HAL
open science

ETUDE DE L'INFLUENCE DES RUGOSITES D'INTERFACE, DE POROSITES ET DE L'EPAISSEUR D'ECHANTILLON SUR LA PROPAGATION DES CHOCS LASER DANS DES SYSTEMES REVETUS. APPLICATION AU PROCEDE LASAT (LASER ADHÉRENCE TEST)

M. Arrigoni

To cite this version:

M. Arrigoni. ETUDE DE L'INFLUENCE DES RUGOSITES D'INTERFACE, DE POROSITES ET DE L'EPAISSEUR D'ECHANTILLON SUR LA PROPAGATION DES CHOCS LASER DANS DES SYSTEMES REVETUS. APPLICATION AU PROCEDE LASAT (LASER ADHÉRENCE TEST). Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Poitiers, 2004. Français. NNT : . tel-00376349

HAL Id: tel-00376349

https://theses.hal.science/tel-00376349v1

Submitted on 17 Apr 2009

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

pour l'obtention du Grade de

Docteur de l'Université de POITIERS

&

(E.N.S.M.A. et FACULTE DES SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUEES)

(Diplôme National - Arrêté du 25 Avril 2002)

Ecole Doctorale Sciences pour l'Ingénieur

Secteur de Recherche : Energétique, Thermique, Combustion

Présentée par :

Michel ARRIGONI

ETUDE DE L'INFLUENCE DES RUGOSITES D'INTERFACE, DE POROSITES ET DE L'EPAISSEUR D'ECHANTILLON SUR LA PROPAGATION DES CHOCS LASER DANS DES SYSTEMES REVETUS. APPLICATION AU PROCEDE *LASAT* (*LAS*ER *A*DHÉRENCE *T*EST)

Directeurs de Thèse :

Michel BOUSTIE et Laurent BERTHE

Soutenance prévue le **16 Décembre 2004**
devant la Commission d'Examen

Jury

Rapporteurs

Dr. Rémy FABBRO, Directeur de Recherches au CNRS, (LALP, UPR n°1578), Arcueil

Dr. Michel KOENIG, Directeur de Recherches au CNRS, (LULI, UMR n°7605), Palaiseau

Examinateurs

Pr. Michel DUPEUX (PRESIDENT), Université Joseph Fourier (INPG), Saint Martin d'Hères

Dr. Pierre-Louis HEREIL, Ingénieur d'Etudes DGA/DCE, Gramat

Dr. Laurent BERTHE, Chargé de Recherches au CNRS, (LALP, UPR n°1578), Arcueil

Dr. Michel BOUSTIE, Chargé de Recherches au CNRS, (LCD, UPR n°9028), Poitiers

Invité

Dr Michel JEANDIN, Maître de Recherche à l'Ecole des Mines de Paris, (C2P, UMR n°7633), Evry

Remerciements

Je tiens à remercier Michel Boustie, mon directeur de thèse. Il n'a jamais dédaigné faire les trois huit en manip, aux congrès et séminaires et également pendant la phase de rédaction-correction durant laquelle il a su gérer mes embardées lyriques. J'entends encore son accent du Sud Ouest dire avec sagesse, devant mon impétuosité au travail : « *va doucement, prends ton temps, prends ton temps, tu vas encore faire une connerie* □ » ; on a toujours besoin d'un plus petit que soi.
Je remercie également Laurent Berthe, Thibaut de Rességuier, Martine Hallouin et Pat qui ont généreusement contribué à ma formation.
Je remercie mes collègues thésards du projet LASAT, Sophie Barradas et Cyril Bolis, nos volontés nous ont menés sur le même chemin pendant un peu plus de trois ans, même si au détour d'un sentier, nous nous sommes retrouvés à marcher sur l'humus !

Merci aux membres du Jury d'avoir accepté d'y figurer.

Merci également aux chercheurs et acteurs de la recherche des laboratoires ci-dessous :

- LCD (particulièrement à Monique, Françoise, Jocelyne et Nathalie). Je tiens à saluer le personnel du LCD qui a participé à l'élaboration de mon travail, tant sur le terrain que dans les bureaux.
- LALP (en particulier Laurent Berthe, Cyril Bolis, Rémy Fabbro, Patrice Peyre et Arnaud Sollier, Sophie Petit)
- Le Centre de Compétence en Projection Plasma du Centre des Matériaux de l' Ecole des Mines de Paris à Evry (le CdCePPdCdMdl'EdMdPàE alias C2P) (Mickael Jeandin, Sophie Barradas, Françoit Borit, Vincent Guipont, Sophie Boileau, Dominique Blondeau)
- CLFA (en particulier Eric Bartnicki, Mariette, Léonie, Carole et Philippe Elias)
- CEA (Eric Auroux, Jacqueline Ermont, Anne-Marie Vercelly, Brigitte Valdes, Armelle Couderc, □)
- LULI (Michel Koenig, Alessandra Benuzzi-Mounaix, Philippe Moreau, Hélène Bondiguel, Laurence Drouen, □)
- LTPCM-INPG (particulièrement Muriel Braccini et Michel Dupeux)
- LMPM (Véronique Pelosin)
- Hydrasa (Claude Laforest)
- N. Ottavy et F. Pons de l'ENSMA

Sans oublier les « retraités » qui ont fini leur carrière alors que la mienne commence tout juste (Henry Simonnet, Jean-Pierre Romain, André Migault, Annie Blanchard, Lynn Seaman).

La recherche étant une grande famille, je n'oublierai pas mon collègue légendaire outre atlantique Lynn Seaman du SRI, 74 ans et toujours sur le terrain, la semaine comme le week end. Il n'a pas hésité à travailler avec nous au plus bas des relations Franco-Américaine.
ChiéChié également à Hong Liang He postdoc du Sichuan qui m'a épaulé pour le début de ma thèse : « *Ok ! Ok ! Michel it's Ok ! it's time to make a shot – Michel please make a shot ! Make a shot !* ». Après de telles expériences, comment peut-on dire que les travailleurs français ont le meilleur rendement au monde □

Je salue également les doctorants du LCD, bien représentés par Gabriel, ainsi que les doctorants du site (LET, LEA, LMPM). Je leur adresse mes encouragements face à la dure réalité qu'est le monde de la recherche, nos combats d'aujourd'hui mèneront aux victoires de demain.

La recherche n'étant pas seulement publique, je remercie les partenaires industriels du projet LASAT pour leur collaboration scientifique, Gérard Barbezat de SULZER-METCO (Wolhen, CH), Brigitte Dumont et Jean-Marie Welter (KME-Tréfimétaux, F), Raphaël Golé (APS-Pletech, F) et Florence Le-Strat (Renault Guyancourt, F)

Je n'oublierai pas les jeunes forces vives de la nation qui se sont engagées à mon côté ; ces étudiants que j'ai emmenés en première ligne. Je leur suis reconnaissant du travail effectué : Baptiste LONGUET et Julien JEROME, élèves ingénieurs ENSIETA, Ronan NIGER, stagiaire ENSMA 2ème année, Thomas HALBERT, Lilian HERROUIN, Guillaume PINOTEAU, cuvée IUP Génie Matériaux 2003 et Guillaume CHAMPION, Alexis MAUBERT, Arnaud VINCENT cuvée Master Génie Matériaux 1ère année, 2004.

Merci à celles et ceux qui se sont levés tôt par intérêt pour ma soutenance. Merci aux amis des « amis de la danse » et à mes amis Poitevins et Dauphinois d'être venu me supporter.

Enfin, merci à mes parents pour avoir permis et encouragé dans mes études, jusqu'au bout. Merci à mes kamarades pour ces escapades pendant lesquelles j'ai pu me ressourcer ainsi que pour avoir tolérer mes indisponibilités pour raisons professionnelles.

Je finirai avec les remerciements les plus affectueux pour Ma Dame NELIAS qui m'a préservé à mon travail dans les meilleures conditions possibles tout en agrémentant mon séjour avec la découverte gastronomique et culturelle du Poitou-Charente.

A Giovanni Batista et à Batista Giovanni

Sommaire

I Revue des méthodes de dépôt et des essais d'adhérence 9
I.1 Adhérence et Adhésion 11
I.2 Les méthodes de dépôt 13
I.2.1 Panorama de l'industrie du revêtement 13
I.2.2 Inventaire des méthodes de dépôt 13
I.2.3 La Projection thermique 15
I.2.4 Bilan sur les méthodes de dépôt 17
I.3 Quelques essais d'adhérence 17
I.3.1 Préambule 17
I.3.2 Les procédés quasi statiques faisant intervenir un contact 18
I.3.3 Les essais non intrusifs dynamiques 22
I.3.4 Comparaison de différents tests 26
I.3.5 Bilan sur les essais d'adhérence 27
I.4 Références 28

II Choc laser et Mécanique des ondes de choc - choc plan / choc oblique 33
II.1 Généralités sur les chocs 35
II.1.1 Définition 35
II.1.2 Génération d'une onde de choc 35
II.2 Choc induit par irradiation laser 37
II.2.1 L'interaction Laser-Matière 37
II.2.2 Modes d'interactions 39
II.2.2.1 Irradiation directe 39
II.2.2.2 Irradiation en mode confiné 39
II.2.3 Sources lasers 40
II.3 Mécanique des ondes de Choc 43
II.3.1 Les relations de la mécanique des ondes de choc 43
II.3.1.1 Les relations de Rankine-Hugoniot 43
II.3.1.2 L'équation d'état 45
II.3.1.3 Courbe d'Hugoniot et Polaires de choc 45
II.3.2 Lois de comportement et endommagement 48
II.3.2.1 Lois de comportement 48
II.3.2.2 Ecaillage 50
II.3.3 Transmission d'un choc entre deux milieux, choc plan 1D/2D 51
II.3.3.1 Choc plan monodimensionnel 52
II.3.3.2 Choc plan bidimensionnel 53
II.3.4 Phénomènes altérants la propagation du choc : 55
II.3.4.1 Amortissements élasto-plastique et hydrodynamique 55
II.3.4.2 Effets des détentes latérales (effets 2D) 56
II.4 Bilan 59
II.5 Références 60

III Environnement du projet LASAT, outils numériques et expérimentaux 63

III.1 L'étude analytique 65
III.2 La simulation numérique 1 D 67
III.3 La simulation numérique 2D / 3D 67
III.4 Comparaison des codes 68
III.5 Le code *FILM* 69
III.6 Montage expérimental 70
III.7 Les moyens de diagnostic 72
III.7.1 Le VISAR 72
III.7.2 L'analyse post-mortem 73
III.8 Le projet *LASAT* (LASer Adhérence Test) 74
III.8.1 Généralités sur le projet *LASAT* 74
III.8.2 Les partenaires du projet 75
III.8.3 Le principe du procédé *LASAT* 76
III.8.4 Avantages et inconvénients du procédé *LASAT* 78
III.8.5 Liens avec le procédé *LASAT* : cas idéal, cas réel 79
III.9 Références 81

IV Influence de la porosité sur la propagation des chocs 83
IV.1 Traitement de la porosité homogène 85
IV.1.1 La compression isostatique 85
IV.1.2 Le modèle simple ou « *snow-plow* » 86
IV.1.3 Le modèle *P-α* 87
IV.1.4 Le modèle de la sphère creuse (*Hollow sphere*) 89
IV.1.5 Autres approches 90
IV.1.6 La compaction dynamique des poudres 90
IV.2 Résultats expérimentaux sur les aciers Distaloy AE 91
IV.2.1 Signaux de vitesse de surface libre 92
IV.2.2 Porosité post mortem 93
IV.3 Evaluation du modèle *P-α* de *SHYLAC* (*Herrmann*) 94
IV.3.1 Détermination du chargement en pression 94
IV.3.2 Comparaison des simulations avec les expériences 95
IV.4 Evolution du modèle *P-α* de *SHYLAC* 99
IV.4.1 Mesures préliminaires 99
IV.4.2 Modèle « *toboggan* » 101
IV.4.3 Evaluation du modèle « *toboggan* » 102
IV.5 Application au cuivre projeté thermiquement 105
IV.5.1 Description du cuivre projeté thermiquement 105
IV.5.2 Résultats expérimentaux 106
IV.5.3 Simulations numériques avec *TOBOGGAN* 107
IV.5.3.1 Sur Cuivre projeté isolé 107
IV.5.3.2 Echantillon cuivre projeté sur aluminium 108
IV.6 Discussion 109
IV.6.1 Commentaires 109
IV.6.2 Dispersion des mesures de vitesse par VISAR 110
IV.6.3 Vers une modélisation statistique : la porosité hétérogène 111
IV.7 Références 113

V Effets des rugosités à l'interface substrat – revêtement 117
V.1 Importance de l'état de surface sur l'adhérence 119
V.2 Modélisation des rugosités de fraisage 123
V.2.1 Préparation des échantillons 123
V.2.2 Modélisation des rugosités 124
V.2.3 Seuils expérimentaux 125
V.2.4 Validation de *RADIOSS* pour la simulation numérique 125
V.2.4.1 Validation de Radioss pour les chocs obliques 126
V.2.5 Simulation avec rugosités fraisés 128
V.2.6 Calcul des contraintes à l'interface 129
V.2.7 Résultats expérimentaux 131
V.3 Interprétation et discussion 131
V.3.1 Observations 131
V.3.2 Discussion 132
V.3.2.1 Influence des rugosités sur la mesure VISAR 132
V.3.2.2 Influence des rugosités sur la propagation du choc 133
V.3.3 Conclusion 134
V.4 Références 136

VI Solutions pour les essais sur cibles épaisses 137
VI.1 Tirs sur le revêtement 139
VI.1.1 Description 139
VI.1.2 Etude analytique 140
VI.1.2.1 Cas n°1 : Zrevêtement < Zsubstrat 140
VI.1.2.2 Cas n°2 : Zrevêtement ≥ Zsubstrat 142
VI.1.3 Résultats expérimentaux 143
VI.1.3.1 Etude numérique 144
VI.1.3.2 Expériences préliminaires au LULI 145
VI.1.3.3 Expérience au LCD 146
VI.1.3.4 Conclusions sur les tirs en face avant 146
VI.2 Méthode de la désadaptation d'impédance 147
VI.2.1 Principe 147
VI.2.2 Etude analytique 148
VI.2.3 Résultats expérimentaux 150
VI.2.3.1 Préparation des cibles 150
VI.2.3.2 Avec et sans MBI : encadrement de seuil au LALP 151
VI.2.4 Etude numérique 152
VI.2.5 Commentaires et discussion 153
VI.2.5.1 Simulation numérique 153
VI.3 Impact de plaque 154
VI.3.1 Historique 155
VI.3.2 Principe 156
VI.3.3 Les modèles de calcul de la vitesse d'envol stabilisée 158
VI.3.3.1 Modèles d'envol de plaque 158
VI.3.3.2 Calibrage expérimental de l'envol de plaque 162
VI.3.4 Estimation de la planéité de l'impact 166
VI.3.5 Etude analytique 170
VI.3.5.1 Introduction 170

VI.3.5.2Mise en vitesse du projectile 171
VI.3.5.3Expression du temps et abscisse d'amortissement (point K) 172
VI.3.5.4Profil de pression engendré dans la cible 173
VI.3.5.5Détermination de P_1 et u_1 174
VI.3.5.6Influence du rapport d'impédance $Z_{projectile}/Z_{cible}$ 175
VI.3.5.7Choix du projectile 177
VI.4 Etude expérimentale 179
VI.4.1.1Epaisseur maximale atteinte 179
VI.4.1.2Encadrement de seuil d'adhérence 180
VI.5 Discussion 182
VI.5.1Simulation numérique 182
VI.5.2Commentaires sur la technique d'envol de plaque 183
VI.6 Références 184

VII Conclusion & perspectives 187
VII.1 Conclusion & Perspectives 188
VII.1.1Modélisation des matériaux poreux 188
VII.1.2Etude de l'influence de la rugosité interfaciale 189
VII.1.3Solutions pour les essais sur cibles épaisses 190
VII.2 Perspectives 191

Annexes 193
Annexe I Comparaison LASAT / plot collé / Gonflement - décollement 195
Annexe II.1 Architecture des installations LCD et LULI 201
Annexe II.2 Choc bidimensionnels plans 203
Annexe III.1 Présentation de RADIOSS 213
Annexe III.2 Description et fonctionnement du VISAR 215
Annexe IV.1 Analyse post mortem aciers frittés B et C 219
Annexe IV.2 Modèle Toboggan 221
Annexe IV.3 Résultats expérimentaux au LULI 225
Annexe VI.1 Expériences Cr-Cu au LULI 227
Annexe VI.2 Clichés d'impacts résolus en temps 231
Annexe VI.3 Détermination analytique de l'amortissement 233
Annexe VI.4 Systèmes soumis à l'essai LASAT par envol de plaque 237

Introduction

Au cours de ces dernières décennies, l'industrie, dans de nombreux domaines (automobile, aéronautique, électronique, secteur médical, …) a fait un appel croissant aux techniques de revêtement de surface. En effet, de la simple peinture à la barrière thermique, du rechargement en matière à l'association de matériaux présentant des propriétés complémentaires, les revêtements sont devenus incontournables. Ces matériaux substrat / revêtement permettent des réalisations jusqu'alors inaccessibles ou fastidieuses à réaliser par des opérations d'usinage coûteuses. L'évolution des techniques de dépôt a rendu possible d'allier la légèreté d'un polymère avec les propriétés conductrices des métaux ou encore de déposer une couche de céramique dans les foyers de combustion de moteurs d'avion, procurant ainsi une barrière thermique face aux très hautes températures. Les techniques de projection sont également appliquées pour la fabrication des chemises dans les cylindres de moteurs d'automobiles. Ces techniques facilitent la fabrication tout en réduisant ses coûts. De plus, les propriétés tribologiques et mécaniques du revêtement garantissent une durée de vie plus longue, une meilleure lubrification et des performances accrues. Au total, la consommation est réduite de *3* à *5 %.*
Aussi, la bonne adhérence du matériau revêtement sur son matériau substrat s'avère cruciale. Elle est essentielle à la qualité du produit fini, lui permettant d'assurer ses fonctions pendant sa durée de vie.
Pour garantir la qualité du revêtement au cours de l'évolution des techniques de dépôt de matière, divers essais d'adhérence ont été développés. Ces essais sont nombreux et ont pour objectif la mesure de l'énergie d'adhérence. Pour idéaliser, l'enjeu consiste à mesurer des efforts mécaniques menant à la rupture de l'interface revêtement / substrat, puis de déduire, par le calcul, la valeur de cette énergie d'adhésion. Cependant, les sollicitations mécaniques conduisant à la rupture de l'interface peuvent être simples ou mixtes et diffèrent d'un procédé à l'autre. En outre, certains procédés nécessitent l'utilisation d'un montage annexe qui influe sur les grandeurs mesurées, ce qui est le cas, entre autres, de la méthode dite du plot collé. Ainsi, les mesures qui en ressortent ne sont pas toujours comparables d'un essai à l'autre et les adhérences revendiquées peuvent rester mystérieuses. De plus, la plupart de ces procédés sont longs à mettre en œuvre et donc difficilement automatisables.

Le projet *LASAT* (LASer Adhérence Test) a pour ambition de présenter un prototype d'essai d'adhérence original basé sur des techniques non intrusives à cadence et intensité modulables. Ces techniques font appel à l'utilisation de lasers et l'originalité de ce test repose sur l'écaillage par choc laser, endommagement dû à une contrainte de traction générée à l'interface substrat / revêtement.
Un premier laser impulsionnel de puissance fournit l'énergie nécessaire à la création d'un choc destiné à se propager et éventuellement, à induire l'écaillage dans l'échantillon à éprouver. Les sources d'énergie du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses de l'Ecole Polytechnique, du Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance d'Arcueil et du

Laboratoire de Combustion et de Détonique de Poitiers ont été utilisées lors des campagnes expérimentales. Un second type de Laser, continu, associé à un dispositif d'interférométrie Laser Doppler, communément appelé *VISAR*, est utilisé comme outil de diagnostic à distance.

Ce projet, a été labellisé en 2000 par le réseau « Matériaux et Procédés » du Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de la Technologie. Il a été lancé par un consortium de laboratoires de recherches (Laboratoire de Combustion et de Détonique, Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance, Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris) et d'industriels (le Commissariat à l'Energie Atomique, Renault, KME-Tréfimétaux, Sulzer-Metco, APS-Pletech). Ainsi, chaque laboratoire a participé en impliquant un doctorant abordant les problématiques majeures liées au projet. Cette collaboration débouche donc sur trois thèses autour de la thématique du procédé *LASAT*.

Une thèse (par Sophie Barradas), intitulée « Etude par l'essai de choc laser des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique » aborde la caractérisation des microstructures des interfaces dépôt/substrat et particule/particule obtenues par projection thermique [III.5]. L'objectif est d'acquérir de meilleures connaissances sur ces microstructures permettant d'optimiser l'adhérence des revêtements. L'influence de la propreté et de la morphologie des interfaces sur l'adhérence des dépôts projetés est étudiée. Des outils de simulation ont permis de reproduire les phénomènes intervenant aux interfaces obtenues par projection thermique et ainsi de préciser les modes de formation des liaisons interfaciales.

Une autre thèse (par Cyril Bolis) intitulée « Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multicouches. Application au test d'adhérence par choc laser » traite des phénomènes d'endommagement dynamique et de la rupture à l'interface substrat / revêtement. Ces travaux s'étendent aux problèmes de l'endommagement dynamique aux interfaces et dans les matériaux et également la simulation numérique 2D/3D sur les matériaux poreux et rugueux. Différentes configurations d'endommagement y sont étudiées : l'optimisation de la traction générée à l'interface par synchronisation des détentes ainsi que la création d'états de traction par les effets de bords. Des critères d'endommagement de rupture dynamique de type Kanel ou Tuler-Butcher ont été validés sur les couples de matériaux étudiés.

En parallèle de ces thèses, nous avons abordé l'étude de la propagation des chocs dans les matériaux poreux, à interfaces rugueuses et à épaisseurs supérieures au millimètre. Les travaux portent sur les caractéristiques particulières de l'échantillon, telles que la rugosité d'interface ou la porosité du matériau pouvant affecter la propagation des ondes de choc avec répercutions sur le procédé *LASAT*. En s'appuyant sur la mécanique des ondes de choc, les limites d'épaisseurs d'échantillons accessibles au procédé sont soulignées. Des propositions permettant des optimisations qui repousseraient ces limites sont présentées et analysées : choc face avant, technique du matériau à basse impédance de choc (*MBI*) et impact de plaques accélérées par laser.

Cette thèse s'articulera autour de ces trois phénoménologies : rugosité, porosité et affranchissement des problèmes liés à l'épaisseur des échantillons.
Ainsi, le premier chapitre passe en revue des généralités sur les méthodes de dépôt et les essais d'adhérence. Le procédé *LASAT* est comparé avec deux autres types d'essais d'adhérence : le plot collé et le gonflement-décollement.
Le chapitre suivant développe la mécanique des ondes de choc plan monodimensionnel et bidimensionnel.
Le troisième chapitre présente les moyens expérimentaux et de simulations numériques, et leur mise en œuvre dans l'environnement du projet *LASAT*.
Le quatrième chapitre traite le cas de la propagation des chocs dans les milieux poreux. Nous présentons des résultats expérimentaux étayés par des résultats de simulations numériques faisant appel à un modèle de porosité globale.
Le chapitre V propose l'étude de la propagation d'un choc au travers d'une interface rugueuse, en passant en revue deux cas de figures avec des rugosités bien caractérisées. L'observation des ruptures produites à de telles interfaces par le procédé *LASAT* est corrélée avec la simulation numérique de la propagation des chocs.
Enfin, le dernier chapitre aborde les limitations de l'essai liées aux épaisseurs et à la nature des matériaux des cibles. Trois palliatifs sont proposés. Le premier est la méthode de tir sur revêtement qui est détaillée analytiquement et les prédictions qui en ressortent sont confortées par des résultats expérimentaux. La deuxième méthode, la désadaptation d'impédance, est étudiée pour amplifier les contraintes de traction générées à l'interface. Enfin, nous avons développé la technique d'impact de feuille accélérée par irradiation laser pour générer des chocs dans les systèmes revêtus sur substrat épais et produire la traction à l'interface. Les paramètres prépondérants de cette technique sont déterminés analytiquement en vue de leur optimisation pour la génération de traction. Les performances et la qualité de l'impact de feuille ainsi réalisé sont déterminées expérimentalement et la technique est appliquée à la décohésion de revêtement sur substrats de plusieurs millimètres d'épaisseur.
Enfin, une discussion regroupe l'ensemble des avancées pour finalement mener à la conclusion et aux perspectives qui s'entrouvrent à l'issue de ce projet.

I Revue des méthodes de dépôt et des essais d'adhérence

I Revue des méthodes de dépôt et des essais d'adhérence.....9

I.1 Adhérence et Adhésion.....11

I.2 Les méthodes de dépôt.....13
I.2.1 Panorama de l'industrie du revêtement 13
I.2.2 Inventaire des méthodes de dépôt..... 13
I.2.3 La Projection thermique..... 15
I.2.4 Bilan sur les méthodes de dépôt..... 17

I.3 Quelques essais d'adhérence.....17
I.3.1 Préambule 17
I.3.2 Les procédés quasi statiques faisant intervenir un contact..... 18
I.3.3 Les essais non intrusifs dynamiques 22
I.3.4 Comparaison de différents tests 26
I.3.5 Bilan sur les essais d'adhérence 27

I.4 Références 28

Revue des méthodes de dépôt et des essais d'adhérence

L'industrie du revêtement a connu un développement accru au cours de ces dernières années. L'apparition des techniques de projection de matériaux micro et nanopoudres ainsi que l'optimisation des collages pour le développement de « multimatériaux » y ont contribué de manière prépondérante. Il est donc nécessaire de s'intéresser à l'adhérence de ces revêtements sur leurs substrats afin d'assurer la qualité des pièces manufacturées. Non seulement la qualité importe, mais encore la connaissance de l'adhérence permet de déterminer les étapes de pré-traitement, de dépôt et de post-traitement qui mènent à une cohésion optimale. Ainsi, depuis l'utilisation des techniques de revêtements, les essais d'adhérence se sont développés et multipliés. Ce chapitre propose une revue, non exhaustive, des différentes méthodes de dépôt et de contrôle / mesure d'adhérence.

I.1 Adhérence et Adhésion

L'adhérence d'un revêtement, ou dépôt, sur son substrat peut s'interpréter comme la résistance mécanique suffisante pour assurer la cohésion entre chaque matériau. Sa mesure dépend donc de la méthode employée (quasi statique ou dynamique, intrusive ou sans contact). Cette adhérence peut se décomposer en deux termes : l'énergie d'adhésion W_{ad} et l'énergie d'adhérence G_{ad}.

- L'adhésion W_{ad} est l'énergie de liaison par unité de surface et se manifeste à l'échelle moléculaire. La norme *NF T 76-001* de 1981 définit l'adhésion comme le phénomène chimique, physique ou physico-chimique à l'origine de l'adhérence. Elle admet toutefois plusieurs approches.

Dupré [I.1], en 1869, définit une première expression de cette énergie :

$$W_{Ad} = \gamma_{substrat} + \gamma_{revetement} - \gamma_{interface} \qquad [I.\ 1]$$

Où $\gamma_{substrat}$ et $\gamma_{revetement}$ sont respectivement les énergies libres de surface réversibles du substrat et du dépôt. $\gamma_{interface}$ représente l'énergie libre de surface réversible des liaisons chimiques existantes entre le dépôt et le revêtement.

L'énergie dite de *Dupré* s'élève à quelques J/m^2. Elle est évidemment influencée par la nature des matériaux en contact mais également par la structure atomique, par la présence de joints de grain, d'impuretés, si bien que la valeur W_{Ad} n'est pratiquement pas accessible.

Chalker *et al.*[I.2] proposent d'exprimer cette énergie comme le travail réversible W_{Ad} des forces d'adhésion F_{Ad} :

$$W_{Ad} = \int_0^l F_{Ad}(x)dx \qquad [I.\ 2]$$

Où *l* est la distance caractéristique séparant les deux matériaux.

Ce modèle plan ne prend pas en compte les irrégularités à l'interface et s'avère donc peu représentatif de la réalité.

Pulker *et al.*[I.3] ont répertorié les origines des liaisons comme résultantes de deux types d'interactions : les interactions physiques et chimiques :

- Les interactions physiques s'identifient aux forces de *Van der Waals* et aux forces électrostatiques. Elles restent relativement modestes (entre *0,1* et *1 eV*).

- Les interactions chimiques regroupent les liaisons covalentes (entre *0,65* et *7,4 eV*), ioniques (*6,1* à *10,8 eV*) et métalliques (*1,2* à *3,6 eV*).

L'énergie d'adhérence G_{ad}, prend en compte divers processus tels que l'influence de l'état de surface, contribuant ou non à l'ancrage mécanique, la présence de fissures interfaciales préexistantes ou d'intermétalliques à l'interface substrat - revêtement, de joints de grains, de dislocations et de lacunes, de contraintes résiduelles, tout ceci résultant en un travail de friction W_f. Mais l'énergie E_p dépensée au cours de la déformation plastique du revêtement et du substrat intervient également dans le bilan énergétique de la mesure d'adhérence. Il est possible de distinguer l'énergie d'amorçage à la rupture E_p et l'énergie de propagation de la fissure W_f. A ces énergies qui s'additionnent à l'énergie d'adhésion pour provoquer la décohésion, il convient d'ajouter l'erreur relative inhérente aux mesures Δ_{Err}, si bien que l'on peut exprimer l'énergie d'adhérence par l'expression :

$$G_{ad} = W_{ad} + W_f + E_p + \Delta_{Err} \qquad [I.\ 3]$$

Ces paramètres dépendent de la méthode de dépôt et de la technique de mesure. Ils mènent à une valeur expérimentale de l'adhérence pouvant être bien supérieure à l'énergie d'adhésion. En outre, ces valeurs d'adhérence n'ont de sens que lorsqu'elles sont considérées comme une moyenne de mesures en différents points de la surface étudiée. L'énergie d'adhérence mesurée sur un système substrat - revêtement est donc à interpréter avec prudence.

I.2 Les méthodes de dépôt

Panorama de l'industrie du revêtement

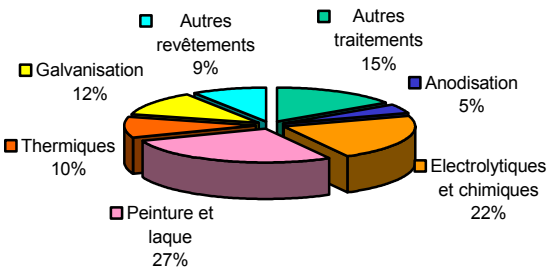


Figure I. 1 : *Répartition des techniques de dépôt dans l'industrie Française en 2002*

Les revêtements ont connu une expansion considérable pour de multiples intérêts (*Figure I. 1*). En 2002 [I.4], l'activité du revêtement des métaux en France[a] était développée à *82 %* par des *PME*, *360* entreprises employant environ *24 000* personnes qui participaient à son essor en générant un chiffre d'affaire hors taxe d'environ *2,1* milliards d'euros. Environ *15 %* de cette activité étaient exportés. Les régions Rhône-Alpes et Ile-de-France sont les plus concernées par cette industrie.

Il est difficile de comparer ces informations avec les chiffres des autres pays. En effet, les classifications des activités industrielles changent d'un pays à un autre, d'autant plus que l'activité du revêtement de surface correspond à une grande diversité de domaines d'activité (industrie mécanique, automobile, bâtiment, aéronautique, …)

Toutefois, à titre de comparaison, aux Etats-Unis, le secteur du revêtement et traitement de surface et activités associées (classification *NAICS 3328* [b]) générait, en 2001, environ *150 000* emplois répartis sur *6000* entreprises.

En Chine[c], en 1998, la seule industrie de revêtement par projection thermique représentait un chiffre d'affaire d'environ *40* millions d'euros, réparti sur *350* entreprises employant *3000* personnes. Ce n'était que *11 %* de l'activité homologue aux Etats-Unis et *17 %* de celle du Japon.

Inventaire des méthodes de dépôt

Les moyens de maintenir un matériau revêtement sur son matériau récepteur sont divers et variés et ont connu une évolution considérable. La méthode la plus primitive est le collage. Il y a environ 5700 ans, des populations d'Europe ont eu recours à des substances bitumineuses pour assembler les lames d'outils dans leur manche. Des faucilles égyptiennes datant de près de 3400 ans étaient composées de lames de silex maintenues dans le manche à l'aide de résines arboricoles[d].

---

[a] Activités industrielles *DJ 28.5A* dans la nomenclature du Ministère de l'industrie et des finances
[b] Pour plus d'information, www.census.gov/csd/susb/usallio1.xls
[c] d'après www.chinathermalspray.org
[d] *Encyclopédie du savoir relatif et absolu http://es.ra.free.fr/art0022.html*

De nos jours, les colles ont vu un développement spectaculaire et il en existe pour un grand nombre d'applications. Outre le collage, deux grandes familles de méthodes de dépôt se dégagent. Elles sont détaillées dans le Tableau I-1 [I.5] qui présente les différentes méthodes avec leur principe, le type de liaisons qu'elles mettent en jeu, les épaisseurs de revêtement et la porosité après dépôt. Le choix de la méthode de dépôt dépendra des matériaux à assembler et, bien sûr, des contraintes techniques et économiques :

- Les méthodes dites *par voie humide* auxquelles appartient l'immersion en métal fondu (dorure, argenture, étamage, …), méthode antique, qui consiste à enrober une pièce d'un métal en fusion. Des dépôts plus conséquents, tels que les peintures, sont pulvérisés. Une technique consiste également à faire croître un revêtement sur son substrat plongé dans un bain électrolytique, on parle alors de galvanisation, d'électrodéposition. On trouve aussi les dépôts chimiques et les dépôts au trempé.

- Il existe également les méthodes dites *par voie sèche*. Certaines techniques permettent de déposer des films minces (de quelques *nm* au *µm*), telles que les techniques de *PVD* et *CVD* (acronymes pour *« Physical Vapor Deposition »* et *« Chemical Vapor Deposition »*). Par exemple, les films antireflets sur les composants optiques atteignent quelques dizaines de nanomètres. On trouve également le poudrage électrostatique, le rechargement par soudure. L'industrie utilise quelques fois des procédés mécaniques, tels que le plaquage par explosif [I.6] ou encore le co-laminage. Sont également utilisés, de manière croissante, les procédés de projection thermique dans lesquels le matériau déposé est initialement sous forme de poudre dont la taille des grains peut être réduite à quelques nanomètres.

	Type de dépôt		Principe	Liaison	Epaisseur (mm)	Porosité moyenne %
Voie humide	Electrolytique		Réduction par courant électrique	Mécanique	0,02 à 0,2	0
	Chimique		Réduction chimique dans un sel dissous	Mécanique	0,1	0
	Par immersion		Métal en fusion	Mécanique	0,03	0
Voie sèche	Plaquage		Laminage	Mécanique	5 à 10	0
	Projection thermique	Flamme	Fusion matériau d'apport + projection	Mécanique	0,05 à 2	5 à 15
		Arc électrique	Fusion matériau d'apport + projection	Mécanique	0,5 à 3	5 à 15
		Plasma	Fusion matériau d'apport + projection	Mécanique	0,1 à 1	2 à 10
		HVOF	Fusion matériau d'apport + projection	Mécanique	0,1 à 1	< 3
		Canon à détonation	Fusion matériau d'apport + projection	Mécanique	0,1 à 1	< 3
		Projection avec refusion	Refusion sur support après projection	Mécanique + Diffusion	0,5 à 1,5	<2
	Soudage	Flamme	Fusion métal apport	Métallurgique	1 à 2	0
		Arc, atmosphère réductrice	Fusion métal apport	Métallurgique	2 à 7	0
		Arc, atmosphère inerte	Fusion métal apport	Métallurgique	2 à 7	0
		Plasma, arc transféré	Fusion métal apport	Métallurgique	1 à 5	0
	Phase vapeur	PVD	Evaporation métal d'apport	Diffusion	0,01	0
		CVD	Evaporation métal d'apport	Diffusion	0,005	0

Tableau I-1 : *Revue des différentes techniques de dépôts [I.5].*

Le procédé de projection thermique a été particulièrement impliqué dans la fabrication des échantillons revêtus soumis au procédé *LASAT*. Son principe est détaillé dans le paragraphe suivant.

En résumé, les différentes méthodes de dépôt possèdent leurs avantages et inconvénients selon le couple de matériaux que l'on cherche à lier. Pour un couple de matériaux donné, il faudra choisir la méthode de dépôt adaptée. De plus, lorsque plusieurs méthodes sont possibles, elles ne fourniront pas forcément le même niveau d'adhérence. En outre, chacune fait appel à des compétences et du matériel particuliers qui ont un coût parfois élevé.

La Projection thermique

Définition *EN 657* : « La projection thermique [I.7] englobe les procédés dans lesquels des produits d 'apport pour projection sont portés à l 'état plastique ou fondu à l 'intérieur ou à l 'extérieur d 'appareils de projection tels qu'un pistolet ou chalumeau (*Figure I. 2*), puis projetés sur une surface de base préparée à cet effet. La surface de base ne subit de ce fait aucune fusion. »

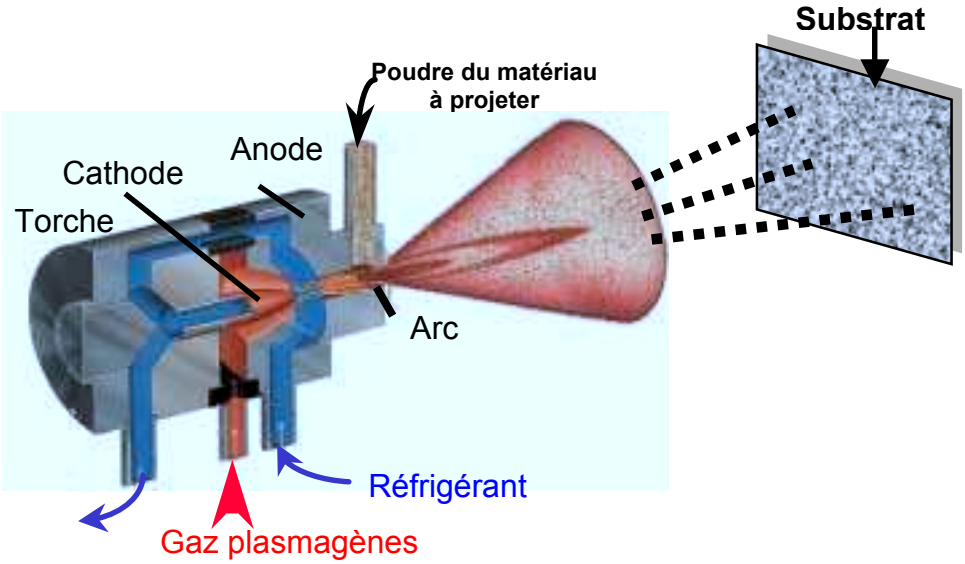


Figure I. 2 : *Torche à plasma projetant un matériau en poudre sur un substrat*

Le revêtement obtenu par ce procédé est formé de micro billes de métal en fusion, déformées par l'impact, appelés « splats », agglomérées les unes contre les autres. Ce type de revêtement comporte des hétérogénéités (*Figure I. 3 a* et *b*) (vides, infondus, intermétalliques, fissures, rugosités de surface, oxydes …) qui vont affecter les propriétés du matériau projeté.

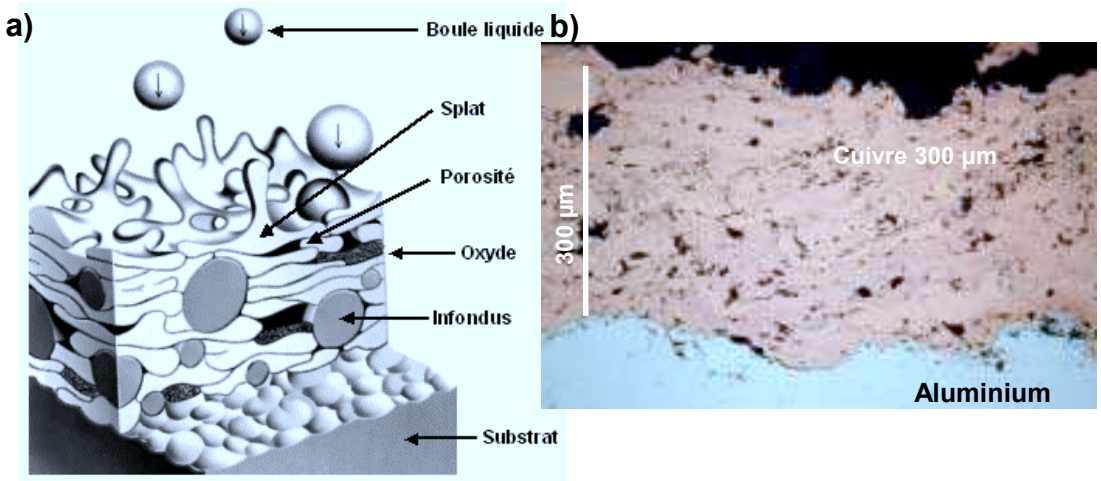


Figure I. 3 : a) *Vue schématique de l'empilement des splats sur le substrat.* ***b)*** *Photographie en coupe d'un échantillon de cuivre projeté plasma sur de l'aluminium.*

Les premières techniques de projection thermique (1909, procédé de *Schoop*) reposaient sur la projection de plomb fondu, puis en poudre, à l'aide d'un vaporisateur à flamme. La première guerre mondiale a amplement contribué à l'essor de cette technique. Dès 1914 également les projections par arc électrique ont vu le jour. A partir de la deuxième moitié du 20ème siècle, l'utilisation de la projection thermique s'élargit à d'autres champs d'application, notamment à l'industrie aéronautique en développement. C'est alors que voient le jour la projection plasma atmosphérique (1951), le canon à détonation (1955), la projection plasma basse pression (1975), puis la méthode *HVOF* (« High Velocity Oxygen Fuel ») (1983) et enfin le procédé Cold Spray [I.8] en 1985 qui consiste à agglomérer des particules métalliques lancées à grande vitesse (> *km/s*), en dessous de la température de fusion.

L'industrie de haute technologie qui fait appel à ces procédés en est le moteur. Pour ne citer que quelques exemples, les industriels de l'aéronautique utilisent des dépôts de carbure de tungstène sur les aciers spéciaux des aubes de turbines afin d'offrir une meilleure tenue aux dommages causés par la cavitation.

Pour citer un dernier exemple, la voiture *Volkswagen Lupo* possède également une chemise en acier allié projeté par « *roto-plasma* » sur un cylindre de bloc moteur en dural [I.9]. Cet assemblage permet d'alléger le poids des véhicules, de diminuer les pertes par frottement au niveau du couple piston-cylindre et offre une évacuation optimisée de la chaleur. Au total, la consommation de carburant est réduite de *3 %* à *5 %*, la lubrification du moteur est améliorée, d'où moins d'usure et moins d'entretien.

Bilan sur les méthodes de dépôt

Enfin, dans le cas de la projection thermique [I.10] l'adhérence du dépôt va dépendre :
- des caractéristiques physiques du matériau d 'apport
- du procédé de projection thermique utilisé
- de la procédure utilisée pour réaliser le dépôt
- de la forme de la pièce à revêtir
- de la structure cristallographique (souhaitée) du dépôt

De manière générale, le paragraphe suivant propose un bilan non-exhaustif de ces méthodes.

I.3 Quelques essais d'adhérence

Préambule

Les assemblages n'ont guère d'intérêts s'ils ne garantissent pas une certaine durée de vie ou une qualité satisfaisante. L'introduction de ce mémoire mentionne certains cas qui témoignent de l'importance d'une bonne adhérence du dépôt sur son substrat. En vue de contrôler, voire de quantifier cette adhérence, divers essais ont vu le jour. Il est difficile de les inventorier exhaustivement mais plusieurs auteurs [I.11,12] ont déjà répertorié les plus pertinents et les plus utilisés.

