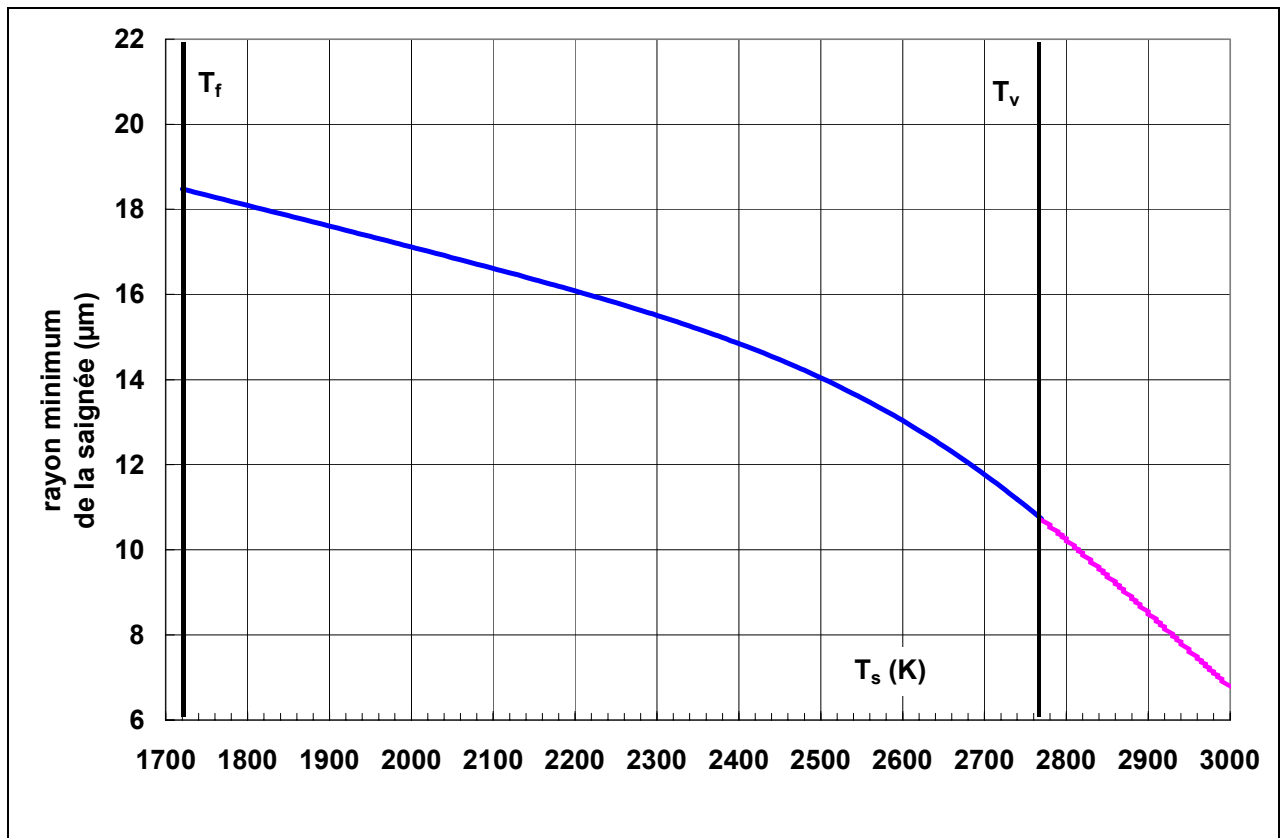


Figure II-51 : Evolution du rayon minimum de la saignée dans le cas d'un acier inoxydable, en fonction de la température de surface.

#### 4.1.5. Premiers résultats de simulation

Partant de la description que nous venons de faire de la résolution complète de la géométrie tridimensionnelle de la saignée de découpe, nous sommes en mesure de fournir les premiers résultats de simulation.

La Figure II-52 est la représentation graphique de la saignée de découpe tridimensionnelle.

Nous constatons que le rayon maximum de la saignée est obtenu en surface. Progressivement celui-ci se resserre jusqu'à ce que la condition de sortie sur sa valeur soit satisfaite. Les couleurs du graphe fournissent les valeurs locales de température de surface. Dans cette géométrie, bien que la base du calcul soit identique à la modélisation 2D, les températures de surface sont supérieures. Ici, nous atteignons quasiment la température de vaporisation du matériau dans la partie la plus basse du front de découpe. La profondeur atteinte, d'environ 2.5mm est pourtant compatible avec les résultats de simulation bidimensionnels.

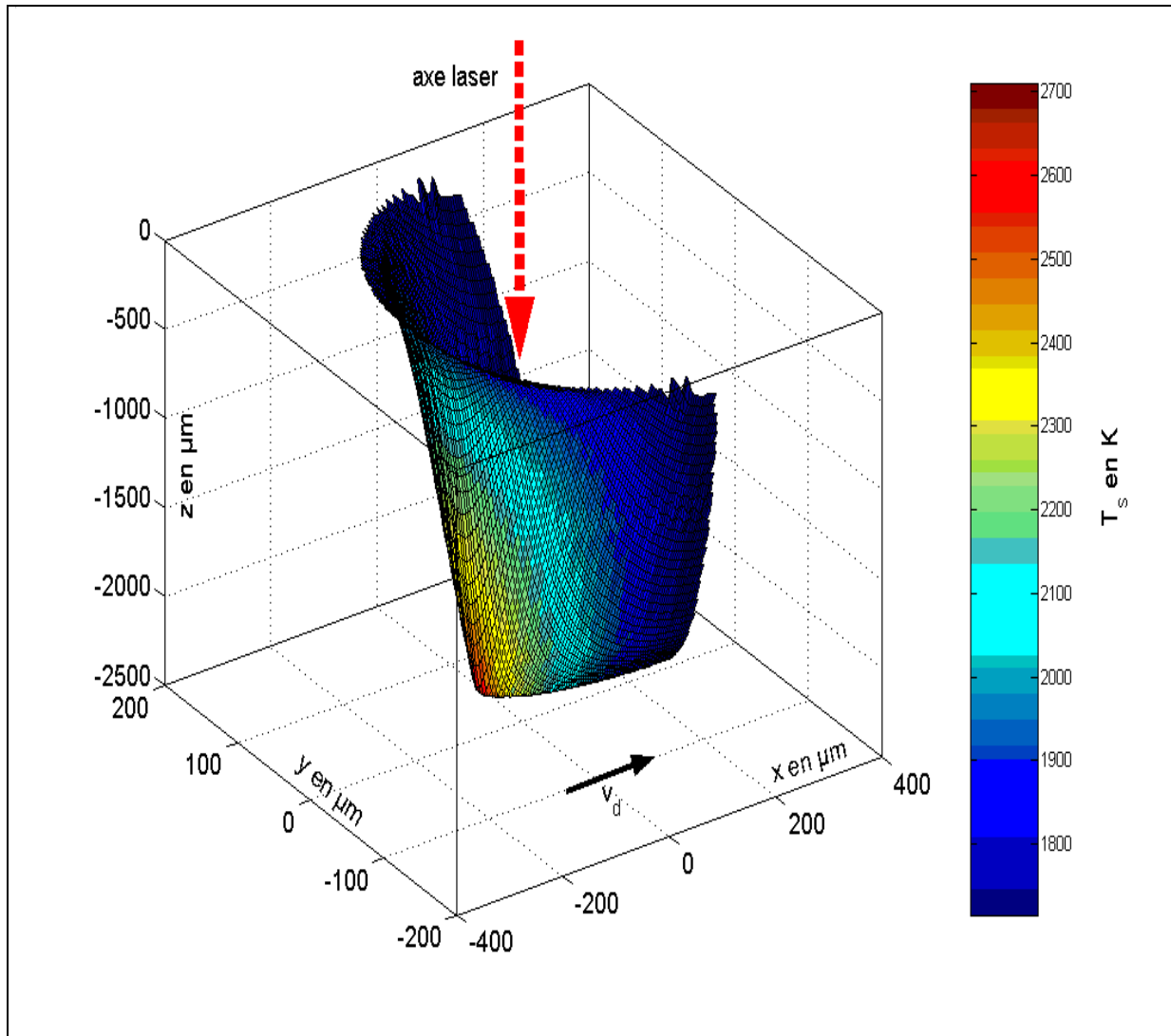


Figure II-52 : Profil tridimensionnel d'une saignée de découpe. Paramètres opératoires d'entrée : Acier 304L,  $P_0=2000\text{W}$ ,  $\text{TEM}_{00}$ ,  $M^2=2$ ,  $v_d=50\text{mm/s}$ ,  $ppf=-2.5\text{mm}$ ,  $p_0=10\text{bars}$ ,  $w_L=10\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$

A l'heure actuelle, nous n'avons pas effectué de comparaison avec les résultats expérimentaux. Ce que l'on peut dire c'est que le temps de calcul d'une simulation 3D est bien supérieur au temps de calcul d'une simulation 2D. L'intérêt principal de recourir à une simulation prenant en compte la géométrie complète du front de découpe permet d'intégrer dans le calcul le rayon de la saignée et fournir ainsi une description entièrement auto-consistante du procédé de découpe laser, tandis que la simulation 2D n'apporte qu'une description partiellement auto-consistante.

#### 4.2. Utilisation d'un gaz réactif

La nature du gaz de découpe dépend concrètement du type de matériau à découper. Le choix de ce gaz semble provenir d'une démarche empirique. Concernant les aciers, les inox sont

découpés sous une forte pression de gaz inerte et les aciers doux ou moyens (type E ou XC) grâce à de l'oxygène sous basse pression. Diverses discussions avec des professionnels de la découpe laser, essentiellement des techniciens de chez Prima Industrie, m'ont appris qu'une bonne qualité de coupe sur acier doux ne peut être obtenue que grâce à l'utilisation d'un gaz chimiquement actif. La découpe sous azote produit des flancs de saignée de mauvaise qualité associés à la présence quasi constante de scories et de gouttelettes attachées aux bords inférieurs de la saignée. De plus, la position du plan de focalisation joue un rôle important suivant la nature du matériau. Les découpes d'acier doux sous oxygène nécessite une défocalisation proche de la surface inférieure de l'échantillon alors que pour la découpe sous azote d'acier inox, la focalisation se fait généralement au milieu de l'échantillon. Physiquement, on peut tenter de fournir une explication à ce type de résultats. L'utilisation d'un gaz actif en défocalisant le laser près de la surface inférieure de la pièce lors de la découpe d'aciers doux induit un champ de température qui croît le long du front de découpe pour atteindre une température maximale lors de l'évacuation du métal en fusion. Les propriétés thermomécaniques des aciers doux sont naturellement différentes de celles de aciers inox. Il est probable que lors de l'évacuation à l'air libre de l'acier doux en phase liquide, sa vitesse de refroidissement soit plus importante que celle de l'inox ou que la pression de tension de surface de ses gouttes soit, à température identique, plus importante que celles d'acier inox. Ainsi, des gouttelettes de métal restent-elles accrochées aux bords inférieurs de la saignée. En maximisant, à la sortie de la saignée, la température de la phase liquide de l'acier doux par l'utilisation d'un gaz chimiquement actif et par le positionnement extrêmement bas du plan de focalisation, nous augmentons le temps mis par une gouttelette pour se resolidifier (c'est un problème de cinétique de refroidissement). Les contraintes de cisaillement associées à la pression dynamique du gaz permettent de surpasser les forces de tension de surface et ainsi d'évacuer les gouttes « récalcitrantes ».

Au début de notre travail, nous pensions pouvoir inclure aisément dans le modèle existant de découpe sous azote, le cas de la découpe assistée par oxygène. L'utilisation de l'oxygène permet une interaction exo-énergétique avec la couche de métal fondu (réaction d'oxydation). Cela modifie l'équilibre énergétique du système en générant un apport supplémentaire de puissance de chauffage. En conséquence, il va se produire une augmentation de la température moyenne du liquide concomitamment à celle de la température de surface. Toute la dynamique de la saignée de découpe étant liée essentiellement aux processus thermiques, l'élévation de température va entraîner une élévation de la vitesse de perçage et une augmentation de la profondeur de pénétration. A paramètres opératoires identiques,

l'utilisation d'un gaz actif doit théoriquement permettre de découper une épaisseur plus importante ou à épaisseur constante, d'augmenter la vitesse de découpe. Le problème étant qu'un apport trop important d'énergie risque de conduire à des températures de surface supérieures à la température de vaporisation du matériau ou à en entraîner une surcombustion du fer.

Le comportement dynamique du processus de découpe sera alors profondément modifié (brûlure du métal, explosion non périodique du film liquide, saignée non régulière [CETIM 1995]). Afin d'éviter ce genre de problèmes, il est d'usage d'utiliser l'oxygène sous basse pression et d'en contrôler strictement le débit. Le gaz présente désormais une double action :

Un apport énergétique qui va augmenter la température de l'interface liquide-gaz et globalement la température de la phase de métal liquide

Une action mécanique standard d'enlèvement du métal en fusion par l'intermédiaire des forces de frottement

L'action mécanique étant liée à la vitesse moyenne du gaz dans la saignée, elle est identique à celle que nous avons menée par ailleurs dans le cadre de la découpe sous azote. Dans ce paragraphe, nous allons dorénavant porter notre attention sur l'action énergétique de l'oxygène dans le processus de découpe et voir comment modifier le bilan de puissance afin de la prendre en considération.

#### **4.2.1. Principe de fonctionnement de l'oxycoupage laser**

Dans le cas des aciers faiblement alliés, l'utilisation d'un gaz réactif en combinaison avec le faisceau laser améliore les performances de découpe. Il est possible de parler d'oxycoupage laser car, au final, le laser est le moyen utilisé pour amener le métal à une température suffisamment élevée et rendre les réactions d'oxydation possibles. Quelle que soit la température, il existe des conditions dans lesquelles l'oxydation du fer se produit. La cinétique du processus d'oxydation est une fonction croissante de la température. Au fur et à mesure que la température s'élève, l'oxydation du métal s'accélère. On considère qu'à la température d'amorçage (environ 1620K pour le fer), si la concentration de l'oxygène est suffisante, le phénomène devient quasiment instantané.

Il est important de spécifier qu'aux températures opératoires, supérieures à la température de fusion du matériau, les oxydes créés, dans le cas général, peuvent être solides, liquides ou gazeux. Seule la production d'oxydes liquides est propice à la propagation de la réaction d'oxydation. La gaine d'oxyde liquide joue alors un rôle catalytique. L'oxygène et le métal se

dissolvent l'un l'autre dans l'oxyde, au sein duquel se produit leur combustion avec une grande intensité par suite du contact moléculaire dû à l'état dissous.

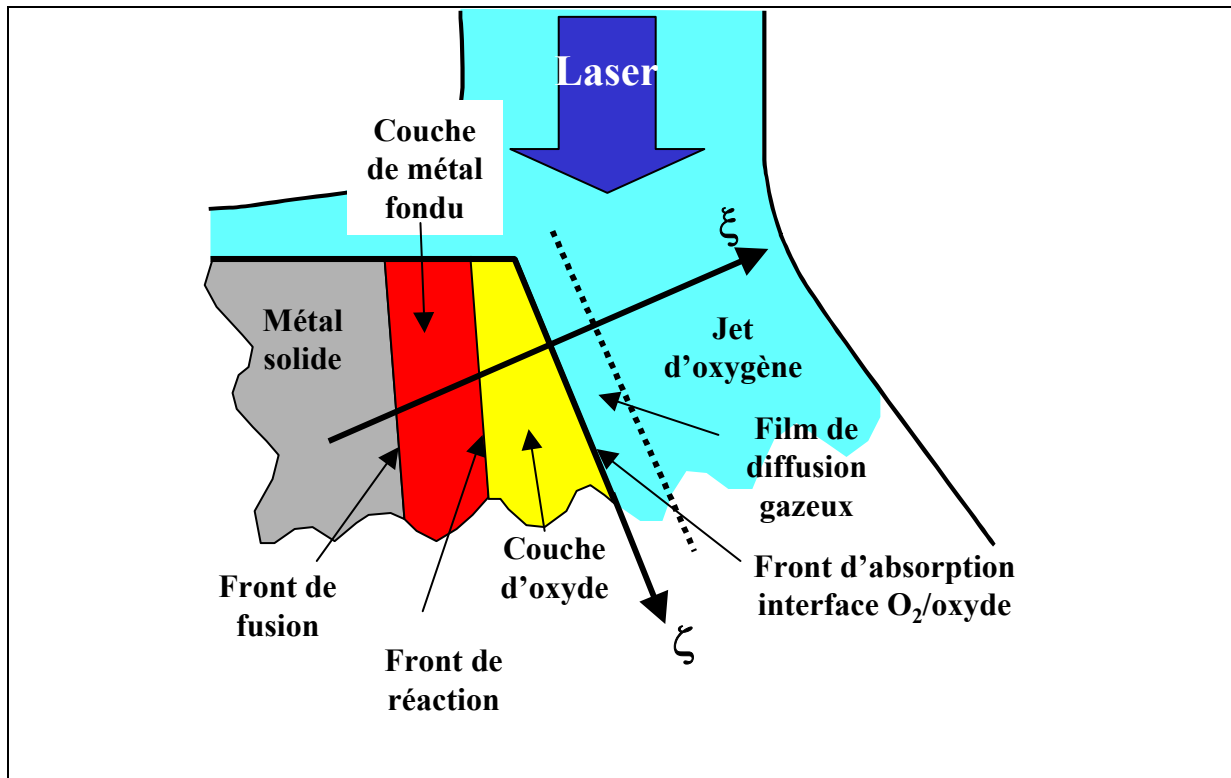


Figure II-53 : Schéma du haut du front avant de découpe en présence d'oxygène.

Une des caractéristiques de l'oxycoupage est qu'il n'y a jamais de contact direct entre l'oxygène et le métal, qu'il soit à l'état liquide ou à l'état solide. Nous pouvons schématiser le front de découpe dans le cas de l'oxycoupage de la façon suivante [CETIM 1995], [Chen 1999a] :

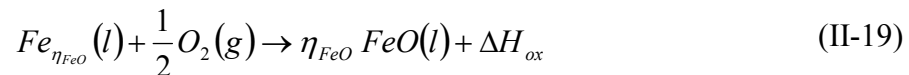
- Le cœur du jet d'oxygène.
- Une fine pellicule composée d'impuretés présentes dans l'oxygène initial (argon, azote, hélium, xénon, krypton...) ainsi que de produits gazeux dus à la réaction ( $\text{SO}_2$ ,  $\text{P}_2\text{O}_5$ ,  $\text{CO}_2$ ...)
- Une pellicule d'oxydes liquides ( $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ).
- Une pellicule de métal liquide due à l'échauffement très violent consécutif au phénomène d'oxydation et ne permettant pas aux calories produites localement de se diffuser suffisamment vite dans la matière pour éviter cette fusion.
- Le métal à l'état solide.

La pellicule de polluants et de composés gazeux provenant de la réaction oxydative peut être assimilée à un film dans lequel l'oxygène doit diffuser avant d'interagir avec le front d'absorption. Le flux moléculaire de l'oxygène est proportionnel à son coefficient de

diffusion dans cette couche. Un gaz polluant ayant une masse moléculaire élevée (xénon, krypton) a un coefficient de diffusion faible et inversement (de même pour les composés gazeux résultant de la réaction). En conséquence, il est possible de corrélérer la vitesse de découpe maximum atteinte avec la pureté de l'oxygène employé.

#### 4.2.2. La réaction d'oxydation avec le fer

Lorsque l'oxygène parvient au niveau du front d'absorption, il va fortement réagir avec le fer liquide, suivant la réaction exo-énergétique suivante :



Avec :

$\Delta H_{ox} = 257,58 kJ/mol$ , l'enthalpie de la réaction d'oxydation qui produit un fort dégagement de chaleur.

Les indices  $l$  et  $g$  sont respectivement pour les phases liquide et gazeuse.  $\eta_{FeO}$  est un facteur inférieur à 1 traduisant la proportion de formation du protoxyde par rapport à la production totale de l'ensemble des oxydes.

Nous venons d'écrire la réaction principale existant entre l'oxygène et le fer. Celle-ci donne naissance à un oxyde ferreux ou protoxyde en phase liquide ( $FeO(l)$ ). En fait, il existe deux autres réactions chimiques concomitantes qui génèrent chacune un autre oxyde de fer ( $Fe_2O_3$  et  $Fe_3O_4$ ). Cependant, nous n'en tiendrons pas compte, vu l'importance relative de formation de ces deux autres oxydes, respectivement 1% pour l'oxyde ferrique,  $Fe_2O_3$  et 4% pour l'oxyde magnétique,  $Fe_3O_4$  [Abdulhadi 1997]. La valeur de  $\eta_{FeO}$  peut donc être fixée à 0,95. Chen pose  $\eta_{FeO} = 97,6\%$  [Chen 1999a].

#### 4.2.3. Evaluation de puissance oxydée

Nous allons maintenant étudier comment relier la puissance de chauffage dégagée par la réaction de combustion avec l'ensemble du processus de découpe. Le long du front de découpe, il va y avoir croissance progressive de la couche d'oxyde résultant des mouvements combinés d'une part, de la propagation du front de réaction perpendiculairement à la surface d'interaction et d'autre part, à l'entraînement longitudinal des couches liquides (couche d'oxyde et couche de métal) suite à l'action mécanique tangentielle de l'oxygène.

De telles études ont été menées, de façon complète par Chen et Yao [Chen 1999a] et de façon simplifiée par Kaplan [Kaplan 1996]. Nous mènerons une approche sensiblement inspirée par celle de Kaplan.

Le processus réactif est considéré comme instantané. Il y a croissance d'une couche d'oxyde le long de la saignée parallèlement à la croissance globale de la couche liquide. Nous sommes ainsi en présence de deux couches liquides différentes. L'épaisseur totale de la couche fluide présente sur le front de découpe sera simplement décomposée comme suit :

$$\delta(i) = \delta_{Fe}(i) + \delta_{FeO}(i) \quad (\text{II-20})$$

La couche d'oxyde est supposée croître par diffusion des molécules d'oxygène à travers la couche d'oxyde liquide (Figure II-54). Lorsque l'oxygène parvient au niveau du front de réaction, l'oxydation a lieu.

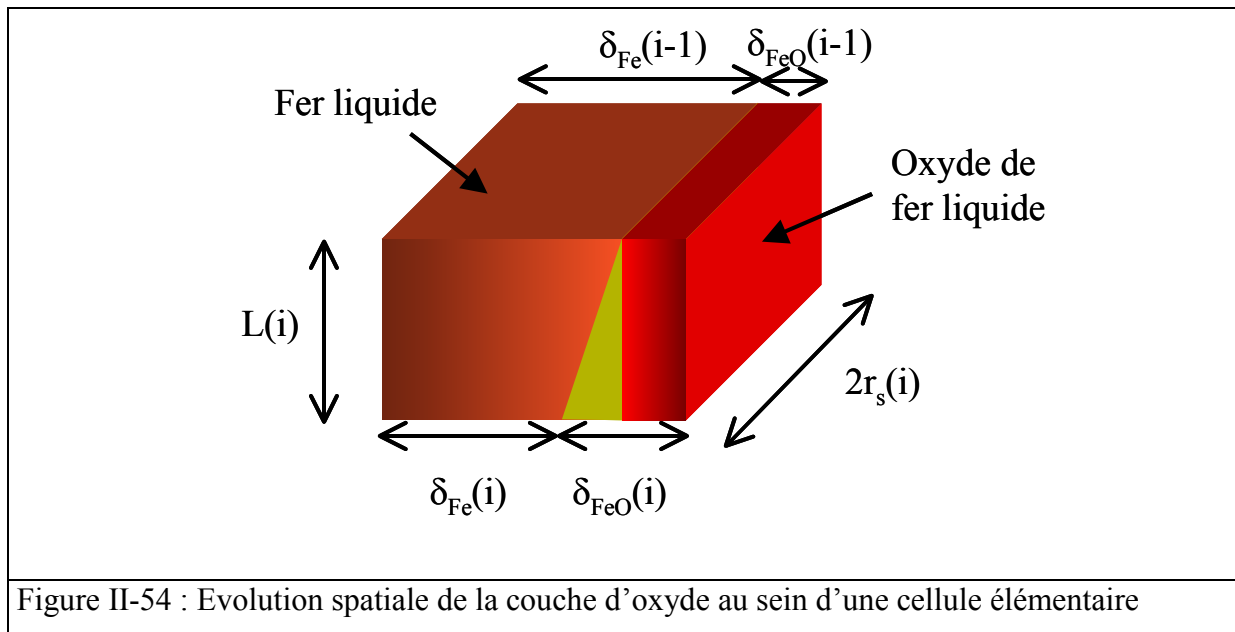


Figure II-54 : Evolution spatiale de la couche d'oxyde au sein d'une cellule élémentaire

La croissance de la couche d'oxyde d'une cellule à l'autre du front de découpe suit la loi parabolique de Tamman de la diffusion. Nous l'exprimons, en sortie de la cellule  $i$  par la relation (II-21) :

$$\Delta\delta_{FeO}(i) = \delta_{FeO}(i) - \delta_{FeO}(i-1) = \sqrt{2D_{O_2}[\bar{T}(i)]t_r(i)} \quad (\text{II-21})$$

Avec :

$D_{O_2}[\bar{T}(i)]$  : le coefficient de diffusion de l'oxygène dans l'oxyde de fer liquide. Ce coefficient dépend localement de la température moyenne  $\bar{T}(i)$  de la couche liquide dans la cellule  $i$  par l'intermédiaire de la relation suivante [Chen 1999a] :

$$D_{O_2}[\bar{T}(i)] = D_{O_2}^0 \exp\left[-\frac{\Delta H_{ox}}{RT(i)}\right] \quad (\text{II-22})$$

La diffusivité de l'oxygène à travers une couche liquide de FeO est d'environ  $4 \times 10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  à une température de 1823K. Il est ainsi possible de déterminer la valeur du coefficient  $D_{O_2}^0$  et



ensuite d'obtenir la valeur de la diffusivité quelle que soit la température moyenne de la phase liquide :  $D_{O_2}^0 = 0.969 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$

Il ressort de cette expression que les molécules d'oxygène ont d'autant plus de mal à diffuser à travers la couche d'oxyde, pour atteindre le front de réaction, que la température locale est élevée.

$t_{tr}(i)$  est le temps de transit d'une particule de métal fondu non oxydé dans la cellule  $i$ . Ce temps de transit est simplement le rapport de la vitesse d'entraînement longitudinal du fluide non oxydé  $v_{Lz}(i)$  sur la longueur de la cellule :

$$t_{tr}(i) = \frac{L}{v_{Lz}(i)} \quad (\text{II-23})$$

La couche d'oxyde a cru, entre l'entrée et la sortie de la cellule  $i$ , de la quantité :

$$\Delta \delta_{FeO}(i) = \sqrt{2D_{O_2} [\bar{T}(i)]} \frac{L}{v_{Lz}(i)} \quad (\text{II-24})$$

Connaissant cette croissance spatiale, nous pouvons déduire le volume de fer liquide qui a été oxydé dans la cellule  $i$  (Figure II-54) :

$$V_{FeO}(i) = \frac{1}{2} \Delta \delta_{FeO}(i) 2\bar{r}_s(i) L \quad (\text{II-25})$$

Nous pouvons alors calculer la puissance chimique réactive associée à la quantité de matière oxydée dans le volume  $V_{FeO}(i)$  :

$$P_{ox}(i) = \underbrace{\frac{\Delta H_{ox}}{t_{tr}(i)}}_{\text{puissance dégagée par mole}} \times \underbrace{V_{FeO}(i) \frac{\rho_{FeO}}{M_{FeO}}}_{\text{nombre de moles oxydées}} \quad (\text{II-26})$$

Où  $\rho_{FeO}$  et  $M_{FeO}$  sont respectivement la masse volumique et la masse molaire du protoxyde.

En insérant (II-23) et (II-25) dans l'équation précédente, nous obtenons :

$$P_{ox}(i) = \Delta H_{ox} 2\bar{r}_s(i) \sqrt{2D_{O_2} [\bar{T}(i)]} L \frac{\rho_{FeO}}{M_{FeO}} \sqrt{v_{Lz}(i)} \quad (\text{II-27})$$

Cette expression montre que la puissance chimique réactive est proportionnelle à la valeur de la largeur de la saignée ainsi qu'à la racine carrée de la vitesse d'entraînement longitudinal du fluide.

L'implémentation de cette équation dans l'algorithme de calcul, au sein du bilan de puissance, crée un problème de convergence dans la simulation. En effet, la puissance chimique apportée étant très importante (typiquement du même ordre de grandeur que la puissance laser absorbée), l'angle d'inclinaison local des cellules élémentaires est égal à zéro !! Nous n'avons

pas suffisamment développé cet aspect de la découpe laser assistée par oxygène pour pouvoir palier à ce problème algorithmique.

#### 4.3. Un processus non-stationnaire : les stries de découpe

Une observation directe d'un flanc de découpe montre la présence de stries ou apparition périodique d'une rugosité de surface. La formation de ces stries est liée à une instabilité dans le processus de découpe laser. Etant donné que les stries apparaissent sur l'ensemble du flanc de découpe, le phénomène est à partir de surface supérieure de l'échantillon ou tout du moins dans la partie haute de la saignée.

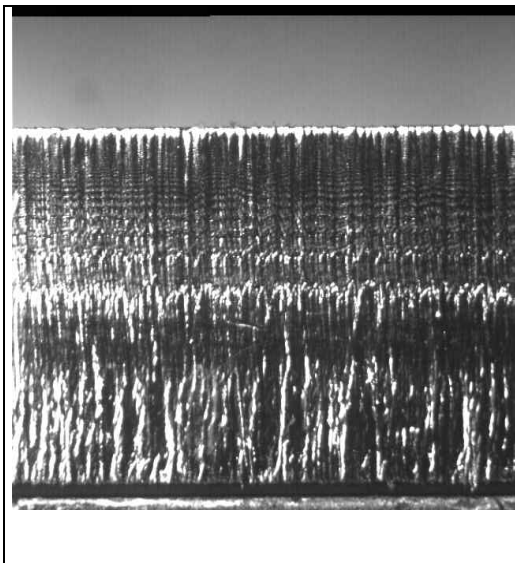


Tableau II-11 : Macrographie d'un flanc de saignée de découpe sur lequel on observe la structure périodique de crêtes et de bosses : les stries de découpe. (Acier 304L, 4mm)

Le modèle que nous avons bâti jusqu'à présent se fonde sur une approche stationnaire du front avant de découpe et ce, afin de simplifier l'étude. Bien évidemment la réalité est beaucoup plus complexe et nous sommes forcés d'admettre que la présence de ces stries serait impossible dans le cadre d'un processus de découpe laser continu et stationnaire.

En 1979, le Pr. Arata mena les premières expérimentations minutieuses relatives au mouvement du front de fusion dans le processus de découpe laser assisté à l'oxygène [Arata 1979]. Il suggéra que tant que la vitesse de découpe était inférieure à la vitesse de déplacement du front d'érosion, une réaction cyclique d'ignition et l'extinction démarre. Il proposa, pour certains aciers, une vitesse de découpe critique de l'ordre 30mm/s

au-delà de laquelle ce cycle n'existait plus. Le problème est que même au-delà de cette vitesse critique, des stries sont générées. Finalement, quelles que soient les conditions opératoires, leurs formes et leurs fréquences varient, mais les stries demeurent.

Après étude des différents travaux existants sur le sujet, nous arrivons à la conclusion que les instabilités donnant naissance aux stries de découpe proviennent de la compétition existant au niveau de la phase de métal liquide entre, d'une part, les forces de tension de surface et d'autre part, les forces d'entraînement du liquide induites par l'action du gaz de découpe.

Ensuite, chacun y va de son explication sur la génération de déséquilibre entre ces deux types de forces.

Nous avons décidé de nous intéresser à trois approches différentes du phénomène, relatives à l'apparition des stries de découpe :

- instabilité de nature « géométrique » liée à la valeur du rayon de courbure de la surface supérieure du front avant de découpe [Makashev 1994]
- instabilité hydrodynamique relative à l'interaction entre le gaz de découpe et le bain de fusion [Chen 1997]
- instabilité liée à un phénomène de relaxation thermique [Golubev 1994]

#### **4.3.1. Non-stationnarité du film de métal fondu : influence du rayon de courbure de la saignée de découpe dans l'apparition d'une instabilité cyclique**

Le travail proposé par N.K. Makashev du Central Aerohydrodynamics Institute de Zhukovsky, près de Moscou en Russie est passionnant [Makashev 1994]. Il propose, sur la base d'un modèle de découpe laser sous gaz d'assistance inerte, de montrer que le film de métal fondu ne peut pas être stable dans la partie haute de la saignée (il n'y a pas d'écoulement stationnaire du métal liquide sur la partie haute de la saignée). A la place, il se crée des gouttes de métal liquide, qui, lorsqu'elle atteignent et dépasse une certaine taille critique, sont évacuées sous l'action devenu prépondérante de l'entraînement du gaz de découpe. Le front de découpe se retrouve alors « nu », et dans une zone d'intensité laser plus basse (étant donné que la couche liquide a disparu). Le processus recommence : le métal est chauffé au-delà de sa température de fusion, une goutte se forme, grossit, etc... C'est un phénomène périodique qui permet de fournir des valeurs de la longueur d'onde des stries et de leur profondeur.

Mais revenons en détail sur la conception de génération des stries. Pour Makashev, l'aspect non-stationnaire du mouvement de la phase de métal liquide est à l'origine de la formation d'ondulation qui donneront naissance aux stries. Cette non-stationnarité provient des actions opposées jouées d'un côté, par les forces de tension de surface qui tendent à maintenir une cohésion au sein de la phase liquide en l'empêchant de se mouvoir et de l'autre, les forces exercées par le gaz sur le liquide (action normale et tangentielle) qui tendent à évacuer le liquide et donc à le déstabiliser.

Si le gradient local de la pression de tension de surface (qui plaque la phase liquide contre la phase solide de l'échantillon) est supérieur au gradient local de pression exercée par le gaz sur le liquide (qui agit dans la direction opposée du gradient de tension de surface), alors, la phase

de métal fondu n'est pas mise en mouvement. Les deux gradients de pression s'écrivent respectivement :

$$\frac{\partial p}{\partial \xi} \approx \frac{p}{2w_0} \frac{\gamma M^2}{1-M^2} \text{ gradient local de pression du gaz} \quad (\text{II-28})$$

$$\frac{\partial p_\sigma}{\partial \xi} = \frac{p_\sigma}{r_0} = \frac{\sigma}{r_0^2} \text{ gradient local de pression de tension de surface} \quad (\text{II-29})$$

Où :

$\xi$  est la direction suivant la normale à l'interface liquide-gaz

$p$  est la pression du gaz à l'entrée de la saignée

$\gamma$  le coefficient d'adiabaticité du gaz

$M$ , le nombre de Mach à l'entrée dans la saignée

$w_0$ , le rayon du faisceau laser supposé constant

$r_0$ , le rayon de courbure local du bord supérieur de la saignée et  $\sigma$ , le coefficient de tension de surface.

Il faut préciser que l'étude de l'écoulement gazeux est traitée de façon complète. Elle prend en compte la présence d'un écoulement supersonique sous-détendu entre la buse et la saignée, la génération d'un choc droit au-dessus de la surface de l'échantillon et la détente subséquente dans la saignée. Ainsi, il est supposé que le nombre de Mach entrant dans la saignée  $M$ , est inférieur à 1 (suite au passage à travers le choc droit).

Le point clé intervient à ce moment là de l'étude, lors du calcul du rayon local de courbure de la partie supérieure du front de découpe,  $r_0$ . L'expression suivante est fournie sur une base qui semble évidente à l'auteur :

$$r_0 = \alpha 2w_0 \quad (\text{II-30})$$

Où  $\alpha$  représente l'angle d'inclinaison du front de découpe obtenu par résolution de l'équation du bilan de puissance. Cet angle étant très faible, nous aboutissons à une valeur locale de rayon de courbure du front de découpe de  $4\mu\text{m}$  !!! Par conséquent, la pression de tension de surface générée est de l'ordre de 5bars et la pression du gaz nécessaire à la mise en mouvement du métal fondu doit être supérieure à 900bars !!!

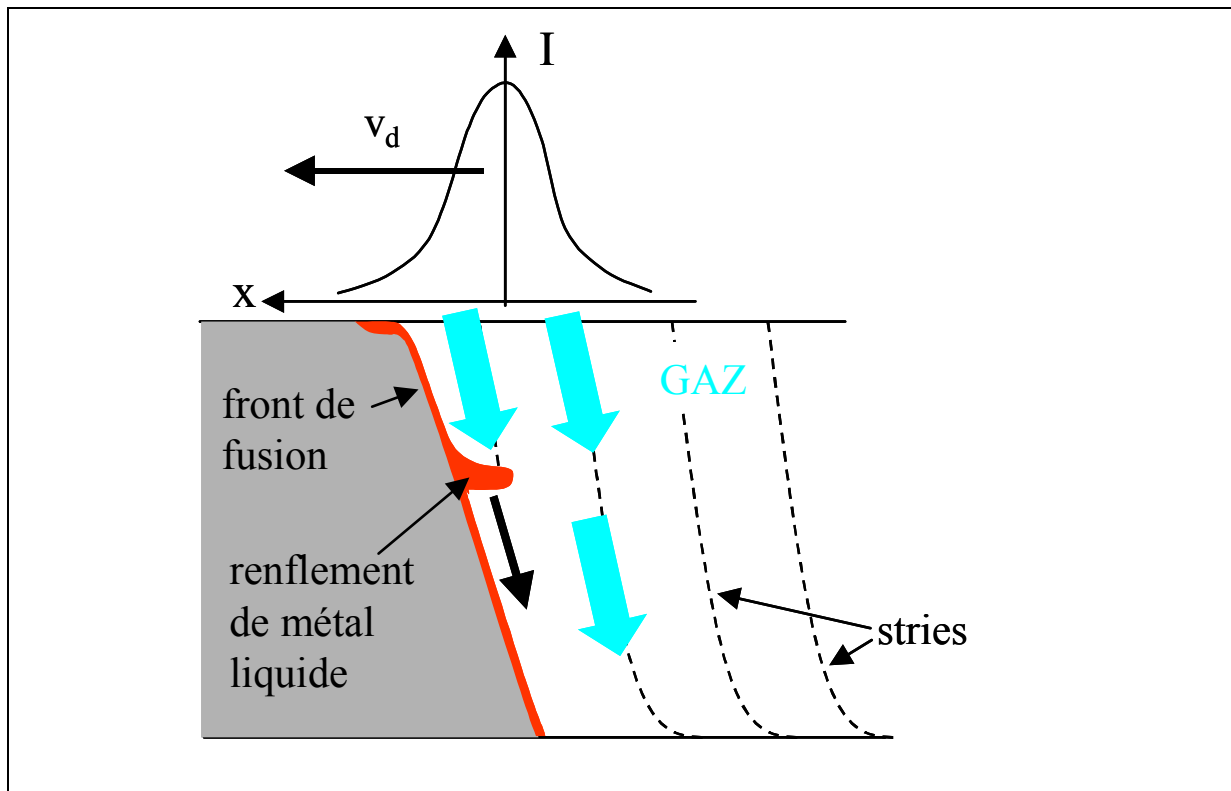


Figure II-55 : La non-stationnarité de la phase liquide de la partie haute du front de découpe est engendrée car les forces d'entraînement exercées par le gaz sont trop faibles pour contrebalancer les forces de tension de surface du liquide. Une accumulation de matière s'opère. La goutte de métal liquide, finalement formée, se propage le long du front de découpe lorsqu'elle atteint la taille critique au-delà de laquelle la pression dynamique devient supérieure à la pression de tension de surface. Celle-ci est alors emportée sous l'action du gaz.

Conclusion, étant donné que cela est impossible, un écoulement stationnaire de la phase de métal liquide sur la partie haute de la saignée ne se produit jamais. A la place est proposé la croissance périodique de gouttelettes de métal. Quand leur taille dépasse la dimension critique imposée par l'égalité entre les forces de tension de surface et les forces d'entraînement du gaz ( $r_{cr}=60\mu\text{m}$  dans les conditions opératoires utilisées) alors celles-ci sont évacuées de la saignée par l'action d'entraînement du gaz d'assistance. L'échelle spatiale de formation des ondulations de la couche liquide suite à l'évacuation de la gouttelette (période des stries) est prise de l'ordre de sa dimension critique. Cela s'explique par le fait que lors de son évacuation, la surface du front se retrouve dans une zone plus éloignée des régions de hautes intensités laser et il faut attendre que le laser se déplace suffisamment pour recouvrir à nouveau le bord supérieur de la saignée et générer une nouvelle goutte de métal. Makashev parvient même à fournir une expression donnant la valeur de la profondeur d'une strie :

$$\Delta_0 \approx \frac{r_c^2}{4w_0} \quad (\text{II-31})$$

Cette rugosité de surface est de l'ordre de  $20\mu\text{m}$ .

L'étude menée se fait sur une base physique importante qui permet d'avoir une appréhension différente du processus de formation des stries. De plus, elle fournit, au final, des résultats correspondants aux vérifications expérimentales en termes de période et de profondeur de strie. Cependant, on peut émettre des réserves quant au calcul du rayon de courbure local de la saignée. Le problème est que l'instabilité de la phase de métal fondue résulte de la valeur de ce rayon de courbure par l'intermédiaire des gradients de pression locaux qui lui sont appliqués (pression de tension de surface et pression de l'écoulement gazeux). Sans une valeur aussi faible, tout ce travail peut être remis en question.

#### **4.3.2. Non-stationnarité hydrodynamique de film de métal liquide : instabilité de Kelvin-Helmholtz**

La dynamique de l'écoulement gazeux au sein de la saignée est très complexe. Nous sommes en présence d'un fluide turbulent présentant un profil de choc donnant naissance à une série d'onde d'expansion/compression. Cet écoulement est en présence d'une phase liquide à très haute température. Nous avons étudié le comportement du jet dans la saignée et avons proposé un modèle simplifié du calcul de sa vitesse moyenne. Nous avons également relié cette vitesse de l'écoulement du gaz dans la saignée à la vitesse d'entraînement du métal fondu par l'intermédiaire de l'égalité des contraintes de cisaillement à l'interface liquide-gaz. L'instabilité créée suite à l'interaction d'un jet de gaz avec un film liquide de faible épaisseur a été étudié en 1966 par Craik [Craik 1966]. Elle porte le nom d'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Lorsque les contraintes de cisaillement générées à l'interface liquide/gaz sont suffisantes pour surmonter les forces de tension de surface du liquide, alors l'instabilité apparaît. En 1997, le travail de Craik fut repris et appliqué au processus de découpe laser par Kai Chen et Lawrence Yao de l'Université Columbia à New York [Chen 1997]. Leur travail s'inscrit en opposition de celui de Makashev. Ils le réfutent en expliquant que la création de gouttelettes de métal dans la partie haute de la saignée n'est pas raisonnable pour la simple et bonne raison que le taux de création de métal fondu y est trop faible et que la couche liquide est, à cet endroit là, laminaire. Pour eux, les choses se passent autrement. Considérons la partie haute de la saignée. Aux faibles vitesses de découpe, le film de métal liquide présente un temps d'exposition relativement long sous le jet de gaz. Par conséquent, il doit y avoir rupture du film, suite à un manque d'apport de matière fondue. Quand la vitesse de découpe augmente, la période temporelle de rupture du film diminue. Il arrive un moment où l'instabilité causant cette rupture nécessite un temps trop important et un film liquide apparaît désormais sur la partie haute de la saignée. Malgré tout, la pellicule de liquide reste instable et soumise fluctuations résultant de l'interaction avec le jet de gaz à grande vitesse.

Craik montre que l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, associée à la propagation de ce qu'il a nommé « ondes lentes » à la surface du liquide se produit toujours, quelle que soit la vitesse du jet de gaz au-dessus de la fine pellicule de liquide. De plus, il a pu observer l'apparition d'ondes lentes pour des épaisseurs de liquide allant jusqu'à  $500\mu\text{m}$ . Nos calculs montrent que l'épaisseur du film liquide présent sur le front avant est de l'ordre de  $10$  à  $20\mu\text{m}$ . Nous sommes donc bien dans la gamme d'épaisseur où l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est susceptible de se développer. Les films de métal fondus générés dans les conditions standards de découpe laser sont par conséquent instables.

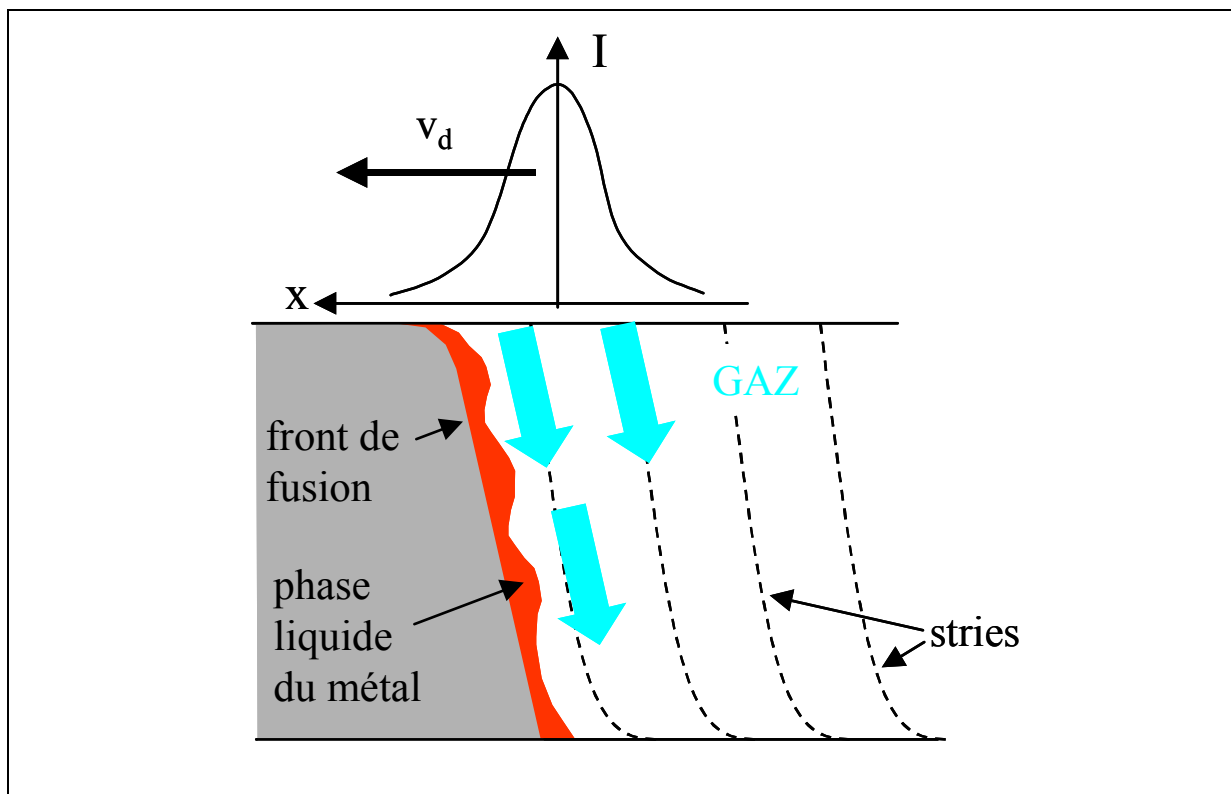


Figure II-56 : L'action de l'écoulement gazeux sur le film liquide d'épaisseur très faible (quelques dizaines de microns) induit une instabilité périodique de type Kelvin-Helmholtz. Cela se traduit par une ondulation de surface de la phase suite à l'action des forces de frottement exercées par le gaz.

L'instabilité se produit quand ces contraintes deviennent supérieures aux forces de tension de surface qui tendent à stabiliser le film liquide. Il est intéressant de noter que plus le film est fin plus l'action de la contrainte tangentielle est dominante (action de frottement). Le calcul de la fréquence des stries à partir de l'expression de la contrainte de cisaillement fournie par Craik est relativement compliqué.