Un essai d'adhérence consiste à appliquer une force sur un échantillon éprouvette afin d'obtenir le décollement du revêtement, et ainsi remonter à l'énergie d'adhérence. Les sollicitations menant à la rupture de l'interface, changent d'un essai à l'autre. L'orientation de ces sollicitations a une influence prépondérante [I.13,14,15,16] sur la propagation de la fissure à l'interface. Cette notion conduit à définir l'angle de mixité modale ψ^* [I.17] comme le rapport des contraintes tangentielles σ_{xy} sur les contraintes normales σ_{yy} à l'interface :

$$\psi^* = \mathrm{Arctg}\left(\frac{\sigma_{\mathrm{xy}}}{\sigma_{\mathrm{yy}}}\right) \qquad [\mathrm{I.}\ 4]$$

dont l'influence se fait sentir sur l'énergie d'adhérence G_{ad} par une loi phénoménologique[I.15] :

$$G_{ad} = G_{\mathrm{Ic}}\left[1+(1-\lambda)\tan^2\psi^*\right] \qquad [\mathrm{I.}\ 5]$$

où G_{Ic} est l'énergie de rupture en traction uniaxiale (mode *I*) et λ la sensibilité de l'interface à la contrainte tangentielle.

En plus d'être pluri-modales, les sollicitations mises en jeu peuvent être de nature quasi-statique, dynamique ou cyclique. Des essais dits intrusifs font intervenir un ou des

outils qui perturbent la mesure. Il a également été montré que la propagation de la fissure dépend de la cinétique de l'essai [I.18].

Pour ces raisons, les résultats obtenus sur un même échantillon [I.19], acier inox sur époxy avec quatre méthodes faisant intervenir une variation des mixités modales (clivage en coin, essai de gonflement décollement, flexion 3 points et essai de traction cisaillement), fournissent des valeurs d'énergie d'adhérence dispersées et différentes de l'énergie d'adhésion. De plus, ces essais sont très dépendants du milieu environnant (conditions humidothermes).

Les procédés quasi statiques faisant intervenir un contact

Parmi les quelques exemples commentés ci-dessous, Dupeux [I.10] distingue trois catégories : les techniques de mesure de seuil de décohésion, les techniques permettant la mesure en continu de l'énergie de rupture interfaciale et enfin, les techniques permettant un bilan d'énergie d'amorçage et de rupture.

- Les « *Techniques de mesure de seuil de décohésion »* sont celles à partir desquelles les efforts appliqués sur un échantillon initialement intact mènent à la rupture, lorsque cette dernière se situe dans la gamme de sollicitations du dispositif. Il s'agit, dès lors, de relever la contrainte seuil menant à cette rupture.

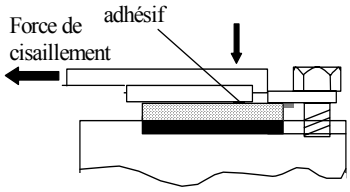


Fig. 1.4 : *Cisaillement pur* [I.10]

Les essais de **cisaillement pur** (*fig. 1.4*) ou bi entaillé (*fig. 1.5*) *NF T76-122* : comme son nom l'indique, la sollicitation est du type « cisaillement pur ». La contrainte qui vise la décohésion est exercée parallèlement à l'interface.

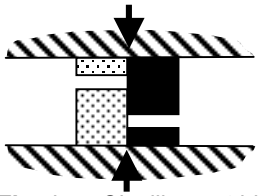


Fig. 1.5 : *Cisaillement bi-entaillé*

La contrainte mesurée est la force tangentielle par unité de surface nécessaire à la décohésion. Ces essais ont pour avantages d'éviter les sévères déformations du substrat et d'éprouver l'adhérence sur une zone relativement large. En revanche, ils restent difficiles à adapter sur des formes quelconques.

Fig. 1.6 : *« Push test »*

Le « **push test** » (*fig. 1.6*) a pour principe d 'appliquer une charge à l'interface substrat-revêtement. Il permet d'atteindre des sollicitations élevées mais nécessite la préparation d'une éprouvette adaptée pour l'application de la contrainte.

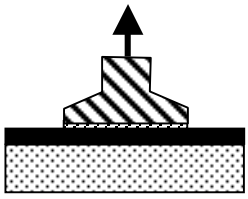


Fig. 1.7 : *Plot collé*

Le **plot collé** (*fig. 1.7*) ***EN 582*** et ***ASTM C-633*** consiste à apposer deux plots, l'un sur le substrat, l'autre sur le revêtement, destinés à transmettre des efforts de traction à l'éprouvette, via une machine de traction. Le type de sollicitation est connu puisque la contrainte de traction, est exercée

normalement à l'interface (mode *I*). Toutefois, l'intensité de cette contrainte est limitée par l'adhérence de la colle sur les faces de l'éprouvette. En outre, cette technique requiert une coaxialité des axes des plots et paraît difficilement automatisable. Cet essai reste malgré tout simple à réaliser et demeure répandu dans l'industrie.

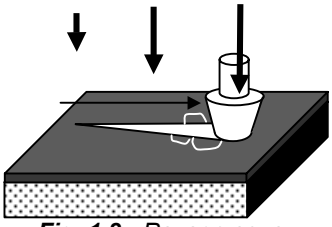


Fig. 1.8 : *Rayage sous charge croissante*

L'essai de **rayage** (*fig. 1.8*) ou « scratch test » est effectué sous charge croissante, l'échantillon ne nécessitant pas de préparation particulière. Une pointe en matériau dur (diamant) raye le revêtement sous charge normale croissante, en se déplaçant tangentiellement. Sous l'effet des efforts normaux, selon son adhérence, le revêtement s'écaille en bordure du sillon laissé par la pointe. Cet écaillage peut être détecté en temps réel par des méthodes de mesures acoustiques [I.20] et ainsi fournir la contrainte seuil. Les effets mécaniques donnant naissance à cet endommagement restent complexes. De plus cette méthode n'est pas adaptée aux revêtements ductiles.

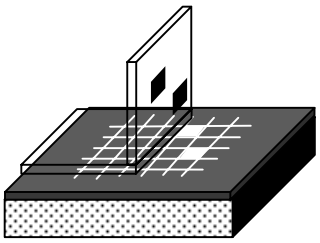


Fig. 1.9 : *Essai du ruban*

L'essai ruban [I.21] (*fig. 1.9*) consiste à appliquer un ruban adhésif sur la surface du revêtement puis le tirer jusqu'à rupture de l'interface. On relève alors la contrainte appliquée sur le ruban qui mène à la décohésion. Cette méthode s'avère simple à mettre en œuvre et peu onéreuse. Cependant, elle ne permet pas d'éprouver des échantillons dont l'adhérence du revêtement à son substrat dépasse celle du ruban sur l'échantillon, qui reste faible (de l'ordre de *20 MPa*).

L'essai de pégosité (*fig. 1.10*), plus connu sous le nom de « ***Tack*** », s'applique particulièrement aux adhésifs et polymères. Pour décoller le revêtement adhésif, une sollicitation en traction à vitesse constante est appliquée sur ce dernier [I.22]. Le « tack », par son principe, ne s'applique pas aux revêtements métalliques et céramiques

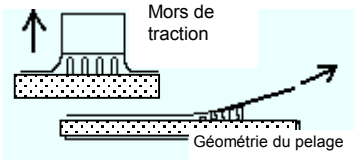


Fig. 1.10 : *Essai de pégosité ou de « tack ».*

- Les *« Techniques permettant la mesure en continu de l'énergie de rupture interfaciale »* donnent une mesure de l'énergie nécessaire pour propager une fissure pré-existante à l'interface substrat-revêtement. Il y a donc nécessité d'amorcer une fissure à cette interface et d'y introduire un outil ou un fluide transmettant les contraintes qui mènent à la propagation de la fissure interfaciale.

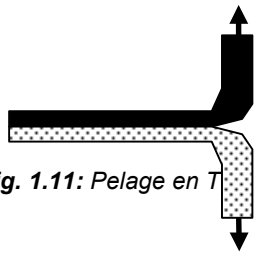


Fig. 1.11: *Pelage en T*

L'essai de **pelage** (*fig. 1.11 et 1.12*), *NF EN 2243*, consiste à peler le revêtement sur son substrat, à l'aide d'un adhésif, après avoir amorcé une fissure à l'interface. Il existe une variété d'essais de pelage [I.23] dépendant essentiellement de la direction

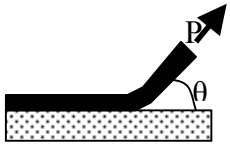


Fig. 1.12 : *Essais de Pelage*

de sollicitation. La contrainte et la vitesse de pelage exercées sont maintenues constantes et sont normalisées. Cette technique possède la particularité d'offrir une direction de sollicitation connue *θ*, ce qui facilite l'interprétation des résultats. Toutefois, cet essai est utilisable sur des revêtements suffisamment déformables (tôle mince, films plastiques...) dont la limite à la rupture en traction est inférieure à la contrainte de pelage.

Le **clivage en coin** (*fig. 1.13*), *T 76-114***,** consiste à propager une fissure à l'interface substrat-revêtement par l'introduction d'un coin d'épaisseur connue, entre ces deux matériaux. Différentes épaisseurs de coins sont utilisables selon l'adhésion du système à éprouver. La vitesse de pénétration du coin est constante. On peut ainsi remonter à l'énergie d'adhérence à partir de la longueur de fracture obtenue [I.24] .

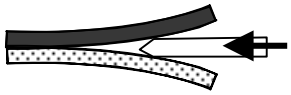


Fig. 1.13 : *Clivage en coin*

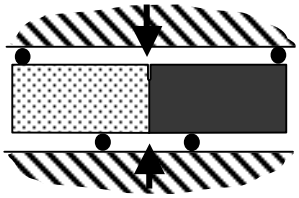


Fig. 1.14 : *Flexion 4-points mode normal*

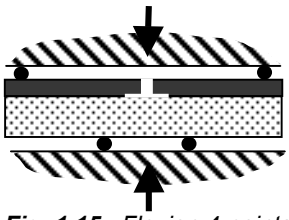


Fig. 1.15 *: Flexion 4-points mode mixte*

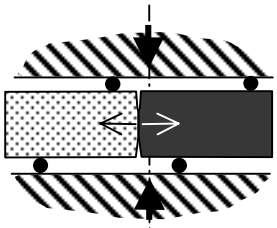


Fig. 1.16 : *Flexion 4-points asymétrique*

L'essai de **flexion 4 points***,* appartient à la famille des essais « sandwich ». Quatre appuis fournissent un moment fléchissant constant entre les appuis inférieurs. Une entaille amorcée se propage le long de l'interface, en mode normal (*fig. 1.14*) ou mixte (*fig. 1.15*), sous l'influence du moment de flexion. L'avantage de cette technique réside dans le fait que l'énergie libérée par la fissure ne varie pas avec sa longueur, ce qui simplifie l'acquisition et le traitement des mesures. La valeur de l'énergie d'adhérence est retrouvée à partir de la mesure de la flèche. L'essai de flexion 4 points asymétrique (fig. *1.16*) permet de faire varier continûment la mixité modale sur un type d'échantillon donné.

L'essai brésilien (*fig. 1.17*), ***NF P94-422***, est lui aussi de type « sandwich ». Cette technique consiste à solliciter en compression une éprouvette cylindrique avec une fissure amorcée à l'interface substrat-revêtement et de suivre l'évolution de cette fissure en fonction de la contrainte de compression. Bien que cette méthode permette de faire varier la mixité modale de manière continue, la géométrie de l'échantillon nécessaire à ce genre d'essai n'est pas toujours évidente à obtenir.

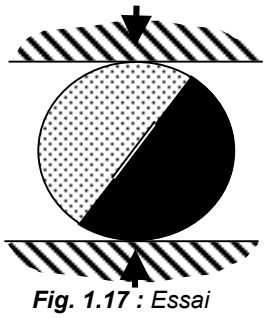


Fig. 1.17 : *Essai brésilien*

L'essai de **gonflement-décollement** [I.25] **(annexe I)**, (*fig. 1.18* et *1.19*) s'applique aux revêtements ductiles. Le principe consiste à injecter un fluide incompressible à l'intérieur

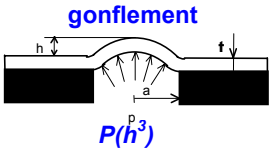


Fig. 1.18 : *essai de gonflement*

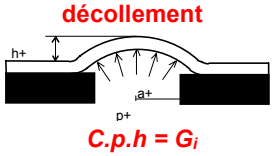


Fig. 1.19 : *Essai de décollement*

d'un orifice préalablement conçu, de rayon *a*, dans le substrat. En fonction de la pression régnant dans l'orifice, une sollicitation fait gonfler le revêtement, d'épaisseur *t*. La hauteur *h* de la flèche est mesurée pour chaque pression. L'évolution de la pression *P* en fonction de la flèche *h* se résume par la relation [I. 6], dont la courbe correspondante est représentée en bleu sur le graphe de la figure (*1.20*), comporte un terme lié à une éventuelle contrainte résiduelle σ_0. Deux termes décrivent respectivement la rigidité du revêtement aux sollicitations biaxiales et à la flexion sur les bords de l'orifice :

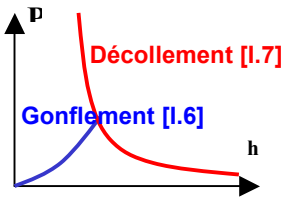


Fig. 1.20 : *Niveau d'adhérence en gonflement*

$$p = C_1\sigma_0 \frac{t}{a^2} h + C_2 \frac{E}{(1-\nu)} \frac{t}{a^4} h^3 + C_3 \frac{E}{(1-\nu^2)} \frac{t^3}{a^4} h \qquad \text{[I. 6]}$$

où C_1, C_2 et C_3 sont des constantes adimensionnelles issues de la mécanique des coques, E et ν désignent respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson du revêtement. Il convient toutefois d'ajouter un terme correctif en cas de plastification du revêtement.

A partir d'une pression critique, une fissure se propage tant que l'énergie d'adhérence est supérieure à G_i (J/m^2) étant donnée l'augmentation du volume sous contrainte. Cette relaxation est décrite par le bilan énergétique du système qui mène à la formule [I.7], dont la courbe correspondante est représentée en rouge sur le graphe de la figure (*1.20*) :

$$C.p.h. = Gi \qquad \text{[I. 7]}$$

où *C* est une constante adimensionnée voisine de *0,5*.

Les résultats obtenus avec cette méthode sont toutefois fortement dépendants des conditions humidothermes au voisinage de l'interface. Des mesures effectuées au Laboratoire de Thermodynamique et de Physique Chimique (*LTPCM, UMR n° 5614 CNRS - INPG*) avec cet essai sont présentées en fin de ce chapitre.

- Les *« Techniques permettant un bilan d'énergie d'amorçage et de rupture »*, se placent entre les deux catégories précédemment passées en revue. Ces essais fournissent à la fois l'énergie nécessaire pour induire l'endommagement et pour propager la fissure à l'interface. De ce fait, on ne peut pas parler de mesure d'énergie d'adhésion, mais d'une énergie de référence, qui comprend le travail nécessaire pour décoller le revêtement de son substrat. Dans de nombreux cas, ce travail reste aléatoire et les conditions mécaniques sont souvent difficiles à qualifier. Parmi ces essais, l'indentation et l'essai de traction flambage sont les plus utilisés :

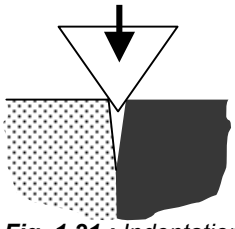


Fig. 1.21 : *Indentation interfaciale*

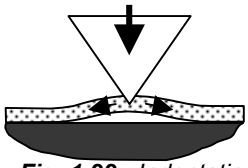


Fig. 1.22 : *Indentation normale*

L'essai d'**indentation** consiste à induire une fissure à l'interface substrat revêtement par pression d'une pointe dure semblable à celle des essais de dureté type Vickers. La fissure peut être initiée par deux méthodes : - soit sur la surface du revêtement, on parle alors **d'indentation normale** (*fig. 1.22*) - soit directement à l'interface après une préparation d'échantillon préalable, on parle alors **d'indentation interfaciale** [I.26] (*fig. 1.21*). L'adhérence ainsi observée correspond à la résistance à la propagation de la fissure le long de l'interface. Cette méthode a fait ses preuves dans le domaine des couches minces, cependant, elle s'avère destructive et longue à mettre en œuvre.

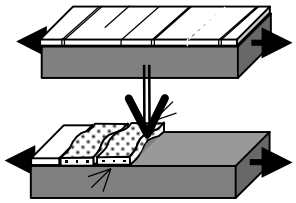


Fig. 1.23 : *Traction et flambage de couche fragile*

L'essai de flexion ou **traction-flambage** (*fig. 1.23*) de revêtements fragiles sur substrats ductiles, est largement utilisé dans le cas des couches minces (*<1µm*). L'échantillon est soumis à des contraintes de traction-compression dans une direction du plan de l'interface qui conduisent à un phénomène de cloquage du film résultant de la décohésion interfaciale. Cette technique a été récemment couplée à la microscopie à force atomique permettant un diagnostic in situ [I.27]. Bien que parfaitement adaptée aux films minces, cette technique devient difficilement applicable aux revêtements plus épais et ductiles.

Toujours dans à cette troisième catégorie, il existe des essais dynamiques. Ces essais ont récemment vu le jour grâce aux progrès dans la mécanique des ondes en général. Ces techniques non intrusives permettent de repousser les limitations en contraintes dues à l'adhérence de colles (dans le cas du plot collé par exemple) et d'éliminer certains travaux de déformation et de friction pris en compte dans les précédents essais. Les principaux essais dynamiques et non intrusifs cités dans la littérature sont présentés dans le paragraphe suivant.

Les essais non intrusifs dynamiques

Ces essais mettent en jeu des sollicitations donnant naissance à un endommagement à l'interface substrat-revêtement. L'adhérence est déterminée par le seuil d'endommagement en unités pratiques pour l'essai en question. Les modèles analytiques des phénomènes physiques à la base de l'endommagement permettent de remonter à une énergie d'adhérence. Ces essais mettent en jeu des énergies plus importantes du fait du caractère dynamique ; le temps d'application des contraintes étant plus bref, elles nécessitent d'être plus intenses.

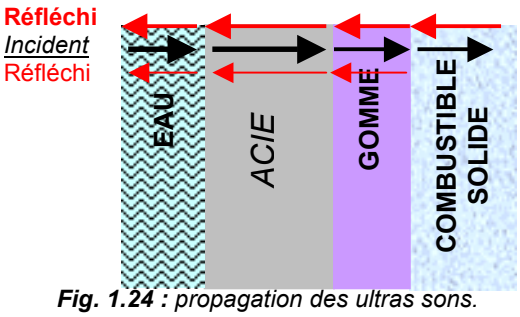


Fig. 1.24 : *propagation des ultras sons.*

Essais par ultrasons : Les essais utilisant des techniques ultrasonores (*fig. 1.24*) ont vu le jour au début des années 1970 [I.28]. A l'origine, elles permettaient d'effectuer des mesures d'épaisseur ou de contrôles non destructif. Ces techniques ont évolué et permettent aujourd'hui [I.8,.29] de discriminer une bonne adhérence, d'une adhérence défectueuse et d'une fracture interfaciale. L'échantillon éprouvé, substrat acier revêtu d'une gomme, elle-même revêtue d'un combustible solide, est immergé dans l'eau pour une meilleure transmission et réception des ultrasons entre l'émetteur, le milieu sondé et le récepteur. Les échos des ondes ultrasonores récupérés par le récepteur permettent une caractérisation de l'interface selon l'amplitude du signal obtenu post-traitement ; les échantillons ont ainsi pu être classés en « *bonne adhérence* », « *mauvaise adhérence* » et « *interface endommagée* ». Ces échos dépendent de la différence d'impédance acoustique $Z_i = \rho_i.C_i$ de chaque milieu (oú ρ_i est la masse volumique du matériau et C_i sa vitesse hydrodynamique du son) ; cette différence est perceptible dans le cas de l'acier et de la gomme. Si cette méthode a permis un premier tri, elle reste davantage un moyen de contrôle non destructif plutôt qu'un moyen de mesure d'adhérence. D'autre part, elle présente certaines limitations. La période d'émission doit être inférieure au temps d'aller-retour des ultrasons dans la plus fine des couches, sans quoi, les aller retours ne sont pas clairement perceptibles. De plus, cette méthode n'est pas adaptée aux éprouvettes composées de matériaux d'impédances acoustiques proches. Enfin, les porosités perturbent fortement les diagnostics utilisés par cette méthode.

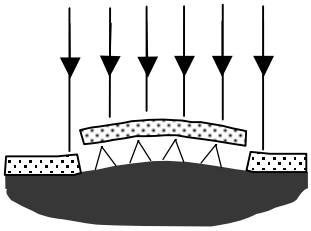


Fig. 1.25 : *cloquage par impulsion laser* [I.10]

Essais d'irradiation par laser impulsionnel à bas flux *(<0,01 GW/cm²)*. Une méthode innovante développée conjointement par le *CNRS* et le *CEA* [I.30] (*fig. 1.25*) s'applique aux revêtements transparents à la longueur d'onde du laser irradiant utilisé comme source d'énergie. Ce laser impulsionnel, de type *Nd-YAG*, de longueur d'onde 1,06 µm délivre des impulsions jusqu'à *50 mJ* en *34 ns*. Ces impulsions sont déposées sur l'interface substrat-revêtement à travers le revêtement, d'où la nécessité pour celui-ci d'être transparent à la longueur d'onde du faisceau laser utilisé. L'irradiation a lieu sur une surface de l'ordre du *mm²*. Lorsque l'énergie atteint la cible, elle provoque un échauffement du substrat qui produit une dilatation de quelques µm de profondeur et qui engendre la propagation d'une onde thermo-élastique vers la face en vis à vis de la surface irradiée. Cette onde thermo-élastique débouche donc en face arrière du substrat en provoquant une vibration. L'amplitude du déplacement ainsi obtenu est mesurée par un interféromètre laser continu. Lorsque les sollicitations sont suffisamment intenses, le revêtement est cloqué et les signaux délivrés par l'interféromètre laissent apparaître la signature de l'endommagement. Ces signaux permettent également de remonter à l'énergie ayant provoquée la rupture interfaciale.

Cette technique a fait ses preuves [I.31] sur des substrats métalliques recouverts de films d'oxydes ou de céramique dont l'épaisseur varie de *10* à *300 µm*. En outre, elle a l'avantage d'être non traumatisante pour la pièce éprouvée, quantitative, et non destructive.

Toutefois, elle se limite aux revêtements transparents à la longueur d'onde du laser impulsionnel utilisé ; elle présente une limite d'épaisseur de substrat et de revêtement. De plus les revêtements ayant plus de *25 %* de porosité ne permettent pas la propagation de l'onde thermo-élastique. Enfin, la température de fusion du substrat doit être suffisamment élevée pour que ce dernier ne soit pas altéré par l'irradiation du laser impulsionnel.

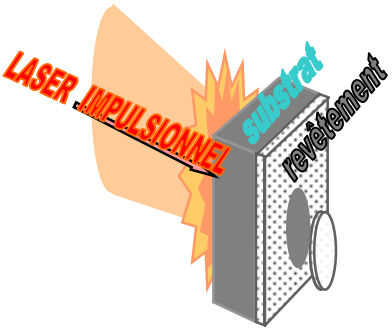


Fig. 1.26 : *Technique du choc laser.*

Essais d'irradiation par laser impulsionnel à haut flux (> 1 GW/cm²). En irradiant la surface d'un matériau à plus haut flux par un laser impulsionnel, la gamme des contraintes accessibles se trouve considérablement élargie. Les sollicitations dynamiques se propagent sous forme d'onde de pression et, suite aux mécanismes de transmission et réflexion, elles peuvent produire des tractions importantes au sein des matériaux (*fig. 1.26*). Avec certains lasers impulsionnels, les niveaux de contraintes accessibles peuvent atteindre le *TPa* (10^{12} *Pa*) et la durée d'application des sollicitations pouvant se réduire de quelques dizaines de nanosecondes à quelques femtosecondes. Lorsque les contraintes de tractions intenses sont induites au sein d'une cible, il se crée une fracture dans la matière. Ce phénomène d'endommagement dynamique, observé pour la première fois en *1914* [I.32] est appelé écaillage. Cet écaillage peut également être généré par choc conventionnel (impact de projectile, explosif) avec des durées d'application de sollicitations longues comparées à celles obtenues par choc laser.

La géométrie de l'échantillon cible et l'application du choc étant connues, la simulation numérique permet de remonter aux états thermodynamiques dans l'échantillon au cours du temps. Le couplage de cette technique avec la mesure de vitesse matérielle par interférométrie laser doppler, appelé *VISAR* [I.33] (acronyme anglosaxon de Velocimetry Interferometer System for Any Reflectors), fournit un moyen de mesure et de diagnostic sans contact, en temps réel. D'autres moyens permettent également de diagnostiquer la fracture interfaciale, tels que les observations microscopiques après coupe et polissage.

L'essai d'adhérence par choc laser a été expérimenté pour la première fois en 1978[I.34]. Trois ans plus tard, Snowden [I.35] réalise l'essai de décohésion avec la technique d'impact de plaque propulsée par « canon électromagnétique ». Deux types d'échantillons avaient été utilisés. L'un était composé d'un dépôt par évaporation de sélénium sur un substrat de verre de borosilicate (pyrex®), l'autre, du même dépôt, sur du polycarbonate. Les conditions d'impact retenues à l'époque induisaient des chocs maintenus pendant des durées de l'ordre de la microseconde. Les auteurs s'étaient volontairement placés dans des conditions de chocs faibles afin de rester au voisinage de la limite élastique des matériaux

sollicités [I.33,36,37]. Dans la continuité de ces travaux, la méthode de mesure d'adhérence par écaillage en choc laser a été successivement expérimentée sur divers systèmes[I.34,35,38,39,40,41,42]. Outre l'influence du chargement, les expérimentateurs observaient déjà que l'adhérence était fortement conditionnée par la préparation des échantillons, sans vraiment l'expliquer.

En 1995, V.Gupta dépose un brevet [I.43] sur la méthode de mesure d'adhérence à l'interface plane substrat-revêtement utilisant l'écaillage interfacial induit par choc laser. La contrainte menant à la rupture de l'interface est calculée à partir de mesures *VISAR* et d'un algorithme de calcul. Gupta utilise une couche de confinement (verre ou liquide tel que l'eau) de *0,1* à *10 µm* combinée à une couche d'absorption en métal (couramment *0,1* à *1 µm* d'aluminium mais elle peut également être composée de plusieurs couches). Ces deux couches viennent s'apposer sur le substrat (Silicium environ *1 mm* d'épais). L'irradiation laser générant le choc est donc portée sur le substrat. Un *VISAR* mesure la vitesse matérielle de surface libre en vis à vis de l'impact. Gupta précise en outre que le dépôt peut être multicouche, dont l'épaisseur totale varie de *0,5* à *1 mm*.

Néanmoins, parmi tous ces essais, aucun ne traite en profondeur les problèmes d'adhérence des matériaux projetés. De plus, la plupart des échantillons étaient des cibles de petites séries et reconnues comme peu adhérentes, ne présentant qu'un intérêt limité pour l'industrie.

Cette méthode a également été étendue à l'étude de l'adhérence d'une matrice et ses fibres dans le cas de matériaux composites céramique-céramique et métal-céramique, avec des revêtements de quelques *µm* avec une interaction laser-matière confinée au quartz[I.41].

Plus récemment, Auroux [I.39] a étudié la faisabilité d'un essai d'adhérence par choc laser en présentant trois catégories d'échantillons possibles selon les rapports d'impédance de choc du substrat et du revêtement. L'auteur compare également l'endommagement induit par l'utilisation de lasers impulsionnels offrant différentes énergies et durées d'impulsion et montre l'influence du temps de maintien de la contrainte sur l'endommagement à l'interface d'un système inox-cuivre. L'impulsion est d'autant plus brève que les revêtements à éprouver sont minces. Les épaisseurs des revêtements métalliques atteignent quelques dizaines de *µm* pour une impulsion de quelques dizaines de nanosecondes. Enfin, l'auteur compare l'essai présenté à d'autres méthodes de mesure d'adhérence plus conventionnelles, telles que le « plot collé » et le « scratch test ». Il conclut que la technique développée permet de surpasser les limites en intensité des essais d'adhérence classiques.

Dernièrement, afin d'utiliser des lasers impulsionnels d'énergies modérées, Zhou *et al*[I.44] se sont intéressés au couple époxy-acier et époxy-aluminium pour des revêtements atteignant quelques dizaines de *µm*. Wang *et al* [I.45] ont abordé les problèmes liés aux mixités modales à l'interface de leurs cibles. Les cibles étaient composées d'un substrat céramique de quelques millimètres revêtu d'un film mince d'aluminium d'environ *1 µm*.

Comparaison de différents tests

Etant un procédé industriel émergeant, nous avons souhaité comparer l'essai par choc laser avec d'autres essais d'adhérence : l'essai de "plot collé" et l'essai de gonflement – décollement. Les principales caractéristiques de chaque essai utilisé sont rappelées en **Annexe I**. Afin de réaliser cette comparaison, différents échantillons constitués de revêtements de 550µm de cuivre projeté plasma sur de l'aluminium ont été soumis à ces trois procédés. Des variantes dans les techniques d'élaboration de ces sytèmes (température de préchauffage et rugosité du substrat, nature du gaz de projection) ont permis d'obtenir des niveaux d'adhérence différents pour chacun d'eux (**Annexe I**).

Les niveaux d'adhérence mesurés avec les trois essais selon les principes exposés en **Annexe I** semblent présenter la même évolution en fonction de la température du substrat pendant la projection et de l'atmosphère de projection. Ils ont été discriminés pratiquement de la même manière par chacun des trois essais (*fig.1.27*).

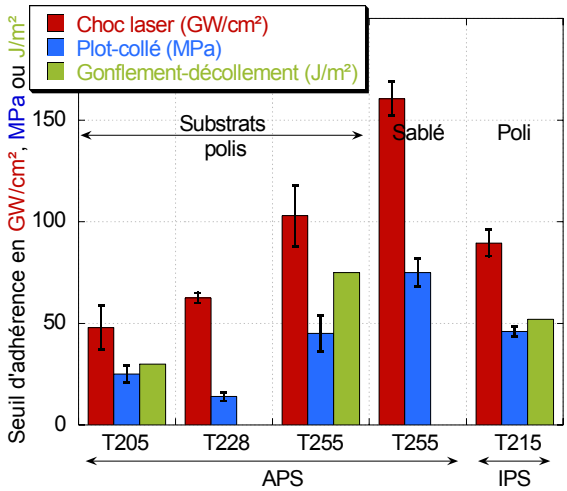


Figure 1.27 : *Résultats des trois essais d'adhérence (choc laser-plot collé-gonflement/décollement) sur des dépôts plasma de 550µm de cuivre sur Aluminium selon différentes préparations (**Annexe I**)*

Les essais choc laser et plot collé montrent une dispersion dans les mesures. Pour le procédé choc laser, ces dispersions sont dues à l'aspect local. Dans le cas du plot collé, elles sont connues de la littérature : la contrainte étant appliquée sur toute l'interface, lorsqu'une fissure se propage, l'interface cède sous la contrainte maintenue. Pour cet essai, la dispersion est de l'ordre de 10 à 15 %. L'ordre de grandeur inférieur obtenu par plot-collé est dû à l'aspect statique de la sollicitation.

Ces deux essais fournissent chacun des sollicitations en traction uniaxiale mais ne sont pas directement comparables du fait du caractère global ou local des zones sollicitées et du fait du caractère statique et dynamique. La concordance des résultats entre plot-collé

et choc laser est donc altérée par de la plus grande sensibilité du choc laser aux phénomènes locaux à l'interface.

Bien que la comparaison de ces essais soit délicate, un bon accord global subsiste entre les différentes évolutions de l'adhérence à l'interface. En effet, les trois essais, hormis un point pour le plot collé, mettent en évidence un seuil d'adhérence rehaussé pour une température de projection plus élevée. Pour ce qui est du rôle de l'ancrage mécanique, le plot collé et le choc laser y ont tous deux été sensibles en dénotant l'échantillon rugueux comme le plus adhérent. Cet échantillon n'a pas été soumis à l'essai de gonflement-décollement.

Ces résultats tendent à converger vers un bon accord mais plusieurs mesures supplémentaires seraient souhaitables pour conforter cette affirmation. Ils permettent cependant d'avoir une idée de l'évolution de l'énergie d'adhérence en fonction du type de sollicitations, dynamique / statique ou mode pure / mixte.

Bilan sur les essais d'adhérence

Les travaux de recherche sur les essais d'adhérence par choc laser se développent et trouvent de plus en plus d'intérêts dans les milieux industriels, en particulier grâce au développement des lasers impulsionnels et des techniques de revêtement.

Cependant, jusqu'à présent, les possibilités de moduler les chargements dynamiques pour une même source d'énergie ont été peu explorées. Basé sur les mécanismes de propagation des ondes de choc et de détente, l'essai d'adhérence par choc laser semble pouvoir présenter des optimisations réalisables en modulant les durées de chargement. Outre l'étude de l'influence des phénomènes physico-chimiques à l'interface, peu d'études ont été menées sur des revêtements poreux et le cas des interfaces non planes (rugueuse) n'a pas été abordé. Les tirs ont, dans la plupart des cas, été effectués sur le substrat. Les épaisseurs des échantillons accessibles à ces essais d'adhérence sont donc limitées à cause de l'amortissement du choc au cours de sa propagation (Chapitre {II}). Ces dernières remarques ont fait l'objet d'études approfondies dont les avancements sont présentés dans ce mémoire de thèse.

Enfin, il n'existe toujours pas de prototype démontrant clairement l'utilisation de la mesure d'adhérence par choc laser en milieu industriel (à cadence rapide). Ces derniers points font partie des ambitions proposées par le projet *LASAT*, présenté dans le chapitre {III}

I.4 Références

[I.1] DUPRE A. ,
"Théorie mécanique de la chaleur", Paris, Gauthier-Villars, 1869, p. 368.

[I.2] CHALKER P.R., BULL S.J. and RICKERBY D.S.,
"A review of the methods for the evaluation of coating-substrate adhesion",
Materials Science and Engineering, 1991, volume 40, pp. 583-592.

[I.3] PULKER H.K, PERRY A.J ,
"Adhesion", Surface Technology, 1981, volume 14, pp. 25-39.

[I.4] Direction Générale de l'Industrie, des Technologies de l'Information et des Postes "Production industrielle : La sous-traitance en chiffre"
Rapport du Ministère de l'économie des finances et de l'industrie, MIDEST 2003, statistiques publiques du SESSI, ISSN 1625-1555, pp.10-11.

[I.5] PRONER A.,
"Revêtements par projection thermique",
Techniques de l'Ingénieur, sept. 1999, M 1 645, p. 5.

[I.6] BANKER, J.G., REINEKE, E.G.,
"Explosion Welding", ASM Handbook, "Welding Brazing, and Soldering", 1993, volume 6, ASM International, Materials Park, OH, pp. 303-30.

[I.7] BALLARD W. E.,
"Metal Spraying and the Flame Deposition of Ceramics and Plastics", London, Charles Griffin and Company Limited, 1963, Fourth Revised, Edition.

[I.8] ALKIMOV A. P., KOSAREV V. F AND PAPYRIN A. N.,
"A Method of Cold Gas-Dynamic Deposition", Sov. Phys. Dokl.,1990, volume 35 (12).

[I.9] BARBEZAT G.
"High performance coatings produced by internal plasma spraying on engine blocks of new generation",
Osaka, ITSC 2004.

[I.10] DUCOS M., BOSSUAT B. and WALASZEK H., BARRADAS S. and JEANDIN M., ARRIGONI M. and BOUSTIE M., BOLIS C. and BERTHE L.,
"Non destructive adhesion testing of plasma sprayed coatings using ultrasounds and laser shocks",
Osaka, ITSC 2004.

[I.11] WEISS H.,
"Adhesion of advanced overlay coatings : mechanisms and quantitative assessment" Surface Coating Technology, volume 71, 1995, pp. 201-207.

[I.12] DUPEUX M.,
"Mesure des énergies de rupture interfaciale : problématique et exemples de résultats d'essais de gonflement-décollement", Mécanique et Industrie, 2004, volume 5, N°4, pp. 441-450.

[I.13] CAO H.C., EVANS A.G.,
"An experimental study of fracture resistance of bimaterial interfaces", Mechanics of materials, 1989, volume 7, pp. 295-304.

[I.14] WANG J.S., SUO Z.,
"Experimental determination of interfacial toughness curves using brazil-nut-sandwiches", Acta metallurgica materialis, 1990, volume 38, pp. 1279-1290.

[I.15] LIECHTI K.M., CHAI Y.S.,
"Asymmetric shielding in interfacial fracture under in-plane shear", Journal of applied mechanics, 1992, volume 59, pp. 295-304.

[I.16] O'DOWD N.P., SHIH C.F., STOUT M.G.,
"Test geometries for measuring interfacial fracture toughness", International Journal of Solids Structures, 1992, volume 29, N°5, 571-589.

[I.17] HUTCHINSON J.W., SUO Z.,
"Mixed mode cracking in layered materials." Advances in Applied Mechanics, 1992, volume 29, pp. 63-191

[I.18] MAUGIS D.,
« Adhérence des solides, aspects mécaniques » Revue de Métallurgie, mai 1997, pp. 656-690.

[I.19] BRACCINI M., DUPEUX M., LAURENCIN J., BENKASSA A., POT N., DORVAL F.,
« Effets des caractéristiques physico-chimiques et du mode de sollicitation sur la tenue mécanique d'interface résine époxy – acier inox », Oléron, JADH 2003.

[I.20] Notice d'utilisation MST-CSEMEX® Micro Scratch Tester. Document CSEM Instruments

[I.21] KIM J., KIM K.S. and KIM Y.H.,
"Mechanical effects in peel adhesion test", J. Adhesion SC. Technol., 1989, volume 3, (3), pp. 175-187.

[I.22] CRETON C. and LEIBLER L.,
"How does tack depend on time of contact and contact pressure ?"
Journal of Polymer Science: Part B: Polymer Physics, 1996, volume 34, p. 545-554

[I.23] SILVERI A., CHASSAING E., GORYACHEV S.B.,
"Problèmes de mesure d'adhérence de revêtement métallique sur substrat métallique », 45ème Colloque de Métallurgie de l'INSTN, Journal de Physique IV France, D. Mazière éditions, EDP Sciences, 2003, volume 106, pp. 131-140

[I.24] KANNINEN M. F.
International Journal of Fracture, 1973, volume 9, pp. 83.

[I.25] BOSSEBOEUF A., DUPEUX M., BOUTRY M., BOUROUINA T,
"Bulge and Blister Test for Assessment of Coating Strength and Interfacial Adhesion : experimental Challenge and Theoretical Tools",
Proc. Int. Workshop on "Mechanical behaviour of P.V.D. Coated Materials", 13-17 Oct. 1997, Holzau/Erzgebirge (All.), Techn. Univ. Bergakademie Freiberg (1998), p. 169-181.

[I.26] RICHARD C.S., BÉRANGER G., LU J., FLAVENOT J.F.,
"The influence of heat treatments and interdiffusion on the adhesion of plasma-sprayed NiCrAlY coatings", Surface and Coatings Technology, 1996, volume 82, p 99-109.

[I.27] GEORGE M., CLEYMAND F., COUPEAU C., COLIN J., GRILHÉ J.,
« Comportement mécanique des matériaux revêtus sous contrainte : phénomènes de décohésion interfaciale, cloquage et fissuration », 45ème Colloque de Métallurgie de l'INSTN, Journal de Physique IV France, D. Mazière éditions, EDP Sciences, 2003, volume 106, p. 121-130

[I.28] TATTERSALL H.G.,
"The ultrasonic pulse-echo technique as applied to adhesion testing", J. Phys. D: Applied Physics, 1973, volume 6, pp. 819-832.

[I.29] JIAN X.M. and GUO N., LI M.X. and ZHANG H.L.,
"Ultrasonic Evaluation of Bond Using Segment Adaptive Filtering",
Roma 2000, 15th WCNDT
http://www.ndt.net/article/wcndt00/papers/idn496/idn496.htm

[I.30] « Le laser teste l'adhérence des revêtements »
L'Usine Nouvelle, 23 janvier 2003, n°2855, pp. 38

[I.31] ROSA G., OLTRA R., NADAL M.H.,
« Evaluation of the coating-substrate adhesion by Laser-ultrasonics : Modeling and experiments", Journal of Applied Physics, 2002, volume 91, n°10, p. 6744-6753.

[I.32] HOPKINSON B.,
"A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. ", Procedings of Royal Society of London, 1914, série A, A89, p. 411-413 .

[I.33] BARKER L. M., HOLLENBACH, R.E.,
"Laser Interferometer for Measuring High Velocities of Any Reflecting Surface", Journal of Applied Physics, 1972, volume 43 (11) : pp. 4669-4675.

[I.34] VOSSEN J.L,
"Measurement of Film-Substrate Bond Strength by Laser Spallation, Adhesion Measurement of Thin Films, Thick Films, and Bulk Coatings", ASTM STP 640, K.L Mittal, Ed., American Society for Testing and Materials, 1978, pp. 122-133.

[I.35] SNOWDEN W.E., AKSAY I.A.,
"Measurement of thick film adhesion by impact separation technique", LLNL, Material Science Res., volume 14, (81), p 651-660

[I.36] EPISHIN I.G., SUSLOV V.V., and YANUSHKEVICH V.A.,
"Determination of adhesion strengh of film structures of components in electronic devices using laser shock waves", Fizika i Khimiya Obrabovki Materialov, 1988, volume 22, (5), pp. 80-84

[I.37] NUTT G.L.,
"Finite element simulation of exfoliation experiments", Journal Material Res., 1992, volume 7, (1), pp. 203-213.

[I.38] GUPTA V. and ARGON A.S.,
"Measurement of Interface Strength by Laser-pulse-induced Spallation",
Materials Science and Engineering, 1990, AL26, pp. 105-117.

[I.39] GUPTA V., YUAN J., and PRONIN A.,
"Nanosecond rise-time laser-produced stress pulses with no asymptotic decay",
Review of Scientific Instrument, 1993, volume 64, (6) , pp. 1611-1613.

[I.40] PRONIN A., GUPTA V. and YUAN J., CHAWLA K.K., VAIDYA R.U.,
"Tensile strength of interface between SnO_2 coating and alumina sustrate", Acta Metallurgica et Materialia, 1993, volume 28, pp. 1371-1376.

[I.41] AUROUX E.,
"Etude de l'adhérence de couche minces sur des substrats soumis à un choc laser », Thèse de l'Université de Poitiers, 1999.

[I.42] YOUTSOS A.G., KIRIAKOPOULOS M., TIMKE T.,
« Experimental and theoretical/numerical investigations of thin films bonding strength », Theoretical and Applied fracture Mechanics, 1999, volume 31, pp. 47-59.

[I.43] GUPTA V.,
"System and method for measuring the interface tensile strength of planar interfaces", US PATENT N°5 438 402, 1er Aout 1995.

[I.44] ZHOU M.,.ZHANG Y.K, CAI L.,
"Adhesion measurement of thin films by a modified laser spallation technique : theoretical analysis and experimental investigation", Applied Physics A, 2002, volume 74, pp. 475 480.

[I.45] WANG J., SOTTOS N. R., WEAVER R. L. ,
"Tensile and mixed-mode strength of a thin film-substrate interface under laser induced pulse loading", Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2004, volume 52, pp. 999-1022.

II Choc laser et Mécanique des ondes de choc - choc plan / choc oblique

II Choc laser et Mécanique des ondes de choc - choc plan / choc oblique 33

II.1 Généralités sur les chocs 35
II.1.1 Définition 35
II.1.2 Génération d'une onde de choc 35

II.2 Choc induit par irradiation laser 37
II.2.1 L'interaction Laser-Matière 37
II.2.2 Modes d'interactions 39
II.2.2.1 Irradiation directe 39
II.2.2.2 Irradiation en mode confiné 39
II.2.3 Sources lasers 40

II.3 Mécanique des ondes de Choc 43
II.3.1 Les relations de la mécanique des ondes de choc 43
II.3.1.1 Les relations de Rankine-Hugoniot 43
II.3.1.2 L'équation d'état 45
II.3.1.3 Courbe d'Hugoniot et Polaires de choc 45
- Détermination de la courbe d'Hugoniot 45
- Détermination de la polaire de choc plan mono dimensionnel 46

II.3.2 Lois de comportement et endommagement 48
II.3.2.1 Lois de comportement 48
- Comportement élasto-plastique parfait 48

II.3.2.2 Ecaillage 50
- Le critère « Cut-off » 51

II.3.3 Transmission d'un choc entre deux milieux, choc plan 1D/2D 51
II.3.3.1 Choc plan monodimensionnel 52
II.3.3.2 Choc plan bidimensionnel 53
II.3.4 Phénomènes altérants la propagation du choc : 55
II.3.4.1 Amortissements élasto-plastique et hydrodynamique 55
II.3.4.2 Effets des détentes latérales (effets 2D) 56
- Effets d'atténuation du front de choc 56
- Endommagement par effets 2D 58
- Influence sur les mesures expérimentales 58

II.4 Bilan 59

II.5 Références 60

Choc laser et Mécanique des ondes de choc choc plan / choc oblique

Ce chapitre est dédié à l'explication des phénomènes liés à la création et à la propagation de chocs dans la matière condensée. Y sont abordées des généralités sur les chocs avec l'évolution des générateurs de choc au cours de l'histoire, avec l'avènement du choc laser. Enfin, ce chapitre aborde la mécanique des ondes de choc en introduisant les notions nécessaires à la compréhension des phénomènes se déroulant lors d'un essai réalisé avec le procédé LASAT. Les mécanismes de transmission/réflexion d'ondes de choc à des interfaces planes et obliques sont introduits.