Résumons en notant que l'écriture de l'égalité entre le cisaillement et la tension de surface permet d'obtenir une expression pour le nombre d'onde critique de l'instabilité :

$$k_c = \frac{I\tau_g}{4f\sigma_{TS}} \quad (\text{II-32})$$

Avec  $\tau_g$  et  $f$  respectivement les contraintes de cisaillement et le coefficient de frottement du gaz à l'interface avec le liquide,  $\sigma_{TS}$  est le coefficient de tension de surface dans le liquide.

La fréquence de l'instabilité étant proportionnelle à son nombre d'onde, plus la contrainte de cisaillement du gaz est importante, plus cette fréquence augmente.

$I$  est une intégrale appliquée au champ de vitesse du gaz dans la couche limite supposée turbulente :

$$I = \int_0^{\infty} \left( \frac{v(y)}{v_{gs}} \right)^2 \exp(-k\delta y) d(k\delta y) \quad (\text{II-33})$$

$v(y)$  est la vitesse du gaz dans la couche limite suivant un axe  $y$ , perpendiculaire au front de la découpe. Cette vitesse suit la loi d'évolution en puissance appliquée à la couche limite turbulente.  $\delta$  est l'épaisseur du bain liquide et  $v_{gs}$  la valeur de la vitesse du gaz hors de la couche limite. La valeur de cette intégrale varie peu lorsqu'on modifie de façon considérable la valeur de  $k\delta$ . Aussi Craik [Craik 1966], la prend-il constante dans son calcul. Chen et Yao [Chen 1997] ont choisi de faire de même en lui fournissant une valeur de 0.15.

L'expression (II-32) se note alors simplement :

$$k_c = \frac{\rho_g v_{gs}^2}{4\sigma_{TS}} I \quad (\text{II-34})$$

Où :

$\rho_g$  est la masse volumique du gaz

Le nombre d'onde critique de l'instabilité permet de remonter à la valeur de la longueur d'onde et de la fréquence d'apparition des stries :

$$\lambda_{\text{stries}} = \frac{2\pi}{k_c} = 8\pi \frac{\sigma_{TS}}{\rho_g v_{gs}^2 I} \quad (\text{II-35})$$

$$v_{\text{stries}} = 0.8 \frac{k_c v_{lz}|_{y=\delta}}{2\pi} = 3.18 \times 10^{-2} \frac{\rho_g v_{gs}^2}{\sigma_{TS}} I v_{lz}|_{y=\delta} \quad (\text{II-36})$$

Avec :

$v_{lz}|_{y=\delta}$  la vitesse du liquide à l'interface liquide/gaz

La fréquence de propagation de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, potentiellement responsable, aux yeux de Chen et Yao de l'apparition des stries de découpe, se trouve être, pour une vitesse du jet dans la saignée fixée, simplement dépendante de la vitesse



d'entraînement de l'interface liquide-gaz. Ensuite, il suffit d'ajuster l'intégrale  $I$  pour fournir, comme nous le verrons plus tard des valeurs en accord avec les expériences !

### 4.3.3. Processus de relaxation thermique et instabilité « plateau »

Les explications qui suivent se fondent sur les travaux du Pr. Golubev de l'Académie des Sciences Russes [Golubev 1994], eux-mêmes influencés par les travaux antérieurs du professeur Kovalenko [Kovalenko 1987].

Le point de départ de la réflexion considère que le processus de découpe laser peut être représenté thermiquement par le déplacement d'une source de chaleur à faible vitesse. Le champ de température induit est proche de celui obtenu pour une source fixe. Ainsi, lorsque le laser se déplace, il empiète continuellement d'une longueur  $\Delta$  sur la surface supérieure de l'échantillon en la chauffant :

$$\Delta = \left[ \frac{2v_d \kappa_s}{(\partial I / \partial x)^2} \right]^{1/3} \quad (\text{II-37})$$

Avec :

$v_d$  la vitesse de découpe

$\kappa_s$  la diffusivité thermique dans le solide

$I$  la répartition d'intensité laser

$x$  la direction de déplacement du laser

$(\partial I / \partial x)$  la variation de flux laser suivant la direction de déplacement

La dimension de la région  $\Delta$  est une fonction croissante la vitesse de découpe. Elle diminue lorsque le gradient d'intensité laser augmente.

Cet empiètement  $\Delta$ , provoque sur la partie haute de la saignée de découpe (qui est inclinée) un léger déficit du flux laser absorbé relativement à la surface supérieure (non inclinée) qui lui est directement adjacente. Sous certaines conditions, la région  $\Delta$  peut donc être surchauffée par rapport au front incliné de la saignée, la température pouvant localement dépasser la température de vaporisation du matériau. Une forte pression de recul est alors générée (supérieure à 1bar), rendant le processus de fusion instable : le liquide en surface est éjecté sous l'action de la pression de recul (sous forme de gouttelettes). Les gouttelettes sont ensuite évacuées de la saignée par le gaz d'assistance. Leur diamètre est déterminé par la relation existant entre la pression dynamique du gaz et la tension de surface du liquide éjecté. Des études expérimentales de gouttelettes resolidifiées ont montré une bonne corrélation entre leur diamètre et la pression du gaz d'assistance.

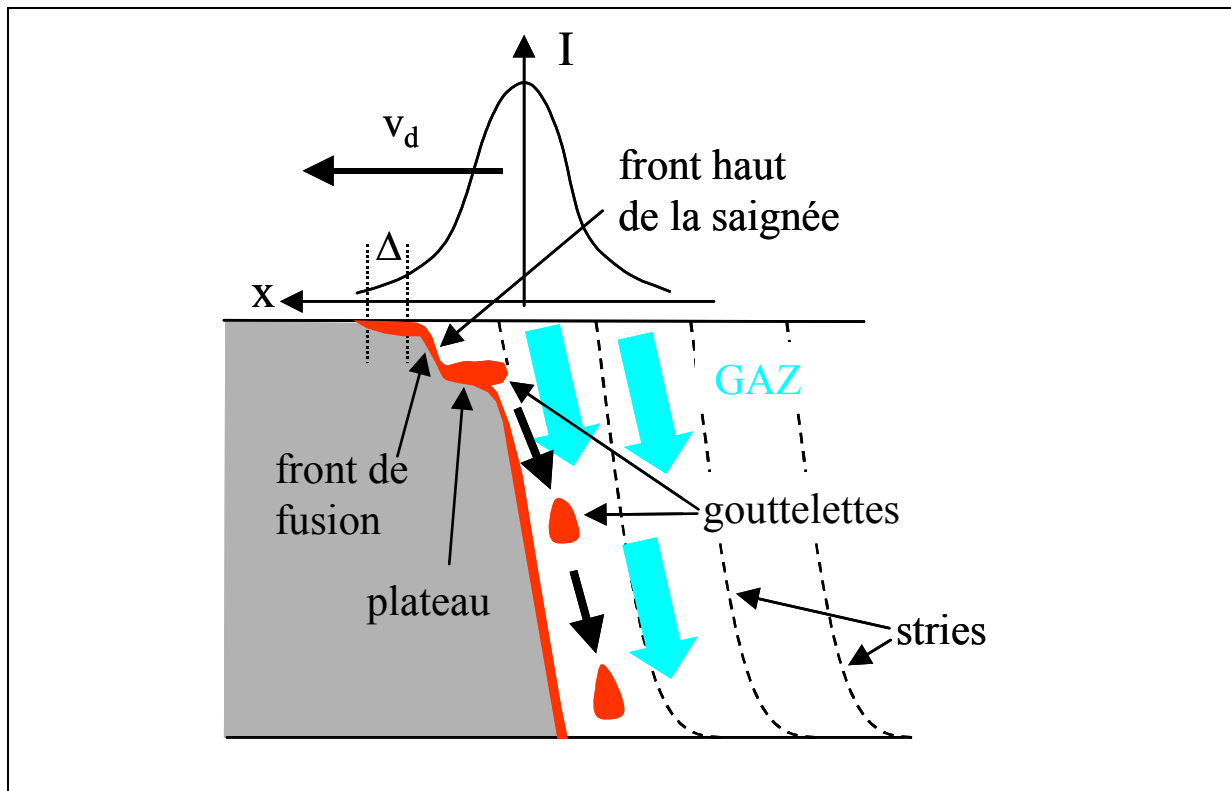


Figure II-57 : Instabilité plateau générée suite à un différentiel d'intensité laser entre la région  $\Delta$  et le haut du front de découpe. La température y dépasse la température de vaporisation du matériau et la pression de recul éjecte le métal liquide sous forme de gouttelettes. Le plateau à nu est ensuite soumis à de très fortes intensités et se propage vers le bas sur front de découpe suite à la génération de très importantes pressions de recul (10 à 100bars).

Lorsque la première gouttelette a été évacuée du haut de la saignée, la partie haute du front de découpe se retrouve à nu dans une zone d'intensité laser élevée. Elle subit alors un processus rappelant le procédé de perçage laser. Un plateau est généré, qui va se déplacer vers le bas du front de découpe sous l'action de la pression de recul. Golubev précise que d'après ses calculs, l'action dynamique du gaz de découpe n'est pas suffisante pour évacuer la pellicule liquide très fine qui reste présente sur le plateau. Selon lui, la température de surface du plateau dépasse alors allègrement la température de vaporisation du matériau, générant des pressions de recul comprises entre 10 et 100 bars dans les conditions d'irradiations laser standards (1 à 10 MW/cm<sup>2</sup>). La vitesse de déplacement des plateaux,  $v_{plat}$ , le long du front est de l'ordre de 1 à 10m/s. Le processus d'évacuation périodique du liquide, sous forme de gouttelettes emportées par le gaz, est subséquent à l'intense vaporisation des plateaux. Les flux de chaleur transverses à l'axe de déplacement de l'échantillon et inhérents à la propagation des plateaux le long du front avant de découpe sont à l'origine de la formation des stries, visible sur les flancs de la saignée. La rugosité de surface, différence entre la profondeur d'une rainure et la hauteur de la crête adjacente (rainure+crête=strie), décroît avec

la vitesse de découpe, car la fréquence de répétition de l'instabilité plateau est une fonction croissante de cette vitesse.

Golubev montre que ce phénomène de surchauffe locale sur une distance  $\Delta$ , ne se produit que pour une vitesse de déplacement inférieure à une certaine vitesse critique donnée par l'expression suivante (rapportée au nombre de Péclet) :  $Pe = (v_d r_0)/\kappa_s < Pe_{cr}$

$$Pe_{cr} \approx 2 \sqrt{\ln \left( \frac{A_0 P_0}{\pi r_0} \cdot \frac{w_0}{3 \Delta H_v \times \kappa_s} \right)} \cong 2 \dots 3 \quad (\text{II-38})$$

Où :

$A_0$  est l'absorptivité en incidence normale

$P_0$  est la puissance laser incidente

$w_0$  le rayon de la tâche focale en surface d'échantillon

$\Delta H_v$ , l'enthalpie de vaporisation.

Cette expression fournit une valeur du nombre de Péclet critique de 2 à 3.

Dans le cas où la vitesse de déplacement dépasserait la vitesse critique (liée au nombre de Péclet critique), la température du bain de fusion ne subit plus de discontinuité et le champ de température est alors simplement solution de l'équation de propagation de la chaleur avec source en déplacement. L'instabilité plateau n'est plus générée.

Golubev est amené à déterminer la fréquence d'émergence des stries en fonction de la vitesse de déplacement et du rayon de la tâche focale :

$$v_{\text{stries}} = \frac{2}{3} \frac{v_d}{w_0} \quad (\text{II-39})$$

Connaissant la fréquence d'apparition des stries (nombre de stries générées par seconde), nous en déduisons la valeur de leur longueur d'onde (distance moyenne entre deux stries) par le rapport suivant :

$$\lambda_{\text{stries}} = \frac{v_d}{v_{\text{stries}}} = \frac{3}{2} w_0 \quad (\text{II-40})$$

Ainsi la longueur d'onde des stries est-elle indépendante de la vitesse de déplacement dans le cadre de la modélisation de Golubev ! Nous verrons par la suite que ce résultat est proche de nos résultats expérimentaux.

#### 4.3.4. Confrontation avec les données expérimentales

##### 4.3.4.a. Premiers résultats

Nous allons, dans un premier temps comparés les résultats fournis par les modèles proposés par Chen [Chen 1997] et Golubev [Golubev 1994] avec des résultats expérimentaux que nous avons menés au CLFA sur de l'acier standard XC 48 d'épaisseur 2mm.

Dans l'étude de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz proposée par Chen et Yao, la fréquence d'ondulation de la surface du film liquide est proportionnelle au carré de la vitesse du gaz dans la saignée mais également à la vitesse de déplacement de l'interface liquide-gaz. Nous avons utilisé notre programme de simulation, dans les conditions opératoires utilisées lors des expériences. Nous avons, pour les conditions de pression fixées, obtenu la valeur de la vitesse moyenne de l'écoulement gazeux dans la saignée. Les valeurs des vitesses d'entraînement de l'interface calculées, ont ensuite été insérées dans l'expression (II-36). Nous avons finalement utiliser des valeurs de l'intégrale  $I$  comprises entre 0.01 et 0.03 (valeurs bien inférieures à celle utilisée par Yao qui est de 0.15 !!).

En ce qui concerne les travaux de Golubev, il nous a suffi d'obtenir la valeur de rayon du faisceau laser à la surface de l'échantillon et de l'insérer dans les équations (II-39) et (II-40).

Expérimentalement, nous constatons une croissance de la fréquence des stries en fonction de la vitesse de déplacement du laser (Figure II-58 et Figure II-59). Les résultats associés à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz suivant la loi d'évolution de la vitesse de déplacement de l'interface liquide-gaz. Celle-ci après une croissance jusqu'à une vitesse de l'ordre de 70mm/s atteint un plateau. Par contre, dans l'hypothèse proposée par Golubev, nous constatons que la simulation s'accorde très bien avec les mesures. En ce qui concerne la longueur d'onde des stries, elle est constante pour Golubev, mais la valeur obtenue de 179 $\mu$ m est en bon accord avec la valeur moyennée sur les points expérimentaux qui est de 189 $\mu$ m.

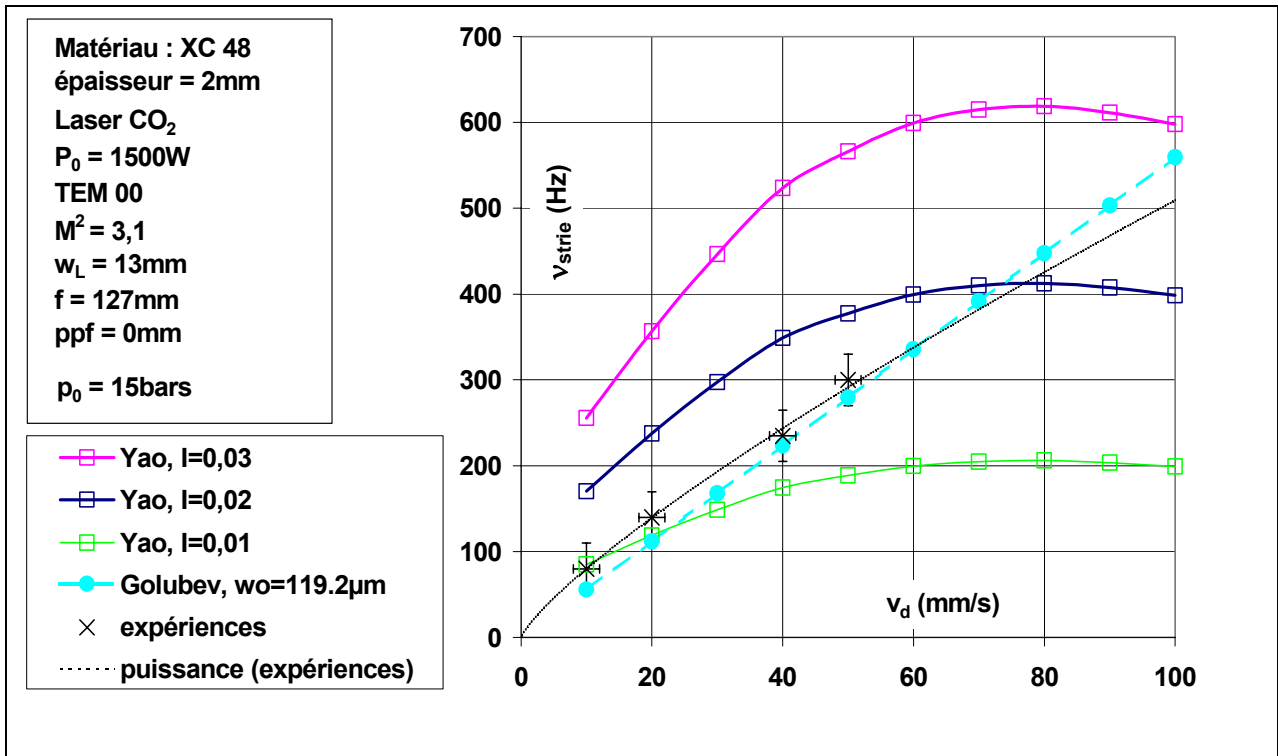


Figure II-58 : Evolution de la fréquence de formation des stries de découpe en fonction de la vitesse de déplacement.

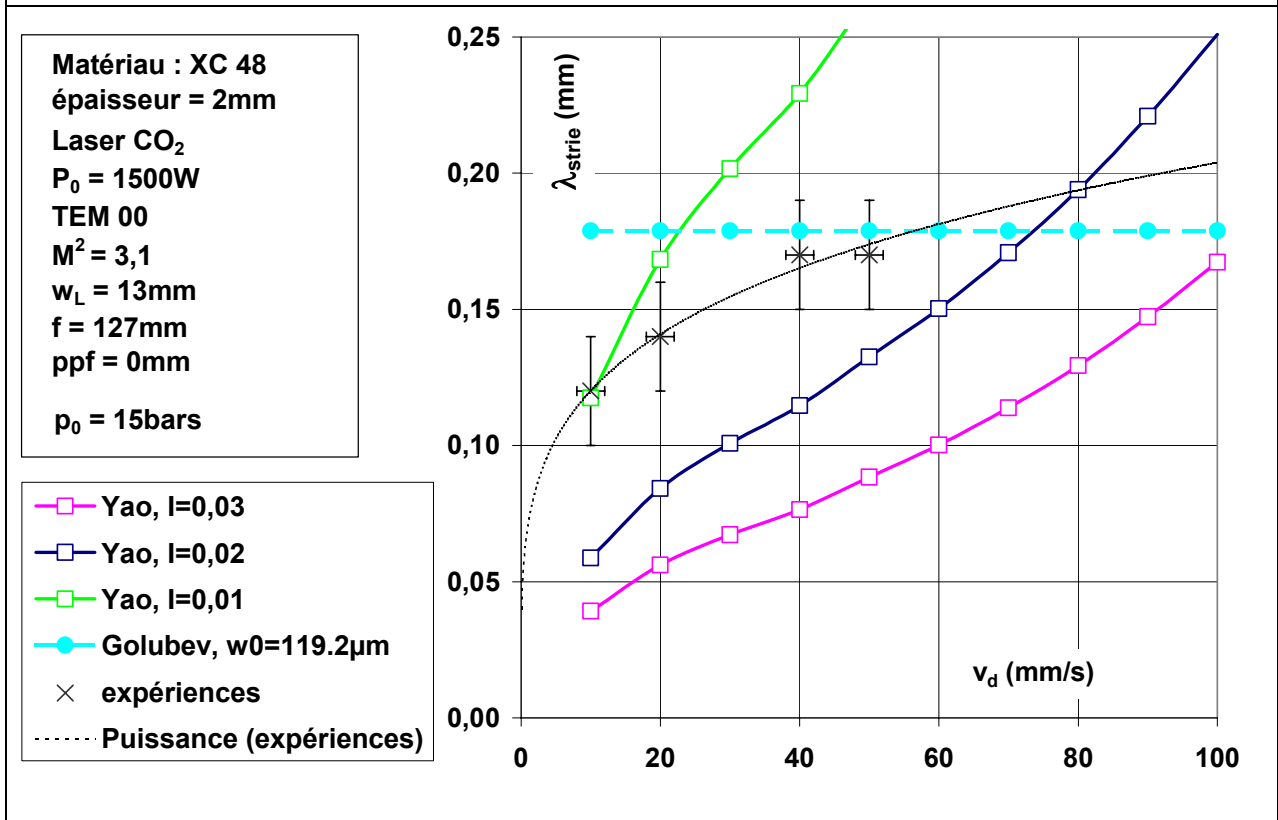
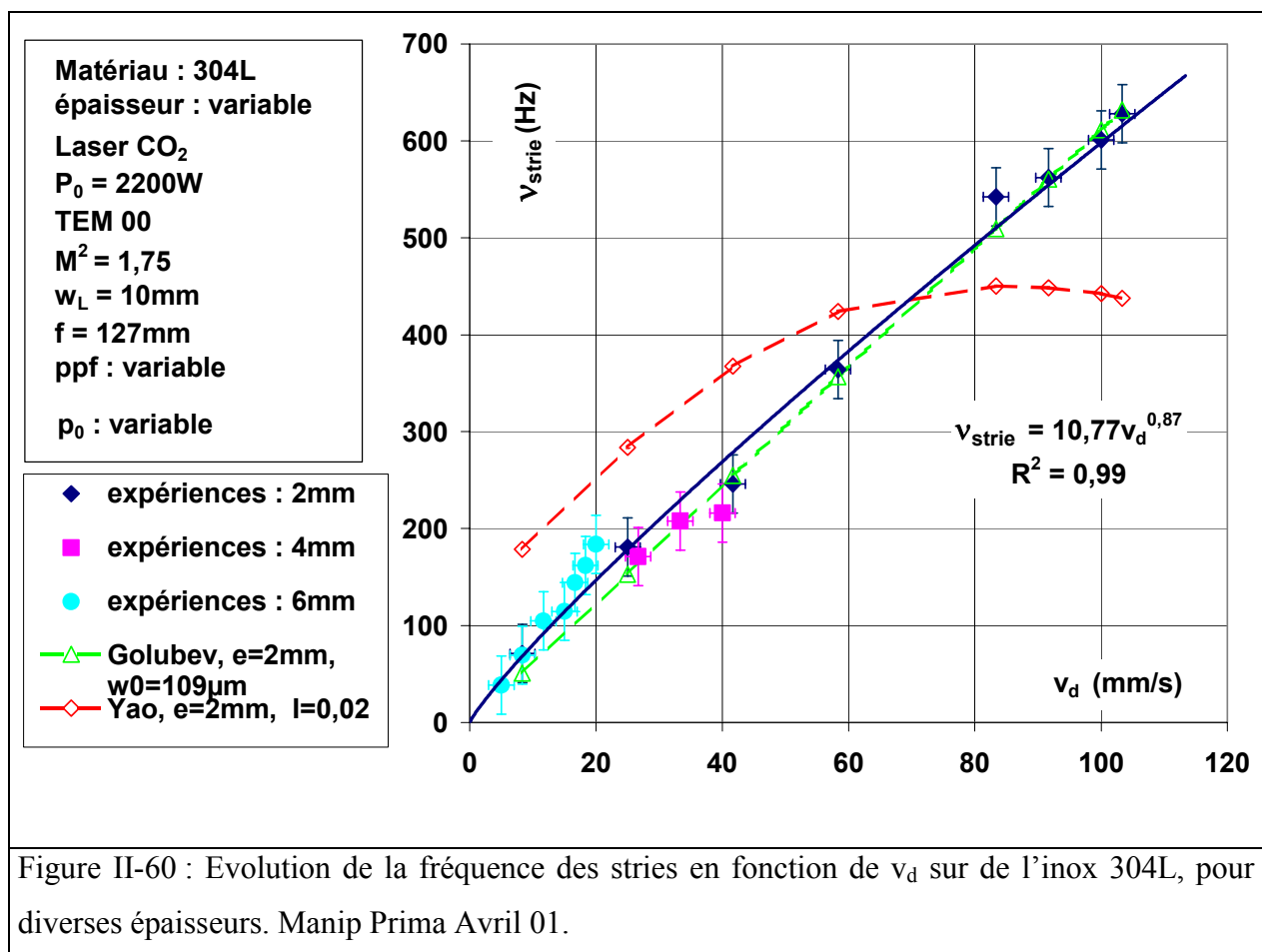


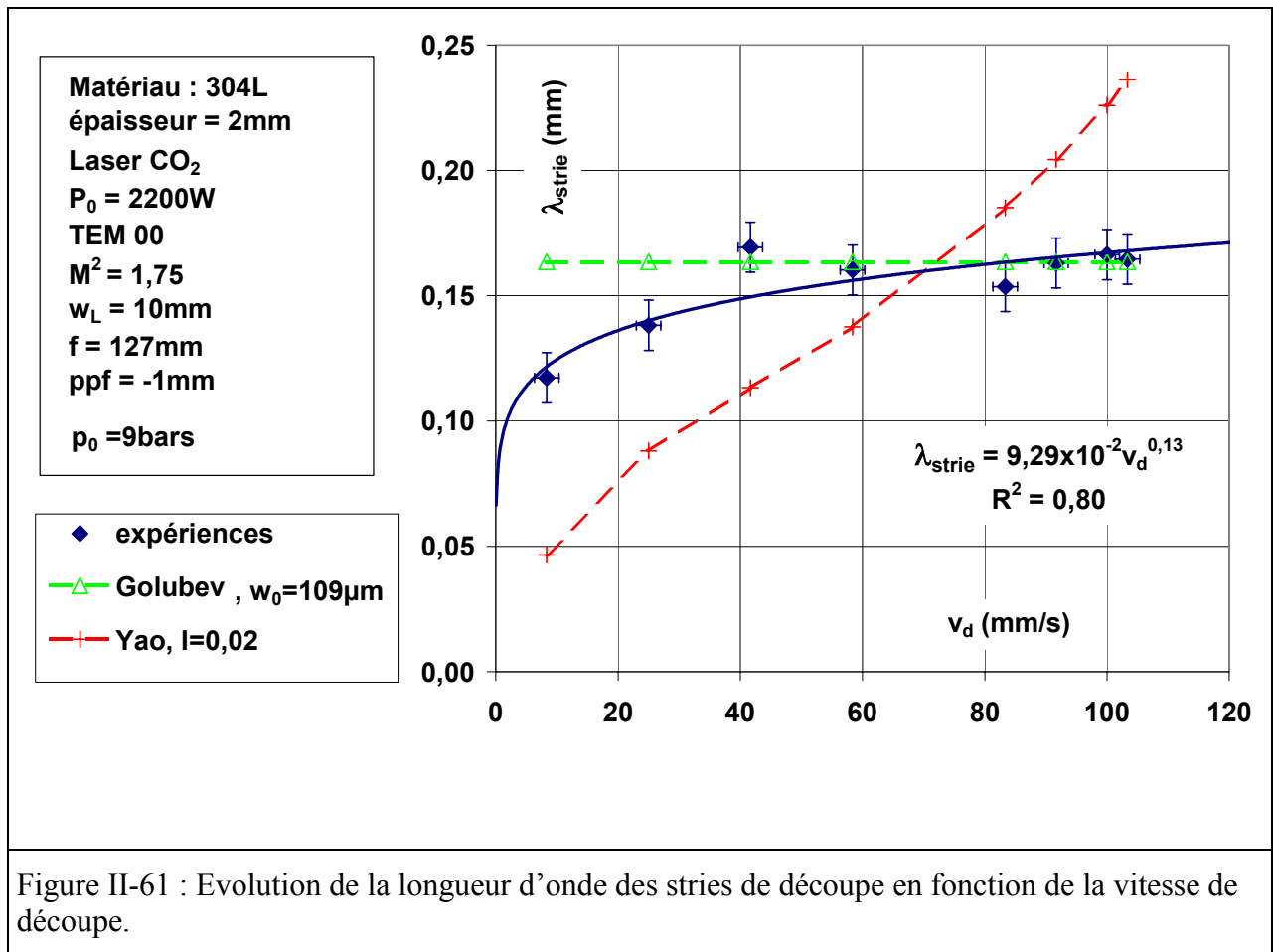
Figure II-59 : Nous constatons une augmentation de la longueur d'onde des stries en fonction de la vitesse de déplacement.

4.3.4.b. *Seconds résultats*

A partir des expériences menées chez Prima Industrie en avril 2001, il nous a été possible d'extraire des données relatives à la fréquence et à la longueur d'onde des stries en fonction de la vitesse de découpe et de l'épaisseur du matériau. Relativement à l'étude du phénomène de stries observé quelque soit les conditions de découpe, l'étude a porté sur les échantillons d'acier inox 304L, d'épaisseurs 2, 4 et 6mm.

Les résultats sont présentés sur la Figure II-60. Nous constatons que la fréquence de formation des stries est indépendante de l'épaisseur découpée. Cela tend à corroborer fortement l'hypothèse d'une surchauffe locale en amont de la découpe, avec un entraînement périodique de la matière en fusion [Golubev 1994], [Makashev 1994]. Par ailleurs, la dépendance quasi-linéaire de cette fréquence de formation en fonction de la vitesse de déplacement indique que la longueur d'onde associée est une quasiment constante (Figure II-61). En supposant une dépendance en puissance du type :  $\nu_{\text{strie}} = \alpha v_d^{0.9}$ , nous obtenons,  $\lambda_{\text{strie}} = \alpha^{-1} v_d^{0.1}$ .





#### 4.3.5. Visualisation *in situ*

Courant du mois de juillet 2001, nous avons mis en place une expérience de visualisation *in situ* du front de découpe. J'ai mené cette étude avec Frédéric Rédarès, un stagiaire en maîtrise de physique. La difficulté principale fut la mise en place du système optique de visualisation. En effet, il faut savoir que le séléniure de zinc utilisé pour les optiques CO<sub>2</sub> présente un indice de réfraction qui chute fortement dans le visible. Ainsi, il est quasiment impossible de traiter un signal dans le visible après qu'il est traversé, ne serait-ce qu'une lame semi-réfléchissante en ZnSe. Une aberration chromatique très importante pollue le signal et malgré l'utilisation de filtres interférentiels de bande passante très faible (3nm), nous ne sommes pas parvenus à obtenir une image nette. Après de multiples essais (utilisation de lame semi-transparente ou de miroir percé), nous avons finalement choisi de faire de la visualisation hors axe. Le schéma du principe expérimental est présenté ci-dessous. Le but est d'éclairer fortement la zone d'interaction, à l'aide d'une lampe halogène très puissante et focalisée, et de récupérer la lumière réfléchi sur un miroir désaxé. Cette lumière traverse cependant le hublot protecteur présent dans la tête de découpe.

La lumière en provenance de la zone d'interaction, via la buse, et réfléchi sur le miroir hors axe est envoyée à travers un système confocal qui multipliera l'image reçue par un facteur d'environ 3. Nous avons également utilisé un filtre interférentiel centré à 600nm (dans le jaune), avec une bande passante de 3nm. Le signal final est récupéré sur un capteur CCD de fréquence d'acquisition limité à 25Hz.



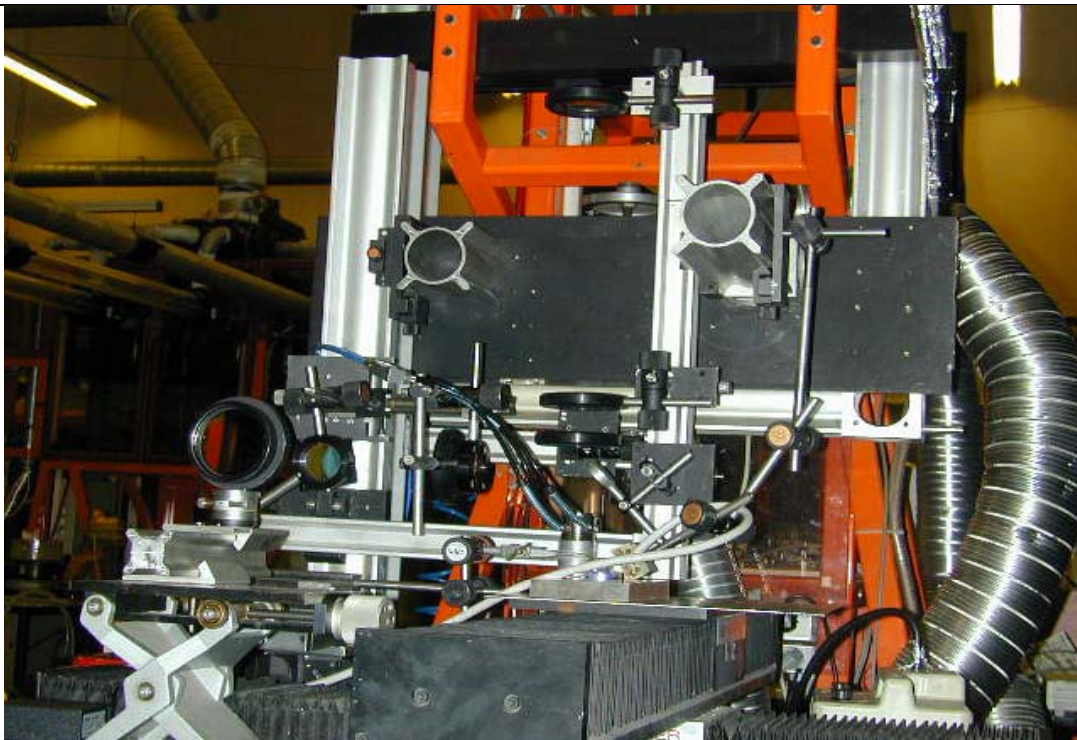
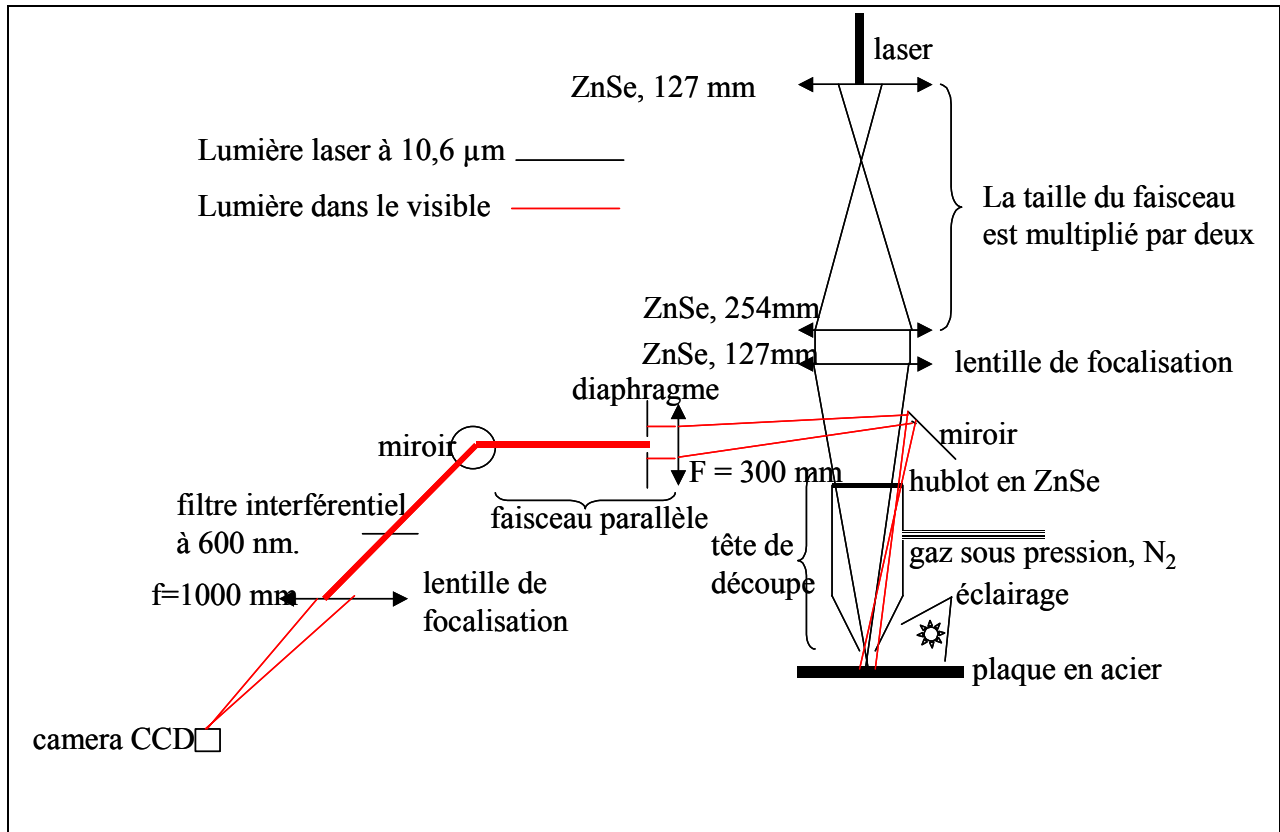


Figure II-62 : Principe de montage de l'expérience de visualisation *in situ* du front de découpe.

Malgré une étude minutieuse des images des images recueillies, nous n'observons aucune oscillation du front avant de la saignée (Tableau II-12).

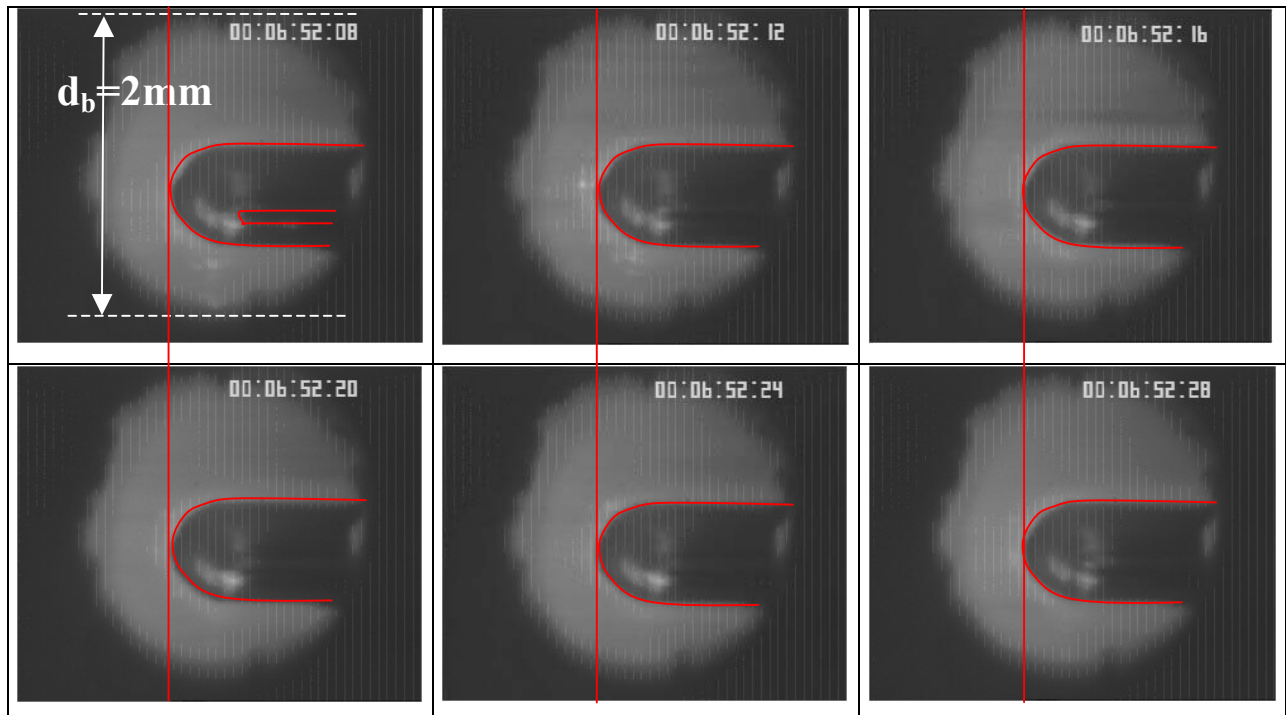


Tableau II-12 : Visualisation du front avant de la saignée de découpe durant le processus. Fréquence d'acquisition de la caméra CCD : 25Hz (1 image tous les 0.04s).

Conditions opératoires : Acier standard XC48, épaisseur 2mm, laser CO<sub>2</sub>,  $P_0=1400W$ ,  $M^2=2.17$ ,  $w_L=13mm$ ,  $f=127mm$ ,  $v_d=20mm/s$ ,  $p_0=12bars$ ,  $ppf=0mm$ ,  $d_b=2mm$ ,  $h=1.5mm$ (distance buse-échantillon)

En septembre 2001, nous avons eu l'occasion d'utiliser une camera CCD rapide prêtée par le CEA permettant d'atteindre une cadence d'acquisition de 2000Hz. Nous présentons ci-dessous une séquence de six images obtenue à 250Hz (Tableau II-13). Là encore nous ne parvenons pas à mettre en évidence une oscillation quelconque du front avant de la saignée. Cependant, nous pouvons observer la croissance et la décroissance d'une déformation sur le côté inférieur du front avant (cerclé en rouge). Nous distinguons également les fronts de fusion (en bleu) et d'absorption (limité par les deux courbes jaunes). La courbe jaune intérieure correspond au fond de la saignée et délimite la zone inférieure d'évacuation du métal en fusion. La courbe jaune intérieure n'est pas centrée relativement à la courbe jaune extérieure car les images ont été obtenues hors de l'axe de propagation du laser. Elles présentent par conséquent un angle d'inclinaison par rapport à l'axe normal à la surface de l'échantillon.

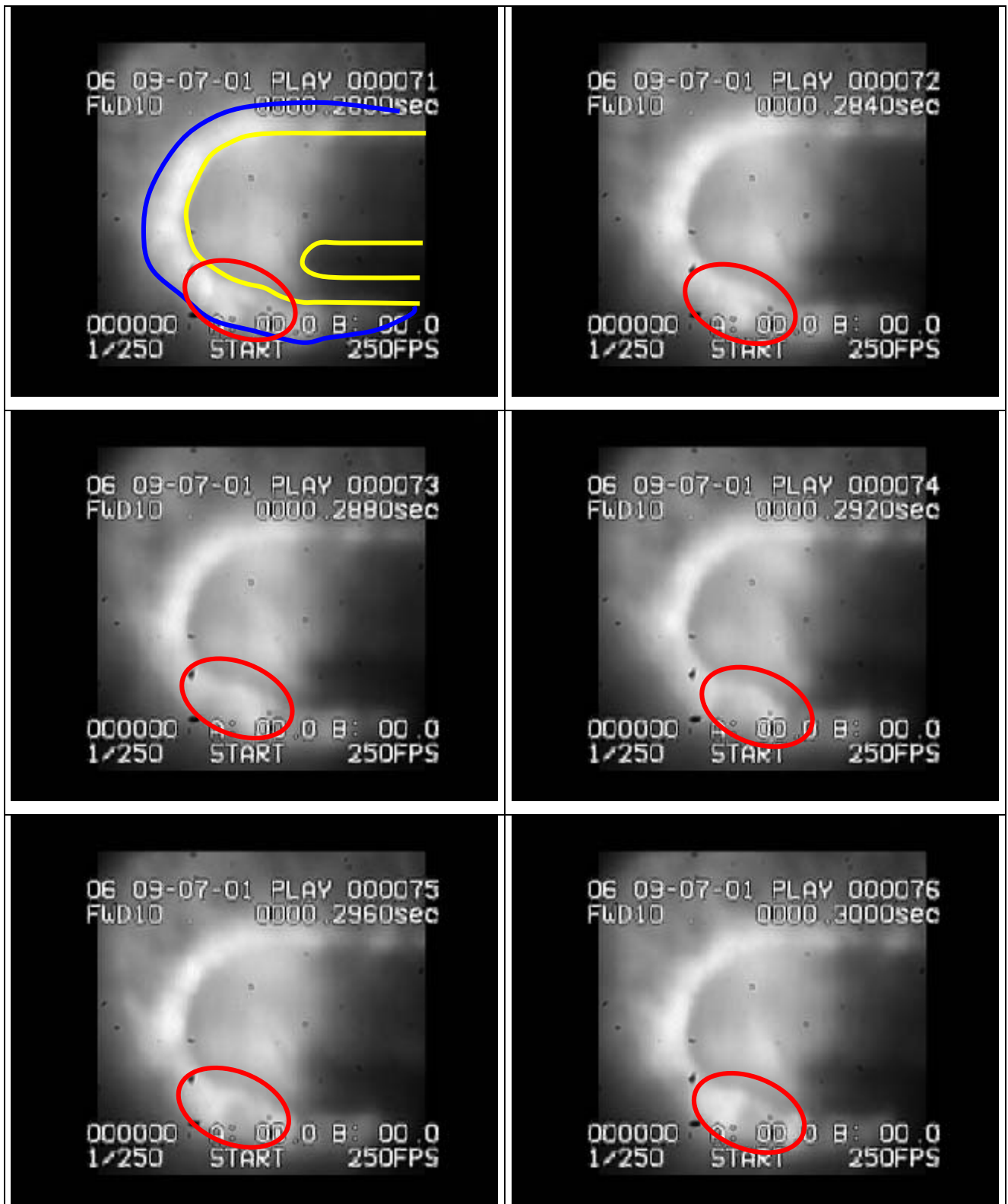


Tableau II-13 : Conditions opératoires : Acier standard XC48, épaisseur 2mm, laser CO<sub>2</sub>,  $P_0=1400\text{W}$ ,  $M^2=2.17$ ,  $w_L=13\text{mm}$ ,  $f=127\text{mm}$ ,  $v_d=10\text{mm/s}$ ,  $p_0=10\text{bars}$ ,  $ppf=-1\text{mm}$ ,  $d_b=1\text{mm}$ ,  $h=1.5\text{mm}$ .

Nous constatons que sur le haut de la saignée, la luminosité est faible du fait de la forte inclinaison locale du front. Le bas de la saignée est plus lumineux, car la surface réfléchissante effective est plus importante.

Nous avons ensuite traité ces images. Tout d'abord en imposant un seuil d'intensité identique sur chacune d'entre elles et en en prenant le négatif. Le Tableau II-14 présente une séquence de 20 images séparées temporellement par  $1/250^{\text{ème}}$  de seconde. La luminosité maximum est représentée en noir. Nous distinguons clairement le bain de fusion présent en surface de l'échantillon (couronne noire), ensuite le haut de la saignée en blanc ainsi qu'une tâche lumineuse noire dont la dimension varie au cours du temps. Cette tâche traduit la forte luminosité du bas de la saignée. Sur les dix premières images de la séquence, nous observons effectivement le rétrécissement progressif (baisse de luminosité) d'une partie du bain de fusion en surface. Cependant cela ne se reproduit pas par la suite. Chose intéressante, la luminosité du bas de la saignée semble, quant à elle, osciller en passant par 5 maxima (flèches vertes). En comptant 5 maxima sur un temps total de 280ms, nous obtenons une fréquence de 18Hz environ. C'est un peu en deçà des valeurs mesurées pour la fréquence des stries dans ces conditions opératoires, de l'ordre de 50Hz.