II.1 Généralités sur les chocs

Définition

Une onde de choc est la propagation d'une « discontinuité » des grandeurs caractéristiques de l'état thermodynamique et mécanique d'un milieu. Cette « discontinuité » est la conséquence d'effets non linéaires qui provoquent le raidissement des ondes sonores et peut engendrer des effets mécaniques intenses. Son étude a commencé au cours de la deuxième moitié du 19ème siècle par Riemann, Rankine et Hugoniot.
Le temps de montée du front de choc doit être court de manière à obtenir une onde de choc stable. L'état thermodynamique est déterminé par les grandeurs *P (pression hydrodynamique), E (énergie interne), V (volume massique), u (vitesse matérielle), D (célérité du choc)*. Lorsque le choc se propage dans un milieu, il porte l'état amont (initial) à un état aval sous choc (*fig. 2.1*). Chaque milieu possédant ses caractéristiques mécaniques et physiques intrinsèques, son comportement sous choc lui sera propre.

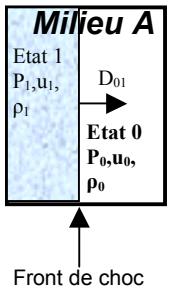


Figure 2.1 : *Propagation d'un choc.*

Génération d'une onde de choc

Il existe différents moyens de créer une onde de choc. Impact de météorite, explosion de substances réactives, impact de projectile ou irradiation par faisceau de particules énergétiques, chaque procédé possède ses particularités (*fig. 2.2*).
Depuis des millénaires, les applications militaires ont été le vecteur principal de développement et de recherche de générateurs de choc.

L'impact par projectile est connu depuis l'âge de pierre et l'usage des catapultes était répandu lors des conquêtes Romaines. Mais les techniques progressant, le pouvoir

appartenait à celui qui possédait la plus grande force de frappe, la course à l'armement commençait.

Déjà au début de l'ère chrétienne, en Chine et en Inde était découvert le salpêtre et ses produits dérivés. L'utilisation de l'énergie chimique allait ainsi pouvoir procurer de nouvelles perspectives. En 674, au cours du siège de Constantinople, un certain Calinicus d'Heliopolis mit sa science du feu au service de l'empereur Byzantin. Les échanges commerciaux le long de la route de la soie ont ainsi propagé ces recettes mystérieuses. Au 13ème siècle, Joinville[II.1] raconte le bombardement des troupes croisées par les turcs. En 1346, les Anglais expérimentent les premiers canons lors de la bataille de Crécy sur les troupes françaises, lesquelles ne pouvaient lutter à armes égales.

Au 18ème siècle, des explosifs plus évolués étaient déjà étudiés par Lavoisier et Berthollet. L'étude des explosions a ensuite été approfondie par Mallard et Le Chatellier au 19ème siècle alors que l'activité minière propulsait la révolution industrielle. Cette activité demandait la maîtrise des explosifs tant dans leurs utilisations de destruction des roches que dans la prévention des explosions accidentelles, comme les « coups de grisou ». En 1867, Alfred Nobel fait breveter la dynamite qui a eu le succès qu'on lui connaît. En 1939, Joliot découvre le dégagement d'énergie par un mécanisme de réaction nucléaire en chaîne ; l'ère de l'énergie atomique est née. Les 6 et 9 août 1945 le président des Etats-Unis Roosevelt donne l'ordre d'utiliser sur des populations civiles japonaises, une arme de destruction massive basée sur ce précédent mécanisme.

En France, le Commissariat à l'Energie Atomique (*CEA*) est créé par ordonnance *n° 45-2563*, du 30 octobre 1945, pour aboutir aux premiers essais nucléaires au Sahara le 13 février 1960 et à l'énergie nucléaire maîtrisée. Les chocs ainsi générés peuvent atteindre plusieurs kilotonnes. Ces procédés offrent des énergies colossales, des rayons d'actions importants et des durées de maintien de choc prolongées.

Parallèlement aux développements des énergies chimiques et atomiques, d'autres moyens de générer des chocs ont été développés, tels que le canon électrique et le choc laser. Ces derniers sont utilisés dans le cadre d'études du comportement des matériaux sous choc ou encore dans des applications industrielles de pointe comme le plaquage par explosifs, la densification superficielle et les essais d'adhérence. Le canon électrique[I.34] permet d'accélérer un projectile de petite dimension (diamètre *6 mm*, épaisseur *0,5 mm*) sur une distance de l'ordre du millimètre, jusqu'à environ *8 km/s*. La pression de choc générée et sa durée de maintien dépendent essentiellement du projectile et de l'énergie mise en jeu. Le choc laser développé à la fin des années 80 [II.2] fait l'objet du chapitre suivant.

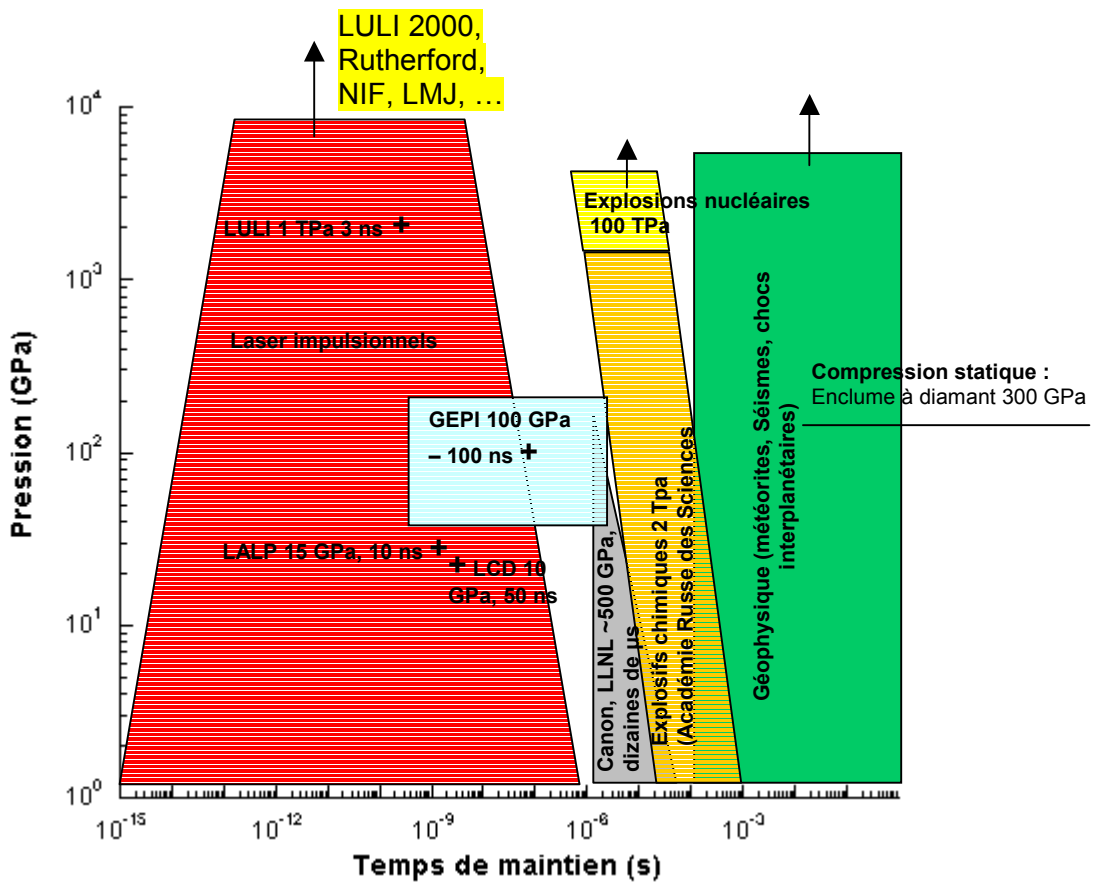


Figure 2.2 : *Caractéristiques des chocs selon leur procédés de génération*

II.2 Choc induit par irradiation laser

<u>L'interaction Laser-Matière</u>

Au cours de l'irradiation issue d'un faisceau laser impulsionnel (forte énergie délivrée en un temps très court) sur un matériau, une fine épaisseur de peau, de l'ordre du µm, est portée à haute température. Le flux incident Φ_i qui atteint la zone irradiée de surface S est fonction de l'énergie E délivrée par la source laser et de sa durée d'impulsion τ. Il s'exprime de la manière suivante :

$$\Phi_i = \frac{E}{\tau . S} \qquad \text{[II.1]}$$

Lorsque le flux est suffisamment intense (> 10^9 *W/cm²*), la partie irradiée est sublimée en plasma, en quelques dizaines de picosecondes (*fig. 2.3a*). L'expansion de ce plasma va produire, par réaction, une poussée dans la cible sous forme d'onde de pression. Le profil temporel de l'impulsion de pression a une forme proche de celui de l'impulsion d'énergie délivrée par la source laser et l'intensité de la pression augmente avec l'intensité du flux d'énergie déposé (paragraphe {II.2-3}).

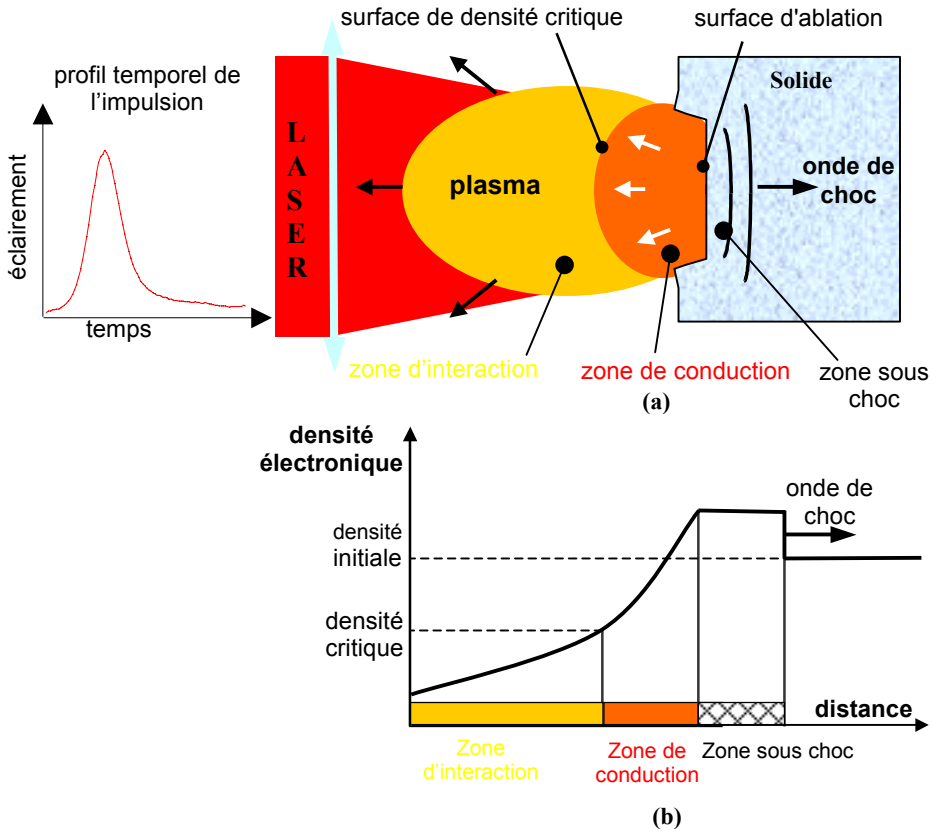


Figure 2.3 : a) *description de l'interaction laser matière.* ***b)*** *répartition de la densité électronique en 3 zones*

L'interaction laser - matière se décompose en trois zones [II.3,4], (*fig. 2.3b*) :

- **Zone d'interaction :** c'est le volume dans lequel a lieu l'absorption de l'énergie de la source laser consommée pour engendrer le plasma. Dans ce volume, la densité électronique n'excède pas une certaine densité critique au delà de laquelle les photons de la source laser ne pénètrent plus dans le plasma. Le taux d'absorption (rapport du flux absorbé au flux incident) dépend essentiellement de la longueur d'onde, de la durée d'impulsion et du flux incident. Il est de l'ordre de 80% dans nos conditions d'irradiation [II.4] (paragraphe {II.2-2-1}).

- **Zone de conduction :** ce volume est compris entre la surface du solide et la zone de densité critique. L'énergie laser déposée dans la zone d'interaction est transférée par conduction thermique électronique vers les zones froides du solide, alimentant ainsi le phénomène d'ablation. Par réaction, le plasma exerce une pression à la surface du solide.

- **Zone sous-choc :** les ondes de compression induites dans la cible se propagent dans le solide en formant un front de choc. L'amplitude de l'onde de choc ainsi formée varie de quelques *MPa* à bas flux (10^{10} *W/cm*^{2}) jusqu'à plusieurs *TPa* à haut flux (10^{12} à 10^{14} *W/cm*^{2}). La densité d'électrons y est maximale. Ce phénomène s'appelle la génération d'une onde de choc par laser ou plus communément « choc laser ».

Modes d'interactions

Pour créer un choc laser, il est nécessaire que les photons émis par la source laser atteignent la cible. Toutefois, il arrive que le milieu ambiant, entre la source et la cible, s'ionise et s'opacifie sous l'action du flux d'énergie qui le traverse. Le milieu n'est donc plus transparent et l'énergie n'est plus déposée sur la cible. Ce phénomène s'appelle claquage. Le flux d'énergie maximal transmissible avant claquage définit le seuil de claquage et dépend du milieu ambiant. Dans l'air, le seuil de claquage est proche de *3 GW/cm²* pour l'installation du *LCD*. Selon les installations laser à disposition et le profil de chargement mécanique souhaité, différents modes d'interaction sont possibles.

II.2.1.1 Irradiation directe

L'irradiation directe étant limitée dans l'air, une solution consiste à maintenir la cible dans une enceinte à vide plus ou moins poussé selon l'intensité du flux laser.

Plusieurs auteurs [II.5,6,7] ont établi des lois permettant de décrire l'amplitude P_{max} du profil de pression induite, sur la zone irradiée de l'échantillon, en fonction du flux absorbé Φ_a, de la longueur d'onde du laser λ, et de la durée de l'impulsion τ :

$$P_{max} = K\, \Phi_a^{m}\, \lambda^{n}\, \tau^{p} \qquad [II.2]$$

où *K, m, n*, et *p* sont des constantes dépendantes des conditions d'irradiation laser et de la nature du matériau.

Cette description a été validée sur une large gamme de flux allant de *0,3 GW/cm²* à *70 TW/cm²* (tableau (*2.1*)) :

Auteur	**Gamme de flux (GW/cm²)**	**Relation obtenue avec Φ en 10^5 GW/cm²**
Phipps	10^{11}-10^{15} sur Al avec τ = *0,6 ns*	$Pm = 17{,}2.\Phi_{incident}^{3/4}$
Fabbro	10^{13}-10^{15} sur Al avec τ = *0,6 ns, λ=0,26 µm*	$Pm = 18.\Phi_{absorbé}^{3/4}$
Grün	10^{11}-10^{14}, τ = *0,6*	$Pm=14{,}4.\ \Phi_{absorbé}^{0.8}$

Tableau 2.1 : *Relations théoriques pression-flux*

II.2.1.2 Irradiation en mode confiné

L'irradiation en mode confiné consiste à utiliser un milieu transparent à la longueur d'onde du laser impulsionnel à l'endroit de la surface irradiée. Le confinement permet

d'augmenter la pression d'ablation et la durée de maintien du choc respectivement d'un facteur 5 à 10 et 2 à 3 par rapport au tir sous vide [II.8].

L'interaction laser - matière reste toutefois limitée par le claquage dans le milieu de confinement. Le seuil de claquage dépend de la longueur d'onde λ du laser, de la durée d'impulsion τ et du matériau de confinement. A flux incident identique, une longueur d'onde courte procure une pression incidente plus élevée mais un seuil de claquage plus bas que pour une longueur d'onde plus longue. Les courtes durées d'impulsion limitent le phénomène de claquage et permettent de générer des pressions plus élevées.

Sollier [II.9] a déterminé les seuils de claquage et les coefficients d'absorption d'énergie pour chacun des lasers utilisés au cours de nos expériences (λ proche de *1,06 µm*) avec un confinement eau (tableau (2.2)). Le verre est également utilisé en milieu de confinement. De par sa plus grande densité, il induit des pressions d'amplitude et de durée de maintien supérieures à celles obtenues avec l'eau. Par contre, du point de vue expérimental, il présente un inconvénient majeur par rapport à l'eau pour réaliser un contact total avec la cible, ce qui peut provoquer des problèmes de reproductibilité.

Sources lasers

Plusieurs sources laser, de longueur d'onde *1,06 µm*, ont été utilisées dans le déroulement des expériences présentées dans ce mémoire. Elles ont permis d'obtenir des chocs variant par leur intensité et leur durée d'application. Les architectures des lasers impulsionnels du *LCD* et du *LULI* sont décrites en **annexe II.1**. Le tableau (*2.2*) récapitule les caractéristiques de chaque installation. La figure (*2.4*) illustre les profils temporels normalisés des impulsions délivrées par chacune de ces installations. Dans ce mémoire, les impulsions utilisées seront nommées par l'acronyme du laboratoire hébergeant l'installation. L'ensemble des essais au *LCD* a été effectué en régime confiné eau, et ceux du *LULI* et du *LALP* en interaction directe sous vide. Il suffira de se reporter au tableau (*2.2*) pour en connaître les caractéristiques.

Laboratoire	Diamètre du faisceau	τ (ns)	Energie max. (J)	Forme de l'impulsion	fréquence (minutes/tir)	Flux sur 1 mm (W/cm²)	flux de claquage (GW/cm²)
LULI	80 mm	3	120	« carrée »	20	10^{13}	20
LALP	45 mm	10	40	gaussienne	10	5×10^{11}	10
LCD	25 mm	25	20	gaussienne	3	$1{,}3 \times 10^{11}$	8

Tableau 2.2 : *Récapitulatif des caractéristiques des sources lasers Nd :YAG utilisées. Les flux correspondants sont indiqués pour une tache focale de diamètre 1 mm.*

[a] *Laboratoire d'Utilisation des Lasers Intenses (CNRS – Ecole Polytechnique, UMR 7605).*
[b] *Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance (UPR 1528 du CNRS Arcueil).*
[c] *Laboratoire de Combustion et de Détonique (UPR 9028 du CNRS, Chasseneuil du Poitou).*

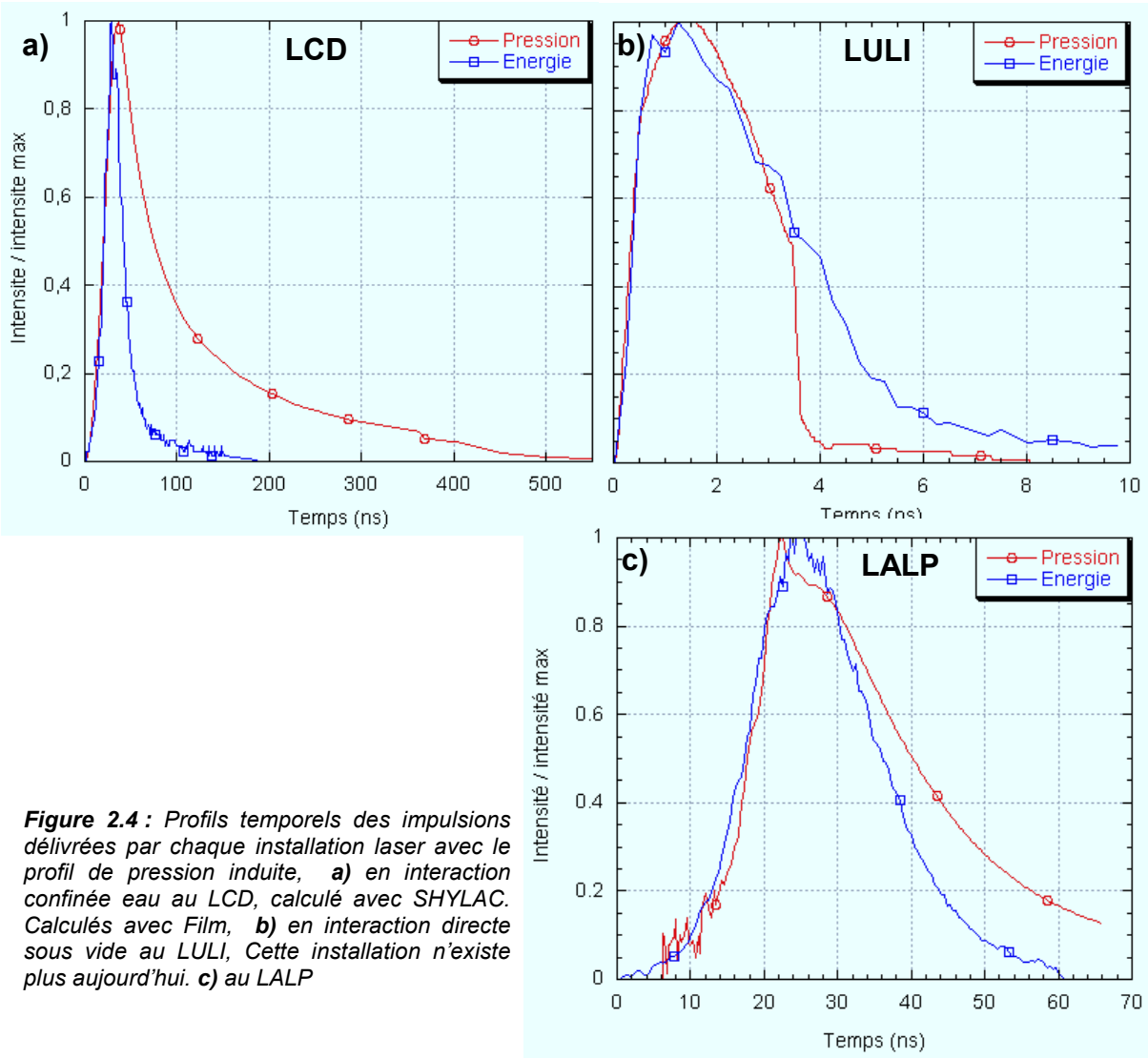


Figure 2.4 : *Profils temporels des impulsions délivrées par chaque installation laser avec le profil de pression induite,* ***a)*** *en interaction confinée eau au LCD, calculé avec SHYLAC. Calculés avec Film,* ***b)*** *en interaction directe sous vide au LULI, Cette installation n'existe plus aujourd'hui.* ***c)*** *au LALP*

- En irradiation directe (au *LALP* et au *LULI*), le code de calcul numérique lagrangien hydrodynamique d'interaction laser - matière *FILM* [II.10] développé au *LULI* fournit le profil temporel de la pression induite sur un matériau, pour une impulsion et un flux donnés. L'impulsion est mesurée lors du tir par une photodiode à réponse rapide (< *200 ps*). La pression maximale déterminée par *FILM* est en bon accord avec celle calculée à l'aide de l'expression [II.2] [II.11] .

  Pour un tir donné, l'impulsion mesurée permet donc d'obtenir le profil de pression correspondant. Les vitesses matérielles calculées avec ce profil de pression sont en bon accord avec les vitesses matérielles mesurées expérimentalement lors du tir [II.12]. *FILM* permet également d'obtenir une courbe reliant la pression induite au flux incident. Cette courbe est propre au matériau ablaté, à la longueur d'onde ainsi qu'à la durée d'impulsion du laser utilisé. La courbe (pression-flux) déterminée sur l'aluminium pour la durée d'impulsion 3ns utilisée au *LULI* est représentée sur la figure (*2.5*) [I.41].

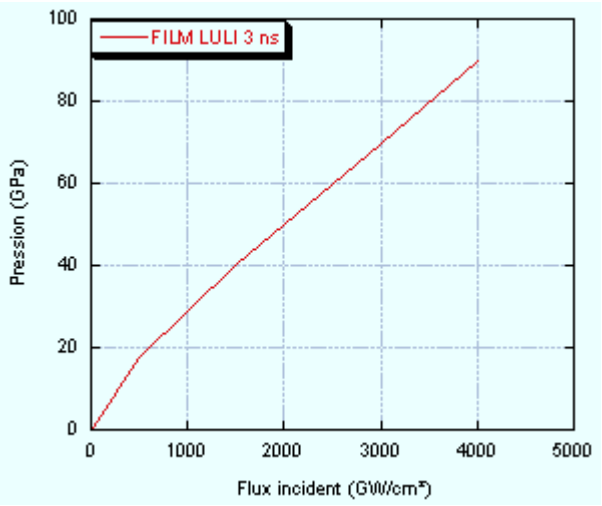


Figure 2.5 : *Courbe Pression – Flux* [I.41] *de l'aluminium calculée à partir de FILM pour l'impulsion 3 ns de la chaîne 6 faisceaux du LULI.*

- Le code *FILM* ne gérant pas l'interaction laser – matière en régime confiné, un modèle simple d'interaction confinée [II.13] est utilisé. La comparaison de résultats expérimentaux de mesure de vitesse de surface libre et de simulations numériques avec le modèle d'interaction confinée permet de remonter au profil de pression engendrée lors de l'interaction laser matière. La figure (*2.6*) représente la courbe pression – flux sur l'aluminium ainsi déterminée pour des impulsions du *LCD*, avec le profil de la figure (*2.4.a*).

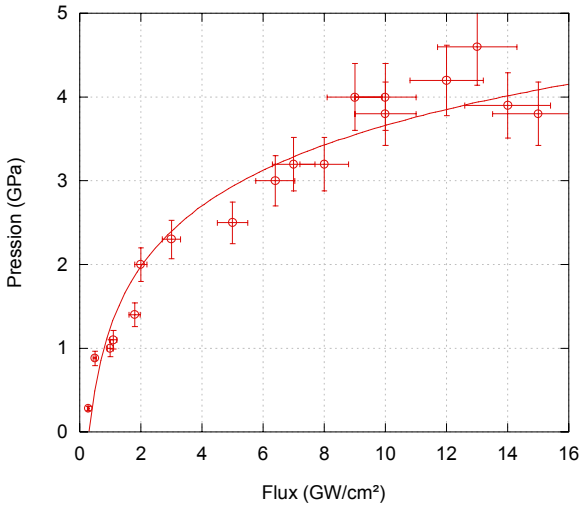


Figure 2.6 : *Courbe pression – flux en régime confiné eau au LCD.*

- La courbe (pression-flux) en interaction directe au *LALP* permet de fixer le niveau d'amplitude de pression à appliquer au profil normalisé (*Fig 2.4.c*) restituant les mesures expérimentales de contraintes ou de vitesses de divers auteurs sur la gamme de flux. Ces résultats sont reportés sur la figure (*2.7*) . La courbe moyenne restituant au mieux ces expériences (pointillés noir) est très proche de la courbe issue des simulations *FILM* (vert).

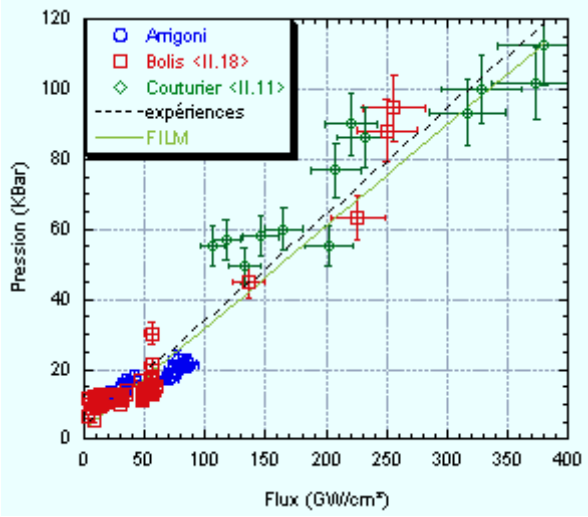


Figure 2.7 : *Comparaison des courbes pression-flux déterminées expérimentalement et par FILM sur l'aluminium, au LALP.*

Connaissant le profil de pression appliqué sur un matériau, en utilisant les relations de la mécanique des ondes de choc, il est alors possible de déterminer les états successifs induits dans la cible irradiée, par la propagation du choc à chaque endroit et à chaque instant.

II.3 Mécanique des ondes de Choc

Les relations de la mécanique des ondes de choc

II.3.1.1 Les relations de Rankine-Hugoniot

Ces relations sont établies sous les hypothèses suivantes :

- un solide sous choc se comporte comme un fluide isotrope et homogène (la contrainte induite s'identifie à la pression hydrodynamique).
- le front de choc est plan et stable.
- le choc est une discontinuité produisant un front de choc parfaitement raide.
- Les échanges de chaleur avec le milieu extérieur sont négligés.

Le choc obtenu dans ces conditions, par application d'une pression P_1 se propage à la célérité D et communique une vitesse matérielle u_1 au solide initialement à la vitesse u_0 (*fig. 2.8*). Ces vitesses sont données par rapport au référentiel absolu.

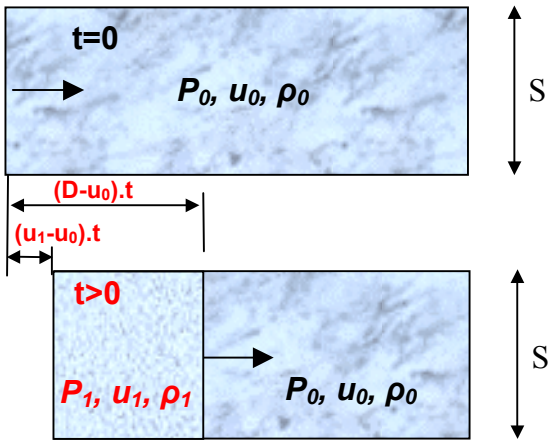


Figure 2.8 : *Propagation d'un choc dans un solide.*

En écrivant la conservation de la masse du fluide au temps *t*, dans le référentiel du fluide à l'état *0* , le fluide étant un milieu fermé, sa masse mise en mouvement par le choc $\rho_0.S.(D-u_0).t$, correspond à la masse de fluide comprimée par le choc $\rho_1.S.(D-u_1).t$, on en déduit donc l'équation [II.3] :

$$\rho_0.(D-u_0) = \rho_1.(D-u_1) \qquad \text{[II.3]}$$

Ecrivons le principe fondamental de la dynamique sur une tranche du fluide à la densité du milieu sous choc : la quantité de mouvement du fluide sous choc $\rho_0.S.(D-u_0).t.(u_1-u_0)$ est égale à l'impulsion des forces de pression s'exerçant sur cette tranche, $(P_1-P_0).S.t.$ On obtient la relation [II.4] :

$$P_1-P_0 = \rho_0.(D-u_0).(u_1-u_0) \qquad \text{[II.4]}$$

Appliquons le principe de la conservation de l'énergie à la tranche de fluide entre l'instant initial et l'instant *t*. L'énergie reçue par le système est égale aux travaux des forces extérieures appliquées sur le système pendant la durée *t*. Le travail des forces extérieures $P_1.S.(u_1-u_0).t$ est celui exercé par la compression. Lors du bilan énergétique, la variation de l'énergie interne vaut $(E_1-E_0).\ \rho_0.S.(D-u_0).t$, à laquelle s'ajoute la variation de l'énergie cinétique, $½.(u_1^2-u_0^2).\ \rho_0.S.(D-u_0).t.$ D'où la relation [II.5] :

$$\rho_0.(D-u_0).[E_1-E_0 +½.(u_1^2-u_0^2)] = P_1.(u_1-u_0) \qquad \text{[II.5]}$$

En sommant [II.4] et [II.5] puis en y injectant [II.3] on obtient la relation de conservation de l'énergie sous la forme [II.6] :

$$E_1-E_0 = ½.(P_1+P_0).(V_0-V_1) \qquad \text{avec} \qquad V_i=1/\rho_i \qquad \text{[II.6]}$$

Les équations [II.3], [II.4] et [II.6] sont appelées équations de Rankine – Hugoniot. On les retrouve souvent écrites avec $u = u_1-u_0$, le saut de vitesse au passage du front de choc. Toutefois, ces trois équations ne permettent pas de relier les cinq variables mises en jeu dans la détermination d'un état thermodynamique. Pour parvenir à résoudre le système, il faut faire appel à une équation d'état.

II.3.1.2 L'équation d'état

Les variables (*P,E,V*) sont reliées par une équation d'état. Il existe plusieurs formalismes pour l'équation d'état ; pour des pressions de choc inférieures au *Mbar*, l'équation d'état de *Mie-Grüneisen* [II.7] d'écrit la propagation des ondes de manière satisfaisante [II.14].

$$P(E,V) - P_{ref}(V) = \frac{\Gamma}{V}(E - E_{ref}(V)) \qquad [II.7]$$

Où P_{ref} et E_{ref} sont la pression et l'énergie interne à l'état de référence. Le coefficient Γ, appelé coefficient de Grüneisen, est propre au matériau et on supposera en outre que sa variation avec le volume massique est linéaire pour des pressions inférieures au *Mbar* : $\Gamma / V = \Gamma_o / V_o = constante$.

Les trois variables thermodynamiques (*P,E,V*) et les deux grandeurs cinétiques (*D, u*) sont ainsi reliées par les trois équations de Rankine-Hugoniot et une équation d'état (de Mie-Grüneisen). Il est donc possible de relier ces variables deux à deux.

II.3.1.3 Courbe d'Hugoniot et Polaires de choc

Il a été montré expérimentalement que, dans la plupart des cas, la célérité du choc et la vitesse matérielle sont reliées par une relation simple [II.14] du type :

$$D = C_0 + s.u \qquad [II.8]$$

avec C_0 et s constantes caractéristiques du matériau. C_0 est également appelé vitesse hydrodynamique du son et peut se calculer à partir des vitesses transversales C_T et longitudinales C_L de propagation d'ondes sonores. C_T et C_L correspondent respectivement aux vitesses de propagation longitudinale des ondes induites par une sollicitation en cisaillement (mode *II*) et en traction - compression (mode *I*).

$$C_0 = \sqrt{C_L^2 - \frac{4}{3}C_T^2}$$

Ce sont des valeurs accessibles expérimentalement par mesures ultrasoniques.

- Détermination de la courbe d'Hugoniot

En isolant le terme *D* dans l'expression [II.3], avec $u_0=0$, puis en le substituant dans l'expression [II.4], on montre que :

$$u_1 = \sqrt{(P_1 - P_0)(V_0 - V_1)} \qquad [II.9]$$

En utilisant la relation [II.8] dans la relation [II.4], et en substituant le terme u_1 par l'expression déterminée ci dessus [II.9], on arrive à :

$$P_H - P_0 = \frac{C_0{}^2.(1-\frac{V_1}{V_0})}{V_0.[1-s.(1-\frac{V_1}{V_0})]^2} \qquad \text{[II.10]}$$

L'équation [II.10] représente les lieux des états accessibles au matériau dans le plan *(P,V)*. La courbe obtenue s'appelle courbe d'Hugoniot (*fig. 2.9a*) ou adiabatique dynamique. Elle relie la pression au volume massique par des constantes caractéristiques propres à chaque matériau : V_0, s et C_0.

Dans des domaines de pression modérés (< *10 GPa*), la courbe d'Hugoniot peut également être obtenue par un polynôme du troisième degré $f(\mu,C_0,s)$ interpolant au mieux les points expérimentaux. La relation prend alors la forme [II.11] :

$$P_H = f(\mu,C_0,s) = k_1.\mu + k_2.\mu^2 + k_3.\mu^3 \qquad \text{[II.11]}$$

Avec $k_1 = \rho_0.C_0^2$, $k_2 = \rho_0.C_0^2.(2.s-1)$, $k_3 = \rho_0.C_0^2.(s-1)(3.s-1)$, et $\mu = \frac{V_0}{V} - 1$

- <u>Détermination de la polaire de choc plan mono dimensionnel</u>

La polaire de choc représente les états *(P,u)* (*fig. 2.9b*) accessibles au milieu sous choc. Ainsi, avec cette courbe on peut connaître la vitesse matérielle *u* associée à un choc de pression *P* et réciproquement. On obtient cette courbe en substituant *D* dans l'équation [II.4] par la relation [II.8] :

$$P - P_0 = \rho_0.C_0.u + \rho_0.s.u^2 \qquad \text{[II.12]}$$

Cette courbe est une parabole caractéristique de chaque matériau. La droite joignant l'état initial à l'état sous choc est appelée droite de Rayleigh. La pente de cette droite $Z = \rho_0.D$ est l'impédance de choc. Nous travaillerons souvent dans des domaines de pressions auxquels correspondent des vitesses matérielles petites devant les vitesses de choc : $u << D$. Dans le cas d'études analytiques, en vue de simplifier les calculs, nous pourrons raisonnablement faire l'hypothèse $Z = \rho_0.C_0$. L'impédance de choc se réduit alors à l'impédance acoustique, si bien que la polaire de choc devient une droite (*fig. 2.11*). L'erreur ainsi commise n'excède pas *10 %* pour des pressions de *11 GPa* dans le cuivre et de *7,5 GPa* dans l'aluminium. Ces dernières pressions sont supérieures à la plupart des pressions de choc ayant été induites au cours de nos travaux.

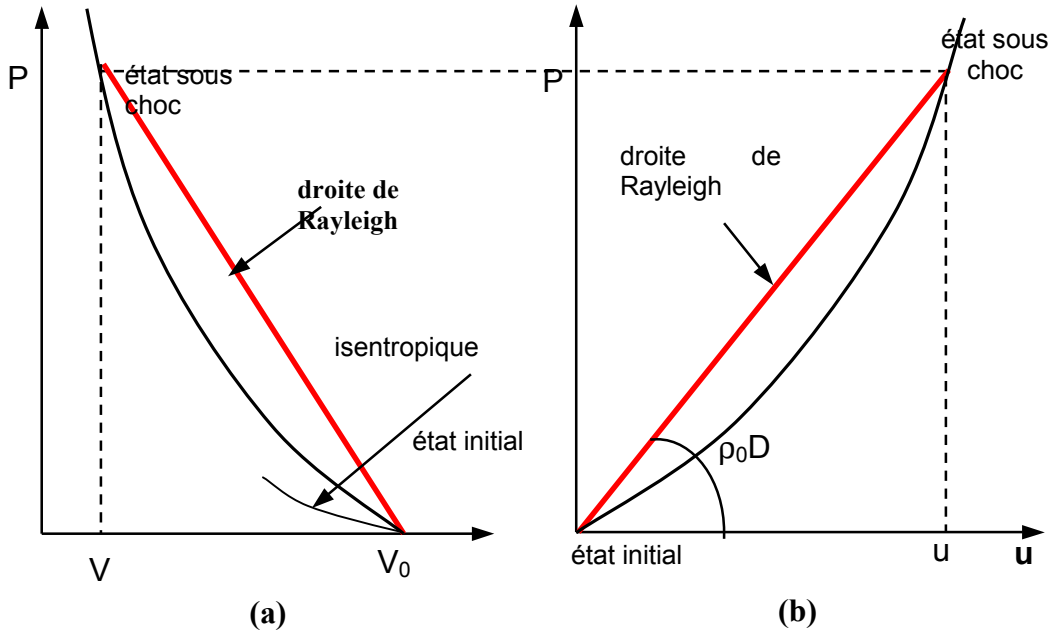


Figure 2.9 : a) *Courbe d'Hugoniot.* ***b)*** *Polaire de choc.*

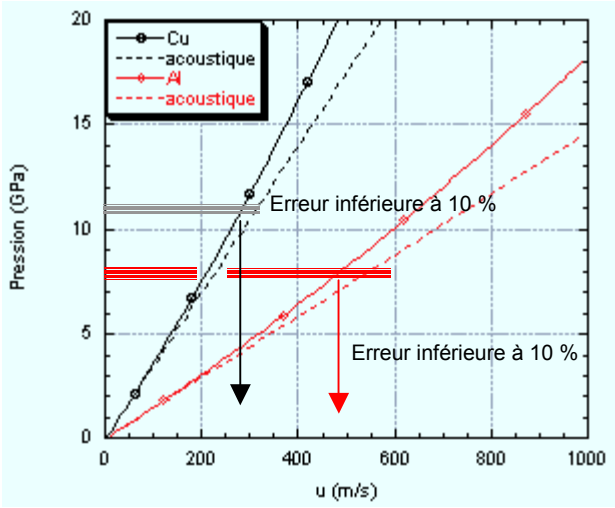


Figure 2.10 : *Polaire P-u du cuivre et de l'aluminium et leur approximation acoustique respective. Les seuils pour lesquels l'approximation induit une erreur inférieure à 10 % sont indiqués pour chaque matériau.*

La description adopté du comportement sous choc des matériaux jusqu'à présent ne prend pas en compte le comportement élastique, ni l'endommagement. Elle est donc valable dans des domaines de pression largement supérieurs à la limite élastique du matériau, sans toutefois excéder la limite d'endommagement dynamique. Pour une meilleure description du comportement élasto-plastique sous choc, il convient de faire appel à une loi de comportement et/ou d'endommagement.

Lois de comportement et endommagement

II.3.1.4 Lois de comportement

Les lois de comportement permettent la prise en compte des déformations et/ou de l'endommagement lors de la propagation des ondes de pression au sein d'un matériau. Elles complètent la description hydrodynamique présentée depuis le début de ce chapitre. Dans des domaines de pression de choc faible, les effets élasto-plastiques inhérents à la propagation d'un choc dans les matériaux s'avèrent non négligeables. Pour obtenir une description convenable de la propagation des chocs, il est donc nécessaire d'utiliser un code de calcul faisant appel à une de ces lois de comportement.

Certaines de ces lois prennent en compte le taux de déformation ou les effets de la température, telles que le modèle de Johnson-Cook [II.15] ou Steinberg-Cochran-Guinan [II.16]. Ces modèles font appel à des jeux de coefficients expérimentaux nécessitant des expérimentations lourdes. Le modèle élasto-plastique parfait basé sur le critère de Von Mises permet une modélisation simplifiée donnant une première approche globale des phénomènes.

- Comportement élasto-plastique parfait

Au cours de la propagation d'un choc plan mono-dimensionnel dans un solide isotrope homogène, la déformation est uniaxiale. Cependant, la pression ne suffit plus pour déterminer l'état des contraintes anisotropes. Dans le cas d'une déformation uniaxiale selon $\vec{x}$, le tenseur des déformations ε s'écrit :

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \qquad \text{[II.13]}$$

Et se décompose en une partie sphérique ε_s et une partie déviatoire ε_d :

$$\varepsilon = \varepsilon_s + \varepsilon_d = \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_x}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\varepsilon_x}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varepsilon_x}{3} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{2\varepsilon_x}{3} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\varepsilon_x}{3} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\varepsilon_x}{3} \end{pmatrix} \qquad \text{[II.14]}$$

Compte tenu de l'hypothèse isotrope, le tenseur des contraintes σ s'exprime sous la forme d'un tenseur sphérique σ_s et d'un tenseur déviatoire σ_d non pris en compte dans la description hydrodynamique du milieu :

avec $$\sigma_s = \begin{pmatrix} \sigma_m & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_m & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_m \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \sigma_m = \frac{1}{3}\sum_i \sigma_{ii} = -P \qquad \text{[II.15]}$$

où σ_m est appelée contrainte hydrostatique et ***P*** pression hydrostatique,

et $$\sigma_d = \begin{pmatrix} S_x & 0 & 0 \\ 0 & S_y & 0 \\ 0 & 0 & S_z \end{pmatrix}$$ et $S_i = \sigma_{ii} - \sigma_m$, partie déviatoire [II.16]

Le modèle élasto-plastique parfait permet de donner des résultats satisfaisants. Il s'applique de la manière suivante :

Pour des contraintes inférieures à la limite élastique, le matériau se comporte de manière élastique et réversible. La relation entre le tenseur des déformations et le tenseur des contraintes est :

$$\sigma_s = 3\,K\,\varepsilon_s \quad \text{et} \quad \sigma_d = 2\,G\,\varepsilon_d \qquad \text{[II.17]}$$

avec *K* et *G* les modules respectifs de rigidité et de cisaillement du matériau,

on en déduit : $$\sigma_m = K.\varepsilon_x \;;\; S_x = \frac{4}{3} G\,\varepsilon_x \;\text{ et }\; S_y = S_z = -\frac{2}{3} G\,\varepsilon_x \qquad \text{[II.18]}$$

Le milieu suit ce comportement tant que la contrainte de Von Mises n'atteint pas la limite élastique dynamique Y_0 :

$$\frac{1}{2}\,[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_x - \sigma_z)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2] = Y_0^2 \qquad \text{[II.19]}$$

La vitesse de propagation des ondes dans le domaine élastique correspond alors à la vitesse du son longitudinale C_L. Au dessus de la limite élastique dynamique Y_0, le matériau se déforme plastiquement (de manière irréversible). Il est généralement constaté que la limite élastique dynamique est 1,5 à 2 fois la limite élastique statique [II.17]. En somme, la contrainte déviatoire S_x dépend de la déformation dans la direction $\vec{x}$ de la manière suivante (cas uni axial) (*fig. 2.11*) :

$$\begin{cases} S_x = \dfrac{4G\varepsilon_x}{3} & \text{tant que } |S_x| \le \dfrac{2Y_0}{3} \\[2ex] S_x = \dfrac{2Y_0}{3} & \text{dès que } |S_x| \ge \dfrac{2Y_0}{3} \end{cases} \qquad \text{[II.20]}$$

Avec : Y_0 la limite élastique dynamique en mode *I* du matériau, *G* le module de cisaillement et ε_x la déformation dans la direction *x* (négative en compression).