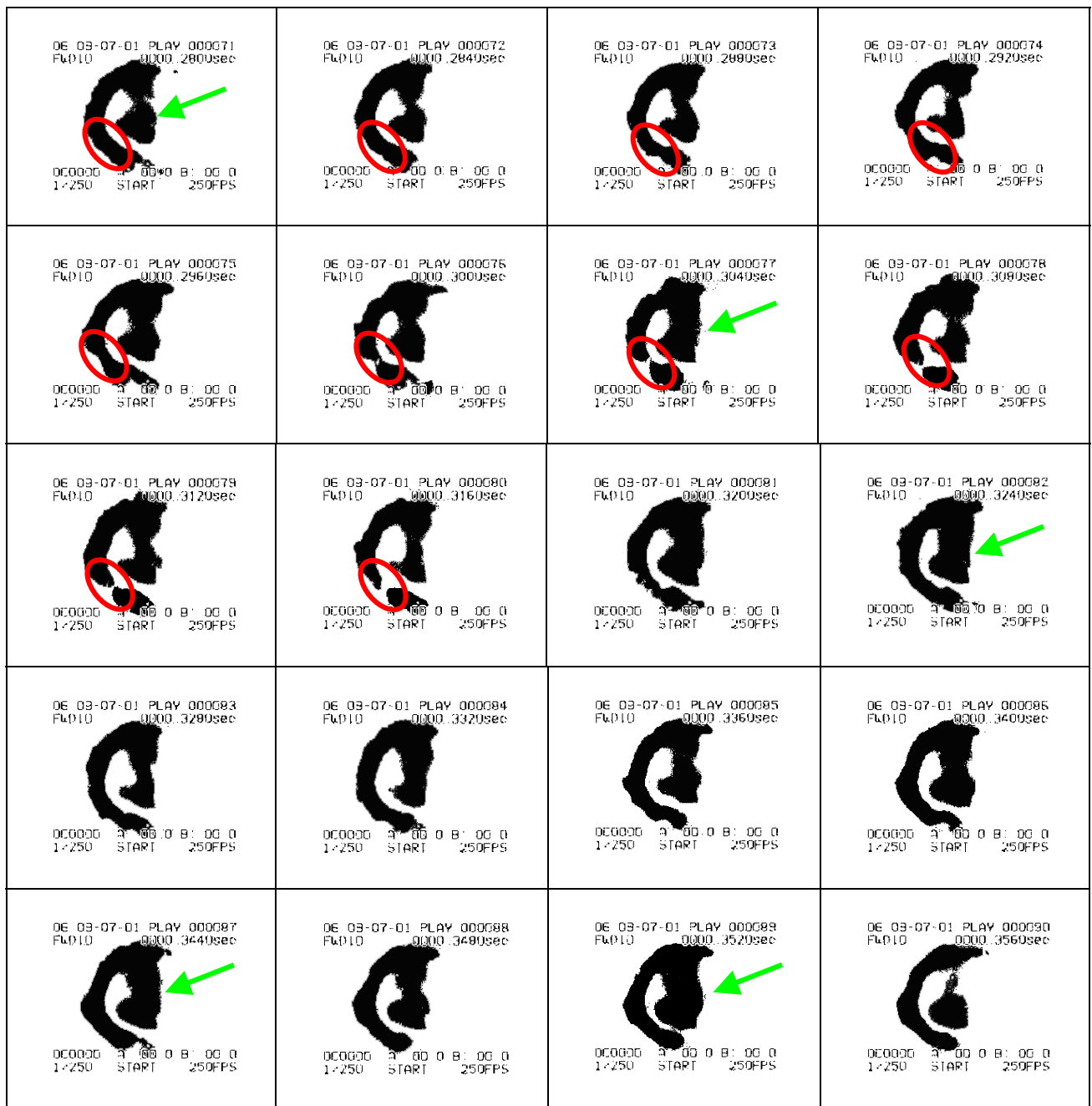


Tableau II-14 : Conditions opératoires : Acier standard XC48, épaisseur 2mm, laser CO<sub>2</sub>,  $P_0=1400W$ ,  $M^2=2.17$ ,  $w_L=13mm$ ,  $f=127mm$ ,  $v_d=10mm/s$ ,  $p_0=10bars$ ,  $ppf=-1mm$ ,  $d_b=1mm$ ,  $h=1.5mm$ . Cadence de la séquence, 1 image tout les 1/250<sup>ème</sup> de seconde. Progression de gauche à droite, puis de haut en bas

#### 4.3.6. Conclusion

Il est plus que délicat de conclure à la vue des images que nous avons obtenues. Cependant, il semble que la couche de métal liquide en surface de l'échantillon ait une dimension non nulle, contrairement à ce que pense Chen et Yao. Si ce liquide est ensuite expulsé sous forme de

gouttelettes, soit par l'action du gaz, soit par l'action de la pression de recul (Golubev), nous devrions probablement observer des flashes lumineux témoins de l'interaction entre le laser et les gouttes de métal présentes dans la saignée. Or, nous ne l'avons pas vu. Il reste l'hypothèse selon laquelle, le liquide qui s'accumule en surface est soudain emporté lorsque les forces de tension de surface ne peuvent plus résister aux forces de frottement exercées par le gaz (Makashev). Il se crée une vague descendante le long du front de la saignée. Les fluctuations de luminosité que nous avons notées le long de la saignée sont peut-être la signature de ce phénomène.

Des expériences complémentaires doivent être menées afin d'optimiser la qualité des images et de faire une étude systématique des fluctuations de luminosité pour différentes vitesses de découpe. Un autre moyen intéressant et qui permettrait de s'absoudre du problème de la visualisation à travers des optiques en ZnSe est de mener les expériences à l'aide du laser Nd Yag dont la longueur d'onde d'émission est à  $1.054\mu\text{m}$ . Les optiques utilisées sont les mêmes (quasiment) que dans le visible et il est possible, très simplement, de faire de la visualisation dans l'axe.

#### *4.4. Perspectives de travail*

Nous avons explicité dans les trois paragraphes précédents, les diverses pistes de recherche que nous avons abordées avec plus ou moins de recul et d'objectivité, parallèlement au travail principal de la modélisation bidimensionnelle du front de découpe. Le fait est que d'être baigné durant plus de trois années dans une atmosphère de travail fondée sur des idées considérées comme acquises (stationnarité du front de découpe, conception de l'écoulement gazeux dans la saignée, conception sur les différents termes puissance intervenant dans le procédé...) rend l'autocritique de plus en plus difficile à mener alors que le temps passe. C'est pourquoi, il est profitable de travailler régulièrement avec des stagiaires (Sylvain Martin, Frédéric Rédarès, Marie-Laure Dumas, Patrick Minel), ceux-ci amenant un regard novateur et souvent lucide sur différents points que nous considérons comme élucidés.

Bien évidemment un travail de thèse ne vise pas à acquérir toute la connaissance accumulée par les sciences jusqu'à nos jours, seulement il est important, dans le cadre de la modélisation d'un phénomène complexe, telle que la découpe de métaux par laser, d'avoir une vision d'ensemble des processus mis en jeu afin d'opérer les hypothèses nécessaires et de rejeter les assertions fausses.

#### 4.4.1. Perspectives d'ordre théorique

L'élargissement de notre travail au cas de la géométrie tridimensionnelle de la saignée de découpe, l'approche de la prise en compte des effets d'un gaz réactif sur le procédé, ou encore la réflexion portée sur la notion de non-stationnarité du front avant de la saignée nous ont permis d'aborder une réflexion plus générale de notre préoccupation quotidienne.

Aujourd'hui, dans les perspectives de travail, il s'agit donc de prolonger les études que nous avons entamées et dont nous avons discutées dans ce chapitre. Cela n'empêche pas, loin s'en faut, de pousser plus avant de nombreux points spécifiques du modèle de base que nous avons mis en place : le calcul de l'absorptivité dans les conditions réelles de découpe, la modélisation complète de la thermique dans la phase solide du métal, la propagation du jet de gaz dans la saignée, son interaction avec la phase de métal fondu...

Nous devons également mentionner le fait que la conception fondamentale d'un front de découpe stationnaire n'est probablement qu'une approximation de la dynamique réelle du front de découpe. Il s'agirait alors de repenser fondamentalement la conception du modèle que nous avons proposé en vue de traiter le cas général d'une approche non-stationnaire.

#### 4.4.2. Perspectives d'ordre expérimental

Dans le travail que nous avons proposé, une grande partie a été dédiée à la modélisation physique du phénomène. Comme nous venons de le voir, il semble, finalement, que nous ayons soulevé plus d'interrogations qu'apporté de réponses. Cela étant dit, nous avons du faire des choix et cela a été au détriment des expériences de validation. Un travail ultérieur devrait généraliser les expériences de découpe (plusieurs matériaux, des conditions de découpe multiples, tester des gaz d'assistance différents...) afin d'obtenir une base de données conséquente permettant la comparaison efficace et effective du modèle. De plus, je me suis rendu compte, que la seule théorie était parfois stérile et qu'une simple expérience peut parfois relancer le débat sur un point du modèle. C'est en expérimentant qu'on met régulièrement « le doigt » sur le point sensible. Dure réalité qui replace promptement les choses dans leurs contextes.

Il s'agirait également de mener des expériences plus longues et mieux instrumentées sur la visualisation du front de la saignée durant la découpe. Changer de longueur d'onde, utiliser des pyromètres, des photodiodes, ne pas se limiter à une étude superficielle d'images obtenues. Travail de longue haleine que je ne pourrais que mentionner en cette fin de rapport. Quoi qu'il en soit, bien que la tâche soit encore longue et ardue, il m'apparaît tout de même

que le chemin parcouru fut profitable et que la compréhension du procédé de découpe laser, bien qu'incomplète a cependant progressé.

Des expériences complémentaires doivent être menées afin d'optimiser la qualité des images et de faire une étude systématique des fluctuations de luminosité pour différentes vitesses de découpe. Un autre moyen intéressant et qui permettrait de s'absoudre du problème de la visualisation à travers des optiques en ZnSe est de mener les expériences à l'aide du laser Nd Yag dont la longueur d'onde d'émission est à  $1.054\mu\text{m}$ . Les optiques utilisées sont les mêmes (quasiment) que dans le visible et il est possible, très simplement, de faire de la visualisation dans l'axe.



## CONCLUSION GENERALE

Avant de récapituler les points importants qui ont jalonné ce rapport, je tiens à revenir quelque peu sur l'origine et le déroulement du projet général. Rappelons que cette modélisation du procédé de découpe de métaux par laser émanait d'un besoin industriel ressenti par le fabricant italien de machine de découpe, Prima Industrie. Sur la base d'un projet européen (EUREKA Publics), il incombait aux différents partenaires de créer un machine de découpe laser entièrement automatisée par l'association et la réunion de leurs connaissances et de leurs savoir-faire. La machine devant fonctionner à l'aide d'un logiciel de calcul prédictif, il nous revenait de mettre en place la physique du phénomène et de l'implémenter sous forme logicielle.

Si un enthousiasme certain pour le projet a été sensible au début, surtout après une fameuse réunion de tous les partenaires au CLFA en janvier 2000, celui-ci s'est rapidement essoufflé au cours des mois et des années qui suivirent. L'engouement des différents partenaires s'émoissant pour des raisons internes à chacun, le projet EUREKA s'est arrêté l'an dernier, au terme de 5 années, sur un « quasi échec ». A l'heure actuelle, il n'est plus prévu d'automatiser une future machine de découpe.

Revenons à présent sur les points importants abordés au cours de cette thèse. Dans la perspective d'un travail probablement plus académique que dans sa définition initiale, nous avons modélisé, sur une base physique importante, le procédé de découpe de métaux par laser. J'insiste sur la notion de prépondérance, dans notre recherche, de l'approche physique sur l'approche mathématique. Privilégier le questionnement et la compréhension des phénomènes régissant un processus complexe tel que la découpe laser est une approche que j'ai fortement développée grâce aux nombreuses discussions et interactions partagées avec mon directeur de thèse, Rémy Fabbro.

Sur cette base conceptuelle, nous avons tenté de disséquer l'ensemble des processus élémentaires agissant lors de la découpe. C'est la mission qu'est assignée à la **partie I** de cette thèse.

Après une introduction et une présentation du procédé de découpe laser ainsi qu'une étude bibliographique des travaux globaux disponibles à l'heure actuelle (Chapitre 1), nous entrons dans la physique du problème. Nous avons suivi un cheminement d'ordre « chronologique » dans la description des phénomènes élémentaires, en ce sens que nous avons accompagné le faisceau laser dans sa propagation au cours du temps.

Tout d'abord sa propagation dans le vide, au sortir la cavité laser jusqu'à la lentille de focalisation (Chapitre 2). Puis, l'ayant traversé, nous avons décrit son comportement au voisinage de son plan de focalisation (Chapitre 2).

En présence d'un échantillon, l'onde laser focalisée, interagit avec le métal. Nous avons séparé cette interaction en deux chapitres :

- Le premier, traitant des propriétés optiques des métaux soumis à un rayonnement laser. Nous y définissons et y exprimons la notion d'absorptivité d'un métal (Chapitre 3), grandeur fondamentale dans l'étude des applications laser-matière en général, que ce soit la découpe, le soudage, les traitements de surface ou encore la refusion d'un matériau.
- Le second (Chapitre 4), un peu plus fondamental, où nous exprimons, sur la base de la théorie cinétique des gaz, les processus présidant à l'évaporation partielle de la phase liquide du métal soumise à l'irradiation laser. La notion importante de pression de recul est extraite.

Une des conséquences de l'irradiation laser sur le matériau est étudiée dans le chapitre suivant (Chapitre 5). La propagation de la chaleur au sein du film de métal liquide, puis dans le solide est considérée sur la base d'hypothèses géométriques simples et nous permet de déduire l'expression de l'épaisseur du film de métal fondu.

Le chapitre 6 s'attache à la modélisation de l'écoulement du gaz d'assistance. Nous fournissons de nombreux rappels quant au traitement des problèmes de dynamique des fluides compressibles. En effet, l'étude du comportement d'un jet de gaz supersonique venant interagir avec une surface liquide chauffée à haute température n'est pas aisée. Nous parvenons cependant à une expression de la vitesse moyenne du gaz dans la saignée en fonction simplement de paramètres connus et/ou contrôlables du problème.

L'influence du laser et du gaz sur la dynamique de la phase liquide du métal est analysée dans le chapitre 7. Nous mettons en évidence la présence d'un mouvement hydrodynamique complexe pouvant être scindé en deux composantes :

- une composante latérale provenant de l'action des gradients de pression agissant transversalement sur le front de découpe.
- Une composante longitudinale liée à l'interaction entre l'écoulement gazeux à grande vitesse et le métal liquide. Le cisaillement généré entraîne le liquide vers le bas de la saignée avant de l'expulser de l'échantillon.

Tous ces phénomènes élémentaires sont finalement réunis au sein du chapitre 8, dédié à la présentation du modèle de découpe laser. Celui-ci se fonde sur une approche géométrique stationnaire du front avant de la saignée. Nous développons les équations de conservation relatives aux transferts de masse et d'énergie à travers le domaine de travail représenté par la phase liquide du métal.

Une fois la physique du procédé appréhendée, nous entrons dans la **seconde partie** de la thèse. Elle présente, dans un premier temps, la méthode de résolution numérique que nous avons employée (Chapitre 1), puis fournit un ensemble important de résultats de simulation (Chapitre 2). Ces résultats étudient l'influence de différents paramètres sur les épaisseurs découpées (paramètres optiques, paramètres laser, paramètres opératoires d'entrée, paramètres physiques du matériau).

Nous confrontons ensuite le modèle avec les expériences que nous avons menées sur deux fronts distincts, en Italie et au CLFA (Chapitre 3). La première série de comparaisons montre que le modèle est fiable aux épaisseurs de découpe moyennes ou importantes (4mm et 6mm), mais présente des écarts relatifs plus importants aux plus faibles épaisseurs (2mm). Le modèle paraît trop « optimiste », en ce sens que dans des conditions opératoires données, la simulation fournit des vitesses maximales de découpe ou des épaisseurs découpées simulées toujours supérieures aux données expérimentales. Il est probable que certains phénomènes physiques, non pris en compte par le modèle, comme par exemple, la convection forcée du gaz de découpe avec l'échantillon, jouent un rôle non négligeable aux faibles épaisseurs.

Les expériences de mesures d'absorptivités conduites au CLFA ont fourni des résultats en désaccord suivant la méthode employée :

- mesures de puissances transmises estimant l'absorptivité de 75% supérieure à celle prédite par les équations de Fresnel.
- mesures de puissance diffusée dans l'échantillon fournissant des absorptivité de Fresnel comprises entre 33% et 47%.

La conclusion que nous en avons tiré est que la théorie de Fresnel stricte n'est pas simplement applicable car elle suppose que l'absorption de l'onde laser s'effectue au niveau d'une surface solide plane idéale. Nous avons décidé de modifier la valeur de cette absorptivité théorique en l'affectant d'un coefficient de rehaussement de 20%, compatible à la fois avec les expériences de découpe menées chez Prima ainsi qu'avec celles effectuées au CLFA. Cette augmentation de l'absorptivité de 20% peut être expliquée par la possibilité d'avoir un film de métal fondu (surface d'absorption de l'onde laser) ondulé, pouvant être partiellement oxydé. De plus, l'application de la loi de Wiedemann-Franz aux calculs d'absorptivités sur une surface liquide

à haute température ne sont pas entièrement validés, faute d'une approche théorique suffisamment développée et peuvent être potentiellement sous-estimés.

Nous clôturons cette seconde partie en ouvrant l'horizon de notre thématique de recherche (Chapitre 4). Nous présentons les travaux en cours concernant la modélisation tridimensionnelle de la saignée de découpe. Nous discutons également l'oxycoupage laser, c'est-à-dire, la découpe laser assistée par un gaz actif, dont la propriété ne se limite plus à simplement cisailer le film de métal liquide mais permet également d'augmenter la puissance calorifique fournie à la zone d'interaction suite à l'oxydation partielle de la pellicule de métal liquide.

Nous poursuivons par une revue de trois théories potentiellement viables qui tentent d'expliquer le caractère non-stationnaire de l'apparition des stries de découpe. Si nous avons décidé de finir par cette revue bibliographique, c'est que nous sommes aujourd'hui intimement convaincus de la nature fondamentalement non-stationnaire du procédé de découpe laser dans son ensemble. Pourtant, nous avons exploité la voie de la modélisation stationnaire. A cela il est possible d'avancer trois raisons :

- Premièrement, en débutant cette recherche, notre conception physique du procédé de découpe laser étant limité, nous nous sommes dirigés naturellement vers la description la plus simple, à savoir, la conception géométrique stationnaire du front de découpe (nos hypothèses de travail validant cependant cette conception initiale).
- Deuxièmement, c'est mathématiquement plus simple et comme je l'ai maintes fois répété, nous avons tenu à privilégier l'interprétation physique des phénomènes.
- Troisièmement, nous considérons que la solution stationnaire peut toujours représenter, en bonne approximation, l'état moyen du front de découpe en conditions opératoires standards.

Un travail véritablement complet devra, non seulement tenir compte de la géométrie réelle de la saignée (description 3D), mais également pouvoir suivre son évolution au cours du temps (description non-stationnaire). Ce n'est pas une mince affaire et je laisse le soin à d'autres d'entreprendre cette tâche.

Ceci trace pour les années à venir, le travail théorique à accomplir. Relativement aux expériences à mener, il y a aussi de nombreuses choses à mettre en place. Comme je le rappelle à la toute fin de la partie II, ce travail de thèse s'est plus inscrit dans une étude théorique que dans une étude expérimentale. Il serait par conséquent nécessaire, d'accumuler des résultats expérimentaux supplémentaires et de les confronter au modèle afin d'affiner sa gamme d'utilisation. Changer de matériau, changer de source laser pourrait également fournir

des données intéressantes en vue d'approfondir toujours plus la compréhension physique du procédé. Outre l'obtention d'abaques standards du type (épaisseur découpée-vitesse de déplacement), des expériences poussées sur la mesure de l'absorptivité des métaux pendant la découpe devraient être entreprises.

Nous avons ouvert la voie en France en espérant que nos efforts seront reconnus et poursuivis. Que le modèle soit validé ou invalidé, mais qu'il suscite la discussion et alors notre part du « boulot » aura été effectué. Comme disait Thomas Kuhn, nous oeuvrons, comme la majorité des scientifiques, dans le but de faire avancer la science « normale », en construisant ou en réfutant des théories qui puissent être assimilées par l'ensemble de nos collègues, tout en attendant, peut-être un jour, la venue d'un nouveau paradigme. Aurons-nous jamais la révélation de la compréhension profonde des phénomènes que nous décrivons ? C'est là que réside, à mon sens, l'ultime frustration du doctorant...

---

**Partie III :**

**ANNEXES**

## Partie III. ANNEXES

### Annexe 1. Les modes gaussiens d'ordre supérieur

Nous avons dit à plusieurs reprises que les solutions de l'équation paraxiale de Helmholtz sont multiples. Dans cette annexe nous allons nous intéresser d'un peu plus près aux modes gaussiens d'ordre supérieurs dans lesquels la solution gaussienne fondamentale est multipliée par un polynôme de Hermite dans le cas d'un système de coordonnées cartésiennes ou d'un polynôme de Laguerre pour les systèmes de coordonnées polaires. Nous étudierons également les combinaisons de modes, spécialement ceux présents dans les lasers PRC utilisés dans les machines de découpe de Prima Industrie.

#### 1. Les modes hermito-gaussiens

##### 1.1. Les polynômes de Hermite

###### 1.1.a. Forme des polynômes

Leur fonction génératrice est donnée par :

$$\exp(2xt - t^2) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{H_n(x)t^n}{n!}$$

Ce qui est équivalent à :

$$H_n(x) = (-1)^n \exp(x^2) \frac{d^n}{dx^n} \exp(-x^2)$$

Néanmoins, ces deux expressions sont d'un usage peu pratique et on utilise plutôt la formule de récurrence suivante :

$$H_{n+1}(x) = 2xH_n(x) - 2nH_{n-1}(x)$$

dont les premiers termes sont :

$$H_0(x) = 1$$

$$H_1(x) = 2x$$

$$H_2(x) = 4x^2 - 2$$

###### 1.1.b. Relation d'orthogonalité

Les polynômes d'Hermite forment une base complète de fonctions orthogonales sur  $]-\infty, +\infty[$  par rapport à la fonction de normalisation  $\exp(-x^2)$ , ceci s'exprimant par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} H_n(x)H_m(x)\exp(-x^2)dx = 2^n n! \sqrt{\pi} \delta_{nm} \text{ avec } \delta_{nm} = \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq n \\ 1 & \text{si } m = n \end{cases} \quad (\text{III-1})$$

### 1.2. Forme de l'équation d'Helmholtz

Les modes hermito-gaussiens sont les solutions de l'équation d'Helmholtz en coordonnées cartésiennes :

$$\frac{\partial^2 E_0(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_0(x, y, z)}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial E_0(x, y, z)}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-2})$$

### 1.3. Forme des solutions

L'amplitude complexe du mode  $(l, m)$  hermito-gaussien solution de l'équation (III-2) est la suivante :

$$E_{l,m} = A_0^{l,m} \frac{w_0}{w} H_l \left[ \frac{\sqrt{2}x}{w} \right] H_m \left[ \frac{\sqrt{2}y}{w} \right] \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right] \exp -i \left[ (kz - \varphi_{lm}) + k \frac{x^2 + y^2}{2R} \right] \quad (\text{III-3})$$

Avec de façon similaire au mode gaussien fondamental :

$A_0^{l,m}$  : un facteur de normalisation sur l'amplitude

$w_0$  : le waist du faisceau naturel

$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z}{z_R} \right)^2}$  : la valeur locale de la largeur du faisceau laser

où :  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  est la distance de Rayleigh

$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z}$  : le rayon de courbure local de l'onde sphérique

$\varphi_{lm}(z) = (l + m + 1) \arctan \left( \frac{z}{z_R} \right)$  : un terme de phase supplémentaire du à l'effet Guoy

L'intensité représentant le carré de l'amplitude est donnée simplement par :

$$I_{lm}(x, y, z) = I_0^{lm} \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 H_l^2 \left[ \frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right] H_m^2 \left[ \frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right] \exp \left[ -2 \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right] \quad (\text{III-4})$$

Où  $I_0^{lm}$  est un facteur de normalisation de l'intensité.