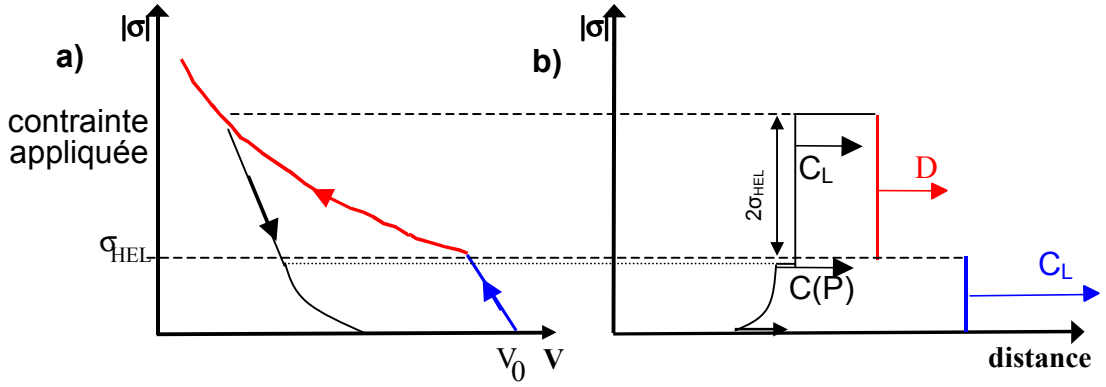


Figure 2.11 : a) *Courbe d'Hugoniot avec prise en compte d'un comportement élasto-plastique parfait.* ***b)*** *effet associé sur la propagation d'un créneau de choc Au voisinage de la limite élastique.*

La limite élastique d'Hugoniot σ_{HEL} est relié à Y_0 de la manière suivante :

$$\sigma_{HEL} = Y_0 \frac{1-\nu}{1-2\nu} = Y_0 \frac{C_L^2}{2C_T^2} = Y\left(\frac{K}{2G} + \frac{2}{3}\right)$$

Avec ν coefficient de Poisson, C_L et C_T, vitesses du son longitudinale et transversale, K le module de compressibilité et G le module de cisaillement.

II.3.1.5 Ecaillage

Le phénomène d'écaillage dans les matériaux a été largement étudié au cours de ces dernières décennies [II.18]. L'endommagement dans les matériaux et à l'interface est un point particulier du projet *LASAT* traité par Bolis [II.19]. Ce paragraphe expose succinctement les conditions d'apparition d'une écaille dans un matériau seul soumis à un chargement de durée τ, de forte pression P. Cette pression est reliée à la contrainte et peut dépasser le seuil de rupture du matériau. Les différents états menant à l'endommagement à l'intérieur de la cible sont décrits chronologiquement à l'aide d'un diagramme espace-temps et d'un diagramme des polaires de choc (*fig. 2.12*).

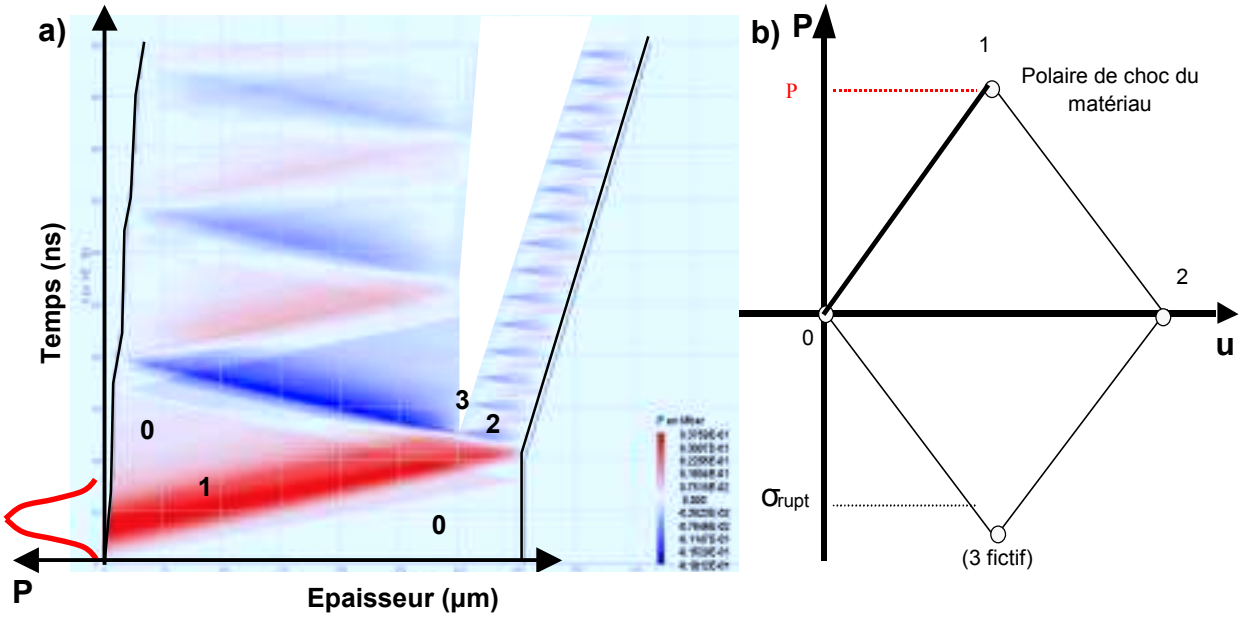


Figure 2.12 : a) *diagramme espace temps montrant l'écaillage.* ***b)*** *Diagramme des polaires de choc illustrant le dépassement du seuil d'endommagement* σ_{rupt}

Lorsque l'onde de choc se propage dans le matériau initialement au repos *($P=0$, $u=0$)*, elle porte ce dernier à l'état sous choc *(P_1,u_1)*. Le choc va déboucher sur la face libre en vis à vis de la zone d'impact et se réfléchir en faisceau d'ondes de détente, ramenant le matériau à l'état *($\sigma=0$, $u=2u_1$)*. Quand la durée τ du chargement s'est écoulée, la pression sur la surface irradiée du matériau passe de P_1 à *0*. Il en résulte un faisceau d'ondes de détente qui se propage derrière le choc initialement induit. Ce faisceau d'ondes va rencontrer la détente réfléchie en face libre. L'analyse de cet état de contrainte sur le diagramme des polaires de choc (*fig. 2.12b*) montre que le matériau se trouve sollicité en traction. Lorsque la traction est supérieure au seuil d'endommagement σ_{rupt} du matériau, la rupture apparaît. Cet endommagement, appelé écaillage, peut être fragile (propagation rapide et nette de la fracture) ou bien, ductile (apparition de vides, puis coalescence qui mène à une écaille). Il dépendra de la sollicitation mise en œuvre et du comportement du matériau à la rupture. Ce comportement est décrit par un critère d'endommagement. Parmi les différents critères d'endommagement, le « cut-off » a été retenu pour sa simplicité.

- Le critère « Cut-off »

Le critère le plus simple utilisé en première approche est un critère de limite à la rupture. L'endommagement a lieu sitôt que la contrainte de traction excède la limite à la rupture, seul paramètre du critère. Ce critère peut être utilisé facilement dans un code de simulation numérique. Les résultats qu'il fournit peuvent être satisfaisants dans certains cas, particulièrement pour représenter la rupture fragile. Toutefois, ce critère passif ne prend pas en compte l'évolution dynamique de la contrainte à l'origine de l'écaillage, ni les répercutions des prémices de l'endommagement sur l'évolution de cette contrainte précédent la phase de coalescence. Afin de remédier à ces défauts, Tollier [II.20] a montré que le critère de Kanel permettait une bonne description de l'écaillage induit par choc laser.

Transmission d'un choc entre deux milieux, choc plan 1D/2D

Lorsque le solide est composé de deux milieux, ou plus, de natures différentes, les ondes incidentes se transmettent et se réfléchissent à chaque interface. En choc plan mono dimensionnel, la nature des ondes transmises et réfléchies dépend de la nature de l'onde incidente ainsi que du rapport d'impédance entre les matériaux formant l'interface. Il n'en est pas de même dans le cas d'un choc plan bidimensionnel. Nous proposons une comparaison entre chacune des deux configurations.

La figure (*2.13*) montre deux cibles bi-matériaux initialement au repos. Dans les deux cas, le choc est appliqué sur le matériau *A*. Pour connaître l'état thermodynamique du matériau *A* après le passage du choc, connaissant la pression de choc P_1, il suffit de se reporter au diagramme des polaires de choc (*fig. 2.14*). On détermine ainsi la vitesse matérielle u_1 et on est aussi capable, à l'aide des relations précédentes, de déterminer l'énergie interne E_1, le volume massique V_1 et la vitesse du choc D_1 de la même manière

dans les deux configurations. Lorsque l'onde atteint l'interface entre les deux matériaux, les cas se différencient :

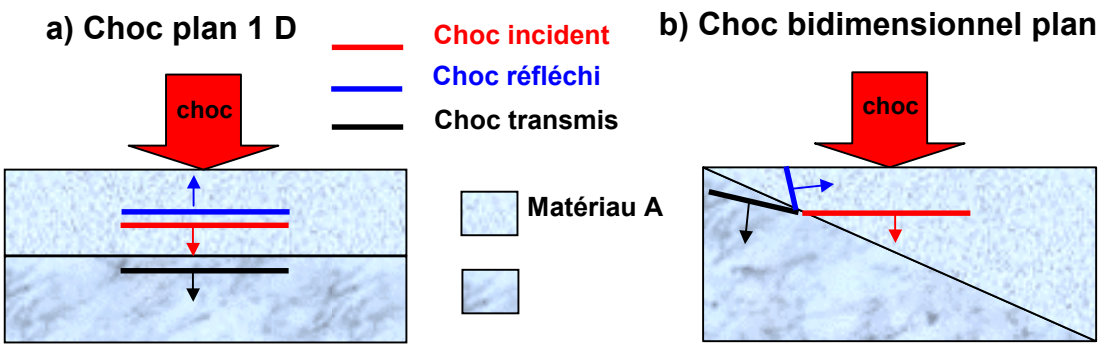


Figure 2.13 *: Cible bi matériaux avec,* ***a)*** *interface plane,* ***b)*** *interface oblique.*

II.3.1.6 Choc plan monodimensionnel

L'onde de choc incidente provenant du milieu *A* à l'état *1* est transmise en onde de choc dans le milieu *B* et réfléchie en onde de choc ou de détente dans le milieu *A* selon le rapport de leurs impédances *Z* (*fig. 2.14*).

L'état *2* est déterminé en appliquant la condition de continuité de la pression hydrodynamique de part et d'autre de l'interface, ainsi que celle de la vitesse matérielle, du fait de l'équilibre de l'interface. L'onde se propageant en sens positif (direct) dans le matériau *A* est réfléchie en sens indirect dans ce même matériau. L'état *2* se trouvera donc sur la polaire symétrique *A'* passant par l'état *1* de la polaire de *A* (*fig. 2.14a*). De plus, une onde se transmet en sens direct dans le matériau *B*, initialement au repos. L'état *2* appartient également à la polaire directe du matériau *B* passant par l'état initial *0*.

L'état *2* est donc à l'intersection des polaires *A'* et *B :*

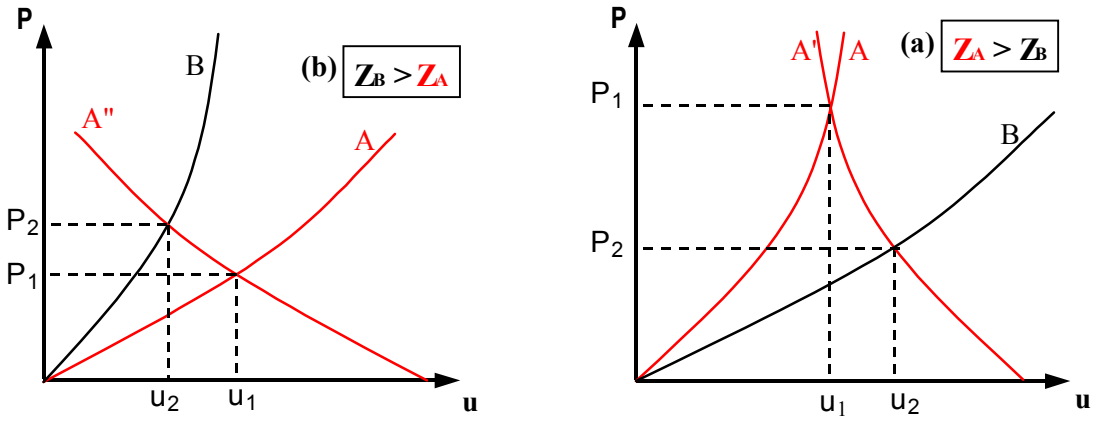


Figure 2.14 : *transmission d'un choc plan 1 D à l'interface de deux matériaux A et B.* ***a)*** $Z_A > Z_B$, ***b)*** $Z_A < Z_B$.

- Dans le cas où $Z_A > Z_B$, (*fig. 2.14a*), dans le matériau *A*, la pression hydrodynamique à l'état *2* est inférieure à celle de l'état *1*. L'onde réfléchie est un faisceau d'ondes de détente. Dans le matériau *B*, la pression augmente de *0* à P_2, l'onde transmise est donc une onde de choc.

- Dans le cas où $Z_A < Z_B$, (*fig. 2.14b*), dans le matériau *A*, la pression hydrodynamique à l'état *2* est supérieure à celle de l'état *1*. L'onde réfléchie est une onde de choc. Dans le matériau *B*, la pression augmente de *0* à P_2, l'onde transmise est donc une onde de choc.

On retiendra dans le cas d'un choc plan mono dimensionnel :

- L'onde transmise est toujours de même nature que l'onde incidente.
- Si $Z_A > Z_B$ alors l'onde réfléchie est de nature opposée à l'onde incidente.
- Si $Z_A < Z_B$ alors l'onde réfléchie est de même nature que l'onde incidente.
- Si $Z_A = Z_B$ alors l'onde incidente ne voit pas d'interface et continue sa propagation sans se réfléchir.

II.3.1.7 Choc plan bidimensionnel

Dans le cas des chocs obliques, les paramètres de choc changent[II.21]. Une description plus complète est donnée en **annexe II.2**.
Outre les paramètres *P,D,u* du choc monodimensionnel, on utilisera *q* la vitesse apparente du point d'interaction *I*, *w* la vitesse matérielle relative par rapport à *I*, *σ* l'angle d'incidence et *φ* l'angle de déviation de l'interface au passage du choc (*fig. 2.15*).

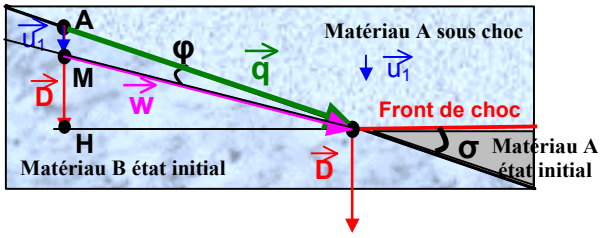


Figure 2.15 : *Choc bidimensionnel est ses paramètres.*

La notion de choc oblique est astreinte à des problèmes de stabilité :
Pour que la propagation d'une onde soit stable, la condition *w>C* doit être nécessairement satisfaite, tant pour l'onde réfléchie que pour l'onde transmise et pour l'onde incidente, *C* étant la vitesse du son dans le milieu sous choc. Dans les cas contraires, la propagation est irrégulière (*tableau 2.3*). La validation de ces trois conditions dépend de l'incidence *σ* mais aussi de la nature des matériaux juxtaposés (*tableau 2.2*) :

$Z_A<Z_B$ et $C_A>C_B$ (ex : Al/Cu)	$Z_A>Z_B$ et $C_A<C_B$ (ex : Cu/Al)
• Possibilité de réfraction régulière. • Inversion de la nature de l'onde réfléchie par rapport au cas 1D, selon *σ*.	
$Z_A<Z_B$ et $C_A<C_B$ (ex : Al/Mg)	$Z_A>Z_B$ et $C_A>C_B$ (ex : Mg/Al)
• Pas de réfraction régulière possible. • Nature de l'onde réfléchie identique au cas 1 D.	

Tableau 2.2 : *nature des ondes en fonction de la nature des matériaux*

Les polaires (D,σ) (**Annexe II.2**) permettent de définir les domaines de stabilité. En outre, un état est régulier lorsqu'il se trouve en dessous du point sonique S de la polaire P-φ (*fig. 2.16*) ; φ étant l'angle de déviation de l'interface au passage du choc.

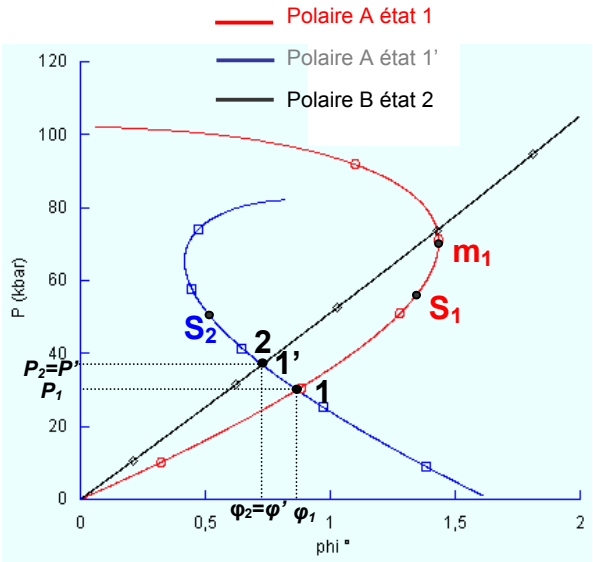


Figure 2.16 : *Détermination des états transmis et réfléchis par les polaires P-φ. (Ex : Choc plan 30 kbar sur Al avec interface oblique d'incidence 63 ° entre Al et Cu.*

Régularité :

Comme dans le cas 1D, l'onde transmise est toujours un choc. Le tableau (*2.3*) synthétise la détermination de l'onde réfléchie à l'interface dans le matériau *A* :

Cas	Régulier	irrégulier
I.a	• réfraction pure • choc selon σ • détente selon σ	Onde de Mach
I.b	• réfraction pure • détente selon σ • choc selon σ	Choc affaibli
II.a	Choc	Choc affaibli
II.b	Détentes	Détentes

Tableau 2. 3 : *Nature de l'onde réfléchie en fonction de la régularité.*

Les niveaux de pression modérés auxquels les expériences sont réalisées situent la propagation des chocs dans des régimes réguliers dans le cas 1a (Al / Cu).

Phénomènes altérant la propagation du choc :

II.3.1.8 Amortissements élasto-plastique et hydrodynamique

Lorsque la pression hydrodynamique croît pendant l'application du choc (*fig. 2.11*), elle franchit la limite élastique d'Hugoniot σ_{HEL} et amène le matériau en déformation permanente (paragraphe {II.3-2}). Lors de la détente, un faisceau d'ondes de détente élastiques dont la tête se propage également à la vitesse C_L, évolue en arrière du front de choc (*fig. 2.17*). Dans les domaines de pression de quelques *GPa*, la tête de ce faisceau d'ondes est plus rapide que le choc principal, elle rattrape donc le choc en s'étalant et l'atténue. Ce phénomène s'appelle l'amortissement élasto-plastique.

Le choc principal se propage à la vitesse D_{01} (*fig. 2.17b*). Lors du déchargement en pression, un faisceau d'ondes de détente se propage derrière le front de choc. Le sommet du faisceau de détente se propage à C_1+u_1 , plus rapidement que le front de choc, tandis que la base de la détente se propage à C_o+u_0, moins rapidement que le front de choc. Il en découle que le sommet de la détente rattrape le front de choc et l'atténue, pendant que la base s'étale. C'est l'amortissement hydrodynamique. Il s'ajoute à l'amortissement élasto-plastique.

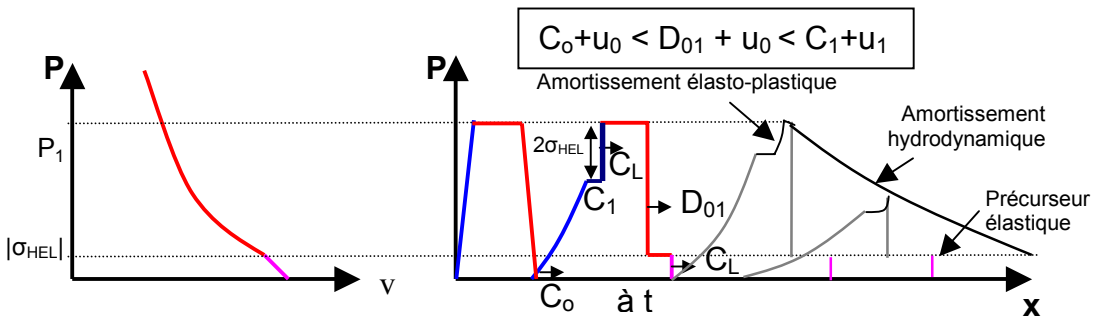


Figure 2.17 : a) *Courbe d'hugoniot avec sa limite élastique.* ***b)*** *profil de pression au cours de sa propagation dans le matériau avec raidissement du front de choc, étalement de la détente, et amortissement. On observe le détachement du précurseur élastique.*

Cet amortissement est fonction du profil de pression appliqué : son amplitude sa durée d'application et sa forme. La figure (2.11) montrait que la traction maximale générée dans un matériau seul correspondait, au mieux, à l'intensité du choc lui ayant donné naissance par sa réflexion en surface libre en vis à vis du choc. Or, le choc étant amorti au cours de sa propagation, la traction disponible au moment de l'écaillage est elle aussi réduite dans des proportions dépendant de l'amortissement. Elle n'excède pas l'amplitude de l'onde de compression débouchant en face arrière (fig. 2.18).

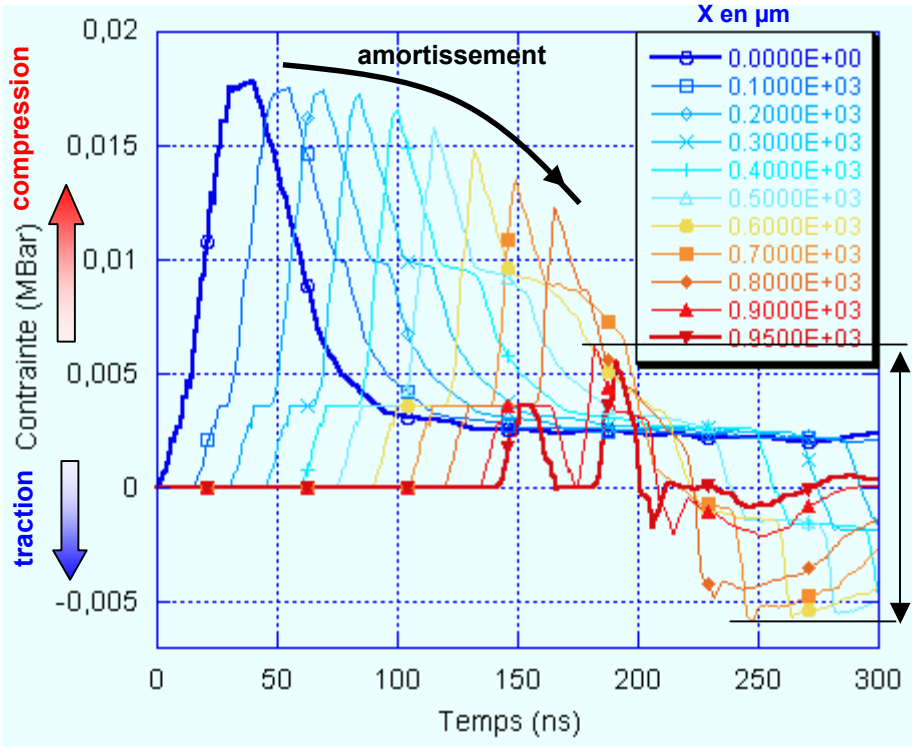


Figure 2.18 : *Simulation numérique avec SHYLAC de la contrainte en fonction du temps prises à plusieurs abscisses dans une cible d'aluminium 1 mm. Impulsion LALP, chargement 1,7 GPa.*

Le procédé LASAT reposant sur le principe de l'écaillage, des solutions repoussant les limites dues aux épaisseurs trop importantes seront proposées au chapitre {VI}.

II.3.1.9 Effets des détentes latérales (effets 2D)

Il existe des « effets *2D* » qui sont issus de la différence de pression sur la face impactée entre la zone sous choc et la zone libre. Le front de pression descendant entre la zone sous choc et la zone libre est, en réalité, une succession de détentes se propageant depuis le pourtour de la zone d'impact en convergeant vers l'axe de l'impact. Cette convergence induit des effets tels que l'atténuation du front de choc et l'endommagement.

- Effets d'atténuation du front de choc

Lorsque le choc se propage dans la cible, dès les premiers instants, une détente périphérique évolue derrière son sillage. Cette détente se propage de manière concentrique, elle perturbe le front de choc en réduisant son étendue frontale (*fig. 2.19*).

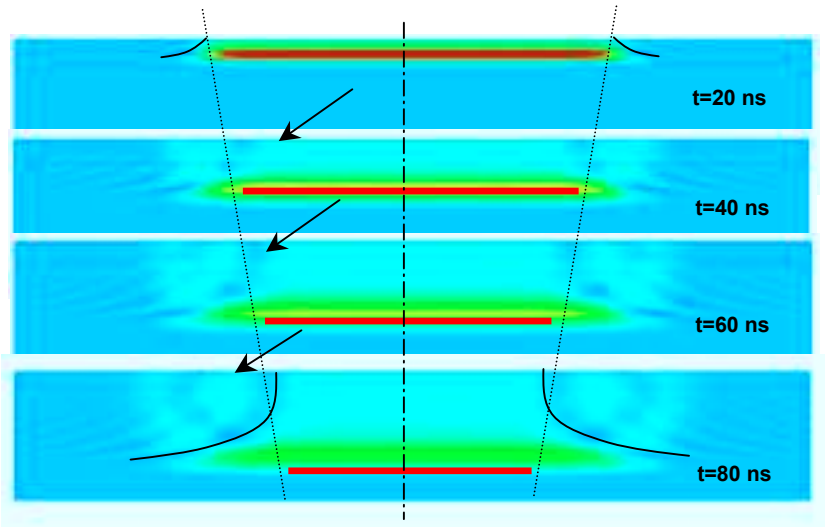


Figure 2.19 : *Simulation numérique avec Radioss de la propagation d'un choc vue en coupe : les détentes latérales restreignent le front de choc.*

La diminution du front de choc a été mise en évidence expérimentalement sur des cibles en aluminium. La figure (*2.20*) illustre l'endommagement résultant de trois tirs à sollicitations égales sur des échantillons en aluminium d'épaisseurs respectives (de gauche à droite) *2 mm, 985 µm* et *485 µm*. Chaque tir a conduit à un écaillage débouchant sur la face opposée à l'impact.

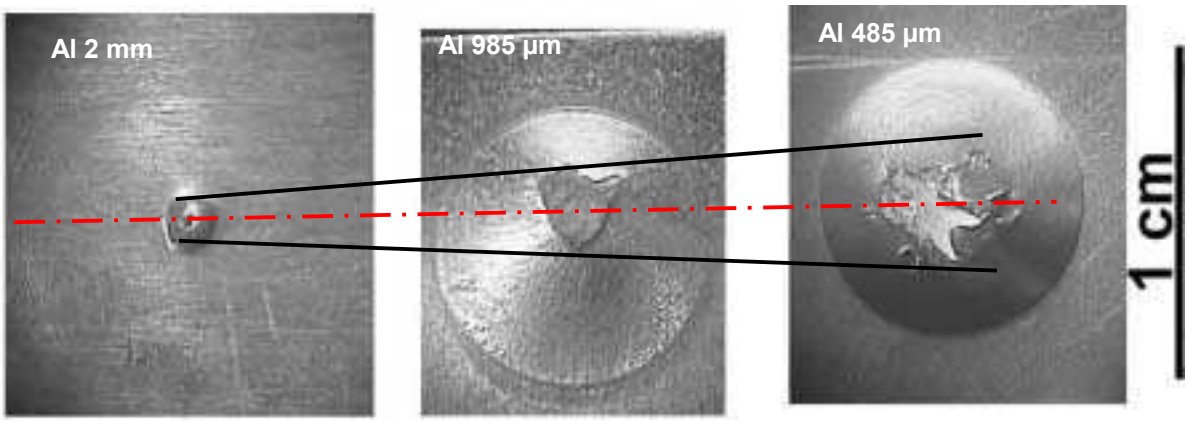


Figure 2.20 : *Photos des faces arrières écaillées de cibles d'aluminium d'épaisseurs 2 mm, 985 µm et 485 µm (de gauche à droite) montrant l'évolution de la largeur d'écaille. Choc généré par impact de plaque d'aluminium 100 µm à 900* $^{\pm 100}$ *m/s de 1 cm accélérée par laser au LCD, tache focale 4,25 mm.*

La largeur caractéristique d'endommagement *d*, visible sur la face arrière, de forme approximativement circulaire décroît pour des épaisseurs plus importantes. Cette réduction s'explique par l'atténuation latérale due aux effets 2D. Ainsi, dans nos conditions expérimentales, avec une tache focale de *4,25 mm*, nous pouvons l'estimer pour des épaisseurs de cibles comprises entre *485 µm* et 2 millimètres.

Cet effet aura donc une conséquence sur l'endommagement des échantillons soumis au procédé *LASAT*.

- <u>Endommagement par effets 2D</u>

Bolis [II.19] a également montré que le croisement de ces détentes latérales peut mener à l'apparition de traction, *A* sur la figure (*2.21*) et éventuellement de fractures. Ce phénomène forme un nouveau mécanisme d'endommagement. D'autre part, ces détentes latérales rencontrent également la détente incidente (celle du déchargement), ce qui expliquerait les « poches » de contraintes de traction derrière le front de choc, *B* sur la figure (*2.21*).

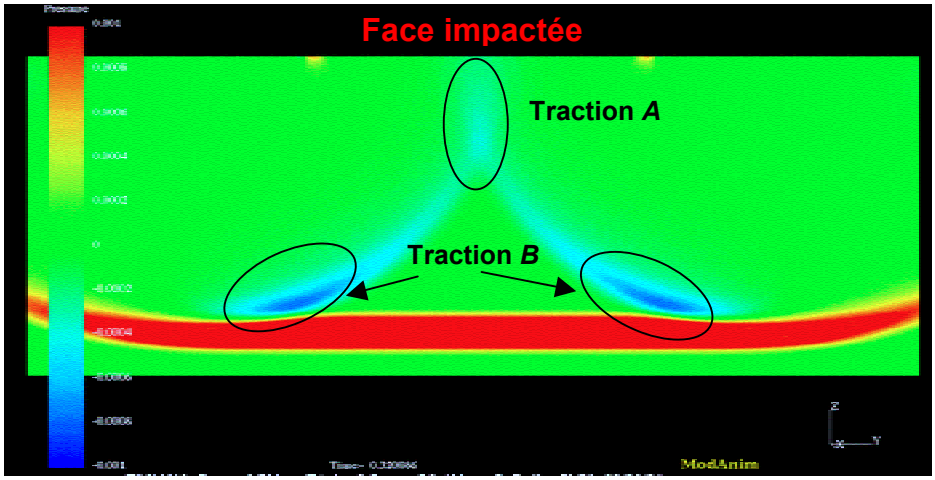


Figure 2.21 : *Simulation numérique RADIOSS montrant un cliché en coupe de la propagation d'un choc et des effets 2D évoluant dans son sillage. Les détentes se croisent et donnent lieu à de la contrainte de traction. L'échelle de pression hydrodynamique s'étend du rouge pour les compressions au bleu pour les tractions.*

- <u>Influence sur les mesures expérimentales</u>

Les conditions expérimentales ont une influence sur ces effets latéraux. J. Jérôme [II.22] montre, par simulation numérique avec *RADIOSS*, l'influence du choix de la tache focale sur les signaux de vitesse de surface libre mesurés par vélocimétrie laser Doppler. Pour une même amplitude au premier débouché, la chronologie du signal diffère selon la tache focale utilisée (*fig. 2.22*). Ces différences sont dues aux effets 2D évoluant dans le sillage du choc.

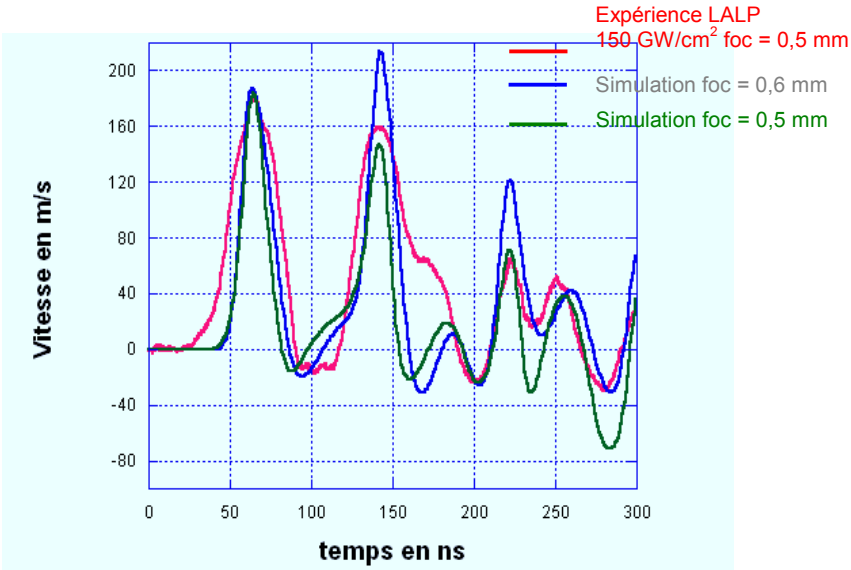


Figure 2.22 : *Effets des détentes latérales sur les mesures de vitesse de surface libre. Tir sur TA6V 2 mm, 150 GW/cm² au LALP, tache focale 0,6 mm. Signal expérimental en rose, simulation tache focale 0,5 mm en vert et 0,6 mm en bleu.*

De manière empirique, les expériences sont en général réalisées avec une tache focale deux à trois fois supérieure à l'épaisseur de la cible pour limiter l'influence de ces effets, au moins pendant les premiers débouchés en face arrière.

II.4 Bilan

Ce chapitre a décrit les points essentiels de la propagation des chocs. Pour insister sur la nécessité de ces points, une partie de la description de la propagation des chocs illustrera le chapitre {VI}. L'étude du comportement des matériaux sous choc sera appliquée au cas des matériaux poreux dans le chapitre {IV}. Enfin, l'étude de la propagation des chocs obliques permettra une meilleure compréhension de l'influence des rugosités interfaciales sur le procédé *LASAT* dans le chapitre {V}. Ces connaissances seront mises en application afin d'interpréter les expériences appliquées dans le cadre du procédé *LASAT*. Le chapitre suivant donne une description des outils utilisés pour arriver aux résultats présentés dans ce mémoire, ainsi qu'une description du projet *LASAT*.

II.5 Références

[II.1] DE JOINVILLE J.,
"L'histoire de saint Loys, IX du nom, roy de France", XIIème siècle.

[II.2] COTTET F., NG A., DA SILVA L., MARTY, L.
“Spallation under the action of a laser induced shock wave”, Journal de Physique, colloque C3, sept. 1988, supplément au n°9, 49, pp. 419-424.

[II.3] TRAINOR R.J., GRABOSKE H.C, LONG K.S, SHANER J.W,
"Application of high power lasers to equation of state research at ultra-high pressures", Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-52562, 1978.

[II.4] GARBAN-LABAUNE C.,
Thèse d'Etat, Université de Paris XI, 1982.

[II.5] PHIPPS C. R, TURNER et al,
"Impulse coupling of targets in vacuum by KRF, HF and CO_2 single pulse lasers",
Journal of Applied Physics, 1988, 64 ,3, p. 1083.

[II.6] FABBRO R., FARAL B., VIRMONT J., COTTET F., ROMAIN J.P., PÉPIN H.,
“Experimental study of ablation pressures and target velocities obtained in 0.26 µm wavelength laser experiments in planar geometry”
Physics fluids, 1985, volume 28, n°11, p. 3414-3423.

[II.7] GRÜN J., DECOSTE R., RIPIN B.H., GARDNER J.,
Applied physics letters 1981, 39, 7, p. 545.

[II.8] BERTHE L.,
« Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau », Thèse de Doctorat, n° 5256, Université Paris XI, 1998.

[II.9] SOLLIER A. ,
« Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser », thèse de l’université de Versailles – Saint Quentin en Yvelines, 2002.

[II.10] ATZENI S.,
“The physical basis for numerical fluid simulations in laser fusion",
plasma physics controlled fusion, 1987, 29 ,11, pp. 1535-1604.

[II.11] COUTURIER S.,
« Etude de nouveaux capteurs piezzo électriques à base PVDF – Application à la caractérisation de chocs brefs et intenses induits par impulsion laser. » Thèse de l'université de Poitiers, 1996.

[II.12] BOLIS C.,
« Etude du procédé de décohésion par choc laser pour des revêtements multicouches », Diplôme d'études Approfondies de l'université de Poitiers, 2001.

[II.13] FABBRO R., BALLARD P., FOURNIER J., DEVAUX D., VIRMONT J.,
"Physical study of laser produced plasma in confined geometry", journal of applied physics, vol. 68 n°2, p. 5592-5596, 1981

[II.14] LASL Shock Hugoniot Datat, editions S.P. Marsh, University of California Press, 1980.

[II.15] JOHNSON G.R. and COOK W.H.,
"A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains,High Rates and High Temperatures,"
Proceedings of the Seventh International Symposium on Ballistics ,The Netherlands,The Hague, ,1983, pp.541-547.

[II.16] STEINBERG D.J., COCHRAN, S.G., and GUINAN, M.W.,
"A Constitutive-Model for Metals Applicable at High-strain Rate,"
Journal of Applied Physics, 51, 3, pp. 1498–1504.

[II.17] KANEL G.I, RAZORENOV S.V. and FORTOV V.E.
"Shock-wave phenomena and the properties of condensed matter"
Edition Springer 2003, ISBN 0-387-20572-1.

[II.18] ANTOUN T., SEAMAN L., CURAN D. R., KANEL G.I., RAZONEROV S.V., UTKIN A.,V.
"Spall Fracture", edition Springer 2002 ISBN 0-387-95500-3

[II.19] BOLIS C.,
"Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multicouches. Application au test d'adhérence par chocs laser"
Doctorat de l'université de Poitiers, 2004.

[II.20] TOLLIER L.,
« Caractérisation de chocs laser à bas et moyen flux par interférométrie laser doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques. »
Doctorat de l'université de Poitiers, 1996.

[II.21] THOUVENIN J.,
"Détonique", Chapitre 7, édition CEA - Eyrolles, série « Synthèse », 1997, ISBN 2-7272-0181-8.

[II.22] JEROME J.,
« Etude de l'adhérence par choc laser de revêtements d'hydroxyapatite sur substrat TA6V », Diplôme d'études approfondies de l'université de Poitiers, 2004.

III Environnement du projet LASAT, outils numériques et expérimentaux

III.1 L'étude analytique 65

III.2 La simulation numérique 1 D 67

III.3 La simulation numérique 2D / 3D 67

III.4 Comparaison des codes 68

III.5 Le code *FILM* 69

III.6 Montage expérimental 70

III.7 Les moyens de diagnostic 72
III.7.1 Le VISAR 72
III.7.2 L'analyse post-mortem 73

III.8 Le projet *LASAT* (LASer Adhérence Test) 74
III.8.1 Généralités sur le projet *LASAT* 74
III.8.2 Les partenaires du projet 75
III.8.3 Le principe du procédé *LASAT* 76
III.8.4 Avantages et inconvénients du procédé *LASAT* 78
III.8.5 Liens avec le procédé *LASAT* : cas idéal, cas réel 79

III.9 Références 81

Environnement du projet LASAT, outils numériques et expérimentaux

L'onde de choc étant un phénomène très bref et très rapide (plusieurs km/s en quelques nanosecondes), les moyens d'observation utilisés doivent être adaptés. L'interprétation des mesures se fait à l'aide des lois de la mécanique des ondes de choc présentées dans le chapitre précédent. Ces lois, intégrées dans des codes de calcul numérique, permettent de déterminer les états successifs dans les matériaux soumis à un choc. Dans ce chapitre, nous allons présenter les outils analytiques, numériques et expérimentaux que nous avons utilisés pour le développement du projet LASAT.

III.1 L'étude analytique

Avant d'entamer toute expérience sur un échantillon à soumettre à l'essai *LASAT*, il convient de mener une étude analytique préalable afin de déterminer les possibilités d'aboutir aux résultats escomptés. Cette étude permet de déterminer le type de chargement optimal pour l'essai, la géométrie la mieux adaptée, sur quelle face tirer, l'ordre de grandeur des vitesses d'envol à mesurer afin de régler au mieux les appareils de mesure utilisés.

Elle est réalisée à partir des équations de la mécanique des ondes de choc présentée au chapitre {II}. Par exemple, nous pouvons connaître l'historique des contraintes à l'interface d'un échantillon Aluminium *500 µm* - Cuivre *500 µm* et la vitesse maximale de surface libre pour un choc incident de *5 GPa*. Il suffit de résoudre les équations du chapitre {II} avec les bons paramètres d'entrée, propres à chaque matériau.

A cet effet, Bolis [II.12] a développé un code de calcul analytique *HUGO2,* simple basé sur l'approximation acoustique :

$$P = \rho_0.(C_0 + s.u)u \approx P = Z.u \qquad \text{avec } Z = \rho_0.C_0 \qquad [III.1]$$

Pour l'exemple cité, l'approximation acoustique donne la vitesse matérielle sous choc dans l'aluminium (état *1*) : u_1*=344 m/s* alors que le calcul complet donne u_1*=318 m/s,* soit une erreur d'un peu plus de *8 %*. Pour les niveaux de pression accessibles (< *5 GPa*), nous considérons que l'hypothèse de l'approximation acoustique reste légitime ({II.3-1-3}, figure (*2.9*)).

A partir d'une configuration donnée, matériaux et chargement, *HUGO2* permet de déterminer les états successifs produits par la propagation des ondes dans une cible. Deux diagrammes permettent de reconstruire ces informations (*fig 3.1abcd*):

- le diagramme des polaires de choc *P-u* (*fig 3.1b*)

- le diagramme espace-temps (*fig 3.1c*)

Sur la figure (*3.1d*) issue de calculs effectués avec *HUGO2*, la pression hydrodynamique à l'interface Al/Cu s'élève jusqu'à *7 GPa* alors que le choc incident n'atteignait que *5 GPa*. Cette amplification est due à la désadaptation d'impédance entre Al et Cu. A noter également que la vitesse de surface libre u_9 est deux fois la vitesse u_3. Cette remarque a son importance avec l'utilisation du *VISAR* décrite plus loin.

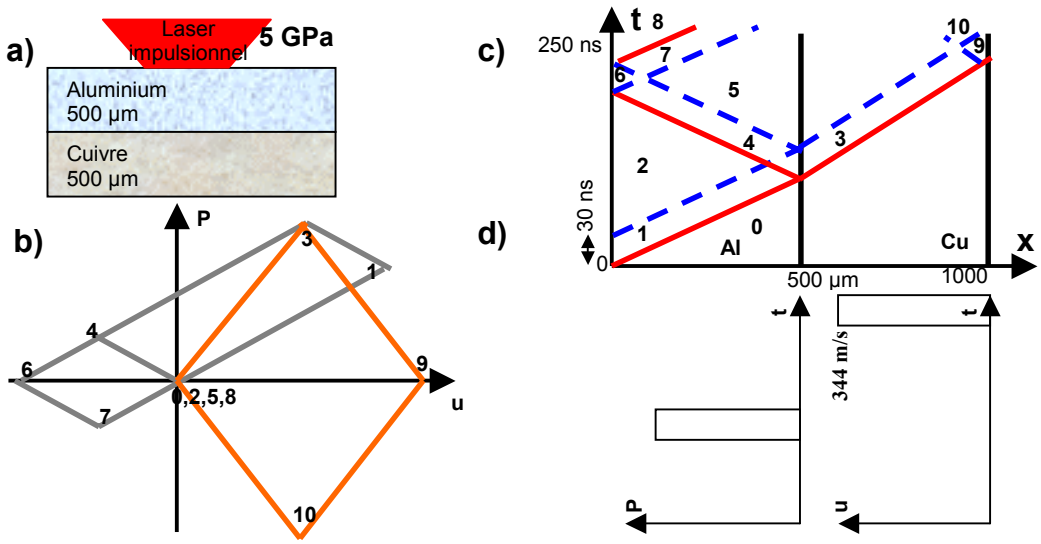


Figure 3.1 : a) *choc appliqué sur une cible Al/Cu.* ***b)*** *Diagramme P-u correspondant.* ***c)*** *Diagramme x-t jusqu'à 250 ns.* ***d)*** *historique de la pression hydrodynamique à l'interface et de la vitesse matérielle en surface libre.*

Toutefois, si l'étude analytique est d'une grande utilité et d'une simplicité d'utilisation, elle ne permet qu'une étude rapide et simplifiée d'un problème. En effet, elle présente un certain nombre d'inconvénients pour une modélisation correcte :

- Comme il a été précisé, cet outil ne fait qu'une approximation.
- Il ne prend pas en compte les comportements élasto-plastiques.
- Il représente les détentes de manière simplifiée semblables à un choc alors qu'en réalité, elles forment des faisceaux.
- Il ne prend pas en compte l'amortissement hydrodynamique présenté dans le chapitre {II.3-4-1}}. Les résultats qu'il restitue ne sont valables que pour les chocs de durée prolongée ou des cibles de faibles épaisseurs.
- La modélisation adoptée est celle du choc plan frontal et ne tient donc pas compte des effets 2D présentés dans le chapitre {II.3-4-2}.
- Le profil de chargement est limité à une discrétisation sommaire et discontinue.
- Le nombre de variables disponibles en sortie est limité à la pression hydrodynamique et à la vitesse matérielle.

Pour permettre une meilleure modélisation, il est nécessaire d'utiliser un outil prenant en compte tous ces phénomènes.

III.2 La simulation numérique 1 D

La modélisation hydrodynamique Lagrangienne du choc monodimensionnel avec une prise en compte du comportement élasto-plastique va permettre de surmonter certaines limitations présentées dans le paragraphe précédent. Le code *SHYLAC* [III.1], (*S*imulation *HY*drodynamique *LA*grangienne des *C*hocs) développé au *LCD,* est capable de telles modélisations. Il applique les lois de la mécanique des chocs en prenant en compte le comportement élasto-plastique parfait avec le critère de Von Mises.

SHYLAC discrétise le problème en mailles élémentaires dans lesquelles il résout les systèmes d'équations par la méthode classique des différences finies.
Pour pallier les problèmes d'oscillations parasites induites par le traitement numérique des discontinuités fortes, une viscosité artificielle ou pseudo viscosité est introduite. Elle répartit le front de choc sur plusieurs mailles.

SHYLAC peut traiter des cibles composées jusqu'à 9 matériaux. Il gère le comportement en fracture, le régime en irradiation confinée ainsi que l'impact de plaque. Etant un code « ouvert », il est modifiable et des nouvelles lois de comportement et d'autres algorithmes peuvent y être intégrés.

Toutefois, étant un code monodimensionnel, il ne prend pas en compte les effets des détentes latérales présentées dans le chapitre {II.3-4-2}. Ces détentes ont un effet non négligeable car elles peuvent mener à la rupture lorsqu'elles se croisent au cours de la propagation. De manière empirique, ces effets se manifestent fortement lorsque le diamètre de l'impact est inférieur à deux fois l'épaisseur de la cible. Hors de cette configuration, ils apparaissent également à partir d'un certain temps de propagation au fil des aller-retours des ondes dans la cible. En outre, *SHYLAC* est incapable de simuler le comportement d'une rugosité ou une porosité aléatoire. Pour améliorer la modélisation, il devient nécessaire d'adopter une représentation bidimensionnelle, voire tridimensionnelle.

III.3 La simulation numérique 2D / 3D

Afin de surmonter les limitations de la représentation monodimensionnelle, les codes 2D/3D ont été développés au milieu des années 70. *RADIOSS*™ [e] découle de cette génération de codes hydrodynamiques de calcul numérique par la méthode des éléments finis (*EFI 2D/3D*, *DYNA 2D/3D*, …). Ce code industriel est pourvu d'un schéma de résolution explicite et permet des modélisations 1 D, 2 D ou 3 D avec maillages lagrangiens, eulériens ou encore arbitrairement lagrangiens – eulériens (*A.L.E.*). Il est utilisé pour la résolution de problèmes dynamiques non linéaires des matériaux et de structures dans divers domaines tels que l'industrie automobile, aérospatiale, génie civil ou encore la défense.

[e] *RADIOSS*™ produit de la société *Mecalog-EUROSIM*, 2 rue de la renaissance, 92160 Antony CEDEX, www.radioss.com

RADIOSS™, comme tout code basé sur la méthode des éléments finis, nécessite l'utilisation d'un mailleur qui affecte le nombre de mailles mises en jeu à la géométrie de la cible. Pour nos simulations, nous avons dans un premier temps utilisé *CASTEM*[f] développé par le *CEA*. Puis nous avons développé nos propres applications pré et post-processeur par la suite.

L'environnement du code se présente sous une forme conviviale **(annexe III.1)** comportant un logiciel pré-processeur, *MODEDIT,* utilisé pour définir les types de matériaux, conditions aux limites, initiales et de choc. Il comporte également des post processeurs *TH++* et *MODANIM* qui permettent de visualiser respectivement l'évolution temporelle de variables locales ou des animations à base d'instantanés de la structure simulée.

Ce code permet de réaliser des simulations prenant en compte les rugosités et porosités ainsi que les effets 2 D qui évoluent dans le sillage du front de choc. Il autorise également l'implémentation de nouvelles lois de comportement et d'endommagement. En outre il possède une bibliothèque de lois plus évoluées que la loi élasto-plastique simple utilisée par *SHYLAC*.

III.4 Comparaison des codes

Afin d'évaluer les différences de chaque code, une étude comparative a été menée sur une même configuration simulée par chacun des trois codes présentés dans les paragraphes précédent.

La configuration retenue est un choc plan d'intensité *5 GPa* maintenue pendant *20 ns* sur une cible d'aluminium d'épaisseur *2 mm* maillée sur 400 mailles dans l'épaisseur. Les observations sont restreintes à l'historique de la contrainte (ou de la pression hydrodynamique) au centre de la cible et à l'historique de la vitesse matérielle de surface libre. La figure (*3.2a* et *b*) synthétise les résultats obtenus : les grandeurs calculées avec *HUGO2* sont largement surestimées du fait que ce code ne prend pas en compte l'amortissement hydrodynamique. Le précurseur élastique n'apparaît pas et la chronologie est en retard par rapport aux résultats issus de *RADIOSS* et *SHYLAC*, à cause de l'approximation acoustique. *RADIOSS* et *SHYLAC* sont en bon accord sur la chronologie et les amplitudes maximales. Des différences subsistent en descente des pics : elles sont affectées par les effets 2D pris en compte par RADIOSS. Dans ce cas précis, ils n'induisent pas de grosses différences.

[f] Thierry Charras *DEN - DM2S - SEMT - LM2S CEA* - Saclay 91191 Gif sur Yvette CEDEX, www-cast3m.cea.fr

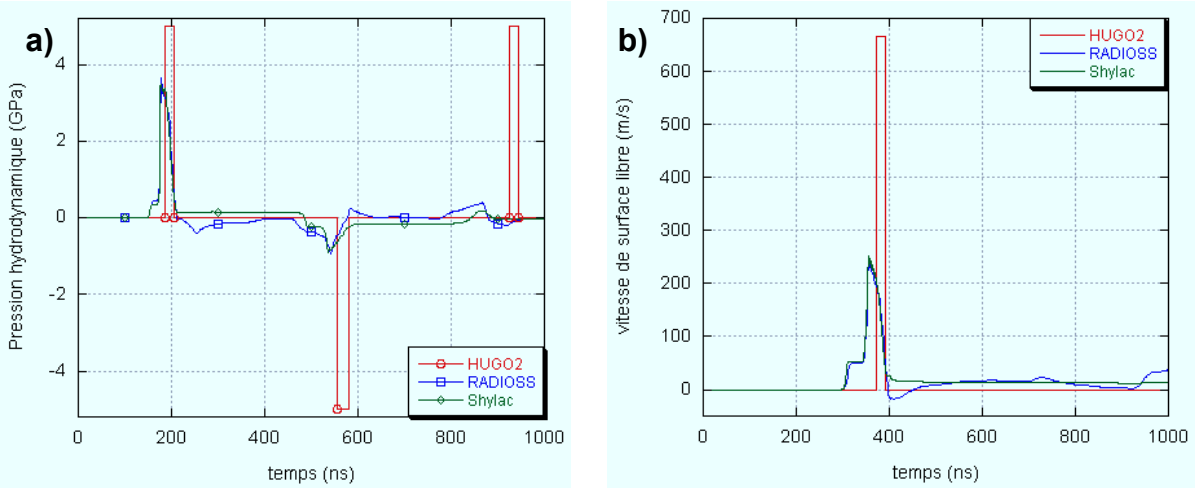


Figure 3.2 : a) *Historique des pressions hydrodynamiques au centre de la cible.* ***b)*** *Historique de la vitesse matérielle de surface libre. Cas d'une cible d'aluminium d'épaisseur 2 mm recevant un choc d'amplitude 5 GPa pendant 20 ns.*

III.5 Le code *FILM*

Le code de calcul lagrangien hydrodynamique de l'interaction laser - matière *FILM* découle des codes *SUPER* et *MEDUSA* [III.2], enrichi des modèles de la physique des plasmas. Ce complément lui permet de décrire les phénomènes d'interaction laser - matière pour des flux laser incident compris entre 10^7 et 10^{18} W/cm^2. Ce code hydrodynamique monodimensionnel gère la coexistence d'une cible solide et d'une phase gazeuse (plasma) suite au dépôt d'énergie en irradiation directe sur la cible.

Il résout les équations classiques de conservation auxquelles s'ajoutent les termes spécifiques à l'interaction laser - matière. La partie sublimée de la cible sous l'effet du flux laser suffisant engendre un plasma comportant des entités distinctes : les ions et les électrons. Leur masse est très différente et leur densité évolue en fonction du degré d'ionisation du plasma, d'où la nécessité de gérer l'évolution de ces espèces séparément.

FILM gère également les effets liés à la conductivité thermique ionique et électronique ainsi que la relaxation thermique électrons-lourds (lourds regroupant les ions et les atomes). L'équation d'état de la cible est formulée à partir des tables *SESAME* [III.4] reliant le couple (énergie, masse) et le couple (pression, température).

Ce code nécessite comme paramètres d'entrée la description du matériau irradié ainsi que les caractéristiques de l'irradiation laser (longueur d'onde, forme temporelle de l'impulsion et flux incident).

Le code *FILM* a été employé pour fournir le profil temporel de la pression incidente issue de l'interaction laser – matière en fonction du flux incident en régime direct (chapitre {II.2-3}).

Néanmoins, *FILM* n'est pas capable de décrire l'irradiation en régime confiné. Pour ce faire, le code *SHYLAC* a été utilisé .

III.6 Montage expérimental

En dépit des différences d'impulsions d'énergie délivrées par les trois installations utilisées (par ordre décroissant d'énergie disponible : *LULI, LALP, LCD*), le montage expérimental diffère peu d'une installation à l'autre (*fig. 3.3*).

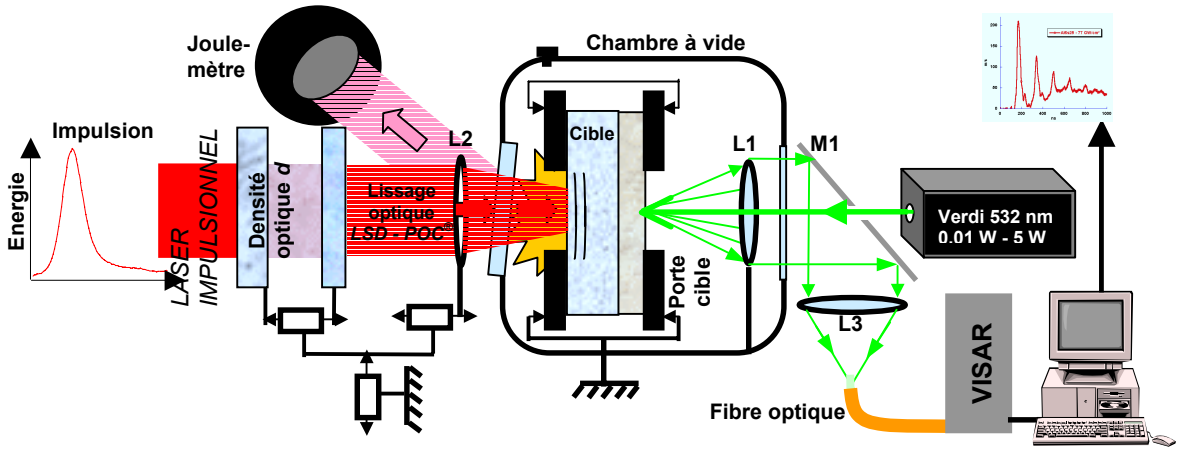


FIGURE 3.3 : *Schéma du montage expérimental montrant le trajet optique du faisceau laser, la cible maintenue dans l'enceinte et le système de mesure/diagnostic en vis à vis de l'impact.*

La source d'énergie génère un faisceau laser de courte durée, de quelques nanosecondes à quelques dizaines de nanosecondes en fonction de la source utilisée. La répartition de l'énergie transportée par le faisceau est spatialement et temporellement gaussienne.

Sur l'installation du *LCD*, le faisceau laser est rendu plus homogène par une lentille optique de lissage de type *LSD*® (« Light Shaping Diffuser Plate ») développée par la société *Physical Optics Corporation*® [g]. Ce composant (*fig. 3.4 a*) est constitué d'une lentille de verre transmettant *86 %*, de l'énergie incidente (estimée par nos soins, contre *90 %* annoncés par le fabricant) pour des longueurs d'onde supérieures à *400 nm*. La surface du *LSD* comporte des structures aléatoires et non périodiques, semblables à des micro lentilles. Ces reliefs sont obtenus par holographie à partir d'un exemplaire étalon. Le *LSD* provoque toutefois un angle de diffusion inférieur à *0,5°* et ne supporte pas des énergies surfaciques supérieures à *4 J/cm²* (pour λ*=1064 nm* et τ*=10 ns*). La figure (*3.4 b et c*) montre l'empreinte du faisceau laser sur un papier photosensible avec et sans *LSD*.

[g] www.poc.com

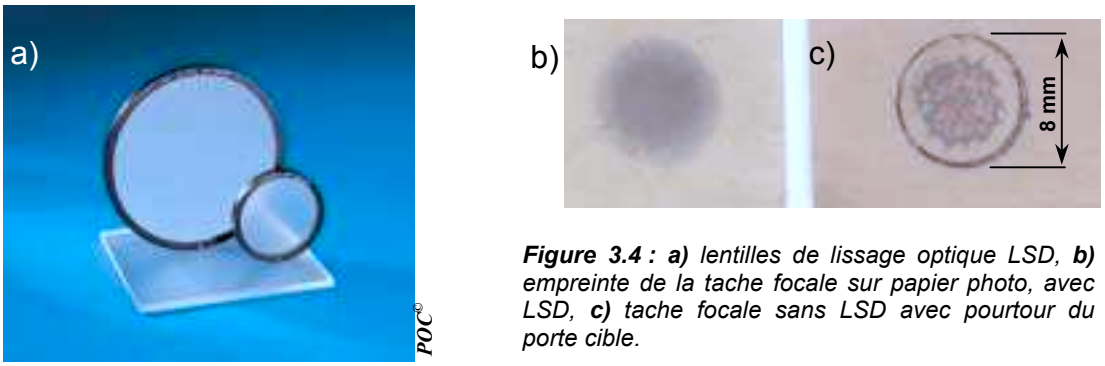


Figure 3.4 : a) *lentilles de lissage optique LSD,* ***b)*** *empreinte de la tache focale sur papier photo, avec LSD,* ***c)*** *tache focale sans LSD avec pourtour du porte cible.*

La lentille *L2* permet le réglage du diamètre de la tache focale. En mesurant ce diamètre, on déduit le flux laser selon la formule [II.1]. On peut ainsi ajuster le flux correspondant à la pression d'ablation souhaitée en utilisant les courbes (pression – flux) (paragraphe {II.2-3}). Toutefois, une tache focale trop petite entraînera l'apparition prématurée, au point de sonde de la vitesse, des effets 2 D derrière le front de choc. De manière empirique, il est préconisé de fixer le diamètre de la tache focale au minimum deux fois supérieure à l'épaisseur de la cible (paragraphe {II.3-4-2}).

Au passage du hublot d'enceinte à vide, *4 %* de l'énergie incidente est réfléchie dans un joule mètre qui mesure l'énergie pour le tir effectué avec une précision de ± *10 %*. De cette mesure d'énergie, en connaissant la tache focale, on calcule le flux laser incident, selon la formule [II.1].

La cible est maintenue dans un porte cible conçu de manière à laisser libre la face en vis à vis de l'impact.

Les régimes d'irradiation, présentés au paragraphe {II.2}*,* sont variables d'une installation à l'autre. Pour les installations *LULI* et *LALP*, les flux laser sont élevés et, pour éviter les phénomènes de claquage, la cible est maintenue sous vide lors de chaque tir (irradiation directe sous vide). Au *LCD*, en irradiation directe à l'air, l'énergie délivrée reste modeste et ne permet pas d'atteindre de hauts niveaux de pression (< *0,1 GPa*). Pour engendrer des pressions de choc de l'ordre de quelques *GPa*, la technique de confinement du plasma a été appliquée. De plus, le seuil de claquage dans le milieu de confinement est supérieur à celui de l'air. La zone irradiée est recouverte d'une épaisseur d'eau suffisante pour empêcher le claquage dans l'air (confinement eau). Dans ce dernier cas, le porte cible est placé horizontalement.

Par précaution, afin d'éviter des réflexions du faisceau laser de puissance dans le circuit générateur, les composants optiques ne sont pas présentés orthogonalement au chemin optique.

Un laser continu *VERDI* de *COHERENT*©, de longueur d'onde *532 nm* (vert) et de puissance allant de *0,1* à 5 *W,* éclaire la surface libre en vis à vis de l'impact (face arrière).

La lumière réfléchie par la cible est collectée et permet la mesure par interférométrie de la vitesse matérielle. Avant chaque série d'expérience, l'alignement de ce laser sonde avec le centre de la tache focale sera vérifié.

Le principe de cette sonde est basée sur l'interférométrie et nécessite quelques instruments optiques supplémentaires. Tout d'abord, il faut collecter, au moyen d'une lentille convergente *L1*, la lumière laser réfléchie par la face arrière de la cible. Ensuite, la lumière captée est focalisée, par le biais d'un miroir troué *M1* et d'une lentille convergente *L3*, sur une fibre optique.

La fibre optique achemine la lumière réfléchie dans un interféromètre laser – Doppler, appelé *VISAR* [II.33,III.3] (Velocimeter Interferometry System for Any Reflectors). Les signaux sont numérisés par un oscilloscope-ordinateur *Tektronix*® *TDS 7104* échantillonnant à *10 GHz*. Les données sont directement exploitables par les programmes de traitement d'information. Cet ensemble permet d'obtenir l'évolution temporelle de la vitesse matérielle de surface libre. La mesure demeure non intrusive, sans contact et en temps réel.

En balayant une large gamme de pression en plusieurs tirs, il est possible d'encadrer le seuil de rupture d'une interface substrat-revêtement.

A partir de ces mesures, non seulement il est possible de détecter la signature d'un éventuel endommagement, mais encore, l'ajustement avec la simulation numérique mène à la connaissance de l'évolution des contraintes dans la cible. Dès lors les contraintes qui ont provoqué l'endommagement peuvent être estimées.

III.7 Les moyens de diagnostic

Pour remonter aux états successifs induits dans la cible par la propagation des ondes, la connaissance de paramètres de choc est nécessaire. Le diagramme (pression – flux) fournit la pression incidente maximale, facteur d'échelle à appliquer au profil normalisé utilisé (Chapitre {II.2-3}). En complément du diagnostic délivré par l'analyse des signaux *VISAR*, nous procédons systématiquement à un enrobage, une coupe et un polissage de l'échantillon impacté en vue d'observations par microscopie.*

<u>Le VISAR</u>

La vitesse matérielle de surface libre témoigne de l'histoire de la propagation des chocs dans une cible. Le *VISAR* est l'outil approprié pour y accéder grâce à l'effet *Doppler - Fizeau*. Il existe plusieurs formes de *VISAR* [III.4]. Par le biais d'un interféromètre de type *Michelson*, le *VISAR* permet la mesure du déphasage $\varphi(t)$ entre deux rayons lumineux. Cette information mène à la vitesse d'un point sondé.

Le *VISAR* utilisé sonde la vitesse matérielle de la cible sur une étendue de *600 µm* lorsque la sonde est située à *30 mm* de la cible. Cette étendue peut être réduite jusqu'à 200 µm en fonction de la distance séparant la sonde de la cible. Le diamètre de la fibre optique utilisée est de *50 µm*. Le *VISAR* est commercialisé par la société *VALYN International®* et opère avec une précision de *2 %* et un temps de réponse de l'ordre de la nanoseconde. Il a de plus l'avantage d'être transportable. Le fonctionnement du *VISAR* est détaillé dans l'**annexe III.2**.

L'analyse post-mortem

L'observation de l'interface substrat / revêtement au microscope apporte des informations précieuses. Barradas [III.5] montre que dans le cas d'un revêtement de cuivre projeté thermiquement sur un substrat d'aluminium, les zones à forte concentration d'intermétalliques tels que Al_9Cu_4 favorisent l'amorçage à la rupture.

En complément, l'observation post-mortem permet de confirmer l'endommagement décelé par le *VISAR*. En effet, d'une part, le *VISAR* procure un diagnostic couvrant une petite zone ponctuelle de quelques centaines de *µm* selon le système de sonde utilisé, par rapport à une tache focale de quelques *mm* de diamètre. D'autre part, il ne décèle que les fractures nettes et les informations sur l'apparition de vide proche du seuil d'endommagement restent parfois difficiles à décrypter sur l'observation des signaux *VISAR*. Le recours à l'analyse post-mortem se déroule en trois étapes :

- **L'enrobage** avec une résine Araldite dure à froid (*CY230D* d'*ESCIL*[h]) mélangée à son durcisseur *HY956* (*20%* de la masse de résine). Pour arrêter le polissage au diamètre de la zone d'impact, il est préférable d'utiliser une résine transparente qui permet de voir la zone impactée.
- **Le polissage** qui demeure une étape importante (*fig. 3.5a*). En effet, chaque matériau possède sa gamme de polissage [III.6] (temps de polissage à chaque taille de grains). Pour un couple chrome déposé sur cuivre, un mauvais polissage aura pour conséquence de masquer l'interface. Le cuivre étant plus malléable que le chrome, une marche provoquant un changement de profondeur de champ « noircira » l'interface. La finition du polissage peut être poussée jusqu'à une taille de grain de *0,25 µm*.
- **L'observation au microscope** optique ou à balayage électronique (*fig. 3.5b,c*) permet d'obtenir des clichés de l'interface. Pour des forts grossissements, plusieurs clichés sont tirés puis accolés par infographie pour former une vision d'ensemble.

---

[h] ESCIL, 81 av du progrès, BP 7 69683 CHASSIEU

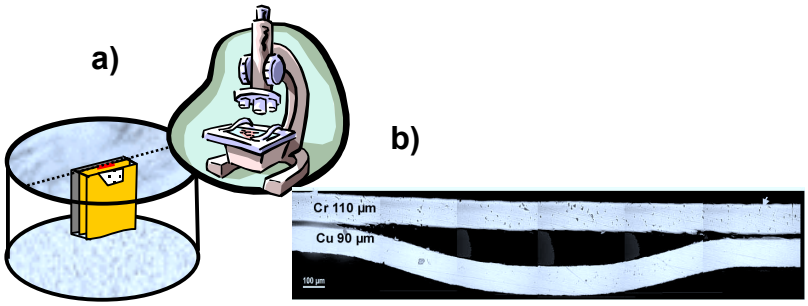


Figure 3.5 : a) *échantillon enrobé, coupé selon un diamètre de la zone d'impact, présentant une surface polie au microscope.* ***b)*** *Exemple de vue en coupe d'une interface écaillée d'un échantillon de Cr 90 µm sur Cu 110 µm, impacté côté Cr, (en haut).*

III.8 Le projet *LASAT* (LASer Adhérence Test)

Généralités sur le projet *LASAT*

Entrant dans l'ère des micro et nanotechnologies, les intérêts multiples de revêtir un matériau par un autre trouvent un nombre d'applications croissant dans tous horizons industriels. Ainsi, le développement des méthodes de revêtement et des essais d'adhérence devient une préoccupation grandissante. Le projet *LASAT* (acronyme signifiant LASer Adhérence Test) propose un essai sans contact, intense et automatisable pouvant être intégré dans un environnement industriel.

Commencé en 2001, le projet *LASAT* est un consortium de trois laboratoires de recherche et de quatre partenaires industriels. Ces acteurs mettent en commun leurs compétences afin de développer un essai d'adhérence en vue d'un transfert de technologie des laboratoires vers l'industrie. Ce projet s'appuie sur les travaux d'Auroux *et al* [I.41] sur l'adhérence des revêtements métalliques.

Le concept, introduit au chapitre {I}, repose sur l'utilisation de lasers permettant d'opérer sans contact avec l'échantillon à soumettre à l'essai. Le phénomène intervenant pour la rupture, connu de la mécanique des ondes de choc, s'identifie sous le nom d'écaillage.

Cette technique possède l'avantage d'être automatisable et donc la possibilité d'implantation au sein d'une ligne de production sur un site industriel.

Le projet *LASAT* est un projet labellisé par le réseau « *Matériaux et procédés* » du Ministère délégué à la Recherche et aux Nouvelles Technologies.

Les partenaires du projet

- Trois laboratoires de recherche publique participent au projet *LASAT*, en étroite collaboration :

Laboratoire de Combustion et de Détonique UPR n° 9028 du CNRS, B.P.109, 1 Av. Clément Ader, 86961 Chasseneuil Futuroscope Cedex

La participation du *LCD* porte sur les caractéristiques particulières de l'échantillon, telles que la rugosité d'interface ou la porosité du matériau pouvant affecter la propagation des ondes de choc avec répercutions sur le procédé *LASAT*. En s'appuyant sur la mécanique des ondes de choc, les limites d'épaisseurs d'échantillons accessibles au procédé sont soulignées. Des propositions permettant des optimisations qui repousseraient ces limites sont proposées : choc face avant, technique du matériau à basse impédance de choc (MBI) et impact de plaques accélérées par laser.
Ce laboratoire possède un laser impulsionnel *Nd-YAG* délivrant *20* Joules en *20* nanosecondes, de longueur d'onde *1,06 µm*, ainsi qu'un interféromètre de type *VISAR*. Il possède également les codes *RADIOSS* et *SHYLAC*.

Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance, LALP UPR n° 1578 du CNRS, Coopération Laser Franco-Allemande, 16 bis avenue Prieur de la Côte d'Or, 94114 Arcueil Cedex

La participation du *LALP* s'étend aux problèmes de l'endommagement dynamique aux interfaces et dans les matériaux et également la simulation numérique 2D/3D sur les matériaux poreux et rugueux [II.19]. Les seuils de rupture d'interfaces de divers systèmes métalliques ont été déterminés en utilisant des lasers de puissance couplés à un diagnostic *VISAR*. Différentes configurations d'endommagement y sont étudiées : l'optimisation de la traction générée à l'interface par synchronisation des détentes ainsi que la création d'états de traction par les effets 2D. L'endommagement est modélisé à l'aide des critères de rupture dynamique de Kanel ou de Tuler-Butcher. Des simulations avec utilisation de maillages réalistes des rugosités et des porosités de dépôts de cuivre élaborés par projection plasma ont également été traitées.
Le *LALP* est équipé d'un laser impulsionnel *Nd-YAG* délivrant *40* Joules en *10* nanosecondes, de longueur d'onde 1,*06 µm* ainsi que des codes de simulation numériques précédemment cités.

Centre des Matériaux, P.M. Fourt, *C2P de l'Ecole des Mines de Paris, UMR n°* 7633, *B.P.87, 91003 Evry Cedex*

Le Centre de Compétence en Projection Plasma (*C2P*) aborde la caractérisation des microstructures des interfaces dépôt/substrat et

particule/particule obtenues par projection thermique [III.5]. De meilleures connaissances sur ces microstructures permettent d'optimiser l'adhérence des revêtements. Les analyses des interfaces combinées avec l'évaluation de leur résistance par l'essai de choc laser permettent d'identifier les principaux mécanismes d'adhérence responsables de la bonne tenue des revêtements dans le cas des matériaux projetés. L'influence de la propreté et de la morphologie des interfaces sur l'adhérence des dépôts projetés est étudiée. Des outils de simulation ont permis de reproduire les phénomènes intervenant aux interfaces obtenues par projection thermique et ainsi de préciser les modes de formation des liaisons interfaciales.

Le *C2P* possède une unité de projection plasma type *CAPS* (Controlled Air Plasma Spray) avec laquelle a été préparé un grand nombre d'échantillons revêtement cuivre projeté sur aluminium, éprouvés au cours de cette période de recherche. Ce centre est doté d'appareils d'observations tels que le microscope à balayage électronique et la sonde *EDS*.

- Quatre industriels participent également à l'encadrement scientifique du projet, à la fourniture et à la caractérisation d'échantillons présentant des applications industrielles :

La compagnie Sulzer-Metco basée à Whölen en Suisse, spécialiste de la projection thermique.

APS Pletech, PME basée à Marne La Vallée (77, France) et qui pratique également la projection thermique

KME-Tréfimétaux (Sérifontaine, 60, France) leader mondial de l'industrie du cuivre.

Commissariat à l'Energie Atomique, Direction de la Recherche Technologique, LITEN/UTIAP

GIE Réginov, Technocentre Guyancourt, concepteur d'automobiles.

Le principe du procédé *LASAT*

Comme le montre le montage expérimental (*fig. (3.3)*), un premier laser impulsionnel de puissance, joue le rôle de générateur de choc, directement ou indirectement. Le choc induit dans un matériau est très rapidement suivi d'un faisceau d'ondes de détente correspondant au retour à l'état de repos. Ces ondes se transmettent et se réfléchissent aux différentes interfaces qu'elles rencontrent dans la cible. Lorsque l'onde de compression, issue du choc, a traversé toute la cible, elle débouche sur la surface libre et se réfléchit en onde de détente. Ce débouché se matérialise par une mise en vitesse soudaine de la face arrière, détectée par le *VISAR*, illustrée par les points *1* et *1'* sur la figure (*3.6*). Cette onde se

propage en direction de la face impactée et va donc croiser la détente incidente. Ce croisement de deux ondes de détente va engendrer une contrainte de traction uniaxiale (en mode *I*) pouvant mener, selon son intensité, à l'endommagement. Lorsque la traction engendrée est inférieure au seuil d'endommagement, les aller-retours des ondes à l'intérieur du revêtement (*1* et *2* sur la figure (*3.6a*)) ainsi que dans la cible entière (*1* et *3*) sont perceptibles sur les signaux *VISAR*. Lorsque le seuil d'endommagement est dépassé, une fissure se propage à l'interface et seuls les aller-retours des ondes dans le revêtement, isolé de son substrat, sont perceptibles sur les signaux *VISAR* (*1', 2'* et *3'* sur la figure (*3.6b*)).

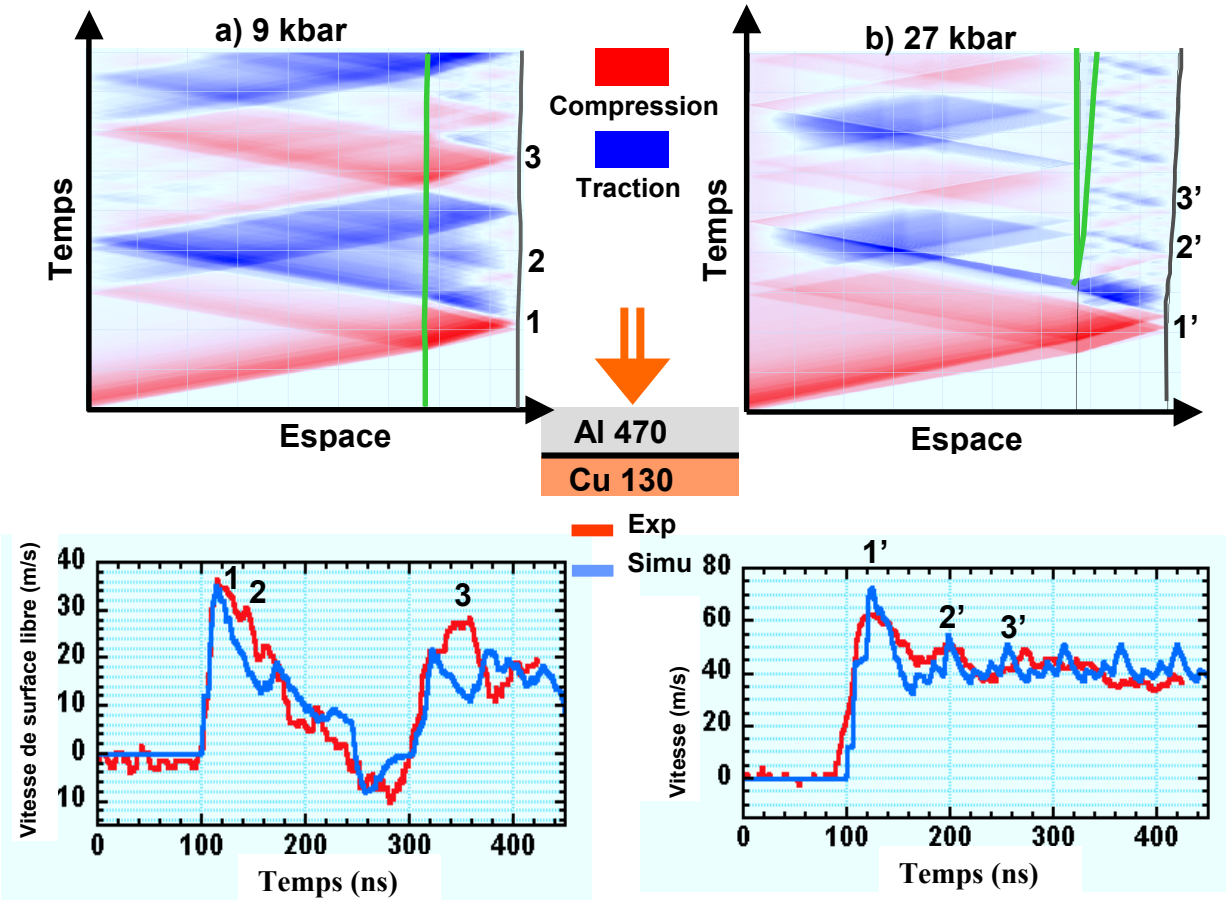


Figure 3.6 : *Diagnostic de l'endommagement, par lecture des signaux VISAR, à l'interface d'un échantillon aluminium 470 µm, cuivre 130 µm, impacté coté aluminium pour les pressions de choc* ***a)*** *9 kbar,* ***b)*** *27 kbar. La propagation est interprétée par les diagrammes (x-t) propres à chaque situation. Impulsion LALP.*

Le moyen de diagnostic de décohésion fait appel à un autre laser, continu, de longueur d'onde *532 nm* et de puissance variable de *0* à *5 W* (figure (*3.3*) du paragraphe {III.6}). Ce laser éclaire la surface libre de l'échantillon éprouvé. La lumière réfléchie par cette surface est collectée et permet de remonter à l'évolution temporelle de la vitesse matérielle de surface libre grâce au *VISAR*. Cette vitesse est actuellement le paramètre le plus accessible pouvant permettre de remonter, par les équations de la mécanique des chocs (chapitre {II}), aux grandeurs thermodynamiques (énergie interne, masse volumique, pression hydrodynamique, célérité du choc, vitesse matérielle) évoluant dans la cible au cours du temps. Outre l'accès à une grandeur, le *VISAR* permet un diagnostic en temps réel

de l'endommagement à l'intérieur de la cible ; par l'analyse de l'évolution temporelle de la vitesse de surface libre, il est également possible de diagnostiquer l'apparition d'une fracture à l'interface.

Ce procédé peut être appliqué de manière automatisée en tant que simple contrôle de qualité en fixant l'énergie seuil délivrée par le laser impulsionnel à l'origine de la contrainte de traction que devra supporter l'interface éprouvée. Il est alors nécessaire de déterminer au préalable le flux laser menant à la décohésion pour le type d'échantillon en question. Cette détermination est réalisée par une série de tirs d'intensité croissante jusqu'à obtenir la rupture de l'interface pour un échantillon de référence.

Cependant, une version plus élaborée, couplée à la simulation numérique qui ajuste au mieux les signaux *VISAR*, pourrait donner en temps réel, le calcul de la contrainte après chaque tir (*fig. 3.7*). Le seuil d'adhérence dynamique serait donc borné par les deux tirs encadrant le seuil de décohésion. Cette méthode faisant appel à la simulation numérique nécessite toutefois une bonne caractérisation des matériaux éprouvés.

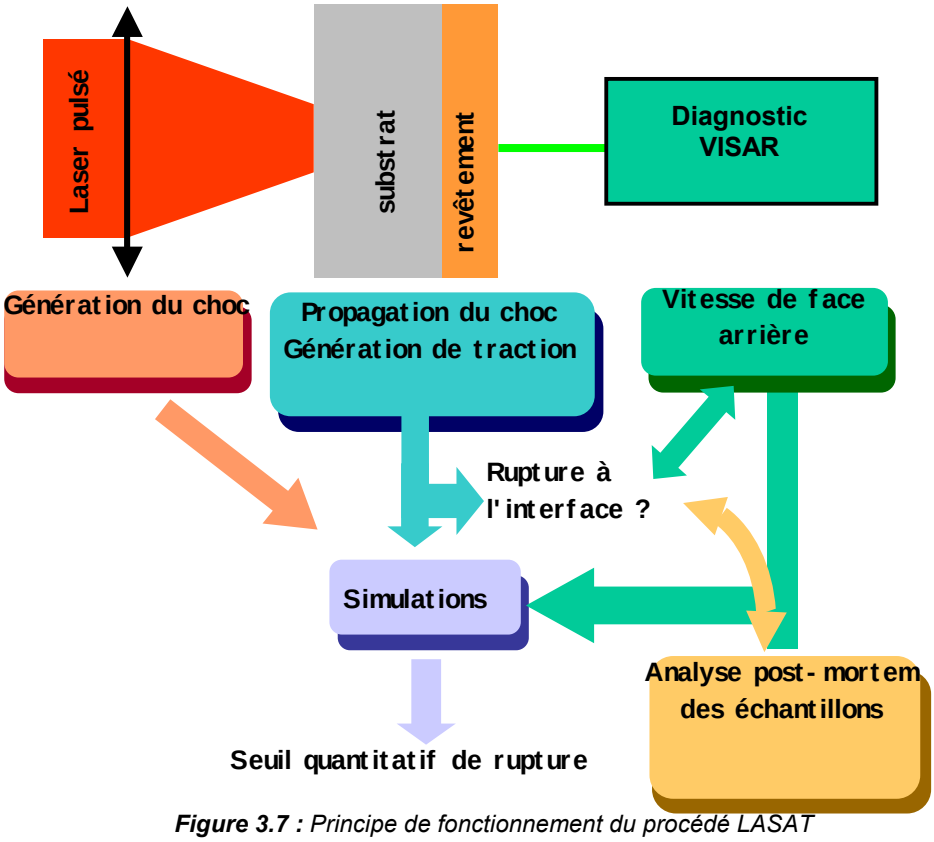


Figure 3.7 : *Principe de fonctionnement du procédé LASAT*

Avantages et inconvénients du procédé *LASAT*

Le procédé *LASAT* présente les qualités suivantes, non exhaustives :

- Par rapport aux chocs conventionnels (explosifs, impacts), les chocs lasers ont l'avantage de pouvoir fournir un temps de maintien en chargement bref

permettant d'induire la traction due au croisement de détentes dans une zone localisée à quelques dizaines de *µm* de la face opposée au choc, à l'endroit précis de l'interface. L'amplitude du choc induit et, par conséquent, la traction à l'interface, sont modulables par réglage du flux laser déposé sur la cible.

- Le procédé est automatisable et peut être couplé à l'électronique facilitant le déroulement des opérations cadencées.
- Il permet d'accéder à des niveaux de sollicitations élevés que beaucoup d'autres essais ne peuvent pas atteindre (plot collé, essai de pelage, …)
- Il est non intrusif et sans contact. De ce fait, il peut être réalisé à distance au travers d'une vitre, dans une enceinte à vide par exemple.
- L'irradiation laser qui donne lieu à la sollicitation est applicable sur une grande variété de géométrie.
- L'essai est local (quelques *mm²*) permettant d'éprouver une variété de géométrie et de dresser une cartographie de l'adhérence.

Bien que ce procédé admette de multiples avantages, il garde cependant certains obstacles qui limitent son développement :

- Nous avons mentionné l'atténuation de la contrainte due aux amortissements hydrodynamique et élasto-plastique. Afin de pouvoir soumettre des échantillons d'épaisseurs supérieures au millimètre, il convient de trouver des contournements à ces amortissements, pourtant inhérents à la propagation des chocs brefs.
- L'écaillage va naître aux endroits les moins liés de la matière, l'interface artificielle entre un substrat et son revêtement est donc un site favorable mais il est possible que le revêtement s'endommage avant l'interface.
- La caractérisation des nouveaux matériaux sous choc est nécessaire et demande le développement d'expérimentations spécifiques. Cet aspect est traité dans le paragraphe suivant.