### 1.4. Relation intensité crête-puissance : calcul de $I_0^{lm}$

La puissance laser totale est donnée par la relation intégrale :



$$P(z) = \int_{x=-\infty}^{+\infty} \int_{y=-\infty}^{+\infty} I(x, y, z) dx dy$$

On suppose que le milieu dans lequel on se trouve est non absorbant pour écrire la conservation de l'énergie :

$$P(z) = P(0) = P_0$$

En conséquence, nous pouvons écrire :

$$P(z=0) = P_0 = \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} I_{l,m}(x, y, z=0) dx dy \quad (\text{III-5})$$

Séparons les variables :

$$P_0 = I_0^{l,m} \int_{-\infty}^{+\infty} H_l^2\left(\frac{\sqrt{2}x}{w_0}\right) \exp\left(-2\frac{x^2}{w_0^2}\right) dx \times \int_{-\infty}^{+\infty} H_m^2\left(\frac{\sqrt{2}y}{w_0}\right) \exp\left(-2\frac{y^2}{w_0^2}\right) dy \quad (\text{III-6})$$

Effectuons le changement de variable suivant :  $u = \frac{\sqrt{2}x}{w_0}$

D'où :

$$P_0 = I_0^{l,m} \frac{w_0^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} H_l^2(u) \exp(-u^2) du \times \int_{-\infty}^{+\infty} H_m^2(u) \exp(-u^2) du$$

En utilisant la relation d'orthogonalité (III-1), nous obtenons finalement :

$$P_0 = I_0^{l,m} \frac{w_0^2}{2} \pi 2^{n+m} m! n!$$

Par conséquent, la valeur de l'intensité maximale en  $x=y=z=0$  est donnée par :

$$I_0^{l,m} = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \left( \frac{1}{2^{n+m} m! n!} \right) \quad (\text{III-7})$$

On constate que l'intensité maximum atteinte par un mode hermito-gaussien sera toujours inférieure à celle du mode fondamental.

La répartition spatiale d'intensité d'un mode hermito-gaussien est finalement fournie par la relation suivante :

$$I_{lm}(x, y, z) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \left( \frac{1}{2^{n+m} m! n!} \right) H_l^2\left[\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right] H_m^2\left[\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right] \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)}\right] \quad (\text{III-8})$$

### 1.5. Représentation des solutions

Les modes  $(l,m)$  d'Hermite-Gauss sont des modes à symétrie rectangulaire. Ils ont, en intensité,  $l$  annulation suivant la direction  $x$  et  $m$  annulations suivant  $y$ . Par définition, le mode  $(0,0)$  est le mode Gaussien. Nous les présentons sur la Figure III-1.

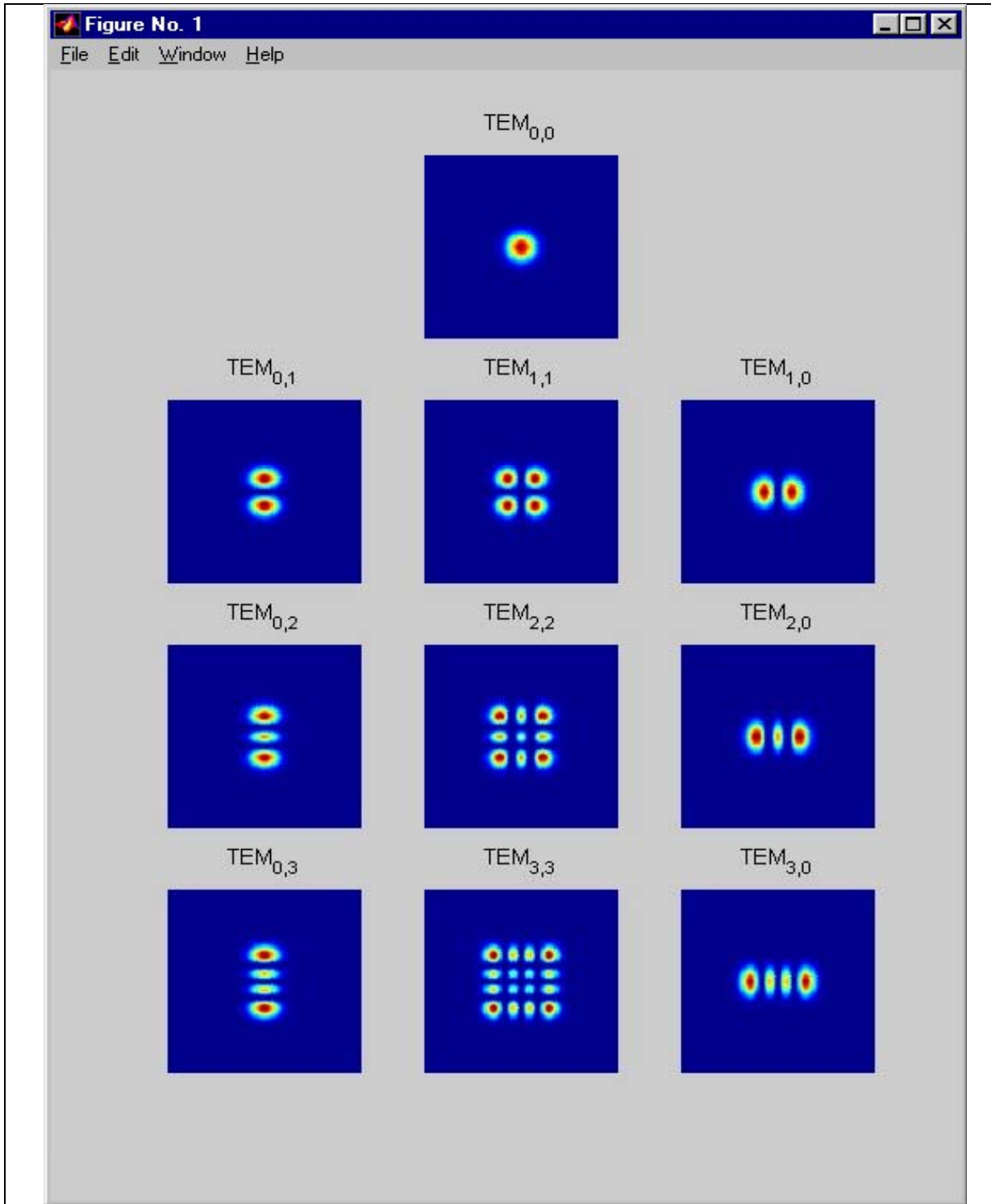


Figure III-1 : Représentation des modes HG en fonction de leur nombre d'annulation

## 2. Les modes laguerre-gaussien

### 2.1. Les polynômes de Laguerre

#### 2.1.a. Forme des polynômes

La représentation de Rodrigue pour les polynômes de Laguerre associés (solution de l'équation de Laguerre généralisée) est donnée par :

$$L_n^k(x) = \frac{e^x x^{-k}}{n!} \frac{d^n}{dx^n} [e^{-x} x^{n+k}]$$

Ils peuvent être donnés explicitement par :

$$L_n^k(x) = \frac{1}{n!} \sum_{i=0}^n \frac{n!}{i!} \binom{k+n}{n-i} (-x)^i \text{ avec } \binom{N}{n} = \frac{N!}{(N-n)!n!}$$

Ces polynômes sont reliés entre par la relation de récurrence suivante :

$$\boxed{L_n^k(x) = L_n^{k+1}(x) - L_{n-1}^{k+1}(x)}$$

dont les premiers termes sont :

$$\begin{aligned} L_0^k(x) &= 1 \\ L_1^k(x) &= -x + k + 1 \\ L_2^k(x) &= \frac{1}{2} [x^2 - 2(k+2)x + (k+1)(k+2)] \end{aligned}$$

#### Partie II. Relation d'orthogonalité

Les polynômes de Laguerre forment une base complète de fonctions orthogonales sur  $[0, +\infty[$  par rapport à la fonction de normalisation  $e^{-x} x^k$ . Celle-ci se note :

$$\int_0^{\infty} L_n^k(x) L_m^k(x) e^{-x} x^k dx = \frac{(n+k)!}{n!} \delta_{mn} \text{ avec } \delta_{mn} = \begin{cases} 0 & \text{si } m \neq n \\ 1 & \text{si } m = n \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

### 2.2. Forme de l'équation d'Helmholtz

Ils sont solutions de l'équation de Helmholtz en coordonnées cylindriques.

$$\frac{\partial^2 E_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_0}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_0}{\partial \theta^2} - 2ik \frac{\partial E_0}{\partial z} = 0 \quad (\text{III-10})$$

### 2.3. Forme des solutions

La solution de cette équation se note à l'aide des fonctions de Laguerre-Gauss sous la forme :

$$E_{pl} = A_0^{pl} \frac{w_0}{w} \left( \frac{\sqrt{2}r}{w} \right)^l \cos(l\theta) L_p^l \left( \frac{2r^2}{w^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \exp\left[-i \left( kz - \varphi_{pl} \right) + k \frac{r^2}{2R} \right] \quad (\text{III-11})$$

Avec

$p, l$  : les ordres des indices, radial et azimutal, du mode  $TEM_{pl}$

$A_0^{pl}$  : un facteur d'amplitude normalisé

$w_0$  : le rayon (waist) du faisceau naturel

$w(z)$  : la valeur locale du rayon du faisceau laser

$r$  : la coordonnée radiale

$\theta$  : coordonnée azimutale

$L_p^l(x)$  : polynôme de Laguerre d'ordre  $p$  (radial) et  $l$  (azimutal)

$\varphi_{pl}(z) = (2p + l + 1) \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right)$  : la variation de phase

$R(z)$  : le rayon local de courbure de l'onde

L'intensité pour un mode de Laguerre-Gauss se note :

$$I_{pl}(r, \theta, z) = |A_0^{pl}|^2 \left[ \frac{w_0}{w(z)} \right]^2 \times \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right)^l \cos^2(l\theta) \left[ L_p^{(l)} \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \times \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (\text{III-12})$$

Où :  $|A_0^{pl}|^2 = I_0^{pl}$ , le coefficient de normalisation de l'intensité.

#### 2.4. Relation intensité crête-puissance : calcul de $I_0^{pl}$

Par analogie avec le calcul que nous avons mené pour les modes hermito-gaussien, plaçons nous dans le plan  $z=0$ , séparons les variables et nous obtenons la relation suivante pour la valeur de la puissance incidente :

$$P_0 = I_0^{pl} \int_0^{2\pi} \cos^2(l\theta) d\theta \times \int_0^{\infty} \left( \frac{2r^2}{w_0^2} \right)^l \left[ L_p^l \left( \frac{2r^2}{w_0^2} \right) \right]^2 \times \exp \left[ -\frac{2r^2}{w_0^2} \right] r dr$$

On effectue le changement de variable :

$$u = \frac{2r^2}{w_0^2} \Rightarrow du = \frac{4}{w_0^2} r dr$$

Ainsi :

$$P_0 = I_0^{pl} \int_0^{2\pi} \cos^2(l\theta) d\theta \times \frac{w_0^2}{4} \int_0^{\infty} [L_p^l(u)]^2 u^l \times e^{-u} du$$

En utilisant la relation d'orthogonalité des polynômes de Laguerre, relation (III-9), nous pouvons écrire :

$$\int_0^{\infty} [L_p^l(u)]^2 u^l e^{-u} du = \frac{(p+l)!}{p!}$$

Par ailleurs :  $\int_0^{2\pi} \cos^2(l\theta) d\theta = \pi - \frac{1}{4l} \sin(4l\pi) = \pi$  car  $l \in \mathbb{N}$

Par conséquent, la relation liant la puissance à l'intensité crête est donnée par :

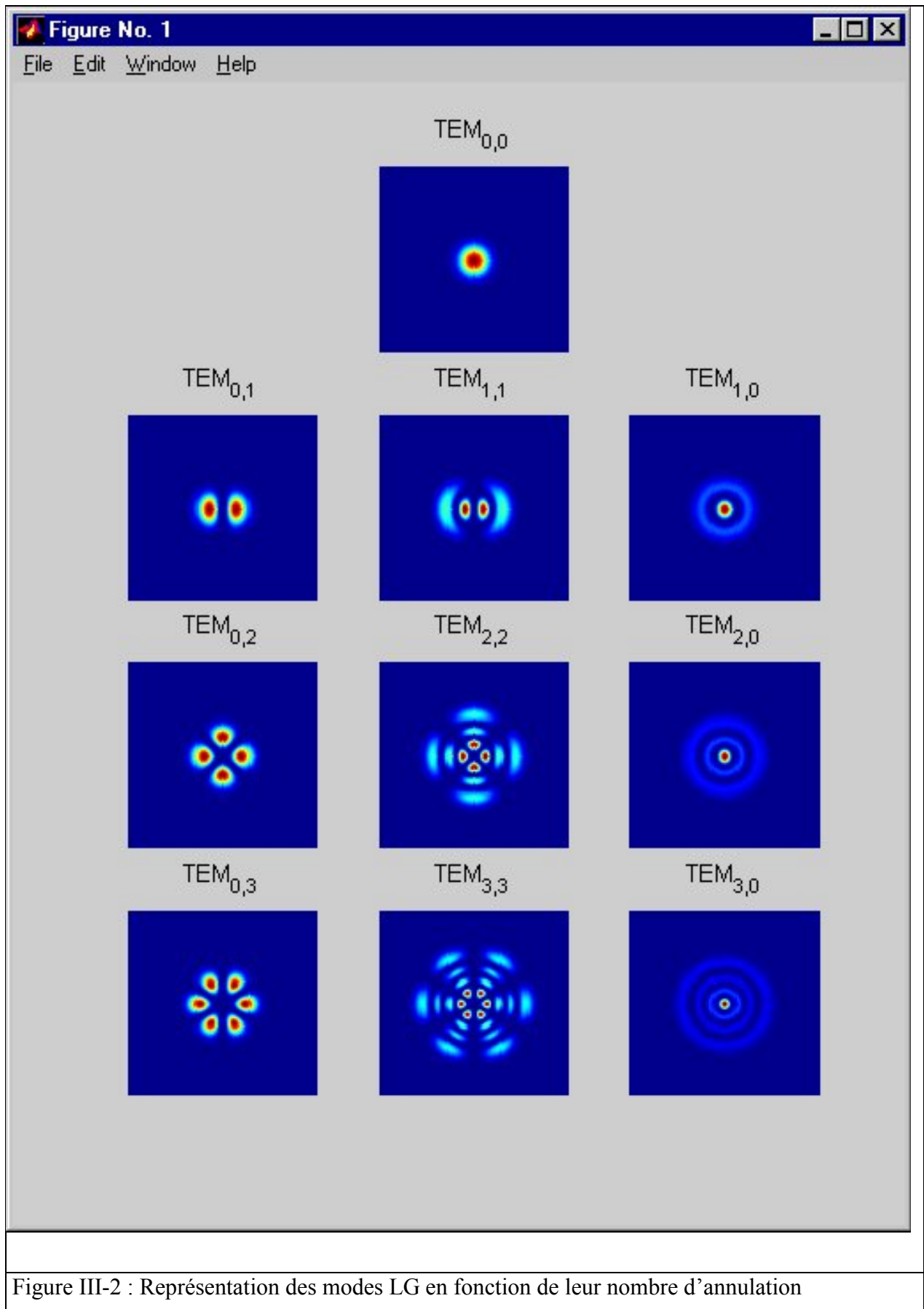
$$I_0^{pl} = \frac{2P_0}{\pi w_0^2} \frac{2p!}{(p+l)!} \quad (\text{III-13})$$

La forme que prend la répartition spatiale d'intensité laser d'un mode de Laguerre Gauss s'écrit :

$$I_{pl}(r, \theta, z) = \frac{2P_0}{\pi w^2(z)} \frac{2p!}{(p+l)!} \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right)^l \cos^2(l\theta) \left[ L_p^{(l)} \left( \frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \right]^2 \exp \left[ -\frac{2r^2}{w^2(z)} \right] \quad (\text{III-14})$$

### 2.5. Représentation graphique des solutions

Les modes  $(p, l)$  de Laguerre-Gauss sont des modes à symétrie cylindrique. Ils ont, en intensité,  $p$  annulations suivant  $r$  et  $l$  annulations suivant  $\theta$ . Le mode  $(0,0)$  est le mode gaussien fondamental. Ils sont représentés sur la Figure III-2.



## Annexe 2. Complément sur l'écoulement gazeux dans la saignée de découpe : décroissance de la vitesse du gaz dans la saignée

Dans cette annexe, nous prolongeons quelque peu l'étude menée sur la propagation de l'écoulement du gaz d'assistance dans la saignée de découpe. Nous allons voir comment ce dernier est ralenti suite à l'interaction avec cette structure particulière qu'est le front de découpe.

Dans la saignée, l'interaction du jet avec le front de découpe a pour conséquence son ralentissement progressif. Ce ralentissement est dû à deux phénomènes :

- Premièrement, l'action de cisaillement qu'exerce le gaz sur le métal liquide crée une force qui s'oppose à la propagation du jet.
- Deuxièmement, la géométrie de la saignée crée un gradient longitudinal de pression qui modifie la vitesse moyenne de l'écoulement (ralentissement dans le cas d'une surface concave induisant un gradient positif)

### 1. Evaluation de la profondeur supersonique de l'écoulement gazeux dans la saignée

Tenant compte de ces deux processus, nous allons estimer la profondeur sur laquelle le jet reste supersonique. S'il s'avère que cette distance est supérieure à l'épaisseur de l'échantillon, alors nous utiliserons, dans la simulation globale, une vitesse moyenne du jet qui est celle calculée par l'équation (I-122).

En régime permanent, l'équation de Navier-Stokes, fournissant l'évolution du champ de vitesse du gaz, peut se mettre sous la forme suivante :

$$\underbrace{dp_g^T}_{\text{gradient de pression total}} = - \left( \underbrace{\rho_g v_g dv_g}_{\text{terme convectif de l'équation de Navier-Stokes}} + \underbrace{dp_g^F}_{\text{gradient de pression induit par la friction}} + \underbrace{dp_g^\delta}_{\text{gradient de pression induit par le changement de direction de l'écoulement}} \right) \quad (\text{III-15})$$

Cet équation généralise celle utilisée dans [Cambel 1958].

A l'instar de l'équation (I-110), nous pouvons exprimer la variation de l'angle de déflexion de l'écoulement,  $d\psi$ , en fonction de la variation du nombre de Mach [Viollet 1997] :

$$d\psi = -\frac{\sqrt{M^2-1}}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (\text{III-16})$$

En insérant, (III-16) dans (I-110), nous obtenons la variation de pression induite par un changement de direction de l'écoulement, en fonction de la variation du nombre de Mach :

$$\frac{dp_g^\delta}{p_g} = -\frac{\gamma M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (\text{III-17})$$

Ainsi les termes dans l'équation de la dynamique du gaz, (III-15), dans la saignée se note :

$$\left\{ \begin{array}{l} dp_g^F = \tau_g \frac{dz}{r_h} = -\frac{f}{4} \frac{\rho_g v_g^2}{2} \frac{dz}{r_h} \\ dp_g^\delta = \frac{\gamma M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} p_g \end{array} \right. \quad (\text{III-18})$$

$$\left. \right\} \quad (\text{III-19})$$

Le signe '-' dans l'équation (III-18) vient du fait que la friction induit une chute de pression dans la direction de l'écoulement alors que dans (III-19), l'interaction avec le front de découpe induit une augmentation de la pression, d'où un signe '+'.  
Divisons

(III-15) par  $p_g$  :

$$\frac{dp_g^T}{p_g} = -\frac{\rho_g}{p_g} v_g dv_g + \frac{f}{8} \frac{\rho_g v_g^2}{p_g} \frac{dz}{r_h} - \frac{\gamma M^2}{1+\frac{\gamma-1}{2}M^2} \frac{dM}{M} \quad (\text{III-20})$$

Afin d'exprimer cette variation de pression totale en fonction de la variation du nombre de Mach, utilisons les expressions suivantes relatives à la définition du nombre de Mach ainsi qu'à celle des gaz parfaits :

$$\left\{ \begin{array}{l} M^2 = \frac{v_g^2}{c^2} = \frac{\mu_g v_g^2}{\gamma R T} \end{array} \right. \quad (\text{III-21})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{p_g}{\rho_g} = \frac{R T}{\mu_g} \end{array} \right. \quad (\text{III-22})$$

En combinant les deux équations précédentes, nous trouvons :

$$v_g^2 \frac{\rho_g}{p_g} = \gamma M^2 \quad (\text{III-23})$$

Différencions (III-23), il vient :



$$\frac{\rho_g}{p_g} v_g dv_g = \gamma M^2 \frac{dv_g}{v_g} \quad (\text{III-24})$$

Insérons (III-23) et (III-24) dans (III-20), la variation de pression totale est une fonction du nombre de Mach :

$$\frac{dp_g^T}{p_g} = -\gamma M^2 \frac{dv_g}{v_g} + \frac{f}{8} \gamma M^2 \frac{dz}{r_h} - \frac{\gamma M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \frac{dM}{M} \quad (\text{III-25})$$

Dans ces équations,  $T$  correspond à la température moyenne de l'écoulement gazeux. A ce niveau, nous faisons l'hypothèse d'un écoulement isotherme :  $T = T_0$ . Il est admis que dans la découpe faible épaisseur (<10mm), les effets de transferts thermiques entre le gaz et le métal fondu sont négligeables. Nous négligeons également les effets thermiques concomitants à la détente du gaz dans l'air et à l'augmentation d'entropie lors du passage des ondes de choc. Il est certain que de telles approximations ne sont pas tout à fait rigoureuses, simplement cela simplifie grandement l'étude tout en ne modifiant que faiblement les résultats. Cette hypothèse de l'écoulement isotherme est également utilisée dans [Petring 1995]. En différenciant l'équation des gaz parfaits (III-22), nous avons :

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} = \frac{dp_g}{p_g} \quad (\text{III-26})$$

A partir de l'équation de continuité différenciée (I-102), et en considérant, en bonne approximation, que la section de l'écoulement reste constante le long de son déplacement ( $dS = 0$ ), il vient :

$$\frac{d\rho_g}{\rho_g} = -\frac{dv_g}{v_g} \quad (\text{III-27})$$

Par ailleurs, la différenciation de (III-21) fournit :

$$\frac{dv_g}{v_g} = \frac{dM}{M} \quad (\text{III-28})$$

A partir de (III-26), (III-27) et (III-28), (III-25) prend la forme suivante :

$$\frac{dM}{M} = \gamma M^2 \frac{dM}{M} - \frac{f}{8} \gamma M^2 \frac{dz}{r_h} + \frac{\gamma M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \frac{dM}{M} \quad (\text{III-29})$$

Nous pouvons, à partir de là, estimer la profondeur maximum,  $z_{max}$ , de pénétration de l'écoulement supersonique dans la saignée. La variable d'intégration est le nombre de Mach,  $M$ , variant de  $M_{gs}$  à l'entrée de la saignée à  $M=1$  où l'écoulement devient globalement sonique :

$$z_{\max} = -\frac{8r_h}{f\gamma} \int_{M_{gs}}^1 \left( 1 - \gamma M^2 + \frac{\gamma M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \right) \frac{dM}{M^3} \quad (\text{III-30})$$

Cette intégrale se calcule en utilisant la méthode de décomposition en éléments simples. Nous passerons la démonstration :

$$z_{\max} = \frac{4r_h}{f\gamma} \left[ 1 - \frac{1}{M_{gs}^2} - \gamma \ln \left( \frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{gs}^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2}} \right) \right] \quad (\text{III-31})$$

Dans cette équation, le nombre de Mach calculé à l'entrée de la saignée,  $M_{gs}$ , sera pris égal à  $\bar{v}_{gs} / c_*$ . Par conséquent, il tient compte de la présence du choc droit et de la détente des bords du jet jusqu'à la pression ambiante.