Liens avec le procédé *LASAT* : cas idéal, cas réel

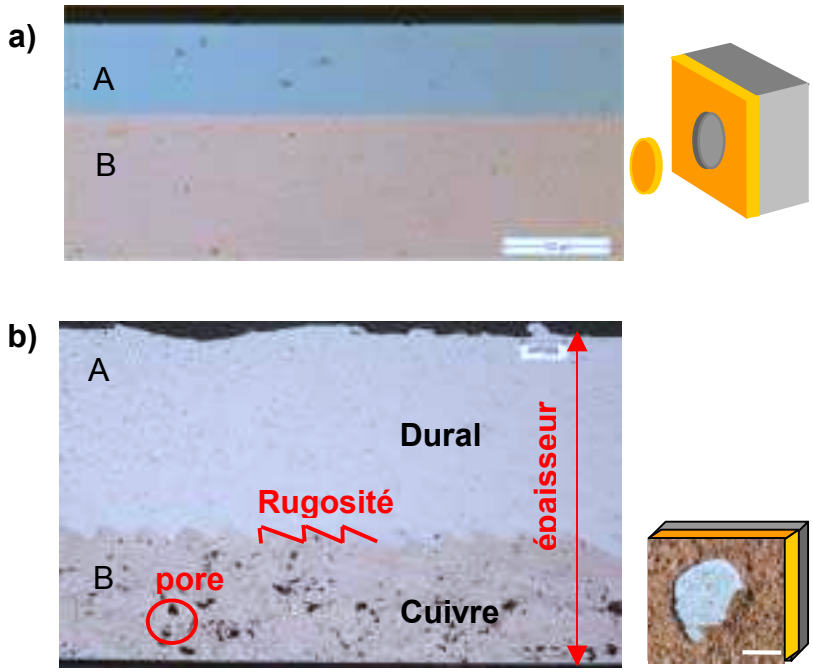
Après avoir passé en revu la mécanique de la propagation des chocs et le principe du procédé *LASAT*, nous pouvons voir quelles sont les préoccupations pour son application à un système industriel :

- Considérons un échantillon idéal composé d'un matériau substrat *A* revêtu d'un matériau *B* (*fig. 3.8 a*). Dans le cas idéal, les matériaux sont connus, d'épaisseurs de l'ordre du millimètre, d'adhérence accessible au procédé *LASAT*. Le choc est ainsi induit de manière homogène sur le matériau *A* et se propage dans toute la cible. L'écaillage se produit à l'interface et les signaux de vitesses de face arrière sont enregistrés pour permettre de remonter aux contraintes interfaciales qui ont conduit à la rupture. Une fois l'adhérence connue, supposée quasi homogène, il ne reste plus qu'à donner la consigne

d'adhérence à la machine d'essai pour enchaîner les tirs *in situ* sur le lieu de production afin de contrôler la qualité des dépôts.

- Malheureusement, dans la réalité industrielle, tout n'est pas aussi simple (*fig. 3.8 b*). l'interface entre les deux matériaux n'est pas lisse et perturbe la propagation des ondes. En outre des porosités et hétérogénéités modifient le comportement des matériaux et la propagation des chocs. Les surfaces en contact à l'interface peuvent présenter des impuretés, couches d'oxydes ou intermétalliques qui vont rendre l'adhérence hétérogène. De plus, certains échantillons ont une épaisseur telle que les ondes s'amortissent au cours de leur propagation. La traction ainsi générée ne parvient pas à provoquer la rupture interfaciale …

Nous devons donc prendre en compte ces phénomènes. Ainsi, le LCD s'est proposé d'examiner le cas des matériaux poreux sous choc (Chapitre {IV}). Nous avons étudié le franchissement d'interfaces obliques, transposées au cas des rugosités, par un choc plan afin de mettre en évidence l'influence de cette aspérité (Chapitre {V}). Enfin, nous avons examiné d'autres techniques de choc telles que les tirs appliqués sur le revêtement, l'amplification des contraintes par la technique de désadaptation d'impédance et enfin l'impact de plaque (Chapitre {VI}) afin de retarder l'amortissement des ondes au cours de leur propagation dans l'épaisseur des matériaux. Tout ceci avec les outils dont nous disposons, qui ont été présentés dans ce présent chapitre.



© Sophie Barradas

Figure 3.8 : a) *échantillon idéal ne présentant aucun défaut avec sa vue en perspective une fois éprouvé au procédé LASAT.* ***b)*** *Réalité industrielle avec vue reconstituée après impact.*

III.9 Références

[III.1] MARTY L.,
Doctorat de l'Université de Poitiers, 1987.

[III.2] CHRISTIANSEN J.P. et Al.,
« MEDUSA - A One-Dimensional Laser Fusion Code »
Computer Physics Communications, 1974, 7, pp 271-287.

[III.3] BARKER L. M., HOLLENBACH, R.E.,
"Shock wave studies of PMMA, Fused silica and Saphire", Journal of Applied Physics, 1970, volume 41, pp. 4208.

[III.4] MERCIER P., MASCLET-GOBIN I., VEAUX J., *et al*
"Principes et applications expérimentales de la vélocimétrie Doppler : IDL et VISAR ", revue scientifique et technique de la Direction des applications militaires, Juin 2003, 27, pp.56-70.

[III.5] BARRADAS S.
"Etude par l'essai de choc laser des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique",
Doctorat de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, 2004.

[III.6] " Metalog Guide"
Struers Tech, ISBN 87-982864-4-7, 1992.

IV Influence de la porosité sur la propagation des chocs

IV Influence de la porosité sur la propagation des chocs 83

IV.1 Traitement de la porosité homogène 85
IV.1.1 La compression isostatique 85
IV.1.2 Le modèle simple ou « *snow-plow* » 86
IV.1.3 Le modèle *P-α* 87
IV.1.4 Le modèle de la sphère creuse (*Hollow sphere*) 89
IV.1.5 Autres approches 90
IV.1.6 La compaction dynamique des poudres 90

IV.2 Résultats expérimentaux sur les aciers Distaloy AE 91
IV.2.1 Signaux de vitesse de surface libre 92
IV.2.2 Porosité post mortem 93

IV.3 Evaluation du modèle *P-α* de *SHYLAC* (*Herrmann*) 94
IV.3.1 Détermination du chargement en pression 94
IV.3.2 Comparaison des simulations avec les expériences 95

IV.4 Evolution du modèle *P-α* de *SHYLAC* 99
IV.4.1 Mesures préliminaires 99
IV.4.2 Modèle « *toboggan* » 101
IV.4.3 Evaluation du modèle « *toboggan* » 102

IV.5 Application au cuivre projeté thermiquement 105
IV.5.1 Description du cuivre projeté thermiquement 105
IV.5.2 Résultats expérimentaux 106
IV.5.3 Simulations numériques avec *TOBOGGAN* 107
IV.5.3.1 Sur Cuivre projeté isolé 107
IV.5.3.2 Echantillon cuivre projeté sur aluminium 108

IV.6 Discussion 109
IV.6.1 Commentaires 109
IV.6.2 Dispersion des mesures de vitesse par VISAR 110
IV.6.3 Vers une modélisation statistique : la porosité hétérogène 111

IV.7 Références 113

Influence de la porosité sur la propagation des chocs

La synthèse des matériaux fait appel à des procédés de fabrication divers et variés tels que le frittage ou la projection thermique. Les pièces mécaniques étudiées dans le cadre du projet LASAT, obtenues à partir de matériaux à base de poudre, comportent des porosités inhérentes à ces procédés. Ces porosités ont un rôle sur les caractéristiques mécaniques et sur le comportement sous choc des matériaux. Dans le but de mieux comprendre leur rôle nous nous sommes intéressés au comportement de différents matériaux poreux sous choc, dans la gamme de sollicitation utilisée pour les essais LASAT (entre 0,5 et 5 GPa). Les matériaux étudiés sont l'acier Distaloy AE à 10, 15 et 20 % de porosité et le cuivre projeté thermiquement (environ 14 % de porosité).

IV.1 Traitement de la porosité homogène

La porosité a une influence sur le comportement mécanique des matériaux poreux en général et sous choc en particulier.

Beaucoup de matériaux tels que les roches sont naturellement poreux. Connaître le comportement demeure fondamental dans l'étude des séismes et des impacts de météorites.

De plus, l'utilisation de bétons cellulaires dans des applications liées à la défense, ou à la sécurité civile, ou encore, la popularité croissante des matériaux projetés dans les domaines de l'aéronautique ou du transport terrestre pour l'allègement des structures, nécessitent une meilleure connaissance du comportement des matériaux poreux sous sollicitations dynamiques. Non seulement ils permettent d'absorber une partie de l'énergie lors d'un impact par leur compaction, mais encore, à fonctions égales, ils présentent moins de poids. De plus, les procédés tels que le frittage ou la projection thermique, simplifient notablement les étapes de fabrication et les matériaux réalisés par ces procédés offrent une meilleure lubrification en fonctionnement.

Une approche simple de la modélisation des matériaux poreux consiste à considérer la porosité de manière globale et homogène.

La compression isostatique

A la fin de la première moitié du 20ème siècle, hissée par le développement du frittage, s'établissait la mécanique des matériaux poreux.

Le frittage est un procédé industriel d'élaboration de pièces mécaniques à partir d'une poudre métallique maintenue sous des conditions de température et de pression menant à sa solidification. Ce procédé permet de fabriquer des pièces présentant des formes compliquées telles que les engrenages et aubes de turbines. Les matériaux frittés, de par leur conception, possèdent une porosité résiduelle inhérente à leur fabrication. Ces porosités rendent les pièces plus légères et produisent une meilleure lubrification. En contre partie, le comportement mécanique du matériau en est modifié.

Ainsi, Mackenzie [IV.1] proposa un modèle décrivant l'évolution du module de compressibilité K_p du matériau poreux (fritté) en fonction du taux de porosité α ; α étant le ratio des masses volumiques du matériau massif sur celle du matériau poreux. Cette grandeur évolue entre une valeur initiale supérieure à *1,* jusqu'à *1* lorsque la compaction totale est atteinte. Mackenzie considéra les pores comme des cavités sphériques incluses dans un matériau homogène équivalent au matériau réel, de module de compressibilité K_s. Cette modélisation a été réalisée dans des conditions isostatiques et débouche sur l'expression [IV.1] :

$$K_p(\alpha) = \frac{K_s}{\alpha + L(\alpha - 1)} \qquad \text{[IV.1]}$$

avec $L = 4G_s/3K_s$ le coefficient qui permet de compléter la description $Kp(\alpha)$. La valeur de L peut être modifiée pour l'ajustement aux valeurs expérimentales. G_s et K_s sont respectivement les modules de cisaillement et d'élasticité du matériau massif.
$\alpha = \rho_{massif} / \rho_{poreux}$.

Le modèle simple ou « *snow-plough* »

Au début des années 60, plusieurs auteurs [IV.2,3] ont proposé un premier modèle de compaction dynamique pour les matériaux poreux. Ce modèle, connu sous le nom de modèle simple ou « *chasse-neige* » ou « *snow-plough* », suggère la compaction totale du matériau dès lors qu'une contrainte de compression, même faible, lui est appliquée. Ainsi, la pression sur l'Hugoniot du matériau poreux $P^*_H(V)$, s'exprime en fonction de celle du matériau massif $P_H(V)$ [IV.4] :

$$P^*_H(V) = P_H(V) \frac{1 - \frac{\Gamma_0}{2}(1 - \frac{V}{V_0})}{1 - \frac{\Gamma_0}{2}(\frac{V_0^*}{V_0} - \frac{V}{V_0})} \qquad \text{[IV.2]}$$

avec Γ_0 coefficient de Mie-Grüneisen du matériau, V^*_0 et V_0 respectivement le volume massique du matériau poreux et massif au repos.

Ce modèle a permis de retrouver les valeurs expérimentales obtenues par McQueen et *al* [IV.5] pour de l'aluminium poreux dans des domaines de pression s'étendant de *5 GPa* à

90 GPa. Le calcul de la température sous choc, avec ce modèle, a également fait l'objet de vérifications expérimentales en bon accord par Schwartz *et al* [IV.6].

En observant l'expression [IV.2], on constate que plus la porosité initiale est grande en valeur absolue, plus la pente de la courbe d'Hugoniot est raide. A partir d'une porosité critique $\alpha_c=2/\Gamma_0$, la pente de l'Hugoniot devient verticale puis positive au delà de α_c (*fig. 4.1*).

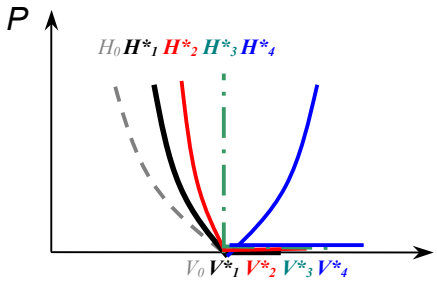


Figure 4.1 : *Hugoniot du matériau massif (H_0) et à diverses porosités (H^*_1 à H^*_4).*

Cependant, bien que simple, cette formulation manque de précision dans le domaine des basses pressions. De plus, ce modèle ne décrit pas les étapes de la compaction et donc ne peut retranscrire la compaction superficielle étant donné qu'il fonctionne en « tout ou rien ». Pour pallier cela, des modèles plus complets ont été proposés.

Le modèle *P-α*

C'est en 1969 qu'Herrmann [IV.7] ébaucha la description thermodynamique de la compaction pour les matériaux ductiles, connue sous le nom de *« **modèle P-α** »*.

Ce modèle dissocie les effets de la réduction du volume des pores et du comportement de la fraction compacte du matériau poreux sous choc. Il est découplé en deux phases de part et d'autre de la limite élastique : la première, en dessous de cette limite, est élastique et réversible, la seconde, au dessus de cette limite, est la phase irréversible de compaction. La variable *α* s'identifie au taux de compaction et n'évolue plus lorsque le matériau est totalement compacté ; elle est alors égale à *1*.

Dans son modèle, Herrmann émet plusieurs hypothèses :

- Le matériau poreux est une juxtaposition homogène et isotrope d'une matrice solide et de vides
- La pression et l'énergie interne dans le matériau poreux sont aussi celles régnant dans la matrice.
- Le modèle *P-α* relie la pression hydrodynamique à la masse volumique et à l'énergie interne massique dans le matériau poreux par une loi polynomiale ou exponentielle du type $\alpha=f(P,e)$:

$$\alpha = 1 + (\alpha_e - 1)e^{-\hat{a}(P-Pe)} \qquad [IV.3]$$

$$\alpha = \alpha_e - 2(\alpha_e - 1)\frac{P-P_e}{P_c-P_e} + (\alpha_e - 1)\left(\frac{P-P_e}{P_c-P_e}\right)^2 \qquad [IV.4]$$

avec P_e la pression de la limite élastique, P_c la pression de compaction totale, α_e la compaction à la limite élastique et $\hat{a}$ un coefficient de concavité. Au delà de P_c, le comportement du matériau rejoint le modèle simple. L'auteur précise que pour les matériaux à modéliser, la phase de compaction peut être décrite par d'autres modèles mathématiques.

Ce modèle nécessite la connaissance de l'équation d'état du matériau dense car elle définit le comportement du matériau à l'état compacté. Seaman [IV.8] y rajoute une description dans l'espace *f(P,V,E)=0* (*fig. 4.2*). Les états de compaction sont représentés sur la nappe verte, le domaine élastique s'étend à la zone rouge, les détentes et traction sont décrites en noir et enfin, le comportement totalement densifié est situé sur le domaine bleu. La courbe de compaction relie *α* et *P* sur une nappe (*P, E , V*).

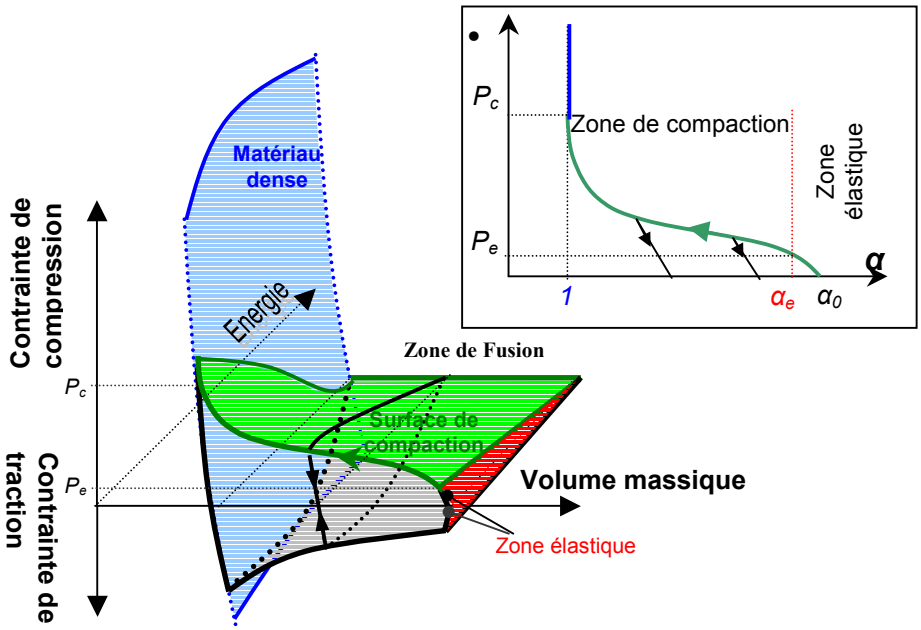


Figure 4.2 : *Représentation du modèle P-α dans l'espace f(P,V,E)=0 par Seaman* [IV.8].

Cette approche reste valable pour les hautes pressions (*>10 GPa*) quasi-statiques et dynamiques. Elle décrit le phénomène de compaction irréversible à basse pression sans toutefois fournir une bonne précision pour tout taux de déformation. L'auteur précise que cette approche est validée sur le fer et l'aluminium poreux avec la technique d'impact de plaque. Néanmoins, elle reste une idée précurseur et permet une modélisation globale du phénomène de compaction qui s'affranchit de toutes considérations statistiques concernant la répartition des pores. Cette idée permet la mise en forme de la courbe d'Hugoniot d'un matériau poreux, que bon nombre d'auteurs ont déterminée expérimentalement [IV.9,10,11,12,13].

Le modèle de la sphère creuse (*Hollow sphere*)

A partir de 1972, Carroll et Holt [IV.14,15,16] proposent un modèle de compaction des matériaux ductiles de même allure que celui d'*Herrmann*. La modélisation est complétée à partir de l'étude de la fermeture d'une sphère creuse. Les hypothèses sont les suivantes :

- La matrice est décrite par le comportement élasto-plastique parfait.
- La sphère creuse est soumise à des sollicitations uniformes.
- La pression dans les pores est nulle.
- La pression hydrodynamique P dans le matériau poreux est plus faible que celle dans la matrice, P_m : $P = P_m/\alpha$.

La prise en compte d'effets dynamiques se traduit par une équation différentielle du 2nd ordre [IV.5] :

$$\frac{\rho a_0^2}{3Y_m(\alpha_0-1)^{2/3}}\left(-\ddot{\alpha}[(\alpha-1)^{-1/3}-\alpha^{-1/3}]+\frac{1}{6}\dot{\alpha}^2[(\alpha-1)^{-4/3}-\alpha^{-4/3}]\right)=P-P_{eq}(\alpha) \qquad \text{[IV.5]}$$

avec α_0 la porosité initiale, a_0 le rayon du pore initial, Y_m la limite élastique de la matrice et $P_{eq}(\alpha)$ une fonction dépendant du régime de sollicitation (*fig. 4.3*).

- Tant que le taux de compaction α est inférieur à une valeur α_1, le matériau adopte un comportement élastique.
- Lorsque $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$ le matériau passe par une phase intermédiaire.
- Lorsque $\alpha_2 < \alpha$, le matériau est en phase plastique.

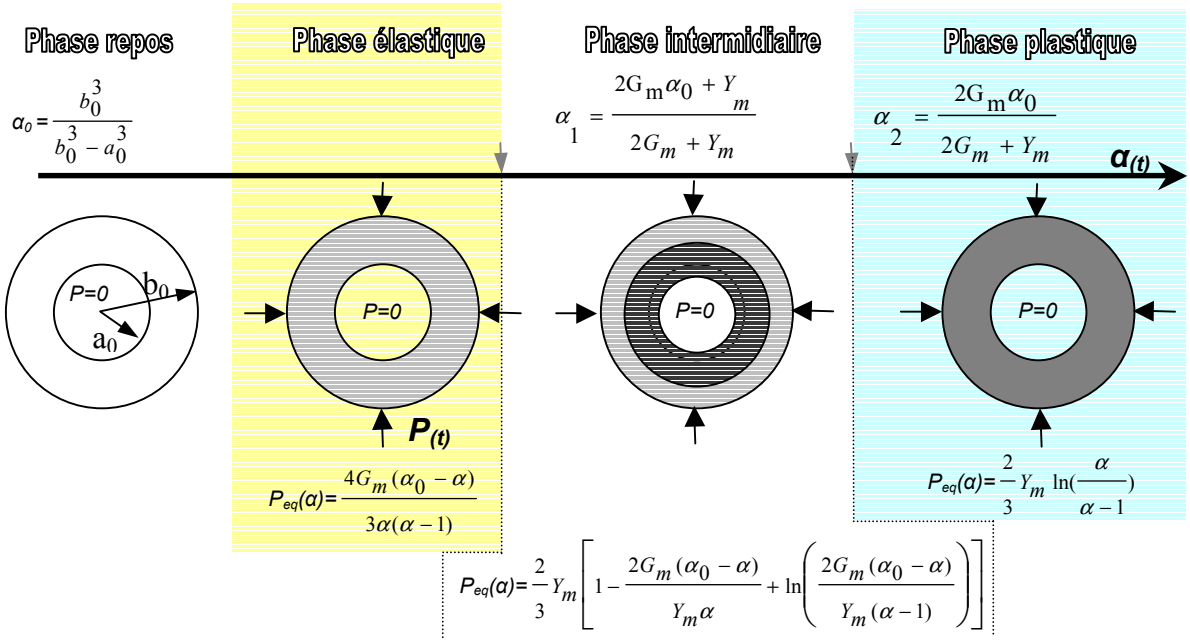


Figure 4.3 : *Description du modèle de la sphère creuse avec ses différents domaines.*

Cette modélisation est valable tant pour les contraintes quasi statiques que dynamiques. Par rapport au modèle d'*Herrmann*, elle propose une prise en compte des effets dynamiques. Elle reste un bon outil en configuration monodimensionnelle.

Le modèle de la sphère creuse a également été utilisé pour décrire l'endommagement ductile du fait de la similitude entre les pores sphériques et le phénomène de nucléation de vides, phase initiale de l'écaillage[IV.17] . Le comportement élasto-plastique était alors géré par une formulation de Steinberg-Cochran-Guinan[II.16].

Toutefois, ce modèle, comme celui d'*Herrmann*, n'est qu'une vision macroscopique du comportement des matériaux poreux. Ils ne prennent en compte ni la taille et la distribution des pores, ni les interactions entre les pores. Ils ne considèrent pas les effets liés à la température. De plus, ils ne conviennent pas pour une modélisation *2 D* car ils ne gèrent pas la partie déviatorique du tenseur des contraintes. En outre, la dégradation des constantes élastiques du matériau n'est pas prise en compte. Ces modélisations deviennent aussi moins fiables pour des taux de déformation élevés. Il est donc nécessaire, pour chaque matériau à modéliser, de faire un modèle correctif, d'où de nombreuses modifications [IV.18,19] bien que cela ne soit pas toujours suffisant.

Autres approches

D'autres modélisations des matériaux poreux ont suivi, depuis la prise en compte de la partie déviatorique du tenseur des contraintes [IV.20], aux modèles mésomécaniques [IV.21,22].

Le comportement d'un matériau poreux sous choc peut également être décrit non plus par une loi de comportement de type *P-α*, mais par une détermination expérimentale de son équation d'état. L'équation d'état du *TMPTA* ($C_{15}H_{20}O_3$, polymère plastique sous forme de mousse) a pu être déterminée à partir de mesure *VISAR* [IV.23]. L'objet de ces recherches était motivé par l'application particulière des matériaux poreux pour le lissage de choc et l'amplification des contraintes par désadaptation d'impédance dans le domaine de la fusion par confinement inertiel.

Dans le cadre du projet *LASAT*, une modélisation des matériaux poreux permettrait de reproduire par simulation numérique les résultats expérimentaux, particulièrement les signaux *VISAR*. A partir de telles simulations, il serait possible de remonter aux contraintes qui ont mené à la rupture d'une interface entre un matériau massif et un matériau poreux. Nous avons tenté dans un premier temps, l'approche macroscopique avec une formulation globale, simple, basée sur le modèle *P*-α. Pour cela, nous avons suivi des appoches antérieures concernant la compaction dynamique des poudres sur des aciers frittés.

La compaction dynamique des poudres

La compaction dynamique des poudres est devenue un procédé intéressant l'industrie. Du fait de sa brièveté, elle possède de multiples avantages en comparaison avec la compaction isostatique à chaud. En effet, la compaction isostatique nécessite un temps de mise en pression et en température qui provoque des effets non souhaités (changements de

phase , recristallisation et croissance de grains). Pour ces raisons, la compaction dynamique par procédés conventionnels (impact de plaque, explosifs) a fait l'objet de multiples études[IV.24,25,26,27,28]. L'avènement des lasers impulsionnels de puissance a permis d'induire des chocs plus brefs et plus intenses permettant une densification superficielle. Cette technique a été expérimentée sur l'aluminium à *25 %* de porosité [IV.25]. La méthode a également permis de prédire une première approche de l'allure de la courbe d'Hugoniot à partir de l'analyse de la porosité résiduelle post choc [IV.26] pour des aciers frittés présentant des porosités allant de $10^{\pm 1}$ à $28^{\pm 1}$ *%*.

Ces aciers frittés *DISTALOY AE* produits par la compagnie *Höganäs A.B.*[i], comportent $10^{\pm 1}$, $15^{\pm 1}$ *et* $20^{\pm 1}$ *%* de porosités, d'après le fabricant. Des mesures complémentaires par analyse d'image de coupes métallographiques et par pesée permettent de confirmer la porosité annoncée avec une précision de ± *1 %*. Dans la suite, ils seront respectivement nommés *A, B, C*. Ces aciers frittés sont utilisés dans la fabrication de pignons dentés. La composition chimique du matériau est donnée dans le tableau (*4.1*) [IV.29] :

C	S	O	N	Cu	Ni	Mo	P	Cr	Mn	Si
0,743	0,006	0,013	0,020	1,457	3,930	0,506	0,005	0,027	0,081	0,010

Tableau 4.1 : *Composition chimique de l'acier Distaloy AE de Höganäs AB [IV.29].*

En utilisant le modèle *P-α* de Herrmann [IV.3] et [IV.4] dans le code *SHYLAC*, *Zagouri et al* [IV.26] parviennent à simuler la compaction. En outre, l'amortissement prononcé du choc dans les matériaux poreux est mis en évidence. Les propriétés tribologiques et métallurgiques de la compaction ont également été abordées sur ces mêmes types d'échantillons [IV.27]. L'avènement des jauges de contraintes *PVDF* a fourni un autre moyen de mesure permettant l'accès à la contrainte. Par ce nouveau diagnostic, quelques rectifications à la modélisation précédente sont apportées [IV.28]. Il en résulte une modification des pressions P_c et P_e, de ces types d'aciers, pour ajuster la courbe simulée au signal délivré par la jauge. Un terme de troisième degré a été ajouté à la loi de compaction polynomiale :

$$\alpha = \alpha_0 - 3(\alpha_0 - 1)(\frac{P - P_e}{P_c - P_e})^2 + 2(\alpha_0 - 1)(\frac{P - P_e}{P_c - P_e})^3 \qquad \text{[IV.6]}$$

Le modèle restitue bien les grandeurs mesurées par la technique *PVDF*. Mais celle-ci est intrusive et intègre la mesure sur une grande surface. L'utilisation du *VISAR* permet d'envisager une mesure directe de la vitesse de surface libre reliée au comportement du matériau poreux de manière non intrusive. De tels résultats sont de nature à compléter la fiabilité du modèle proposé.

IV.2 Résultats expérimentaux sur les aciers Distaloy AE

Afin de vérifier la validité du modèle *P-α* de *SHYLAC* sur les aciers frittés *Distaloy AE*, dans un premier temps, puis sur des échantillons de cuivre projeté thermiquement par la

suite, nous avons effectué des campagnes expérimentales sur des échantillons d'aciers frittés présentant trois porosités différentes, *A, B* et *C* respectivement équivalentes à *10, 15 et 20 %*. Ces échantillons sont issus du même lot que ceux des expérimentateurs précédents [IV.26,27,28]. Les tirs ont été effectués avec l'installation du *LCD* en mode confiné eau, pour se placer dans les mêmes conditions que les recherches précédentes. La vitesse de surface libre est enregistrée par le *VISAR* et les échantillons impactés sont enrobés, coupés puis polis en vue d'analyses post mortem. Cette dernière analyse fournit le gradient de compaction, au sein du matériau, induit par les passages du choc.

Signaux de vitesse de surface libre

Les résultats expérimentaux présentent une mauvaise reproductibilité. Aussi, afin de sélectionner les tirs pertinents et représentatifs des phénomènes à modéliser, un tri a été effectué sur trois critères :

- Le flux incident des tirs retenus sera pris suffisamment loin du seuil de claquage dans l'eau (< *8-9 GW/cm²*) car le phénomène de claquage augmente la dispersion des résultats.
- Pour une série de tirs sur des échantillons de matériau identique (y compris d'épaisseur et de porosité), l'ordre des vitesses maximales devra respecter l'ordre des flux incidents pour la série de tirs.
- Lorsque deux tirs sont réalisés à flux voisins, la reproductibilité veut que les signaux de vitesse doivent être également voisins.

Les tirs ne correspondant pas à ces trois critères ont été écartés. D'autre part, afin d'observer l'influence de la porosité, les tirs présentant le même flux laser incident, pour chaque porosité, ont été retenus. Les tirs retenus ont été réalisés à flux proche de *6,4 GW/cm²*, aux fluctuations temporelles et en intensité près, estimées à ±*10 %*. La tache focale est maintenue constante à chaque tir et vaut $3^{\pm 0.2}$ *mm*, satisfaisant l'hypothèse monodimensionnelle au moins au premier débouché du choc à la surface en vis à vis de l'impact. La pression de choc induite sur la face irradiée est déterminée par un tir sur l'aluminium à même flux (paragraphe {II.2-3}, *fig. 2.6*).

Les signaux temporels de vitesse de surface libre acquis par le *VISAR* et estimés reproductibles, pour chaque acier *A, B* et *C*, sont représentés sur la figure (*4.4*). Ces signaux laissent voir une phase élastique à hauteur des *30 m/s* puis une inflexion caractéristique de la compaction.

---

[i] http://www.hoeganaes.com/

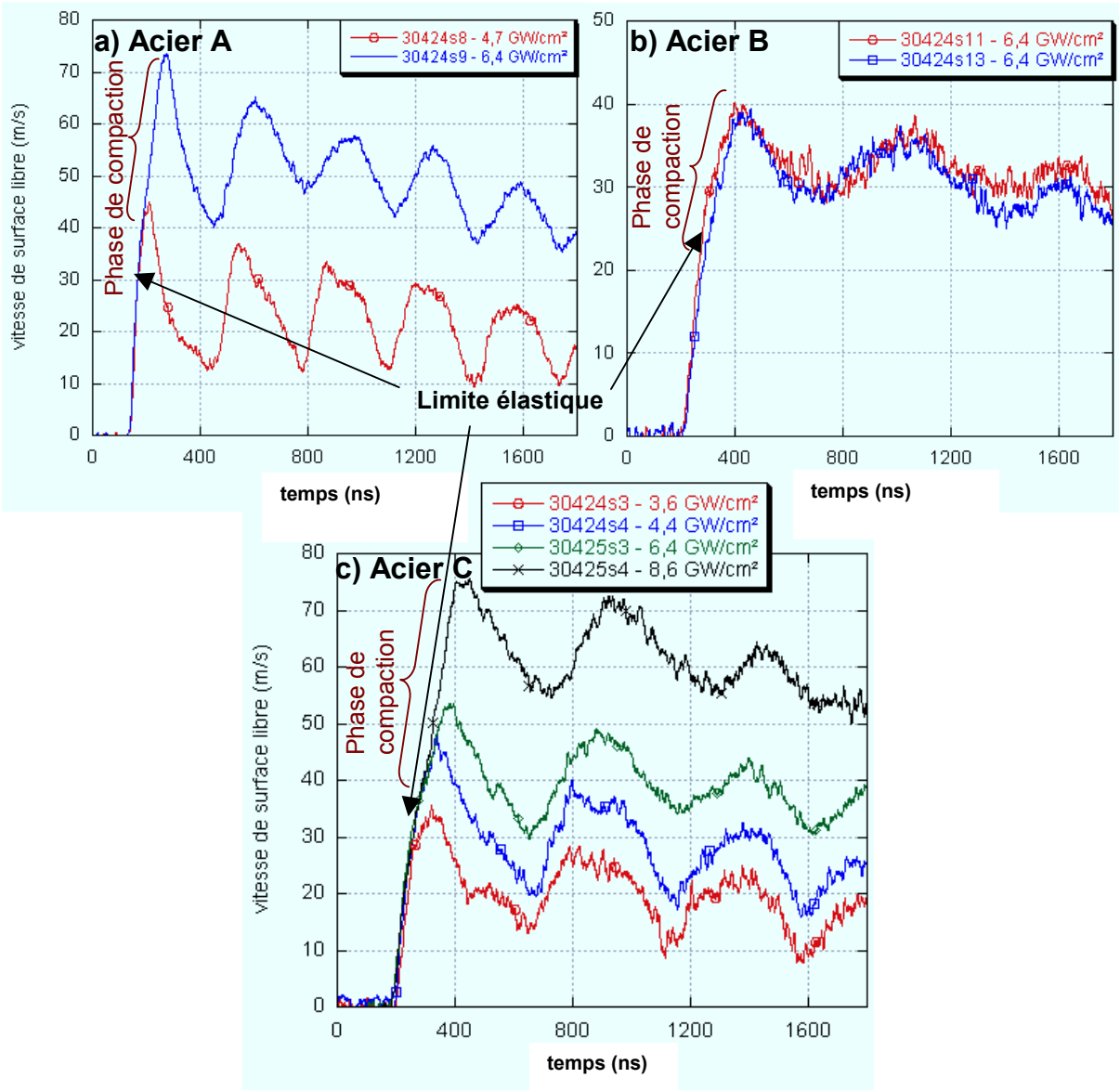


Figure 4.4 : *Signaux VISAR obtenus sur les aciers frittés DISTALOY AE, de différentes porosités :* ***a)*** *10 %,* ***b)*** *15 %,* ***c)*** *20 %. Tache focale 3 mm, irradiation confinée eau au LCD.*

Les tirs *30424s9-s13* et *30425s3* effectués à flux identiques sur les matériaux de porosité différentes seront retenus pour l'étude comparative des résultats expérimentaux avec ceux issus de la simulation numérique.

Les signaux de vitesse ne sont pas les seules informations issues de l'expérience. La porosité après choc a également fait l'objet d'analyses.

Porosité post mortem

Les images obtenues à partir des coupes métallographiques sont analysées avec l'application *POROSITES*. Cette application compte le pourcentage de pixels noirs après seuillage, dans chaque bande horizontale d'épaisseur choisie, constituant l'image. Elle restitue le gradient de compaction dans l'épaisseur de l'échantillon. La zone traitée est

suffisamment large pour que le comptage de la porosité n'en soit pas dépendant. Cette largeur est comprise entre *1/2* et *1/3* de la tache focale. Le cas de l'acier *A* est traité sur les figures (*4.5*) et (*4.6*), les cas des aciers *B* et *C* sont exposés en **annexe IV.1**.

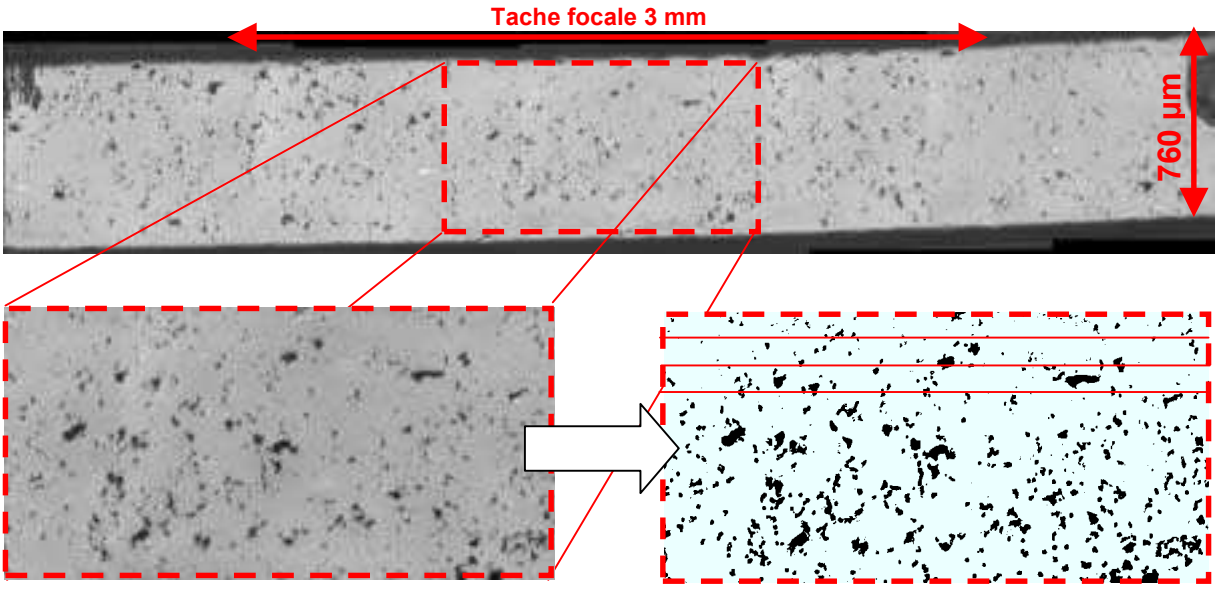


Figure 4.5 : *Vue en coupe post mortem d'un acier fritté 10 % poreux avec seuillage. Tir LCD 30424s9 à 6,4 GW/cm², tache focale 3 mm.*

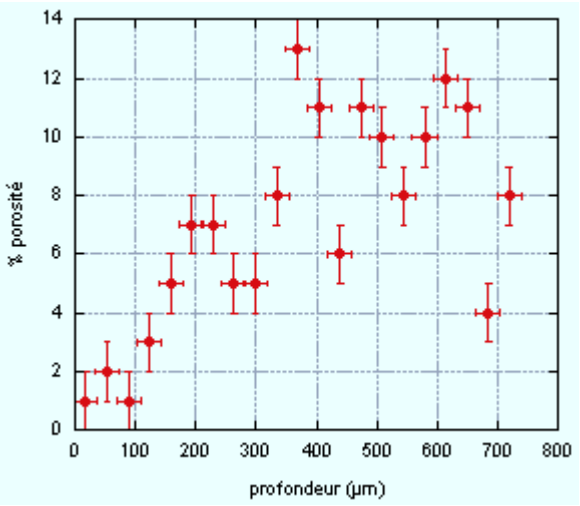


Figure 4.6 : *Evaluation du gradient de porosité post mortem d'un acier fritté 10 % poreux, impacté au LCD à 6,4 GW/cm².*

IV.3 Evaluation du modèle *P-α* de *SHYLAC* (*Herrmann*)

<u>Détermination du chargement en pression</u>

Dans le but de connaître le chargement en pression appliqué sur chaque cible, des tirs à flux laser équivalents ont été réalisés sur de l'aluminium *485 µm*. Cette hypothèse suppose que l'interaction laser - matière, pour l'aluminium et l'acier fritté, produit la même pression d'ablation. Cette hypothèse est suscitée par des résultats antérieurs. En effet, dans

un premier temps, il a été montré que les pressions engendrées dans des cibles d'aluminium et d'acier *316 L* sont identiques pour une durée d'impulsion de *10 ns* et *30 ns* en régime confiné eau, à des flux laser inférieurs à *10 GW/cm²*, en dessous du seuil de claquage. Cela légitime l'évaluation préalable de la pression induite par l'irradiation en confinement eau dans l'acier étudié à partir d'un tir préliminaire sur l'aluminium à même flux.

L'impulsion d'énergie délivrée par le laser lors du tir est enregistrée par l'oscilloscope numérique (*fig. 4.7a*). Le début de cette impulsion déclenche l'acquisition du signal de vitesse de surface libre, en vis à vis de la face irradiée, par le *VISAR* au cours de l'expérience (*fig. 4.7b*). A partir de ces signaux, la simulation numérique permet de remonter à la pression engendrée par l'interaction laser-matière en régime confiné eau. Le modèle d'interaction confiné utilisé a été décrit par Fabbro *et al* [II.13], puis validé et complété par et Sollier[IV.30]. Cette méthode permet de déterminer une pression crête incidente de *3,1 GPa*, correspondant à un flux de *6,4 GW/cm²,* vérifiée par la courbe pression flux du *LCD* en confinement eau (*fig. 2.6,* paragraphe {*II.2.3*}).

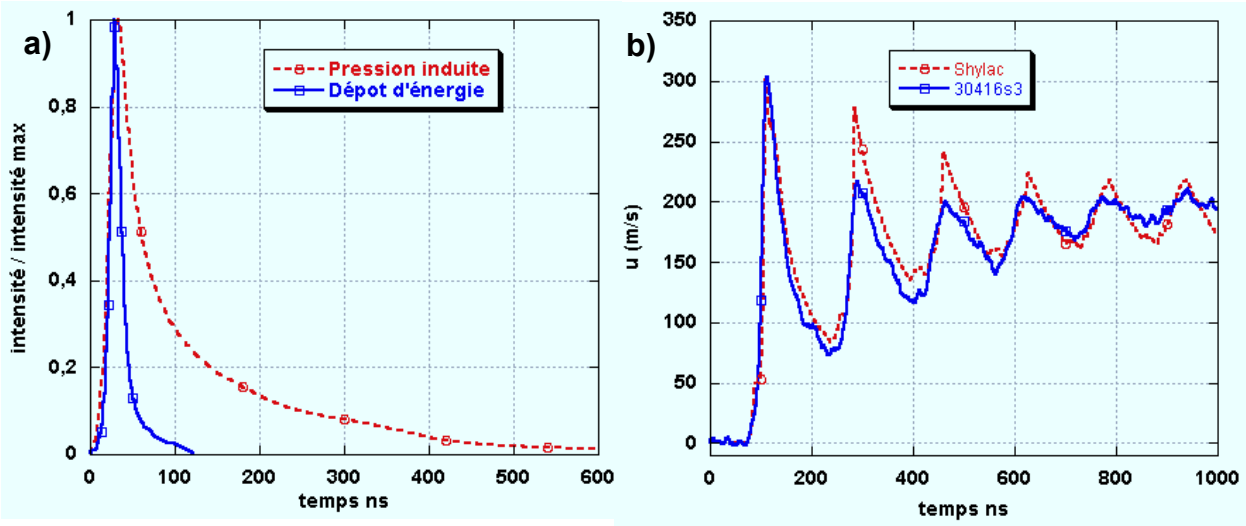


Figure 4.7 : a) *Profils temporels, normalisés en ordonnée, de l'impulsion laser et de la pression de choc induite sur la cible, calculée par SHYLAC.* ***b)*** *Evolution temporelle de la vitesse de face arrière relevée par le VISAR (en trait plein) et calculée par SHYLAC (en trait pointillé). Flux laser incident 6,4 GW/cm² , tache focale 3 mm.*

Comparaison des simulations avec les expériences

A partir de la caractérisation du profil de pression appliquée pour un flux incident donné, les résultats expérimentaux obtenus sur les aciers frittés son comparés avec leur simulation numérique issue de *SHYLAC* (*fig. 4.8*). Le modèle utilisé est celui du paragraphe {IV.1-6}. Pour les porosités de *10* et *20 %*, les paramètres P_e et P_c [IV.6] sont déterminés par interpolation des paramètres correspondant aux porosités de *15* et *28 %* déduits des études précédentes [IV.28]. Les aciers correspondant aux porosités de *10, 15, 20* et *28 %* sont décrits dans le tableau (*4.2*) qui regroupe les principales caractéristiques utilisées.