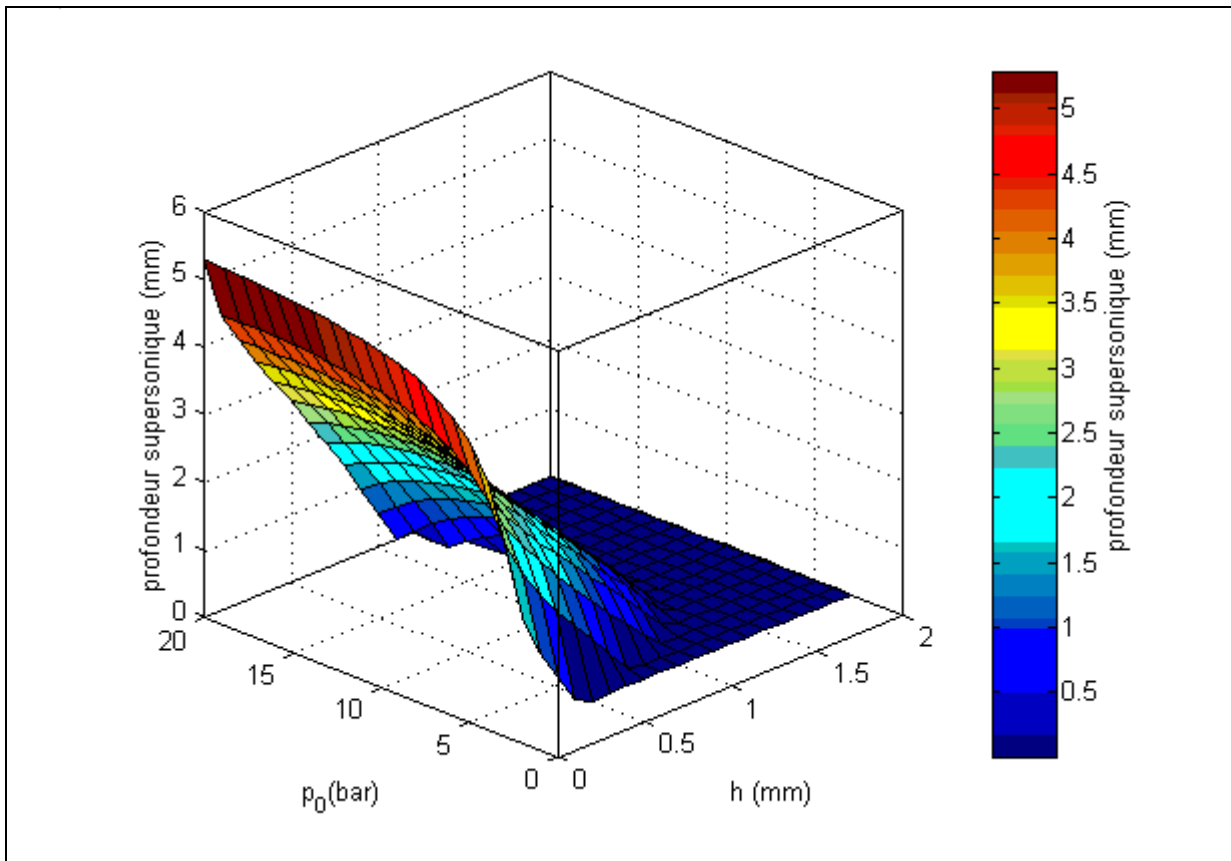


Figure III-3 : Evolution de la profondeur supersonique de l'écoulement gazeux dans la saignée, en fonction de la pression initiale de travail, pour différentes valeurs de la distance buse-échantillon ( $h$ ) :  $r_s=200\mu\text{m}$

Sur la Figure III-3, nous présentons l'évolution de la profondeur supersonique de l'écoulement gazeux en fonction de la distance buse-échantillon et de la pression initiale du gaz. La profondeur maximale,  $z_{\max}=5.2\text{mm}$  est obtenue pour  $h=0\text{mm}$ , dans la configuration,

où comme nous l'avons déjà vu, la structure du choc d'entrée est la plus favorable. Nous constatons que,  $z_{max}$  chute rapidement quand on augmente  $h$ , traduisant de même, la croissance d'intensité du choc droit lorsque le jet de gaz se détend sur une distance plus importante. Au-delà de  $h=1.5\text{mm}$ , quelles que soient les conditions de pression initiales, l'écoulement moyen dans la saignée restera supersonique.

Nous pouvons conclure que l'hypothèse de prendre une vitesse moyenne supersonique de l'écoulement dans le calcul global ne semble pas, en règles générales, justifiée.

## 2. Inversion du problème : calcul de la vitesse de l'écoulement gazeux au cours de sa propagation dans la saignée

En intégrant (III-30) pour une valeur quelconque de  $z$ , il est possible de calculer l'évolution du nombre de Mach,  $M_z$ , dans la saignée :

$$\frac{1}{M_z^2} + \frac{\gamma}{2} \ln\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_z^2\right) = \frac{f\gamma}{4r_h} z + \frac{1}{M_{gs}^2} + \frac{\gamma}{2} \ln\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{gs}^2\right) \quad (\text{III-32})$$

Il n'y a pas de solution analytique triviale à cette équation et la vitesse de l'écoulement dans la saignée en fonction de la côte,  $z$ , doit être obtenue par itération.

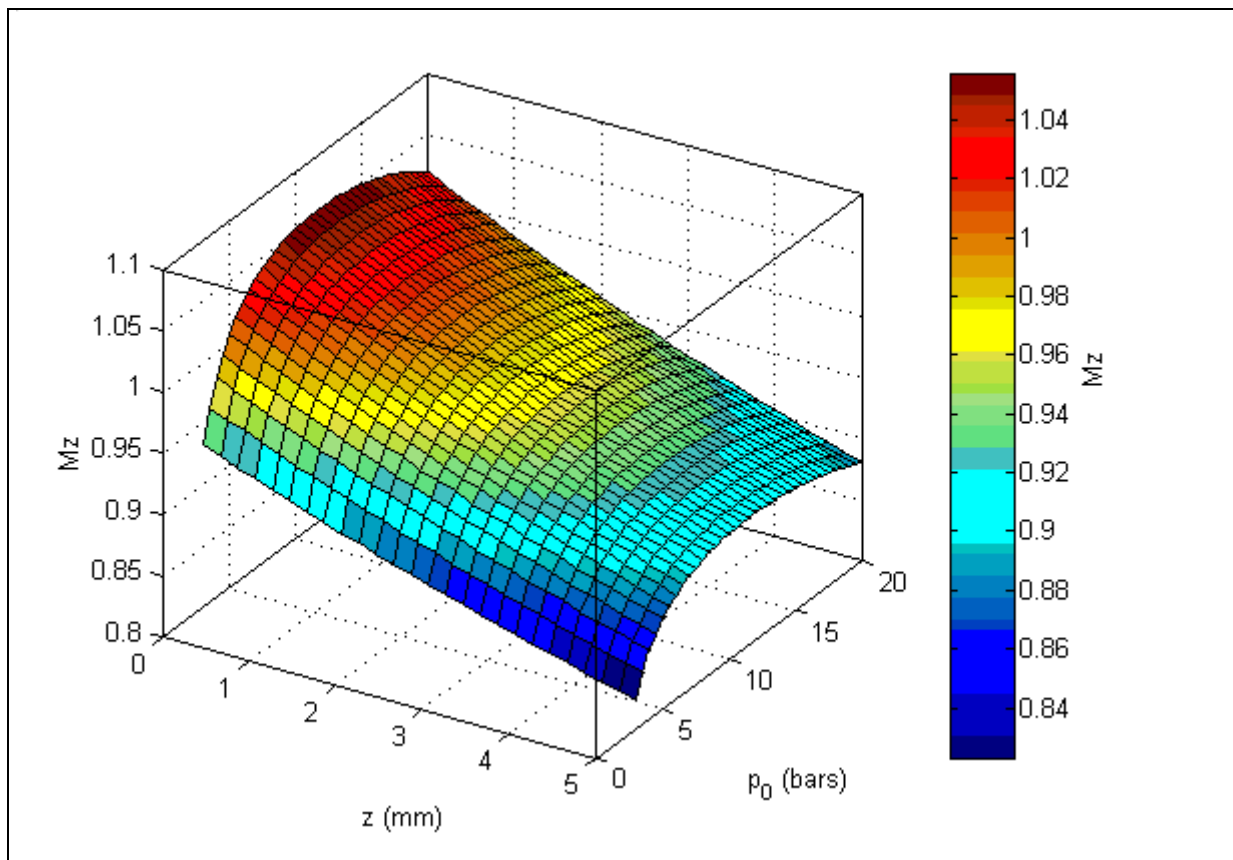


Figure III-4 : Evolution du nombre de Mach  $M_z$ , dans la saignée de découpe, dans la direction de propagation de l'écoulement :  $h=1\text{mm}$ ,  $r_s=200\mu\text{m}$

Le résultat est présenté sur la Figure III-4. Nous avons simulé la décroissance de la vitesse moyenne de l'écoulement dans la saignée d'un échantillon de 5mm d'épaisseur. Le facteur variable est la pression initiale du gaz, la distance buse-pièce ayant été fixé à 1mm. Pour une pression de gaz de 10bars, l'écoulement moyen, supersonique à l'entrée de la saignée ( $M_{gs}>1$ ), devient sonique après environ 1mm parcouru dans la saignée de découpe. Il continue de décroître pour sortir de l'échantillon avec un nombre de Mach d'environ 0.9.

### 3. Conclusion

La conclusion de cette étude complémentaire sur l'écoulement gazeux dans la saignée montre clairement qu'il ne peut pas être considéré comme supersonique sur toute l'épaisseur de l'échantillon et qu'il est théoriquement nécessaire de calculer la décroissance de son champ de vitesse moyen en vue de fournir une description plus réaliste des conditions opérantes en découpe laser. Cependant, nous avons vu au cours de la présentation des résultats de simulation, que l'influence de la vitesse du gaz dans la saignée, ne joue pas, dans le cadre de notre modèle, un rôle déterminant quant aux épaisseurs découpées simulées. Nous avons insisté sur le fait que l'influence de l'écoulement gazeux est plus à mettre en relation avec la notion de qualité de découpe (présence ou non de scories...) qu'avec la notion d'efficacité en terme d'épaisseurs découpées. A l'heure actuelle, le modèle mis en place ne traite pas l'aspect qualitatif de la découpe et est donc incapable de reproduire l'influence effective du gaz. Dans une étude ultérieure où ce critère sera potentiellement modélisable, la connaissance de l'évolution du champ des vitesses de l'écoulement gazeux dans la saignée prendre alors tout son sens.

### Annexe 3. Evaluation de l'atténuation de l'intensité laser par réabsorption dans les gouttelettes de métal fondu

Lors des expériences de mesures de puissances laser transmises à travers la saignée pendant de la découpe, nous avons émis l'hypothèse suivante :

A la vue des résultats obtenus, à savoir des valeurs d'absorptivités supérieures, en moyenne, de 75% aux valeurs théoriques de Fresnel, il est possible que la réabsorption partielle et la diffusion de l'onde laser transmise par les gouttelettes présentes dans la saignée et en dehors explique les faibles puissances transmises mesurées, et donc les valeurs importantes d'absorptivités.

Nous allons montrer ici, sur une approche physique simple, comment l'onde laser est atténuée lors de sa propagation dans et au-delà de la saignée de découpe et dans quelle proportion.

#### 1. Evaluation de la densité des gouttelettes présentes au cours de la découpe

Nous supposons que la quantité de matière fondue est intégralement évacuée suite à l'action du gaz de découpe. Nous supposons de plus, que le film de métal fondu est fortement instable et que des gouttelettes sont arrachées suivant le processus décrit par Makashev [Makashev 1994] et que nous avons explicité dans le chapitre « Travail en cours et perspectives ».

L'expression des flux de masses entrant et sortant se note :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{flux de masse entrant : } \dot{m}_e(z) = \rho_s v_d z 2r_0 \\ \text{flux de masse sortant : } \dot{m}_s(z) = \rho_l \left( N_g(z) \frac{4}{3} \pi r_g^3 \right) v_g L_d(z) 2r_0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(III-33)} \\ \text{(III-34)} \end{array}$$

Où :

$z$  est la position par rapport à la surface supérieure de l'échantillon. En  $z=0$ , le flux de matière entrant est nul. Il est maximum en  $z=e$  (épaisseur de l'échantillon).

$2r_0=2(r_s+\delta)$  est la dimension transverse sur laquelle du métal est fondu.

$N_g(z)$  est la densité de gouttelettes présentes dans la saignée. Celle-ci dépend de la position suivant l'axe de propagation de l'écoulement gazeux,  $z$ .

$\frac{4}{3} \pi r_g^3$  est le volume d'une gouttelette avec  $r_g$  son rayon.

$v_g$  est la vitesse d'entraînement des gouttelettes, prise égale à la vitesse du gaz dans la saignée.

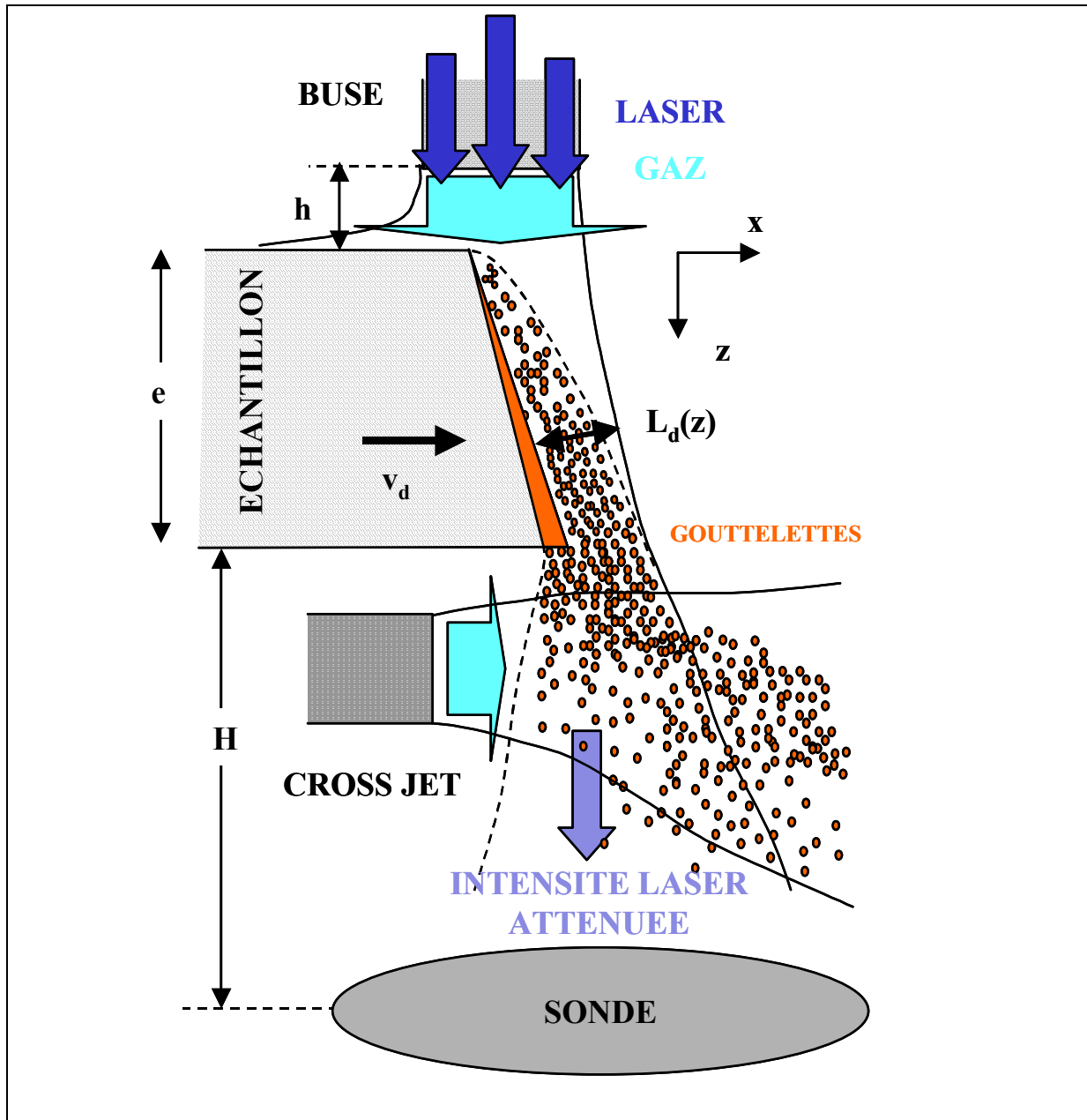


Figure III-5 : Schématisation de la diffusion d'une partie du rayonnement laser transmis à travers la saignée de découpe suite à l'interaction avec les gouttelettes de métal en fusion.

$L_d(z)$  correspond à l'extension spatiale de l'écoulement gazeux dans la saignée, fonction de  $z$ . Cette dernière grandeur est une fonction de la coordonnée  $z$ . En effet, plus l'écoulement gazeux se propage en aval de la buse de découpe, plus il s'expand. Nous faisons l'hypothèse simplificatrice suivante :

Dans le chapitre 6 de la partie I, nous avons exprimé l'angle de divergence  $\theta_s$  de l'écoulement gazeux lorsqu'il sort de la buse, en fonction de la pression initiale du gaz au repos,  $p_0$  (I-114). Nous supposons, que malgré la présence de l'échantillon, le jet de gaz poursuit son expansion dans la saignée suivant la même loi. Il est ainsi possible d'obtenir la valeur de  $L_d$  en fonction de  $z$  :

$$L_d(z) = (h + z) \tan \theta_s \quad (\text{III-35})$$

Avec :

$h$  la distance buse-échantillon.

$z$  la distance parcourue à partir de la surface supérieure de l'échantillon.

L'égalité des flux de masses entrant et sortant, nous permet d'exprimer la densité de gouttelettes présentes dans la saignée en fonction de  $z$  :

$$N_g(z) = \frac{\rho_l}{\rho_s} \frac{z}{L_d(z)} \frac{v_d}{v_g} \frac{3}{4\pi r_g^3} \quad (\text{III-36})$$

Dans cette expression nous voyons apparaître plusieurs choses :

1. La densité de gouttelettes est inversement proportionnelle à leur volume individuel.
2. Cette densité dépend du rapport de la position en  $z$  dans l'échantillon sur l'extension spatiale locale de l'écoulement gazeux,  $L_d(z)$ .

Notons qu'au-delà de  $z=e$ , le flux de masse entrant n'augmente plus et correspond simplement à sa valeur maximale. Dans l'équation précédente, le terme «  $z$  » se notera «  $e$  ».

## 2. Atténuation de l'onde laser transmise

Une fois cette densité exprimée, il est nécessaire d'étudier l'atténuation que subit l'onde laser (intensité  $I$ ) à travers une couche d'épaisseur  $dz$  remplie de gouttelettes, dont la densité est  $N_g$ .

$$-\frac{dI}{I} = \frac{dN_g \pi r_g^2}{S} \quad (\text{III-37})$$

Où :

$dN_g$  est le nombre de particules dans la tranche de section de  $S$  et d'épaisseur  $dz$ ,  $dN_g = N_g S dz$ .

$\pi r_g^2$  est la section efficace d'interaction d'une gouttelette.

Ainsi  $dN_g \pi r_g^2$  représente la section efficace d'interaction totale de l'ensemble des gouttelettes contenues dans la tranche de volume  $S dz$ .

L'équation précédente s'écrit finalement :

$$-\frac{dI}{I} = N_g \pi r_g^2 dz \quad (\text{III-38})$$

La solution de cette équation différentielle du premier ordre se met sous forme exponentielle :

$$I(z) = I_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_a}\right) \quad (\text{III-39})$$

Où nous exprimons la longueur d'atténuation  $\lambda_a$  par rapport à la densité de gouttelettes en sortie d'échantillon ( $z=e$ ) :

$$\lambda_a = \frac{1}{N_g \pi r_g^2} = \frac{\rho_l L_d(e) v_g}{\rho_s e v_d} \frac{4}{3} r_g \quad (\text{III-40})$$

Avant de passer à l'application numérique, il nous faut encore exprimer le rayon moyen d'une gouttelette,  $r_g$ . Celui-ci s'ajuste en fonction des contraintes appliquées sur la gouttelette. Nous avons d'une part la pression dynamique du gaz qui tend à diminuer ce rayon (force appliquée vers l'intérieur de la gouttelette) et d'autre part la pression de tension de surface qui s'oppose à l'action de la pression dynamique (force exercée vers l'extérieur). L'équilibre de ces deux contraintes nous fournit l'expression de  $r_g$  :

$$\frac{1}{2} \rho_g v_g^2 = \frac{\sigma_0 + (T_s - T_f) \frac{d\sigma}{dT}}{r_g} \quad (\text{III-41})$$

D'où nous tirons :

$$r_g = \frac{2 \left[ \sigma_0 + (T_s - T_f) \frac{d\sigma}{dT} \right]}{\rho_g v_g^2} \quad (\text{III-42})$$

En utilisant les valeurs de tension de surface pour le fer liquide et en supposant que les gouttelettes ont une température de surface de l'ordre de 2000K, nous obtenons un rayon de 21 $\mu$ m. (La vitesse du gaz est évaluée à 386m/s, à partir d'une pression initiale d'azote de 10bars et une distance buse-pièce de 1mm).

Nous pouvons à présent estimer la valeur de la longueur d'atténuation. Prenons un échantillon d'épaisseur 4mm, l'écoulement se développe donc sur 5mm ( $h+z=5$ mm), sa dimension transverse en sortie d'échantillon est de 2.23mm. Utilisons une vitesse de découpe de 30mm/s, alors nous avons :  $\lambda_a=180$ mm.

Dans les conditions opératoires que nous avons utilisées lors des mesures de puissances laser transmises, la cible était située à 60mm sous la surface inférieure de l'échantillon. Supposons que les gouttelettes sont entièrement évacuées par le cross jet sur cette distance de 60mm. Nous en déduisons que l'intensité reçue par la sonde, dans ces conditions, est égale à 70% de l'intensité réelle. **Ce qui fournit une absorptivité de 0.53 au lieu de 0.67 comme cela était le cas dans l'expérience.**

Nous pouvons conclure, à la vue de cette description du phénomène de diffusion de l'onde laser par les gouttelettes, que les valeurs d'absorptivités corrigées se rapprochent grandement des valeurs d'absorptivités obtenues par la mesures des puissances diffusées.



### Annexe 4 : Paramètres physiques du matériau

Nous fournissons dans cette annexe, les valeurs des paramètres physiques du matériau sur lequel nous avons mené notre étude, l'acier inoxydable 304L ainsi que les valeurs de l'acier doux de type XC.

Dénomination	Symbole	Acier Inoxydable	Acier standard	Unité
Densité électronique	$n_e$	$66 \times 10^{28}$	$66 \times 10^{28}$	$m^{-3}$
Masse atomique	$m$	$9.27 \times 10^{-26}$		kg
Nombre de Lorentz	$L$	$3.1 \times 10^{-8}$		$W \Omega K^{-2}$
Température de fusion	$T_f$	1730	1720	K
Température de vaporisation	$T_v$	2770		K
Diffusivité thermique solide	$\kappa_s$	$11 \times 10^{-6}$	$6.5 \times 10^{-6}$	$m^2 s^{-1}$
Diffusivité thermique liquide	$\kappa_l$	$11 \times 10^{-6}$		$m^2 s^{-1}$
Capacité calorifique solide	$C_{ps}$	420		$J kg^{-1} K^{-1}$
Conductivité thermique solide	$K_s$	27.5	40	$W m^{-1} K^{-1}$
Conductivité thermique liquide	$K_l$			$W m^{-1} K^{-1}$
Capacité calorifique liquide	$C_{pl}$	510		$J kg^{-1} K^{-1}$
Chaleur latente de fusion	$L_f$	$3.47 \times 10^5$		$J kg^{-1}$
Chaleur latente de vaporisation	$L_v$	$6.341 \times 10^6$		$J kg^{-1}$
Masse volumique solide	$\rho_s$	$7.86 \times 10^3$		$kg m^{-3}$
Masse volumique liquide	$\rho_l$	$7 \times 10^3$		$kg m^{-3}$

## INDEX BIBLIOGRAPHIQUE

**[Abdulahdi E. 1997]**

E. Abdulahdi : « Etude de la découpe d'acier au carbone par laser CO<sub>2</sub>. Modélisation thermique et métallurgique du procédé. »

*Thèse d'Etat de l'Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, 1997.*

**[Aden M., et al. 1990]**

M. Aden, E. Beyer, G. Herziger : « Laser-induced vaporisation of metal as a Riemann problem. », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **23**, pp. 655-661, 1990.

**[Afanas'ev Y.V., Krokhin O.N. 1967]**

Y.V. Afanas'ev, O.N. Krokhin : « Vaporization of matter exposed to laser emission. », *Soviet Physics JETP*, Vol. 25, No. 4, 1967.

**[Anisimov S.I. 1968]**

S.I. Anisimov : « Vaporization of metal absorbing laser radiation. », *Soviet Physics JETP*, Vol. 27, No. 1, 1968

**[Anisimov S.I., Rakhmatulina A.K. 1973]**

S.I. Anisimov, A.K. Rakhmatulina : « The dynamics of the expansion of a vapor when evaporated into a vacuum. », *Soviet Physics JETP*, Vol. 37, No. 3, 1973

**[Anisimov S.I., Khokhlov V.A. 1995]**

S.I. Anisimov, V.A. Khokhlov : « Instabilities in laser-matter interaction. »  
*CRC Press, 1995.*

ISBN 0-8493-8660-8

**[Arata Y., et al 1979]**

Y. Arata, H. Maruo, I. Miyamoto, S. Takeuchi : « Dynamic behavior in laser gas cutting of mild steel. », *Trans. JWRI*, Vol. 8(2), pp. 15-26, 1979.

**[Ashcroft N.W., Mermin N.D.]**

N.W. Ashcroft, N.D. Mermin : « Solid state physics », *Holt, Rinehart and Winston*, 1976.

ISBN 0-03-049346-3 (International edition)

**[Baeva M., et al. 1997]**

M. Baeva, P. Baev, A. Kaplan : « An analysis of the heat transfer from a moving elliptical cylinder. », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **30**, pp. 1190-1196, 1997.

**[Becker E. 1968]**

E. Becker : « Gas dynamics. » *Academic Press*, 1968.

Library of Congress Catalog Card Number : 68-23497

**[Brun E.A., Martinot-Lagarde A., Mathieu J. 1960]**

E.A. Brun, A. Martinot-Lagarde, J. Mathieu : « Mécanique des fluides. » *Dunod*, Paris, 1960.

**[Cai L., Sheng P. 1994]**

L. Cai, P. Sheng : « Analysis of laser evaporative and fusion cutting. », *Manufacturing Science and Engineering*, Vol. 1, ASME 1994.

**[Caillibotte G. 1992]**

G. Caillibotte : « Etude expérimentale de la refusion superficielle des métaux par laser CO<sub>2</sub> multikilowatts continu. »

*Thèse d'Etat de l'Université d'Aix-Marseille II*, 1992.

**[Cambel A.B., Jennings B.H. 1958]**

A.B. Cambel, B.H. Jennings : « Gas dynamics. » *McGraw-Hill Book Company*, 1958.

**[Carslaw H.S., Jaeger J.C.1959]**

H.S. Carslaw, J.C. Jaeger : « Conduction of heat in solids *Oxford University Press*, 1959.

ISBN 0-19-853303-9

**[CETIM 1995]**

Publication collective sous la direction de A.B. Vannes : « La découpe par procédés « haute énergie », laser, jet d'eau, plasma, électro-érosion. », *Centre Technique des Industries Mécaniques*, 1995.

ISBN 2-85400-356-X

**[Chan C.L., Mazumder J. 1987]**

C.L. Chan, J. Mazumder : « One-dimensional steady-state model for damage by vaporization and liquid expulsion due to laser-material interaction. », *J. Appl. Phys.* **62(11)**, pp. 4579-4586, 1987.

**[Chen K. Yao Y.L. 1997]**

K. Chen, Y.L Yao : « Striation formation and surface finish in laser cutting of mild steel. », *Manufacturing Science and Technology*, Vol. 1, ASME 1997

**[Chen K, et al. 1998]**

K. Chen, Y.L Yao, V. Modi : « Numerical simulation of gas jet effects in laser machining. », *Proceedings ICALEO*, Section B, 1998.

**[Chen K., et al. 1999a]**

K. Chen, Y.L Yao, V. Modi : « Numerical simulation of oxidation effects in the laser cutting process. », *J. Adv. Manuf. Technol.*, Vol. 15, pp. 835-842, 1999.

**[Chen K., et al. 1999b]**

K. Chen, Y.L Yao, V. Modi : « Gas dynamic effects on laser cut quality. », *Proceedings ICALEO*, Section C, pp. 115-124, 1999.

**[Cherepanov G.P., Cherepanov A.V. 1990]**

G.P. Cherepanov, A.V. Cherepanov : « The form and depth of the laser beam cut surface. », *Fizika I Khimiya Obrabotki Materialov*, Vol. 24, 1990, No. 2, pp133-137.

**[Colla T.J., et al. 1994]**

T.J. Colla, M. Vicanek, G. Simon : « Heat transport in melt flowing past the keyhole in deep penetration welding. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, Vol. 27, pp. 2035-2040, 1994.

**[Cousteix J. 1988]**

J. Cousteix : « Couche limite laminaire. », *Cepadues Editions*, 1988.  
ISBN 2-85428-208-6

**[Cousteix J. 1989]**

J. Cousteix : « Turbulence et couche limite. », *Cepadues Editions*, 1989.  
ISBN 2-85428-210-8

**[Craik A.D.D. 1966]**

A.D.D. Craik : « Wind-generated waves in thin liquid films. », *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, part. 2, pp. 369-392, 1966.

**[Crown J.C. 1948]**

J.C. Crown : « Supersonic nozzle design. », *Technical note for the National Advisory Committee for Aeronautics*, 1948.

**[Debroy T., et al. 1991]**

T. Debroy, S. Basu, K. Mundra : « Probing laser induced metal vaporization by gas dynamics and liquid pool transport phenomena. », *J. Appl. Phys.*, **70**(3), 1991.

**[De Rosnay J. 1977]**

J. De Rosnay : « Le microscope: vers une vision globale. », *Points Seuil*, 1977.  
ISBN 2-0200-4567-2

**[Di Pietro P., Yao Y.L. 1994]**

P. Di Pietro, Y.L. Yao : « A numerical investigation into cutting front mobility in CO<sub>2</sub> laser cutting. », *J. Mach. Tools Manufact.*, Vol. 35, No. 5, pp. 673-688, 1995.

**[Duan J., et al]**

J. Duan, H.C. Man, T.M. Yue : « Simulation of high pressure gas flow field inside a laser cut kerf. »

**[Duan J., et al 2001]**

J. Duan, H.C. Man, T.M. Yue : « Three dimensional modeling of the gas field distribution of high-pressure gas jet used in laser fusion cutting. », *Journal of Laser Applications*, Vol. 13, No. 6, 2001.

**[Duval H.]**

H. Duval : « Contribution à l'utilisation de méthodes particulières en métallurgie de l'évaporation sous vide. »

*Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine*, 1998.

**[Fabbro R., Chouf K. 2000]**

R. Fabbro , K. Chouf : « Dynamical description of keyhole in deep penetration laser welding. », *Journal of Laser Applications*, **12**(4), pp. 142-148, 2000.

**[Favre A. et al]**

A. Favre, L.S.G. Kovaszny, R. Dumas, J. Gaviglio, M. Coantic : « La turbulence en mécanique des fluides. » *Gauthier-Villars*.

**[Feynman R.P. 1992]**

R.P. Feynman : « Le cours de physique : Traitant surtout de la mécanique, du rayonnement et de la chaleur. 2<sup>ème</sup> partie. », *InterEditions, Paris*, Deuxième tirage, 1992.

ISBN 2-7296-0026-4

**[Fieret J., et al. 1987]**

J. Fieret, M.J. Terry, B.A. Ward : « Overview of flow dynamics in gas-assisted laser cutting. », *SPIE*, Invited Paper, Vol. 801, High Power Lasers, 1987.

**[Fieret J., Ward B.A.]**

J. Fieret, B.A. Ward : « Circular and non-circular nozzle exits for supersonic gas jet assist in CO<sub>2</sub> laser cutting. », *UKAEA Culham Laboratory, UK*.

**[Finke B.R., et al. 1990a]**

B.R. Finke, G. Simon : « On the gas kinetics of laser-induced evaporation of metals. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **70**, pp. 67-74, 1990

**[Finke B.R., et al. 1990b]**

B.R. Finke, M. Finke, P.D. Kapadia, J.M. Dowden, G. Simon : « Numerical investigation of the Knudsen-layer, appearing in the laser-induced evaporation of metals. », *SPIE*, Vol. 1279, Laser-Assisted Processing II, 1990.

**[Graf W.H. 1991]**

W.H. Graf : « Hydrodynamique. », *Eyrolles*, 1991.

**[Golubev V.S. et al. 1994]**

V.S. Golubev : « Non-stationary plasma-thermo-fluid dynamics and transition in processes of deep penetration laser beam-matter interaction. », *SPIE*, Vol. 2207, pp. 248-255, 1994.

**[Golubev V.S. 1995]**

V.S. Golubev : « On possible models of hydrodynamical nonstationary phenomena in the process of laser beam deep penetration into materials. », *SPIE*, Vol. 2713, pp. 219-230, 1995.

**[Golubev V.S. 1999]**

V.S. Golubev : « Possible hydrodynamic phenomena in deep penetration laser channels. », *AHPLA*, pp 3888-26, 1999.

**[Golubev V.S. 2002]**

V.S. Golubev : « Laser welding and cutting : recent insights into fluid-dynamics mechanisms. », *IQUEC-LAT'02*, Keynote Lecture, 2002.

**[Gouédard Y.]**

Y. Gouédard : « Une approche de la modélisation de la découpe laser. », *Projet de fin d'étude*, ENSPS, 1999.

**[Guyon E. et al. 2001]**

E. Guyon, J.P. Hulin, L. Petit : « Hydrodynamique physique. », *EDP Sciences*, 2001

**[Haaland S.E.1983]**

S.E. Haaland : « Simple and explicit formulas for the friction factor in turbulent pipe flow. » *J. Fluids Eng.*, 105, 1983, 89.

**[Hilton P.A. 2002]**

P.A. Hilton : « In the beginning... », *Proceedings ICALEO*, 2002

**[Hinze J.O. 1975]**

J.O. Hinze : « Turbulence », *Mc Graw-Hill*, New York, 2<sup>nd</sup> Ed., 1975.

**[Horisawa H. et al.]**

H. Horisawa, T. Fushimi, T. Takasaki , S. Yamaguchi : « Impinging jet characterization in a laser cut kerf. », *SPIE*, 3888-75.

**[Igoshin V.I., Kurochkin V.I. 1984]**

V.I. Igoshin, V.I. Kurochkin : « Laser evaporation of metals in a gaseous atmosphere. », *Sov. J. Quantum Electron.*, **14**(8), 1984.

**[Kakaç S., Yener Y. 1995]**

S. Kakaç, Y. Yener : « Convective heat transfer. », *CRC Press*, 1995.  
ISBN 0-8493-9939-4

**[Kaplan A. 1994]**

A. Kaplan : « A model of deep penetration welding based on calculation of the keyhole profile. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **27**, pp. 1805-1814, 1994

**[Kaplan A.F.H. 1996]**

A.F.H. Kaplan : « An analytical model of metal cutting with a laser beam. », *J. Appl. Phys.*, **79** (5), 1996

**[Kaplan A.F.H., Groboth G. 2001]**

A.F.H. Kaplan, G. Groboth : « Process analysis of laser beam cladding. », *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, Vol. 123, 2001.

**[Kuhn T.S. 1989]**

T.S. Kuhn : « La structure des révolutions scientifiques. », *Champs Flammarion*, 1989.  
ISBN 2-0808-1115-0

**[Kim C.K. et al. 1998]**

C.K. Kim, P.A. Molian, R.C. Brown, J.M. Prusa : « Numerical studies of gas jet/molten layer interaction during laser cutting. », *Journal of manufacturing science and engineering*, 08-98, Vol.120.

**[Kittel C. 1998]**

C. Kittel : « Physique de l'état solide », *Dunod*, Paris, 1998  
ISBN 2-10-003267-4

**[Knight C.J. 1979]**

C.J. Knight : « Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure. », *AIAA*, Vol. 17, No. 5, 1979.

**[Kovalenko V.S., et al. 1987]**

V.S. Kovalenko, V.V. Romanenko, L.M. Oleschuk : « The efficient processes of cutting with laser beam. » (in russian), *Kiev Technika*, 1987.

**[Kroos J et al. 1993]**

J. Kroos, U. Gratzke, G. Simon : « Towards a self-consistent model of the keyhole in penetration laser beam welding. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **26**, pp. 474-480, 1993

**[Landau L.D., Lifchitz E. 1994]**

L.D. Landau L.D., E Lifshitz : « Mécaniques des fluides. », *Edition Mir-Ellipses*, 1994, 3<sup>ème</sup> édition. ISBN 2-7298-9423-3

**[Landau L.D., Lifchitz E. 1998]**

L.D. Landau L.D., E Lifshitz : « Physique statistique. », *Edition Mir-Ellipses*, 1998, 4<sup>ème</sup> édition. ISBN 2-7298-9463-2

**[Landolt-Börnstein 1960]**

Landolt-Börnstein : « Zahlenwerte und Funktionen. », 6. Aufl., Bd. II 2a, Berlin, Springer, 1960.

**[Lankalapalli K.N., et al. 1996]**

K.N. Lankalapalli, J.F. Tu, M. Gartner : « A model for estimating penetration depth of laser welding processes. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, Vol. 29, pp. 1831-1841, 1996.

**[Laurent Y. 2001]**

Y. Laurent<sup>o</sup> : « Le facteur de qualité. », *Projet de Fin d'Etude*, 2001.

**[Makashev N.K. et al. 1994]**

N.K. Makashev, E.S. Asmolov, V.V. Blinkov, A.Y. Borris, A.V. Burmistrov, O.G. Buzykin, V.A. Makarov : « Gas hydrodynamics of CW laser cutting of metals in inert gas. », *SPIE*, Vol. 2257, 1994

**[Man H.C., et al. 1998]**

H.C. Man, J.Duan, T.M. Yue : « Dynamic characteristics of gas jets from subsonic and supersonic nozzles for high pressure gas laser cutting. », *Optics & Laser Technology*, Vol. 30, pp. 497-509, 1998.

**[Man H.C., et al. 1998]**



H.C. Man, J.Duan, T.M. Yue : « Design and characteristic analysis of supersonic nozzles for high gas pressure laser cutting. », *Elsevier Science B.V*, 1997.

**[Martin M. 1996]**

M. Martin : « Couches limites laminaires et turbulentes. » *Cours de 2<sup>ème</sup> année de l'Ecole des Mines de Nancy*, 1996-97.

**[Mas C., et al 2003]**

C. Mas, R. Fabbro, Y. Gouédard : « Steady-State Laser Cutting Modeling. », *Journal of Laser Applications*, à paraître, 2003.

**[Masuda W., Moriyama E. 1994]**

W. Masuda, E. Moriyama : « Hydrodynamic characteristics of underexpanded coaxial impinging jets. », *JSME International Journal, Series B*, Vol. 37, No. 4, 1994.

**[Michel J., et al. À paraître]**

J. Michel, W. Schulz, M. Niessen, P. Abels, S. Kaierle : « Advances in dynamical modeling. On-line monitoring and control in high quality cutting. », A paraître.

**[Moizhes B.Y., Nemchinskii V.A 1982]**

B.Y. Moizhes, V.A. Nemchinskii : « Formation of a jet during vaporization in vacuum. », *Sov. Phys. Tech. Phys.*, **27**(4), 1982.

**[Mundra K., Debroy T. 1993]**

K. Mundra, T. Debroy : « Calculation of weld metal composition change in high-power conduction mode carbon dioxide laser-welded stainless steels. », *Metallurgical transactions B*, Vol. 24B, 1993.

**[Murphy J.B. 1999]**

J.B. Murphy : « Phase space conservation and selection rules for astigmatic mode converters. », *Optics Communications*, 165, 1999  
[www.elsevier.com/locate/optcom](http://www.elsevier.com/locate/optcom)

**[Niziev V.G. 1993]**

V.G. Niziev : « Theory of CW laser beam cutting. », *Laser Physics*, Vol. 3, No. 3, 1993.

**[Niziev V.G., Nesterov A.V. 1999]**

V.G. Niziev, A.V. Nesterov : « Influence of beam polarization on laser cutting efficiency. », *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **32**, pp. 1455-1461, 1999

**[Noller F. 1983]**

F. Noller : « The stationary shapes of vapor cavity and molten zone on EB-welding. », *3<sup>rd</sup> International Colloquium on welding and melting by electrons and laser beam*, Lyon, France, Septembre 1983.

**[O'Neill W., Steen W.M. 1994]**

W. O'Neill, W.M. Steen : « Review of mathematical models of laser cutting of steels. », *Lasers in Engineering*, 1994, Vol. 3, 281-299.

**[O'Neill W., Steen W.M. 1995]**

W. O'Neill, W.M. Steen : « A three-dimensional analysis of gas entrainment operating during the laser cutting process. », *J. Phys. D : Appl. Phys.* **28**, pp. 12-18, 1995.

**[Petring D. et al. 1988]**

D. Petring, P. Abels, E. Beyer : « Absorption distribution on idealized cutting front geometries and its significance for laser beam cutting. », *SPIE*, Vol. 1020, High Power CO<sub>2</sub> Laser Systems and Applications, 1988.

**[Petring D. 1995]**

D. Petring : « Anwendungsorientierte Modellierung des Laserstrahlschneidens zur rechnergestützten Prozessoptimierung. » Verlag Shaker, Aachen, 1995.  
ISBN 3-8265-043-3X.

**[Powell J. 1993]**

J. Powell : « CO<sub>2</sub> laser cutting. », *Springer Verlag*, 1993.  
ISBN 0-387-19786-9

**[Prokhorov A.M. 1990]**

A.M. Prokhorov, V.I. Konov, I. Ursu, I.N. Mihailescu : « Laser heating of metals. »  
The Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics, 1990. ISBN 0-7503-0040-X

**[Prusa J.M., et al. 1999]**

J.M. Prusa, G. Venkitachalam, P.A. Molian : « Estimation of heat conduction losses in laser cutting. », *International Journal of Machine Tools & Manufacture*, Vol. 39, pp. 431-458, 1999.

**[Poueyo-Verwaerde A. 1994]**

A. Poueyo-Verwaerde : « Etude des processus physiques du soudage de cible métalliques par un laser CO<sub>2</sub> continu de puissance : interaction laser-plasma et couplage thermique en régime de capillaire profond. »  
Thèse d'Etat de l'Université de Paris XI, 1994.

**[Rose J.W. 2000a]**

J.W. Rose : « Condensation heat transfer. », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 479-485, 1999.

**[Rose J.W. 2000b]**

J.W. Rose : « Accurate approximate equations for intensive sub-sonic evaporation. », *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp. 3869-3875, 2000.

**[Rosenthal D 1946]**

D. Rosenthal : « The theory of moving sources of heat and its application to metal treatments. » *Transactions of ASME*, Vol. 68, pp. 849-866, 1946.

**[Roundy C. 1999]**

C. Roundy : « Propagation factor quantities laser beam performance. », *Laser Focus World*, December 1999.

**[Ruan Y. 1995]**

Y. Ruan, B.Q. Li, C. Liu : « A finite element method for steady-state conduction-advection phase change problems. », *Elsevier Science B.V*, 1995.

**[Samokhin A.A. 1990]**

A.A. Samokhin : « First-order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter. », *Proceedings of the Institute of General Physics*, Vol. 13 : « Effect of laser radiation on absorbing condensed matter. », pp. 1-161, 1990.

ISBN 0-941743-89-6

**[Sauer R. 1951]**

R.Sauer : « Ecoulements des fluides compressibles. » *Librairie polytechnique Ch. Béranger*, 1951.

**[Semak V, Matsunawa A. 1995]**

V. Semak, A. Matsunawa : « The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing. »

J. Phys. D : Applied Physics, 1995 (2541-2552).

**[Schlichting H. 1982]**

H. Schlichting : « Boundary Layer Theory. » *Mc Graw-Hill*, 7<sup>th</sup> Edition.

**[Schulz W., Becker D. 1989]**

W. Schulz, D. Becker : « On laser fusion cutting : a closed formulation of the process. », *European Scientific Laser Workshop*, pp. 178-200, 1989.

**[Schulz W. et al. 1993]**

W. Schulz, D. Becker, J. Franke, R. Kemmerling, G. Herziger : « Heat conduction losses in laser cutting of metals. » *J. Phys. D : Appl. Phys.* **26**, 1993, 1357-1363.

**[Schulz W. et al. 1997]**

W. Schulz, V. Kostykin, H. Zefferer, D. Petring, R. Poprawe : « A free boundary problem related to laser beam fusion cutting : ODE approximation. », *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, No. 12, pp. 2913-2928, 1997.

**[Schulz W. et al. 1998]**

W. Schulz, V. Kostykin, M. Niessen, J. Michel, D. Petring, E.W. Kreutz, R. Poprawe : « Dynamics of the cutting kerf : ripple formation. », *ICALEO 1998*.

**[Schulz W., et al. À paraître]**

W. Schulz, V. Kostykin, M. Niessen, J. Michel, D. Petring, E.W. Kreutz, R. Poprawe : « Dynamics or ripple formation and melt flow in laser beam cutting », à paraître.

**[Shapiro A.H. 1953]**

A.H. Shapiro : « The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow.°», *The Ronald Press Company*, Vol. I, 1953

Library of Congress Catalog Card Number : 53-8869.

**[Siegman A.E. 1986]**

A.E. Siegman : « Lasers », *University Science Books*, 1986.

ISBN 0-935702-11-5

**[Siegman A.E. 1990]**

A.E. Siegman : « New Developments in Laser Resonators », *SPIE*, Vol. 1224, Optical Resonators, pp. 2-14, 1990.

**[Smithells C.J. 1992]**

C.J. Smithells : « Smithells metals reference book », *E.A. Brandes & G.B. Brook*, 7<sup>th</sup> Ed., 1992.

ISBN 0-7506-1020-4

**[Steen W.M. 1998]**

W.M. Steen : « Laser Material Processing. », *Springer Verlag*, 1<sup>st</sup> ed. 1991, 2<sup>nd</sup> ed. 1998.

ISBN 3-540-76174-8

**[Sullivan A.B.J, Houlcroft P.T. 1967]**

A.B.J. Sullivan, P.T. Houlcroft : « Gas-jet laser cutting. », *British Welding Journal*, pp. 443, 1967;

**[Sun H. 1998]**

H. Sun : « Thin lens equation for a real laser beam with weak lens aperture truncation. », *Opt. Eng.*, **37**(11), pp. 2906-2913, 1998.

**[Vicanek M., Simon G. 1987a]**

M. Vicanek, G. Simon : « Momentum and heat transfer of an inert gas jet to the melt in laser cutting. », *J. Phys. D : Appl. Phys.* **20**, 1987, 1191-1196.

**[Vicanek M. et al. 1987b]**

M. Vicanek, G. Simon, H.M. Urbassek, I. Decker : « Hydrodynamical instability of melt flow in laser cutting. », *J. Phys. D : Appl. Phys.* **20**, 1987, 140-145.

**[Viollet P.L. 1997]**

P.L. Viollet : « Mécanique des fluides à masse volumique variable. »  
*Presses de l'école nationale des ponts et chaussées*, 1997.  
ISBN 2-85978-277-X

**[Von Allmen 1976]**

Von Allmen M. : « Laser drilling in metals. », *Journal of Applied Physics*, Vol. 47, No. 12, 1976.

**[Walters F.H., Parker L.R. 1993]**

F.H. Walters, L.R. Parker<sup>o</sup> : « Sequential simplex optimization : a technique for improving quality and productivity in research, development and manufacturing. », *CRC Press*, 1993.  
ASIN 0-8493-5894-9  
<http://www.multisimplex.com/> (ouvrage en ligne)

**[Waltham J.A. 1987]**

J.A. Waltham, P.F. Cunningham, M.M. Michaelis, R.N. Campbell, M. Notcutt : « The application of the refractive fringe diagnostic to shocks in air. », *Optics and laser technology*, Vol. 19, 1987.

**[Woods K.J. Parker R]**

K.J. Woods, Parker R. : « Two-color imaging pyrometer measurements of the kerf front during laser cutting. »

**[Yilbas B.S., Sahin A.Z. 1994]**

B.S. Yilbas, A.Z. Sahin : « Turbulent boundary layer approach allowing chemical reactions for CO<sub>2</sub> laser oxygen-assisted cutting process. », *Journal of Mechanical Engineering Science*, 1994.

**[Zweig A.D. 1991]**

A.D. Zweig : « A thermo-mechanical model for laser ablation. », *J. Appl. Phys.* **70(3)**, pp. 1684-1691, 1991.