	Acier A	**Acier B**[IV.28]	**Acier C**	**Acier D**[IV.28]
α_0	1,10	1,15	1,20	1,28
P_e (GPa)	0,5	0,4	0,3	0,1
P_c (GPa)	4	5	6	8
$\rho_{0\ compact}$ (kg/m^3)	7860	-	-	-
C_0 (m/s)	4550			
s	1,47			

Tableau 4.2 : *Caractéristiques du modèle P-α utilisées dans SHYLAC pour les différentes porosités.*

Les signaux de vitesse de surface libre sont simulés sur une durée de *800 ns*. Compte tenu du rapport de dimension entre la tache focale et l'épaisseur de la cible, au delà des 800 ns, les effets 2D (paragraphe {II.3-4-2}) agissent sur les signaux de vitesse. Les coupes métallographiques correspondant à ces tirs pour la détermination de la porosité résiduelle après choc sont présentées en **annexe IV.1.**

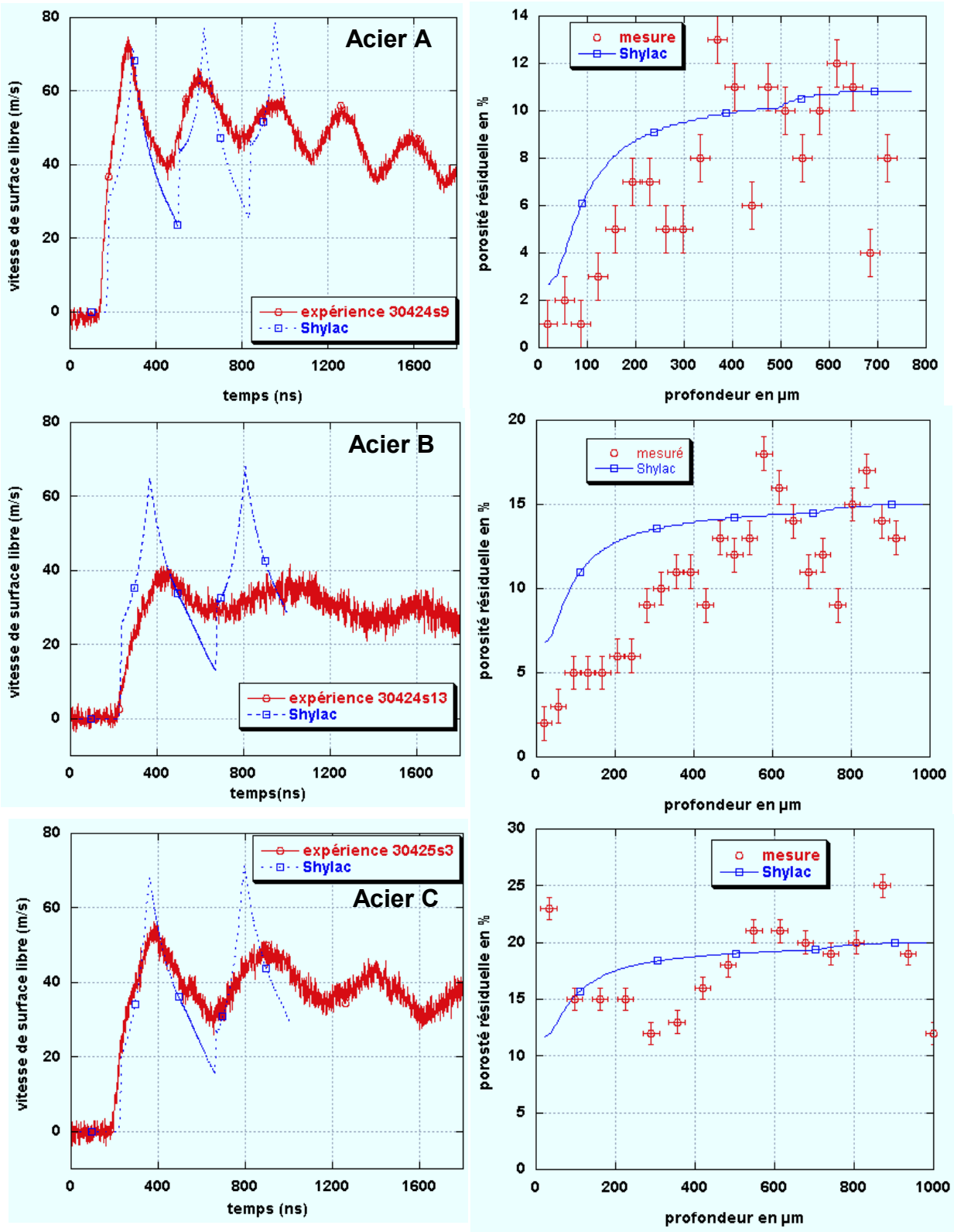


Figure 4.8 : *Comparaison des vitesses de surface libre mesurées par le VISAR avec celles calculées par SHYLAC modèle P-α (colonne de gauche). Comparaison des porosités résiduelles post-choc mesurées par analyse d'image et calculées par SHYLAC (colonne de droite). De haut en bas, Acier Distaloy AE, A (10% poreux), B (15% poreux) et C (20% poreux). Tir impulsion du LCD, 6,4 GW/cm², tache focale 3 mm.*

De ces premières confrontations, il résulte que l'acier le moins poreux (*A*) est le mieux modélisé. Cependant, pour l'acier *A*, bien que la courbe de vitesse simulée soit en accord avec celle issue du *VISAR* sur le premier débouché et sur la chronologie, l'amortissement sur les débouchés suivant est mal restitué. De plus la porosité résiduelle calculée est souvent supérieure à celle mesurée.

L'ajustement reste donc à revoir. Les différences entre le modèle *P-α* et les mesures pourraient provenir du fait que le modèle ne comprend pas de loi élasto-plastique. La compaction se passe comme si les grains d'acier fritté glissaient les uns contre les autres. Or, il est plus probable que ces grains se déforment et que les propriétés élastiques du matériau poreux évoluent au fur et à mesure de sa compaction, de manière à tendre vers celles du matériau massif. De plus, le modèle inclus dans *SHYLAC* se présente sous la forme d'un polynôme du troisième degré, qui n'offre que peu de degré de liberté (*fig. 4.9*). En effet, la figure (*4.9*) montre que le point d'inflexion de la courbe de compaction, ainsi que la pente à l'inflexion, sont fixés par les paramètres α_0, P_c et P_e [IV.6] du tableau (*4.2*). Ce formalisme implique la forme de la courbe d'Hugoniot du poreux dont dépend le calcul des vitesses de propagation des chocs et détentes dans ces milieux ainsi que son module de compressibilité. Par conséquent, l'évolution d'un profil de pression donné et du profil de vitesse de surface libre correspondant sont conditionnées par le choix de la formulation *P-α*.

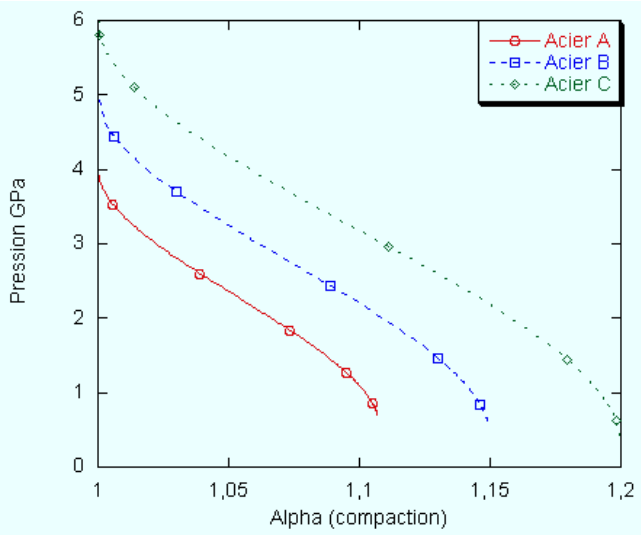


Figure 4.9 : *Courbes de compaction P-α pour les aciers frittés avec le modèle polynomial de SHYLAC*[IV.19]

Afin de tenter une modélisation prenant en compte des degrés de liberté supplémentaires, une nouvelle description de la courbe *P-α* a été mise en place dans *SHYLAC.* A l'instar du code *PUFF* [IV.31], une approche de la compaction présentant une prise en compte de l'élasticité a également été mise en place.

IV.4 Evolution du modèle *P-α* de *SHYLAC*

Mesures préliminaires

Dans un premier temps, afin d'obtenir une évolution des grandeurs élastiques du matériau en fonction de sa porosité, les aciers *A, B* et *C* ont été soumis à des mesures de vitesse du son par méthode ultrasonique avec une précision de ± *3%*. Ces mesures ont été effectuées au Laboratoire de Mécanique et Physique des Matériaux, *UMR n° 6617 CNRS - ENSMA*. Elles consistent à mesurer le temps de propagation d'une onde transverse et longitudinale {II.3-1-3} dans les échantillons dont l'épaisseur est connue. Ces mesures permettent d'obtenir les vitesses du son transversale C_T et longitudinale C_L dans le matériau sondé. Ces deux vitesses suffisent à déterminer la vitesse hydrodynamique, ou volumique, du son C_0 à partir de la formule [IV.7] :

$$C_0 = \sqrt{C_L^2 - \frac{4}{3} C_T^2} \qquad \text{[IV.7]}$$

La porosité initiale α_0 de chaque acier est mesurée par analyse d'image ou déduite de la pesée donnant les masses volumiques ρ_{00} initiales. Les valeurs C_0 et $\alpha_0 = \rho_0/\rho_{00}$ mesurées sont reportées dans le tableau (*4.3*). Elles permettent de calculer le module de compressibilité expérimental $K_{p\ exp} = \rho_{00} C_0^2$ de l'acier fritté *DISTALOY AE* pour les porosités initiales considérées. Ce module de compressibilité est comparé à ceux calculés par la relation simple $K_p = K_s/\alpha$, et par la relation de MacKenzie [IV.1] utilisant $L=4G/3K$. Ces deux dernières relations donnent des résultats largement surestimés en comparaison des mesures expérimentales. Le facteur *L* de la relation de MacKenzie a donc été ajusté de manière à fournir un modèle répondant correctement aux mesures expérimentales. La valeur *L=7* rend le modèle cohérent avec les mesures. Ces mesures ont également été reproduites par *POREQST* [IV.32] en utilisant l'expression [IV.1] avec *L=7* (*fig. 4.11*). *POREQST* est un code du *Stanford Research Institut* développé et validé pour la modélisation des matériaux poreux.

	Acier massif	**Acier A**	**Acier B**	**Acier C**
C_0 (m/s)	4550	3546	3386	3142
α_0	1	1.108	1.15	1.20
$K_{p\ exp}$ (Gpa)	163	88	77	63

Tableau 4.3 : *Valeurs expérimentales de C_0, α_0 et Kp.*

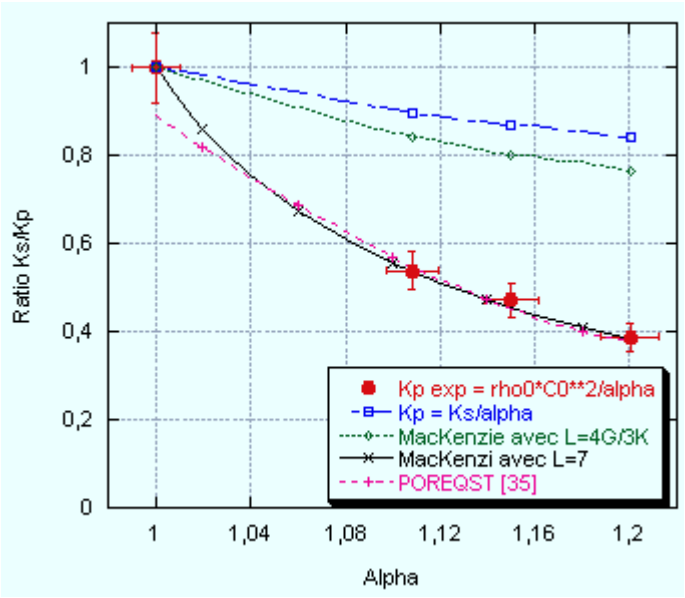


Figure 4.10 : *Evolution du ratio K_s/K_p en fonction de α pour K_s = 163 GPa. Mesures expérimentales $K_{p\ exp} = \rho_{00}C_0^2$ (rouge), $K_p=K_s/\alpha$ (bleu), formule de MacKenzie (vert), ajustement par utilisation de la relation de MacKenzie avec L=7 (noir), validation par POREQST*[IV.25]*(pointillés rose).*

Le module de cisaillement G_p de l'acier fritté correspondant au module de compressibilité à un état de compaction donné est calculé à partir de la formule [IV.8][IV.33] :

$$G_p(\alpha) = \frac{3}{2} K_p(\alpha) \frac{1-2\nu}{1+\nu} \qquad \text{[IV.8]}$$

Ainsi, à chaque degré de compaction, *SHYLAC* est capable d'actualiser le module de cisaillement, qui est pris en compte dans la loi élasto-plastique parfaite avec le critère de *Von Mises* et dans le modèle d'endommagement de *Kanel*. La prise en compte des phénomènes élasto-plastiques ne suffit pas à améliorer la restitution des signaux *VISAR* expérimentaux ainsi que la porosité résiduelle (*fig. 4.8*). Aussi, nous avons complété ces modifications par une description de l'Hugoniot dans la phase de compaction différente d'un polynôme de troisième degré afin de se donner plus de degrés de liberté sur l'évolution des vitesses de propagation d'onde et des pressions hydrodynamiques au cours de cette phase.

La forme de la courbe d'Hugoniot est reliée à la courbe (*P-α*) et permet de justifier les changements de pente, dans les fronts de montée, visibles sur les signaux expérimentaux (*VISAR*, *PVDF,* (*fig. 4.11*)) [IV.34]. Un front initialement raide s'étale sur une certaine plage de contrainte au cours de sa propagation. Ce phénomène va donc être traduit par des changements de pente sur les signaux de vitesse de surface libre mesurés par le *VISAR*. Ceci mène à la modification du modèle existant dans *SHYLAC*.

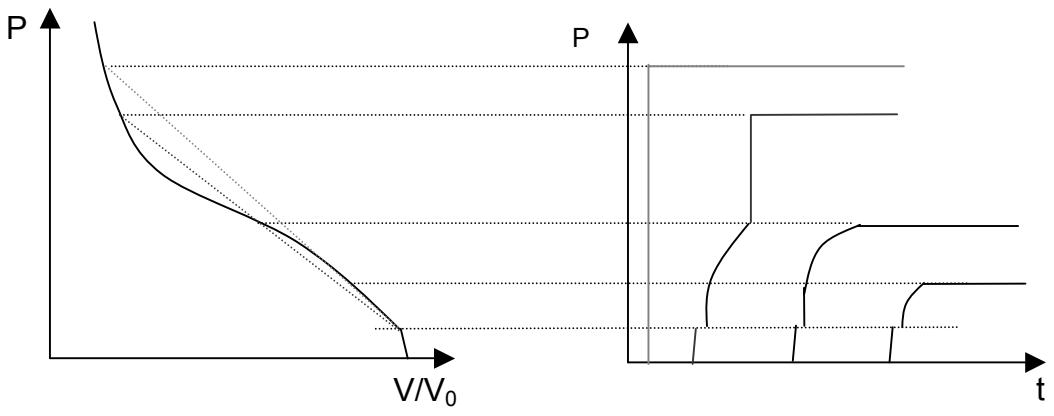


Figure 4.11 : *Relation entre la forme de l'hugoniot et du front de choc qui se propage dans un matériau poreux.*

Modèle « *toboggan* »

Ce modèle, dérivé du modèle de *Herrmann*, décrit la compaction en fonction de la pression hydrodynamique régnant au sein du matériau. Il permet de représenter la courbe d'Hugoniot du matériau poreux dans le plan (P-α). Le modèle polynomial de troisième degré impose les coordonnées [P_1 ; α_1] du point d'inflexion au milieu des intervalles respectifs [P_e ; P_c] et [α_0 ; α_2] ; la pente à l'inflexion est également imposée. Une courbe paramétrée dans le plan (P-α) monotone et décroissante, continûment dérivable, avec un point d'inflexion (forme de toboggan) autorise une modélisation paramétrée plus souple de la compaction. Le problème de modélisation d'une courbe « *toboggan* » (*fig. 4.12*) est résolu en **annexe IV.2**. Sa conception mathématique se formule de la manière suivante :

- Pour simplifier ce modèle, nous n'avons utilisé que trois points : A_0, A_1 et A_2.
- A_0 (P_0,α_0) est le point de commencement de la compaction (limite élastique). Il est fixé de préférence par une observation expérimentale du précurseur élastique sur les signaux *VISAR* quand celui-ci est visible.
- A_1 (P_1, α_1) est le point d'inflexion de la courbe. La pente d_1 y est modifiable sous certaines conditions mathématiques (**annexe IV.2**). Il est fixé de manière à reproduire au mieux le gradient de compaction observé expérimentalement.
- A_2 (P_2, α_2) est le point au delà duquel le matériau poreux est totalement compact. La pente y est également nulle. Il est fixé à partir d'observations expérimentales et numériques qui permettent de déterminer à partir de quelle pression le matériau est totalement compacté.
- La courbe doit être monotone sur chacun des segments [P_0 ;P_1] et [P_1 ;P_2]. Cela limite considérablement l'utilisation de fonctions polynomiales.

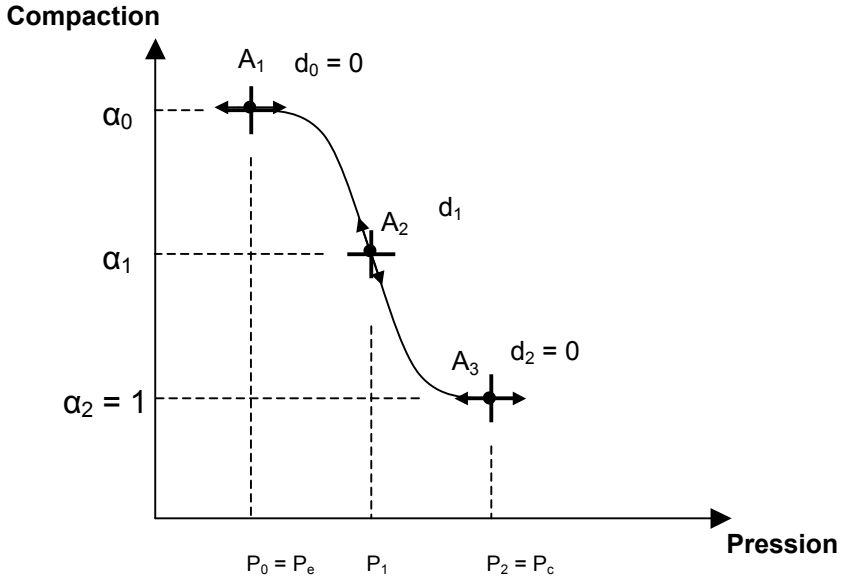


Figure 4.12 : *Modèle de compaction « toboggan » passant par 3 points.*

Evaluation du modèle « *toboggan* »

Le modèle *TOBOGGAN* présenté ci-dessus a été intégré dans le code *SHYLAC*. Les résultats restitués sont comparés avec les résultats expérimentaux précédemment utilisés dans le paragraphe {IV.2}. Ces résultats sont regroupés sur la figure (*4.11*)(*4.13*) et sont à rapprocher de ceux de la figure (*4.8*).

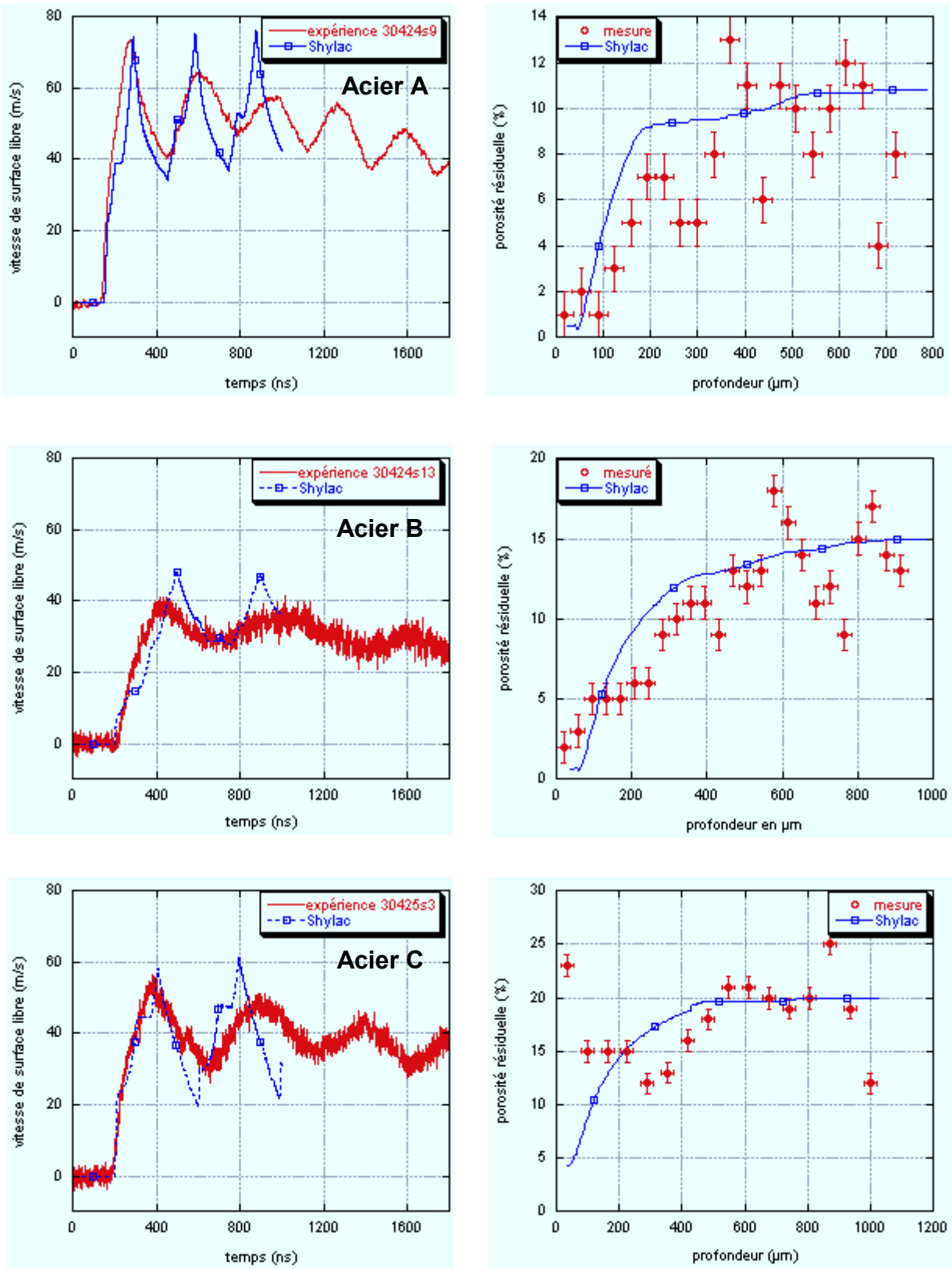


Figure 4.13 : *Comparaison des vitesses de surface libre issues du VISAR avec celles calculées par le modèle « TOBOGGAN » (colonne de gauche). Comparaison des porosités résiduelles post-choc mesurées par analyse d'image et calculées par SHYLAC (colonne de droite). De haut en bas, Acier Distaloy AE, A (10% poreux), B (15% poreux) et C (20% poreux). Tir impulsion du LCD, 6,4 GW/cm², tache focale 3 mm.*

Les modifications apportées par le modèle *TOBOGGAN* sont visibles sur la modélisation des signaux *VISAR* : le modèle restitue mieux l'amortissement en amplitude de la vitesse matérielle lors de la propagation du choc dans les matériaux poreux, bien qu'un écart subsiste.
Les paliers observés sur l'évolution temporelle de la vitesse calculée par *SHYLAC* sont expliqués par la conception du modèle (*fig. 4.11*).
Les courbes *P-α* des modélisations réalisées sont illustrées sur la figure (*4.14*), à rapprocher de la figure (*4.9*) :

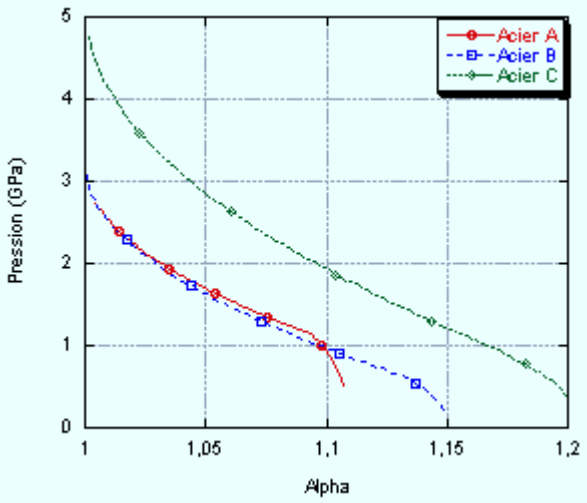


Figure 4.14 : *Courbes de compaction P-α pour les aciers frittés obtenues avec le modèle TOBOGGAN.*

Lors des phases d'ajustement entre les résultats simulés et les résultats expérimentaux, il a été constaté que plusieurs courbes *P-α* pouvaient décrire de manière approchée les signaux de vitesse. Néanmoins, lorsque l'on rajoute comme contrainte la reproduction du gradient de compaction, une seule allure subsiste.

L'analyse de la courbe *P-α* permet de dégager les influences suivantes :

- Augmenter P_0 donne un front raide et d'autant plus élevé (précurseur élastique).
- Augmenter P_1 rend la compaction plus difficile et augmente l'amplitude des signaux de vitesse calculés.
- La concavité et la raideur de la partie initiale de la courbe (*P-α*) ont une influence forte sur le front de montée du signal de vitesse calculé et sur l'accentuation de la compaction visible sur la courbe de porosité résiduelle.
- La pente d_1 est reliée à la pente de la courbe de porosité résiduelle et joue un rôle dans la condition nécessaire et suffisante du modèle mathématique (**annexe IV.2**). Elle admet une pente maximale qui limite les possibilités de modélisation de ce modèle.

IV.5 Application au cuivre projeté thermiquement

La démarche précédemment effectuée a été appliquée au cuivre projeté thermiquement intervenant comme revêtement. Le but est de reproduire par simulation numérique, les signaux expérimentaux obtenus avec le *VISAR* ainsi que la porosité résiduelle post-choc. Cette modélisation permettrait d'obtenir les états de contraintes dans les cibles aluminium – cuivre éprouvées par le procédé *LASAT* et ainsi d'obtenir un seuil de rupture en contrainte à l'interface substrat – revêtement.

Description du cuivre projeté thermiquement

Le procédé de projection thermique a été décrit au paragraphe {I.2-3}. Les revêtements de cuivre projeté thermiquement figurant sur les échantillons éprouvés par le procédé *LASAT* [IV.35] ont été réalisés au Centre de Projection Plasma du Centre des Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris à Evry, *U.M.R. n° 7633*. La poudre de cuivre utilisée est commercialement nommée « *METCO 55* », de granulométrie *- 90 + 45 µm*. La porosité du matériau après projection sera considérée égale à *14 %*. La figure (*4.15*) montre que cette porosité est inégalement répartie dans le matériau et présente des tailles et formes de pores divers.

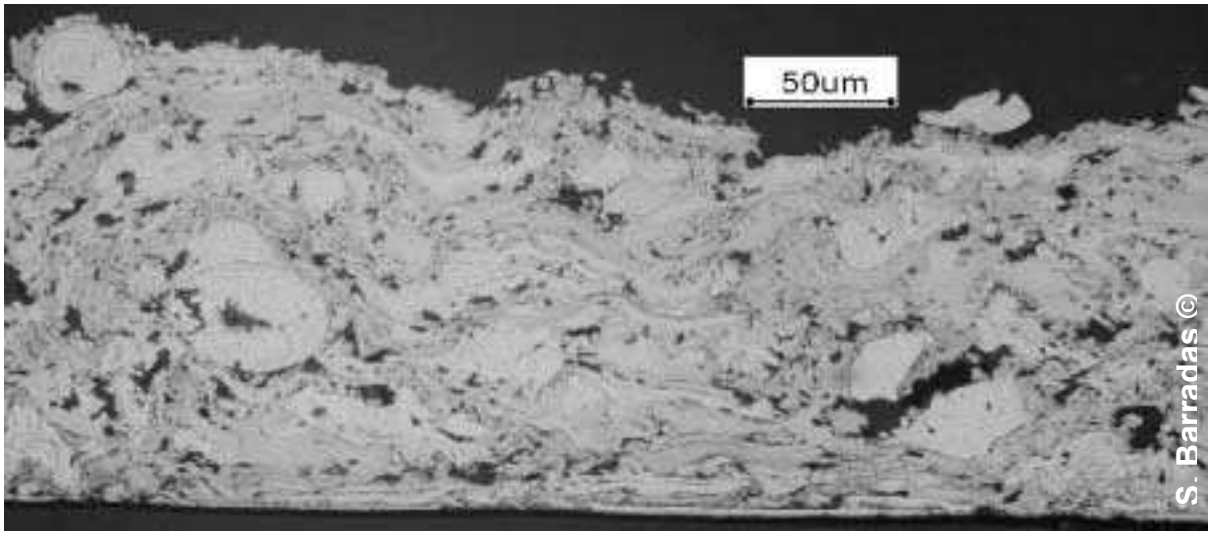


Figure 4.15 : *Vue en coupe d'un échantillon de cuivre projeté thermiquement.*

Les mesures de vitesses du son transversale et longitudinale dans le cuivre projeté thermiquement, poreux à *14 %*, sont respectivement C_L *= 4250 m/s* et C_T *= 2100 m/s*. Dans ces conditions, la vitesse hydrodynamique du son C_0 du cuivre projeté plasma vaut *3490 m/s* contre *3940 m/s* pour le cuivre massif.

La description continue de K_p tout au long de la compaction en fonction de α est donnée par la formule de MacKenzie [IV.1] avec *L=2* (*fig. 4.16*), pour une porosité de *14 %*.

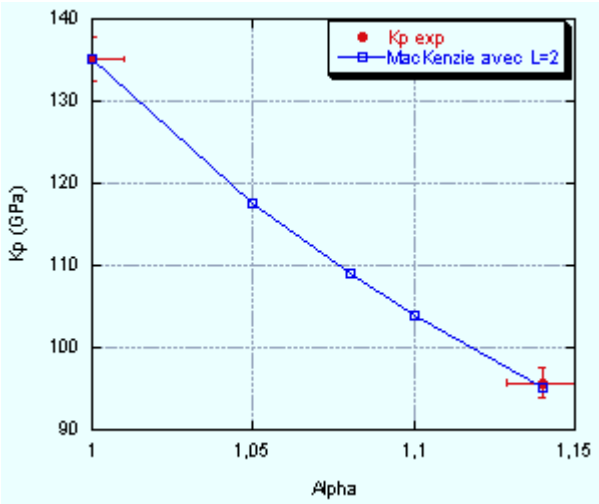


Figure 4.16 : *Evolution de la vitesse volumique du son C_0 et du module de compressibilité K_p. La formule de MacKenzie [IV.1] est utilisée avec L=2 et K_s=135 GPa.*

Résultats expérimentaux

Les campagnes de tirs ont été menées au *LALP* et ont fait l'objet d'acquisitions *VISAR*. Le laser impulsionnel du *LALP* est soumis à des fluctuations d'énergie en amplitude et en temps de l'ordre de *10 %*. La répartition spatiale de l'énergie est réglée la plus homogène possible. La tache focale utilisée est de *1,9 mm*. La reproductibilité a été vérifiée selon les critères énoncés dans le paragraphe {IV.2-1}. La figure (*4.17 a* et *b*) illustre les signaux de vitesse de surface libre mesurés par le *VISAR,* obtenus sur du cuivre projeté thermiquement, d'épaisseur moyenne de *420 µm*. Les échantillons ont été analysés après tir afin d'observer le gradient de compaction. Le tir de plus haut flux (Cup3s25), étant le plus marqué par la compaction, a été retenu pour comparaison avec la simulation numérique.

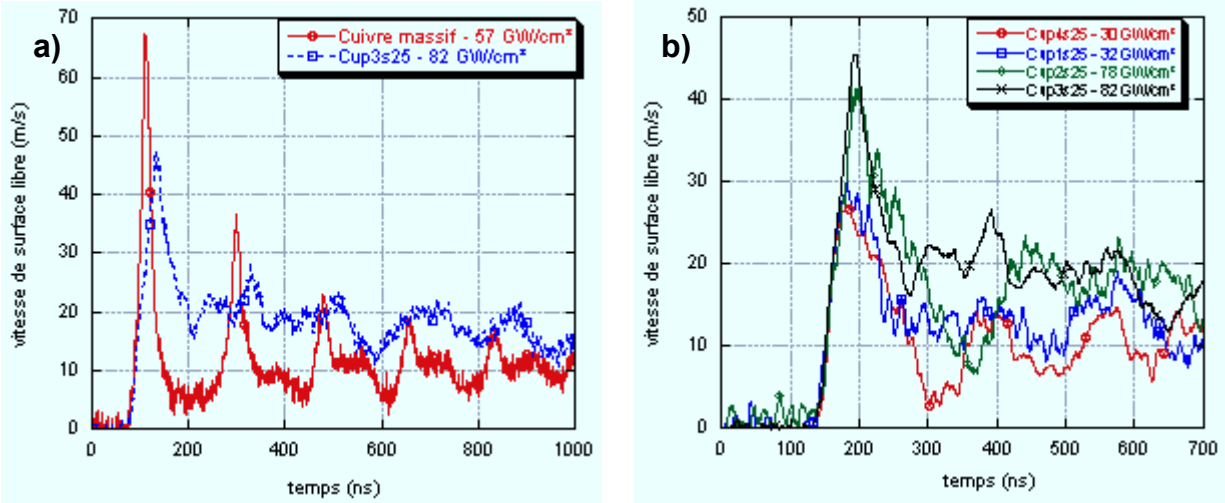


Figure 4.17 : a) *Comparaison des vitesses de surface libre pour un cuivre massif à 57 GW/cm² et un cuivre projeté thermiquement (14 % de porosité) à 82 GW/cm² de même épaisseur. Tirs au LALP.* ***b)*** *Reproductibilité des signaux de vitesse de surface libre mesurés par le VISAR au LALP. Tache focale 1,9 mm, épaisseur moyenne des cibles : 420 µm.*

En comparant un tir réalisé sur le cuivre projeté thermiquement avec un tir effectué sur du cuivre massif (*fig. 4.17a*), on note un effet très prononcé de la porosité sur le signal *VISAR*. Le signal référant au tir sur le matériau poreux, bien qu'à flux supérieur, présente une amplitude de vitesse de surface libre bien inférieure. Ceci dénote donc le caractère fortement amortissant des matériaux poreux par rapport aux matériaux compacts. D'autre part, la détente suivant le débouché du choc en surface libre est plus étalée dans le cas du matériau poreux, dénotant une évolution différente de la vitesse du son en fonction de la pression par rapport au matériau massif.

Pour le tir à plus haut flux *Cup3s25* (*fig. 4.17*), à *82 GW/cm²* sur le cuivre projeté plasma, la pression incidente équivalente est de l'ordre de *1,7 GPa* [II.20]. L'observation métallographique montre que la compaction est difficilement discernable (*fig. 4.18*). Le cuivre projeté thermiquement paraît donc difficile à compacter avec les gammes de flux utilisées par le procédé *LASAT* (< *100 GW/cm²*).

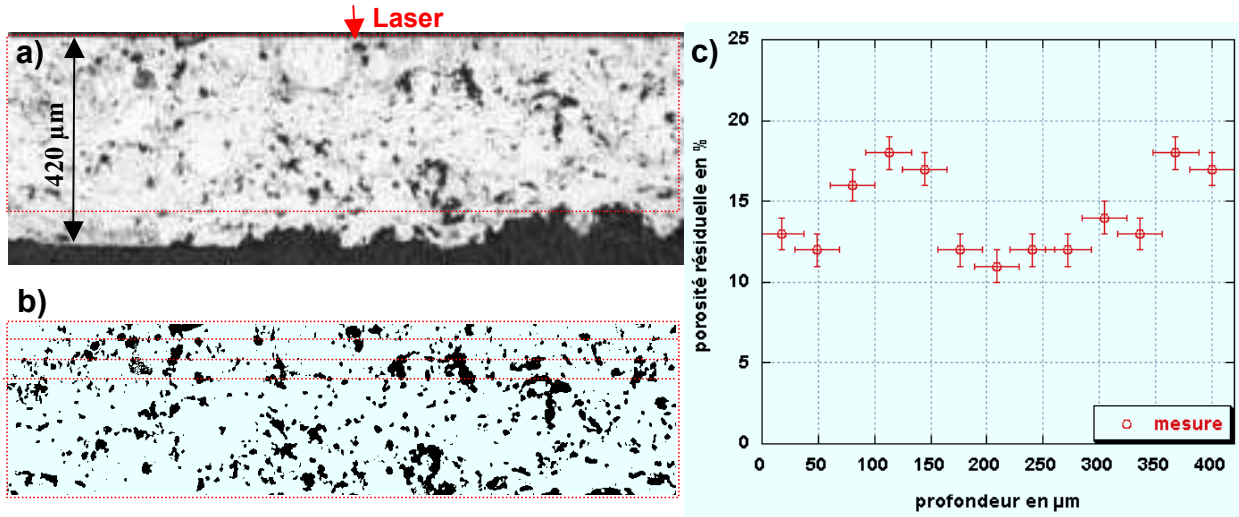


Figure 4.18 : a) *observation post mortem de l'échantillon cuivre projeté thermiquement correspondant au tir Cup3s25 à 82 GW/cm² au LALP.* ***b)*** *Seuillage.* ***c)*** *Analyse de la porosité résiduelle.*

Simulations numériques avec *TOBOGGAN*

IV.5.1.1 Sur Cuivre projeté isolé

De la même manière qu'au paragraphe {IV.4-4}, les résultats expérimentaux obtenus sur le cuivre projeté thermiquement, isolé de son substrat, ont été modélisés par le modèle *TOBOGGAN* (*fig. 4.19*). Le signal expérimental retenu est *Cup3s25* (*fig. 4.17a*). A titre de comparaison, un signal de vitesse de surface libre du cuivre massif de même épaisseur, calculé par *SHYLAC* pour une même pression incidente, est placé sur la figure (*4.19*).

La figure (*4.19*) montre que les résultats expérimentaux sont reproduits par le modèle *TOBOGGAN*. De plus, elle met en évidence l'effet amortisseur de la porosité.

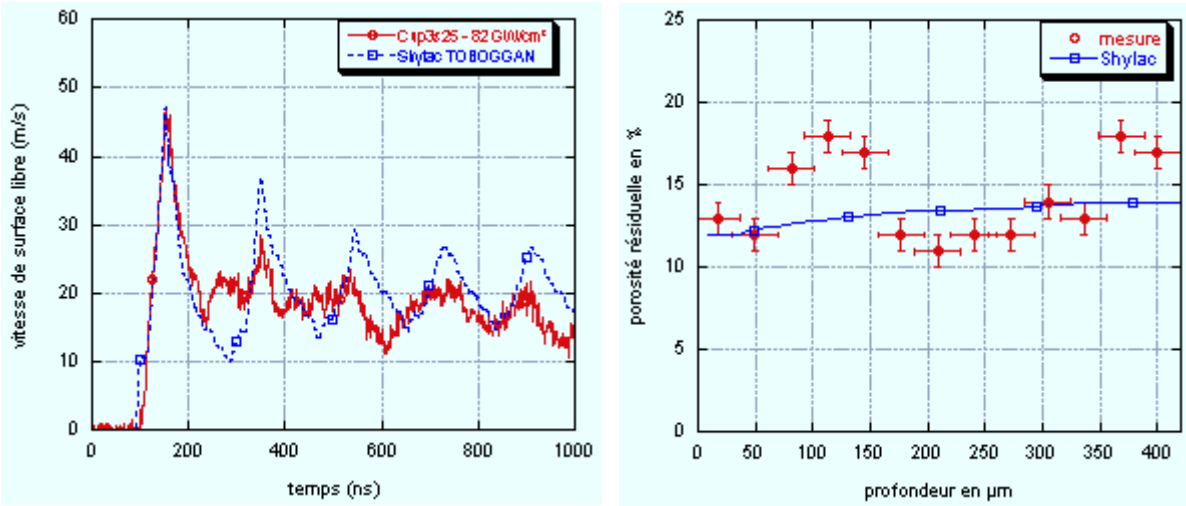


Figure 4.19 : a) *Comparaison des signaux de vitesse de surface libre, mesuré par le VISAR (trait continu rouge) et calculé par le modèle TOBOGGAN, pour le cuivre projeté thermiquement 14 % de porosité (pointillés bleu).* ***b)*** *Comparaison des gradients de porosité résiduelle expérimentale et calculée par le modèle TOBOGGAN.*

IV.5.1.2 Echantillon cuivre projeté sur aluminium

A partir de la modélisation appliquée au cuivre projeté thermiquement considéré séparément de son substrat, les caractéristiques de la courbe *P-α* ont été déduites. Ces dernières ont été utilisées pour la simulation numérique de tirs réalisés au *LALP*, sur des échantillons substrat aluminium *500 µm* revêtus de *300 µm* de cuivre projeté thermiquement. Les tirs ont été appliqués du côté aluminium et le *VISAR* a relevé les signaux de vitesse de surface libre côté cuivre en vis à vis de l'impact. Le premier tir a été obtenu par irradiation à *8 GW/cm²*, soit environ *0,8 GPa* de pression incidente (*fig. 4.20a*). Le second tir a été obtenu par irradiation à *54 GW/cm²*, soit environ *2 GPa* (*fig. 4.20b*).

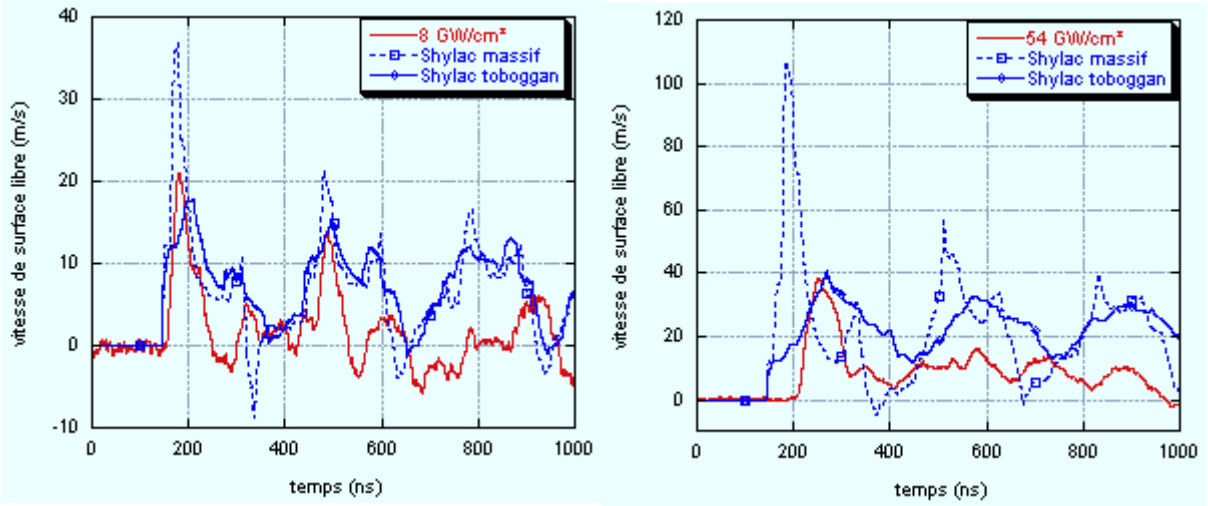


Figure 4.20 : *Comparaison simulation/expérience à l'aide de SHYLAC avec et sans TOBOGGAN pour les tirs réalisés au LALP sur aluminium 500 µm – cuivre 300 µm, appliqués côté aluminium.* ***a)*** *8 GW/cm²,* ***b)*** *54 GW/cm².*

La simulation avec *TOBOGGAN*, bien qu'imparfaite, se rapproche nettement de la mesure. L'amplitude du premier pic est bien rendue par le modèle. Les principaux traits observés lors de la propagation des chocs dans les matériaux poreux sont restitués :

- l'amplitude du premier pic de vitesse est considérablement diminuée par rapport au matériau massif.
- Le profil temporel est élargi.

Les différences observables peuvent être attribuées à plusieurs phénomènes :

- La loi élasto-plastique parfaite ne décrit pas les effets propres au taux de déformations élevés, ni les effets de la température.
- Les effets 2D ne sont pas pris en compte par Shylac.
- Le modèle *TOBOGGAN* proposé reste tout de même limité en degré de liberté.
- L'hétérogénéité locale de la porosité à laquelle le *VISAR* peut être sensible.

IV.6 Discussion

Commentaires

Le modèle *TOBOGGAN* a permis une optimisation de la reproduction des résultats expérimentaux par l'utilisation d'une loi *P-α* gérant la porosité de manière globale. L'écart subsistant entre les ajustements et les courbes expérimentales pourrait être réduit par l'utilisation de lois de comportement de type Johnson-Cook (*JC*) ou Steinberg-Cochran-Guinan (*SCG*) qui prennent en compte les effets de la température et des vitesses de déformation. Seaman décrit la compaction avec les codes *PUFF* et *DFRACT* en y intégrant la loi *SCG* couplée avec le modèle de Carroll et Holt [IV.36]. Ces lois pourraient restituer un meilleur amortissement et donner une modélisation plus juste des phases de détente des pics de vitesse de surface libre. Les résultats expérimentaux obtenus au *LULI* (**annexe IV.3**) permettraient d'évaluer les effets dynamiques induits par des impulsions intenses et de courte durée.

D'autre part, le modèle mathématique proposé améliore la simulation des résultats expérimentaux mais reste malgré tout perfectible. Cela demanderait une étude paramétrique approfondie.

De plus, le modèle *TOBOGGAN* ne gère que la compaction. L'endommagement est pourtant bien observé dans les matériaux poreux (**annexe IV.1**). Tollier [IV.36], puis Bolis [II.19] ont étudié l'endommagement ductile avec le modèle de Kanel, simulant les phases de l'endommagement ductile par la création de vides dans les matériaux, avec prise en compte de l'évolution des propriétés élastiques du matériau. La combinaison des modèles *TOBOGGAN* et de Kanel pourrait mener à une meilleure représentation, tant sur la compaction que sur la vitesse matérielle de surface libre.

Enfin, il serait intéressant de comparer les résultats provenant du modèle *TOBOGGAN* avec un modèle de compaction déjà validé (*PUFF*).

Dispersion des mesures de vitesse par VISAR

Afin de calibrer le modèle *TOBOGGAN* pour un matériau donné, une série de résultats expérimentaux est nécessaire. Or, nous avons constaté que les expériences menées sur les matériaux poreux conduisent à des mesures de vitesse peu reproductibles. La cohésion d'un revêtement projeté thermiquement est dépendante des conditions de projection et de pré-traitement. Les dispersions observées sur les seuils peuvent déjà provenir de ces différences. Le paragraphe {IV.5-1} mentionne également l'hétérogénéité de la répartition des pores dans l'espace et en taille. Afin d'analyser les perturbations induites sur la propagation d'un choc par la présence d'un pore et leurs répercutions sur le profil de vitesse de surface libre, nous avons effectué une étude numérique d'un cas simplifié.

Quatre maillages 2D de cibles en cuivre massif d'épaisseurs de 500 µm, présentant un pore sphérique de *40 µm* de diamètre, ont été réalisés. Un premier maillage présente le pore au centre de la cible (*fig. 4.21a*), le pore est du côté de l'impact pour le deuxième maillage (*fig. 4.21b*) et du côté de la mesure pour le troisième maillage (*fig. 4.21c*). Les flèches vertes présentes en vis à vis du choc indiquent les points de la surface libre pour lesquels le code *RADIOSS* restitue les historiques des vitesses matérielles en *a, b, c*. Ces « sondes numériques » ne sont que des points auxquels la vitesse matérielle est calculée. Le choc incident est fixé à *2 GPa* et de type *LALP* dans tous les cas de figure.

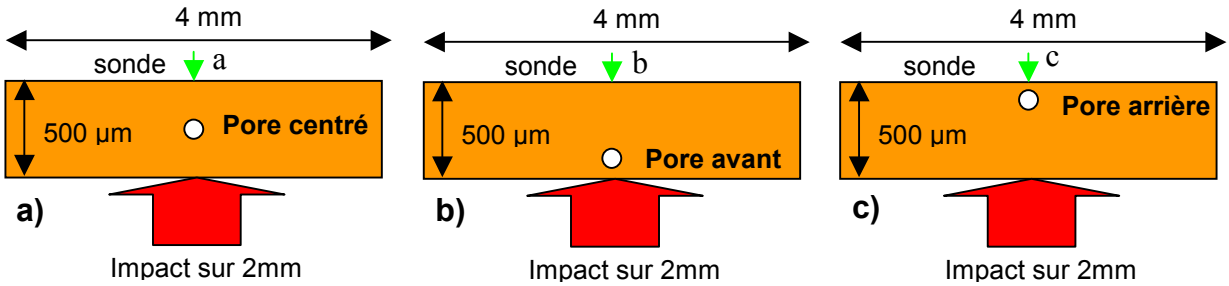


Figure 4.21 : *Maillages 2D utilisés par RADIOSS présentant un pore cylindrique de diamètre 40 µm dans ne cible en cuivre soumise à un choc incident de 2 GPa.* ***a)*** *pore centré,* ***b)*** *pore côté impact,* ***c)*** *pore côté mesure. Le code calcule la vitesse de surface libre pour les 3 cas.*

Un quatrième maillage a été préparé de configuration géométrique identique mais dépourvu de pore, pour comparaison.

Les signaux de vitesse de surface libre calculés par *RADIOSS* sont représentés sur la figure (*4.22*). On constate dans un premier temps que les signaux de vitesse des sondes *a, b* et du cas sans pore sont quasiment identiques. La sonde *c* présente une amplitude de vitesse nettement inférieure à celles calculées pour les autres sondes et montre également un pic double et plus large ainsi qu'une vitesse négative consécutive. Ces observations s'interprètent de la manière suivante :

- Le choc est ralenti et affaibli par le franchissement de la porosité. Cet effet est particulièrement ressenti à proximité du pore ; la sonde *c* calcule la vitesse de la surface libre affectée par le front de choc qui ne s'est pas encore reconstitué après le franchissement du pore, contrairement aux autres cas.
- L'élargissement du pic serait dû a des effets 2D, induits par le franchissement du pore. De tels effets seraient plus lents que le choc frontal principal, ils déboucheraient donc pendant un temps plus long [II.19].
- Le double pic correspondrait au temps d'aller-retour entre le pore et la face arrière de la cible.

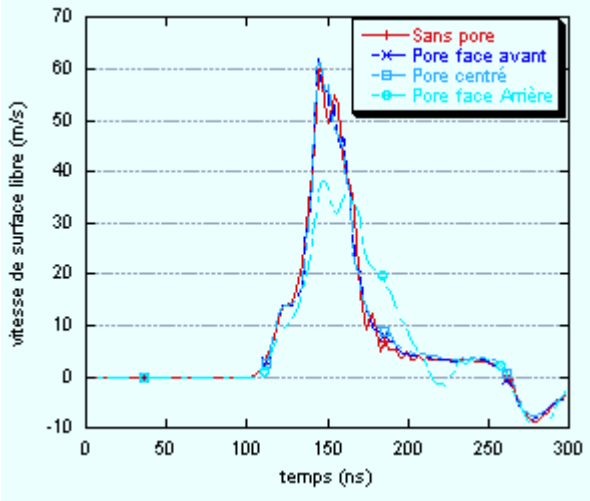


Figure 4.22 : *Signaux de vitesse de surface libre calculés avec RADIOSS correspondant aux maillages de la figure (4.20). Impulsion LALP 2 GPa, cible cuivre 500 µm.*

Cette analyse montre l'influence d'un pore sphérique de *40 µm* de diamètre, taille des plus gros pores observés, sur les signaux de vitesse de surface libre. Un pore peut donc altérer la mesure VISAR selon sa position. Plus de pores, présentant d'autres formes et de répartition aléatoire donneraient une représentation approchée de la réalité.

Vers une modélisation statistique : la porosité hétérogène

Le modèle *TOBOGGAN* décrit à la fois la vitesse de surface libre et la compaction mais il nécessite les paramètres d'ajustement propres à chaque matériau. En effet, pour des matériaux de porosité identique, selon le procédé de fabrication utilisé, les parties massives (matrice) du matériau n'ont pas les mêmes propriétés mécaniques. Les procédés de frittage et de projection thermiques donnent en outre des porosités de formes différentes. Or, ce modèle se limite à une considération homogène de la porosité. Ces considérations sont à prendre en compte dans la modélisation des matériaux poreux sous choc.
Il conviendrait également d'ajouter au modèle des lois de comportement permettant une meilleure description des phénomènes.

Compte tenu d'une dispersion des porosités très disparates dans les échantillons, afin d'accomplir des simulations numériques plus représentatives de la réalité, Bolis[II.17] s'est intéressé à une modélisation statistique basée sur l'observation d'images issues des coupes métallographiques. En développant l'application *AFFIMAGE3* qui lui permet de réaliser un maillage par reconnaissance des contours, Bolis obtient directement le maillage de l'échantillon correspondant au tir à simuler. Cette application effectue donc un maillage 2D extrudé d'une cible ayant déjà subit le choc. Les pores sont donc considérés comme des formes cylindriques extrudées par le code *RADIOSS*. D'autre part, le maillage étant issu d'un échantillon impacté, il comporte déjà l'information de compaction avant le début de la simulation.

La représentation 2D est une approche qui montre déjà les effets de la porosité : par rapport au matériau massif, les pics de vitesse sur les signaux de surface libre sont moins amples et plus larges. Toutefois l'amplitude n'est pas encore restituée de manière satisfaisante. Malgré tout, la méthode de Bolis présente l'immense avantage de pouvoir modéliser à la fois la porosité et la rugosité (*fig. 4.23a*).

Une modélisation 3D statistique des porosités [IV.37] serait applicable aux échantillons étudiés et permettrait de trancher parmi les différentes approches présentées (*fig. 4.23 b*).

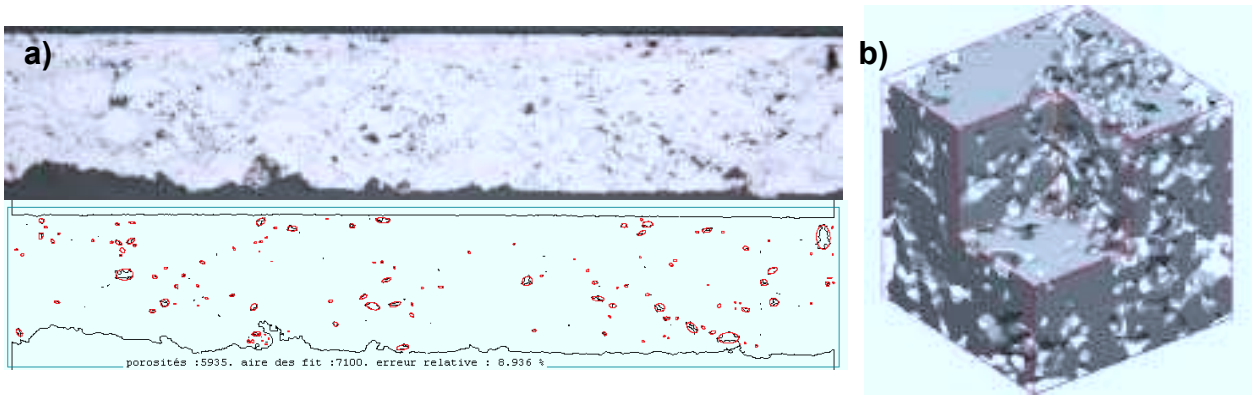


Figure 4.23 : a) *Maillage issu de AFFIMAGE3 [II.17] par reconnaissance de contours à partir d'une micrographie.*
b) *Représentation statistique 3D d'un milieu poreux par fonction d'auto corrélation spatiale [IV.37].*

IV.7 Références

[IV.1] MACKENZIE J.K.,
"The elastic constants of a solid containing spherical holes",
Proceedings of Physical Society, section B, 1950, 63, p. 2.

[IV.2] MILES J.W.,
Space technology labs, Report n° STL/TR-60-0000-00033, février 1960.

[IV.3] SALVADORI M.G., SKALAK R., WEIDLINGER P.,
Journal of Engineering Mechanics, 1960, Div. Proceedings of American society of civil engineers EM2, p. 2447.

[IV.4] ROMAIN J.P.
"Comportement des matériaux poreux sous choc",
Cours ENSMA, 1988.

[IV.5] MC QUEEN R.G., MARSH S.P., TAYLOR J.W., FRITZ J.N., CARTER W.J.
"High-velocity impact phenomena",
Academic Press, London, 1970.

[IV.6] SCHWARTZ R.B., KASIRA J P., VREELAND T.,
"Metallurgical applications of shock wave and high strain rate phenomena",
Marcel Dekker, 1986.

[IV.7] HERRMANN W.,
"Constitutive Equation for the Dynamic compaction of ductile porous materials",
Journal of Applied Physics, , 1969, 40, 6, p.2490.

[IV.8] SEAMAN L., TOKHEIM R.E., CURRAN D.R.,
"Computational representation of constitutive relations for porous materials",
report DNA 3412 F, 1974.

[IV.9] BOADE R. R.,
"Compression of porous copper by shock waves",
Journal of Applied Physics, 1968, 39, 12, pp. 5693-5702.

[IV.10] SEAMAN L. and LINDE R. K.,
Distended Material Model Development, Vol. I: Experiments and Theory for the Model, Final Report No. AFWL-TR-68-143 by Stanford Research Institute for Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, May 1969.

[IV.11] BUTCHER B.M., CARROLL M.M., HOLT A. C.,
"Shock wave compaction of porous aluminium", Journal of applied physics, 1974, vol. 45, n°9, p. 3864-3874

[IV.12] PETRIE M.W., PAGE N.W.,
"An equation of state for shock loaded powders",
Journal of Applied Physics, 1990, 69, 6, pp. 3517-3524.

[IV.13] ZHANG Y.F, TANG Y.Z., ZHOU G., WEI J.N., HAN F.S.,
"Dynamic compression properties of porous aluminium",
Materials letters, Elsevier, nov. 2002, 56, pp. 728-731.

[IV.14] CARROLL M.M., HOLT A.C.,
"Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials",
Journal of Applied Physics, 1972, 43, 4, pp. 1626-1636.

[IV.15] CARROLL M.M., HOLT A.C.,
"Steady waves in ductile porous solids",
Journal of Applied Physics, 1973, 44,10, pp. 4388-4392.

[IV.16] CARROLL M.M., HOLT A.C.,
"Suggested modification of the P-α model for porous materials",
Journal of Applied Physics, 1972, 43, 2, pp. 759-762.

[IV.17] SEAMAN L., BOUSTIE M., DE RESSEGUIER T.,
"Use of the Steinberg-Guinan and Carroll and Holt model concepts in ductile fracture", Shock compression and condensed matter, American Institute of Physics,1997, pp. 219-222.

[IV.18] SHAO B., WANG X, LIU Z.,
"Equation of state of porous metals in explosive compaction",
Metallurgical applications of shock wave and high strain rate phenomena, ISBN 0-8247-8579-7, Marcel Dekker, 1992, pp. 473-481.

[IV.19] R. MENIKOFF, E. KOBER,
"Equation of state and hugoniot locus for porous materials: P-α model revisited",
Shock compression and condensed matter. American institute of physics, 1999, pp. 129-132.

[IV.20] GURSON A.L.,
"Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part I – Yield criteria and flow rules for porous ductile media",

ASME Journal of Engineered Material Technique, 1977, ASME, 99, pp. 2-15.

[IV.21] BONNAN S.,
"Modélisation mésomécanique du comportement sous choc de l'aluminium poreux – validation expérimentale".
Doctorat de l'Université de Poitiers, 1996.

[IV.22] DRAGON A.,
« Damage under impact loading – some modelling challenges »
5ème HDP, éditions CEA-DAM, Saint-Malo, 2003, pp.267-284.

[IV.23] PHILLIPE F.,
"Mesure de l'équation d'état de matériaux poreux à l'aide d'ondes de choc générées par laser",
Doctorat de l'Ecole Polytechnique, 2001.

[IV.24] MURR L.E., STAUDHAMMER K.P., MEYERS M.A.,
"Metallurgical applications of shock wave and high strain rate phenomena",
Marcel Dekker, 1986.

[IV.25] DARQUEY P.,
"Ondes de choc et accélération de feuilles minces par impulsion laser en interaction confinée. Tests d'application à la compaction dynamique de poudres métalliques.",
Doctorat de l'Université de Poitiers, 1989.

[IV.26] ZAGOURI D.,
"Densification superficielle de matériaux poreux par choc laser",
Doctorat de l'Université de Poitiers, 1992.

[IV.27] DUBRUJEAU B.,
"Influence d'un traitement de surface par choc laser sur la microstructure et les propriétés tribologiques en régime non lubrifié de matériaux métalliques poreux élaborés par métallurgie des poudres",
Doctorat de l'Ecole des Mines de Paris, 1993.

[IV.28] DE RESSEGUIER T., ROMAIN J.-P.,
"Investigation of the response of a porous steel to laser driven shocks",
Shock waves, Springer Verlag 2001, 11, pp 125-132.

[IV.29] ERICSSON V,
"Influence of notches on fatigue behaviour of PM steel",
Master's Thesis de l'université de Luleå, Suède, ISSN 1402-1617, 2003.

[IV.30] SOLLIER A.,
"Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser",
Doctorat de l'Université de Versailles, Saint Quentin en Yvelines, 2002.

[IV.31] SEAMAN L. and CURRAN D. R.,

SRI PUFF 8 Computer Program for International for U.S. Army Ballistics Research Laboratory, Aberdeen Proving Ground, Maryland 21005, August 1978.

[IV.32] SEAMAN L. and LINDE R. K.,
Distended Material Model Development, Vol. I: Experiments and Theory for the Model, Final Report No. AFWL-TR-68-143 by Stanford Research Institute for Air Force Weapons Laboratory, Kirtland Air Force Base, New Mexico, May 1969.

[IV.33] DUPEUX M.,
"Aide mémoire science des matériaux", DUNOD 2004, ISBN 2 10 005458 9

[IV.34] DE RESSEGUIER T.,
« Etude expérimentale et numérique du comportement de matériaux de type verre soumis à des ondes de choc »,
Doctorat de l'Université de Poitiers, 1993.

[IV.35] BARRADAS S., JEANDIN M., BOLIS C., BERTHE L., ARRIGONI M., BOUSTIE M., "Etude de l'adhérence des dépôts de cuivre projetés plasma sur de l'aluminium par l'essai de choc laser (LASAT) – influence des propriétés métallurgiques des interfaces", Traitement thermique & ingénierie des surfaces n° 349, ISSN 0041 0950, août -sept. 2003.

[IV.36] SEAMAN L., BOUSTIE M., DE RESSEGUIER T.,
"Use of the Steinberg and Carroll-Holt Model concepts in ductile fracture",
Shock Compression and Condensed Matter, American Institute of Physics, 1997, édité par Schmidt-Dandekar-Forbes, 1998, pp 219-221.

[IV.37] MOURZENKO V.V., THOVERT T.-F., ADLER P.M.,
"Percolation in two scale porous media",
European Physical Journal B, 2001, 19, pp. 75-85.

V Effets des rugosités à l'interface substrat – revêtement

V Effets des rugosités à l'interface substrat – revêtement 117

V.1 Importance de l'état de surface sur l'adhérence 119

V.2 Modélisation des rugosités de fraisage 123
V.2.1 Préparation des échantillons 123
V.2.2 Modélisation des rugosités 124
V.2.3 Seuils expérimentaux 125
V.2.4 Validation de *RADIOSS* pour la simulation numérique 125
V.2.4.1 Validation de Radioss pour les chocs obliques 126
V.2.5 Simulation avec rugosités fraisés 128
V.2.6 Calcul des contraintes à l'interface 129
V.2.7 Résultats expérimentaux 131

V.3 Interprétation et discussion 131
V.3.1 Observations 131
V.3.2 Discussion 132
V.3.2.1 Influence des rugosités sur la mesure VISAR 132
V.3.2.2 Influence des rugosités sur la propagation du choc 133
V.3.3 Conclusion 134

V.4 Références 136

Effets des rugosités à l'interface substrat – revêtement

Les échantillons industriels soumis au procédé LASAT comportent des interfaces non lisses. Cette rugosité interfaciale est intrinsèque à la préparation du dépôt sur son substrat et joue un rôle prépondérant dans l'accrochage mécanique. Dans ce chapitre, nous proposons une mise en évidence des effets des rugosités interfaciales sur la propagation des ondes dans de tels systèmes et leur influence sur les éventuelles mises en traction au niveau de l'interface. L'étude est abordée en considérant l'oblicité des interfaces. Nous montrerons donc dans un premier temps l'aptitude de Radioss pour traiter ce problème. Puis nous comparerons les résultats expérimentaux et numériques obtenus sur la rupture d'interface rugueuse d'un substrat d'aluminium revêtu d'une couche de cuivre projeté thermiquement.

V.1 Importance de l'état de surface sur l'adhérence

La préparation de la surface avant dépôt joue un rôle fondamental dans les phénomènes d'adhérence, tant au niveau de l'adhérence chimique que de l'adhérence mécanique. Par exemple, un mauvais nettoyage aura pour conséquence de laisser des impuretés à l'interface qui seront des sites préférentiels d'amorçage de la rupture. Outre la propreté de l'interface, d'autres caractéristiques surfaciques entrent en compte dans les phénomènes d'adhérence.

- *La rugosité*

La rugosité représentée par la valeur R_a en *µm* correspond à l'écart moyen arithmétique des pics et des creux de la vue en profil d'une surface. On la calcule en faisant la moyenne arithmétique des valeurs absolues de l'ordonnée y' entre chaque point de la courbe et l'axe Ox' (*fig. 5.1*)[j].

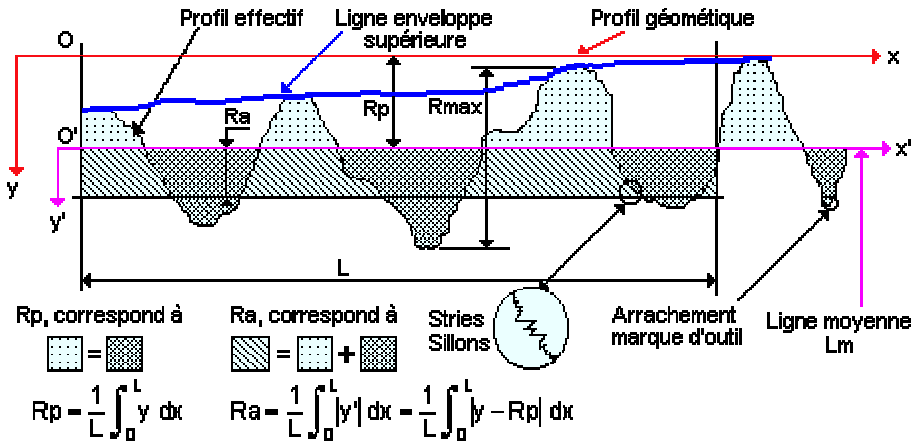


Figure 5.1 : *Représentations schématique et arithmétique de la rugosité de surface R_a.*

[j] http://www.ac-creteil.fr/branlycreteil/cours/techno/html/rugosite00.htm

Pratiquement, nous mesurerons la rugosité à partir d'une coupe métallographique de l'échantillon par analyse d'image à l'aide de l'application *AFFIMAGE3* développée par Bolis[II.19].

Darque-Ceretti [V.1] décrit les mécanismes de l'ancrage mécanique. Elle insiste sur le rôle de la rugosité interfaciale sur l'adhérence du cuivre sur un polymère adhésif époxyde. Ces échantillons sont soumis à l'essai de pelage. L'auteur montre que la rugosité interfaciale est un facteur favorable à l'adhérence, ne serait-ce que par l'augmentation de la surface de contact. De plus, elle représente des obstacles à la propagation des fissures interfaciales. A titre d'exemple, la force de pelage d'un échantillon avec un profil de l'interface en dents de scie de hauteur *2 mm* superposé avec des dendrites de *0,3 µm*, est multipliée par deux par rapport au cas de l'interface lisse.

Siegmann *et al* [V.2] ont étudié le rôle des rugosités sur l'adhérence de revêtements projetés thermiquement. Les essais de plot collé ont été pratiqués sur des échantillons de différents substrats métalliques tels que les aciers alliés nommés *100Cr6, St37, 42CRMo4* ou *XcrNi18/10* revêtus de *200 µm* de *NiCr 80/20*. La rugosité moyenne (R_a), variait de *2* à *8 µm*. Les auteurs ont montré que la contrainte à la rupture, en mode I, statique, croît notablement avec la rugosité interfaciale (*fig. 5.2*).

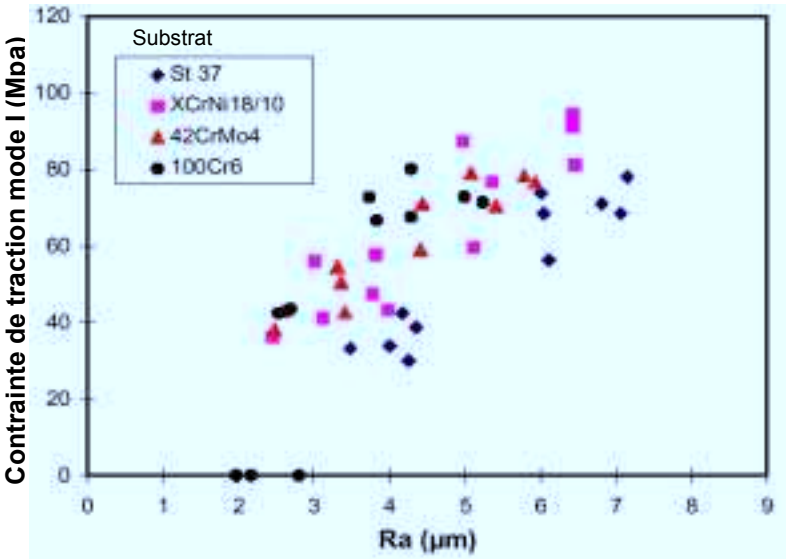


Figure 5.2 : *Contrainte à la rupture en mode I pour différents substrats revêtus de 200 µm de NiCr 80/20 en projection thermique [V.3], en fonction du R_a.*

Barradas *et al* [III.5] ont réalisé des essais d'adhérence par procédé *LASAT* sur des échantillons de cuivre projeté plasma *300 µm* sur des substrats en dural de *470 µm* d'épaisseur. L'essai diffère du précédent par la sollicitation qui est dynamique au lieu de statique et par la localisation des sollicitations (*LASAT* : environ *2 mm* de diamètre, Plot collé : quelques centimètres de diamètre). Ces échantillons ont été préparés avec des rugosités interfaciales obtenues par diverses méthodes. Outre la géométrie, l'importance de la température de projection est mise en évidence et l'état physico-chimique de l'interface (propreté, intermétalliques) est corrélé aux seuils d'adhérence obtenus (tableau 5.1).

Traitement Al préprojection	Nomenclature	R_a* µm	Seuil GW/cm²	T° de projection °C	Remarque
Lisse, polissage + finition	P	0,1	~103, ~31, ~75	255, 215, 267	
Chimique (attaque Kroll)	A1 (2 min)	0,58	~174	255	~12% intermétalliques
	A2 (25 min)	1,13	~113	255	~21% intermétalliques
Mécanique (fraisage)	F1	11,25	~213	255	
	F2	23,23	~182	255	
Sablage	B (50-150 µm)	1,96	~6, ~95	215, 267	~3% corindon
	S1 (300 µm)	5,15	~61, ~176	215, 267	~14% corindon
	S2 (700 µm)	11,69	~79, ~216	215, 267	~20% corindon
	S3 (1400 µm)	11,55	~17, ~36	215, 267	~23% corindon

Tableau 5.1 : *Différentes préparations d'échantillons soumis au procédé LASAT. R^*_a déterminé par l'application AFFIMAGE3* [II.19].

Les micrographies des coupes de chaque échantillon sont représentées sur la figure (*5.4*). L'analyse de l'évolution de l'adhérence en fonction de la rugosité doit être nuancée par les propriétés physico-chimiques de chaque interface.

Pour des interfaces obtenues par sablage, les différentes rugosités des échantillons de type *B, S1, S2* et *S3* ont été élaborées en faisant intervenir des tailles moyennes de grains de corindon, respectivement de *50-100 µm*, *300, 700* puis *1400 µm*. La pollution de l'interface par des grains de corindon incrustés croît avec la taille du grain utilisé (tableau *5.1*). Les conditions de projections ont été maintenues identiques pour deux températures de projection, *215 °C* et *267 °C*, pour chaque type d'interface. L'évolution du seuil d'adhérence en terme de flux laser déposé sur le substrat, obtenu expérimentalement en fonction de la rugosité est représenté sur la figure (*5.3*).

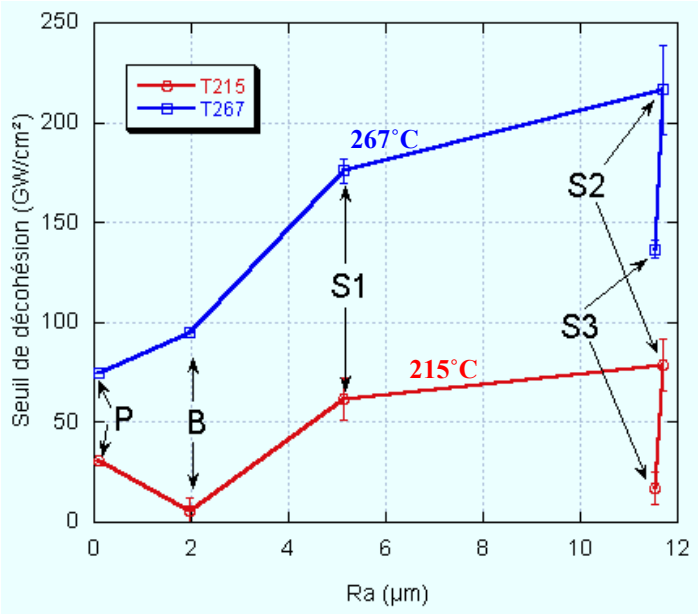
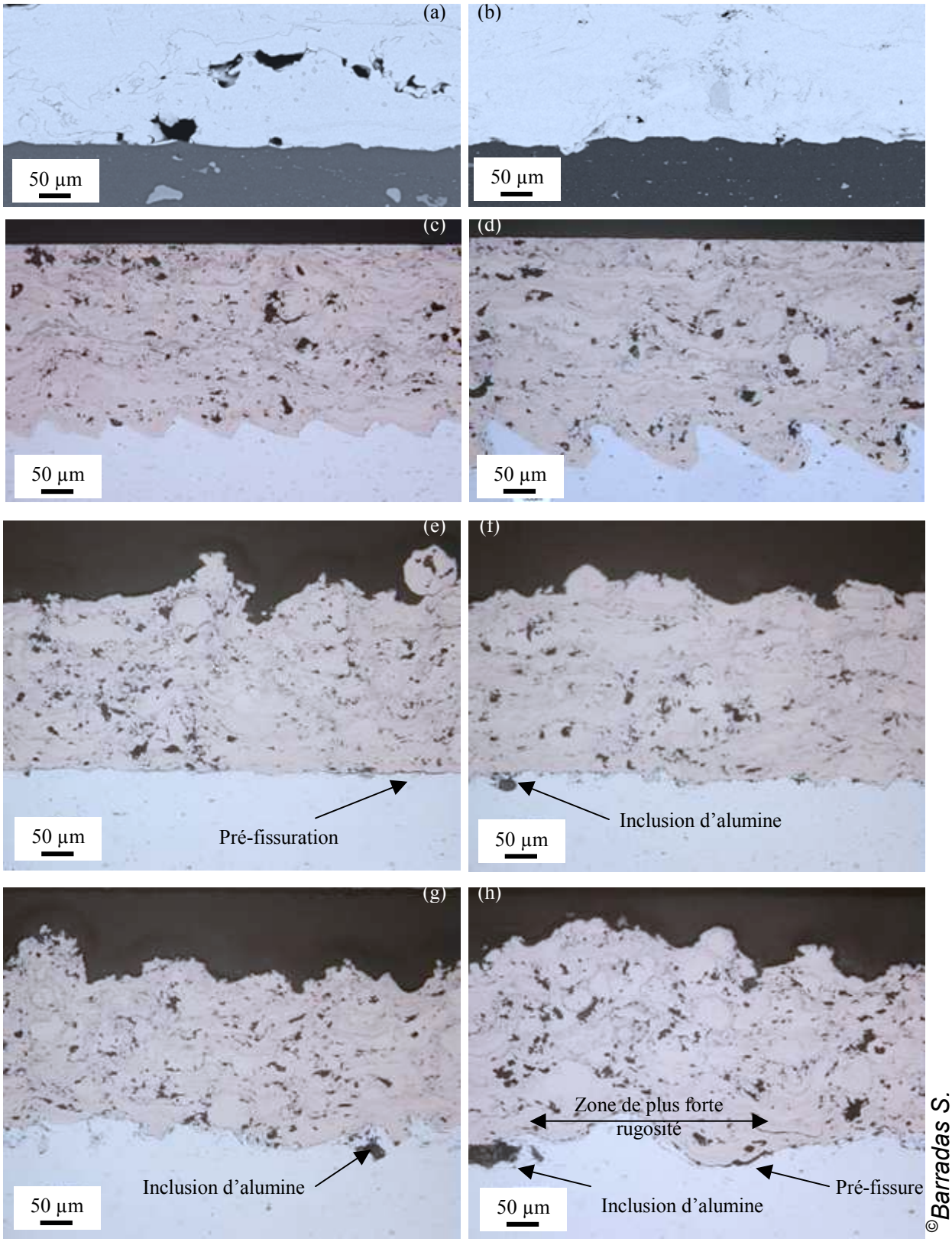


Figure 5.3 : *Evolution du seuil d'adhérence en fonction de la rugosité interfaciale des échantillons P, B, S1, S2 et S3 (tableau 5.1) pour des températures de projection de 215 °C (rouge) et 267 °C (bleu). 300 µm de cuivre sur 470 µm d'aluminium. Tirs au LALP, tache focale 1 mm sur Al.*



©Barradas S.

Figure 5.4 : *Micrographies des interfaces de Cu - Al* [III.5] *obtenues par* ***a)*** *attaque Kroll 2 min,* ***b)*** *attaque Kroll 25 min,* ***c)*** *et* ***d)*** *fraisage,* ***e)*** *microbilles de corindon (50-150 µm),* ***f),g),h)*** *sablage au corindon respectivement 300, 700 et 1400 µm.*

De manière générale, comme les auteurs précédents l'ont montré, le seuil d'adhérence croît avec la rugosité. Une différence notable du seuil d'adhérence entre les échantillons *S2* et *S3*, de même rugosité moyenne, est justifiée par la présence de débris

d'alumine et de grains de corindon plus nombreux à l'interface *S3*, diminuant ainsi son adhérence. De plus, une température de projection adaptée permet d'obtenir un seuil d'adhérence optimal. En dessous de cette température, le faible mouillage du cuivre empêche son adhérence sur le substrat. Au dessus de cette température, la formation accrue d'intermétalliques fragilise l'interface. Le choix d'une température de contact élevée dans le cas d'un revêtement de cuivre projeté thermiquement sur un substrat d'aluminium favorise également la diffusion du cuivre et augmente l'adhérence chimique (*fig. 5.3*), malgré la compétition avec la formation d'intermétalliques.
D'autre part, avec une température de projection à *215 °C*, des pré-fissures apparaissent plus nombreuses qu'avec une température de projection à *267 °C*.
Enfin, le relief de l'interface serait également corrélé avec la présence d'intermétalliques ; les creux dans le substrat formeraient des puits de chaleur favorisant la diffusion du cuivre.

Les rugosités ont un effet sur les transferts thermiques entre le cuivre et l'aluminium[V.3]. En effet, les rugosités augmentent l'aire de contact entre le cuivre et l'aluminium, ce qui a pour conséquence de confiner la chaleur du préchauffage et celle dégagée par l'impact des particules de cuivre sur le substrat. Cette chaleur améliore la mouillabilité du substrat et autorise une meilleure diffusion des espèces chimiques. La diffusion améliorée permet au cuivre de diffuser à travers la surface passivée de l'aluminium et confère ainsi une adhésion augmentée. Toutefois, les oxydes peuvent également diffuser dans le substrat et rester à proximité de l'interface, ce qui dégrade l'adhérence.

Ainsi, la rugosité n'est pas seule à gouverner l'adhérence, elle est en compétition avec les propriétés physico-chimiques de l'interface.

Le procédé *LASAT* appliqué à des systèmes de rugosité variable montre donc une évolution du seuil d'adhérence en terme de flux laser incident. Cependant, la présence de rugosité à l'interface apparaît comme une source possible de perturbation du transfert des ondes à l'interface. Afin d'estimer dans quelle mesure ces perturbations sont à prendre en compte dans l'obtention des seuils de décohésion issus des essais d'adhérence par choc laser, nous avons étudié l'application du procédé *LASAT* à des systèmes de rugosité contrôlée dans un premier temps.

V.2 Modélisation des rugosités de fraisage

<u>Préparation des échantillons</u>

Pour étudier l'influence de la forme des rugosités, des interfaces fraisées de géométrie relativement régulière et simple à modéliser ont été préparées sur le même couple de matériaux cuivre / aluminium (*fig. 5.4 c et d*). Les échantillons ont été élaborés dans les mêmes conditions de projection. Deux échantillons *F1* et *F2* ont été comparés [III.5] (tableau (*5.1*)). Les caractéristiques de projection sont également identiques à celles utilisées pour la confection des échantillons *B, S1, S2, S3*, hormis la température qui a été maintenue à

255°C. Il a été observé qu'après fraisage, une couche de passivation (alumine) s'est reformée sur le substrat. Il en est de même sur l'échantillon lisse. Les surfaces sont donc considérées d'un niveau de saleté équivalent dans ces deux cas.

Modélisation des rugosités

Compte tenu du grand rayon de courbure de la rugosité (> *10 cm*) devant la petite taille de la tache focale (*1 mm*), les profils de dents seront considérés comme rectilignes (en forme extrudée). Une modélisation 2D dans le plan (Y,Z) sera représentative de cette géométrie (*fig. 5.5*).

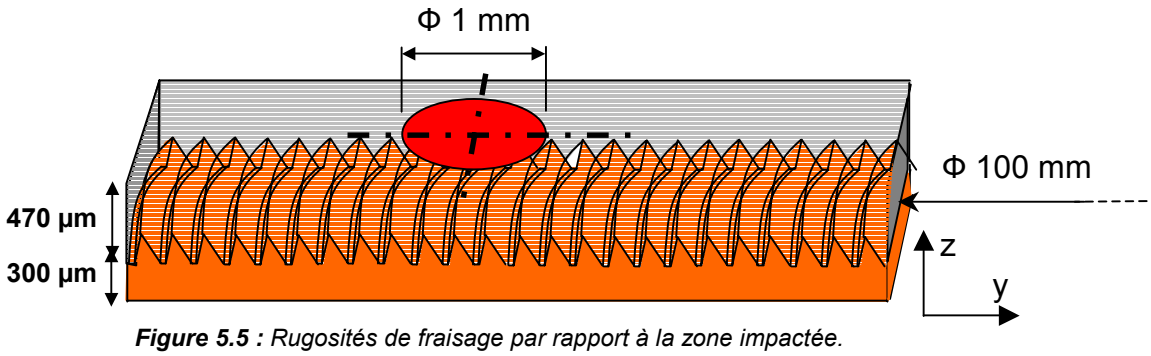
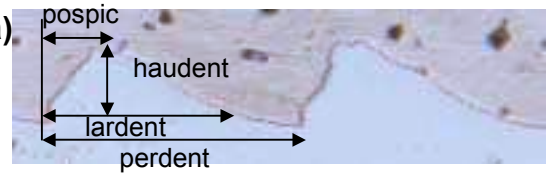


Figure 5.5 : *Rugosités de fraisage par rapport à la zone impactée.*

La modélisation des dents de scie a été réalisée à partir d'une coupe métallographique (*fig. 5.6a*). Cette coupe est alignée sur l'axe de fraisage, permettant d'obtenir le profil normal de rugosités interfaciales. Les rugosités seront considérées comme une succession périodique d'un motif triangulaire. Ce motif est caractérisé par sa périodicité, la largeur et la hauteur de la dent ainsi que la position du sommet (*fig. 5.6b*). La figure (*5.6c*) illustre la différence d'échelle et de forme entre les rugosités de type *F1* et celles de type *F2*.

A partir de la modélisation simple, les maillages de chaque cible de rugosité *F1* et *F2* sont réalisés par le mailleur de *CASTEM*.

a)



b)

Echantillon	F1	F2
Haudent (µm)	30	75
Pospic (µm)	75	140
Lardent (µm)	92	140
Perdent (µm)	98	145

c)

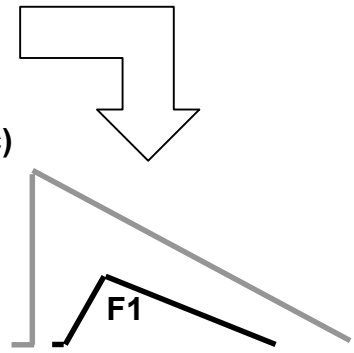


Figure 5.6 : a) *coupe métallographique de l'interface fraisée F1.* ***b)*** *Tableau des caractéristiques géométriques des rugosités F1 et F2.* ***c)*** *Représentation iso échelle des dents de rugosités F1 (noir) et F2 (gris).*

Seuils expérimentaux

Les échantillons *F1* et *F2* précédemment décrits ont été soumis au procédé *LASAT* et comparés avec un échantillon à interface lisse de type *P* (tableau *5.1*). Les seuils de flux laser incident conduisant à la décohésion d'après l'analyse des signaux *VISAR* sont comparés sur la figure (5.7) :

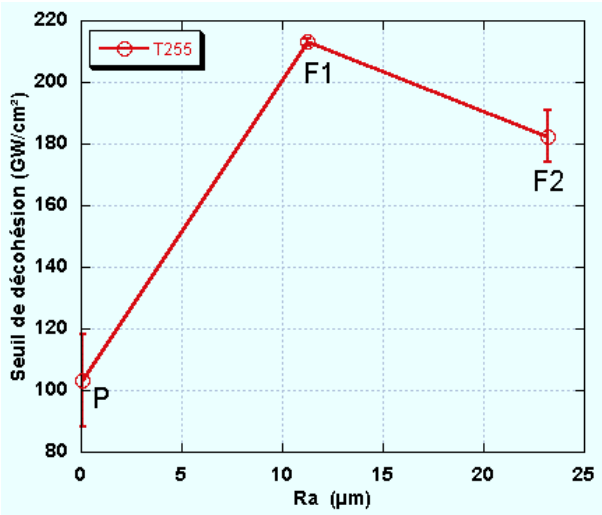


Figure 5.7 : *Seuils expérimentaux révélés par le procédé LASAT pour les échantillons P, F1 et F2 (tableau 5.2). Campagne d'expérience au LALP, tache focale 1 mm.*

Les seuils expérimentaux dégagés à l'aide du procédé *LASAT* montrent que le seuil d'adhérence est amélioré par les rugosités par rapport à une interface lisse (type *P*). Toutefois, malgré une rugosité plus prononcée que l'échantillon *F1*, l'échantillon *F2* présente un seuil d'adhérence inférieur. La question se pose de savoir si la géométrie des rugosités aurait un effet sur la mise en traction à l'interface et si cet effet se répercute sur les seuils d'adhérence mesurés. Cela montrerait la sensibilité du procédé *LASAT* à la rugosité.

Afin de répondre à cette question, une étude numérique sur les géométries de rugosité a été menée avec le code de calcul numérique *RADIOSS*.

Validation de *RADIOSS* pour la simulation numérique

Dans le but d'étudier l'effet de la présence de rugosités sur les mécanismes de propagation de choc, nous avons utilisé la simulation numérique avec le code 2D/3D *RADIOSS*. Dans un premier temps, nous avons vérifié sa pertinence à reproduire correctement la physique des chocs obliques sur un cas simple par comparaison avec les résultats analytiques issus du code *BIDIM* que nous avons développés. Puis il a été ensuite appliqué aux cas soumis au procédé *LASAT* pour compléter l'analyse des résultats obtenus sur les rugosités de fraisage, en vue de l'application aux systèmes à rugosité réelle.

V.2.1.1 Validation de Radioss pour les chocs obliques

En préliminaire aux calculs sur les maillages mentionnés, une cible simple à interface oblique a été maillée en vue de comparer les résultats délivrés par *RADIOSS* avec la théorie analytique des chocs obliques (chapitre {II}). Dans ce cas uniquement, l'élasticité des matériaux n'est pas prise en compte devant le niveau de pression considéré, elle le sera ensuite pour se rapprocher du comportement réel. La simulation se déroule donc en régime hydrodynamique.

- Simulation avec RADIOSS

Un choc de *5 GPa*, maintenu, appliqué sur l'aluminium se propage dans une cible maillée comportant une interface entre l'aluminium et le cuivre, inclinée à *45 °* par rapport au plan du choc. L'onde de choc D_1 induite dans l'aluminium se propage jusqu'à l'interface puis se réfléchit en une onde de choc D_1' dans l'aluminium et se transmet en une onde de choc D_2 dans le cuivre.

Les clichés en coupe sur la figure (*5.8*) pris à *10 ns* et *35 ns* illustrent la propagation des ondes dans l'épaisseur de la cible. Ils font apparaître les différents fronts de choc D_1, D_1' et D_2, ainsi que leurs angles de réfraction respectifs σ_1, σ_1' et σ_2. Les niveaux de pression hydrodynamique régnant au sein de la cible sont représentés par une échelle de couleur allant du jaune pour une pression nulle, au bleu ciel pour une pression proche de *7 GPa.*

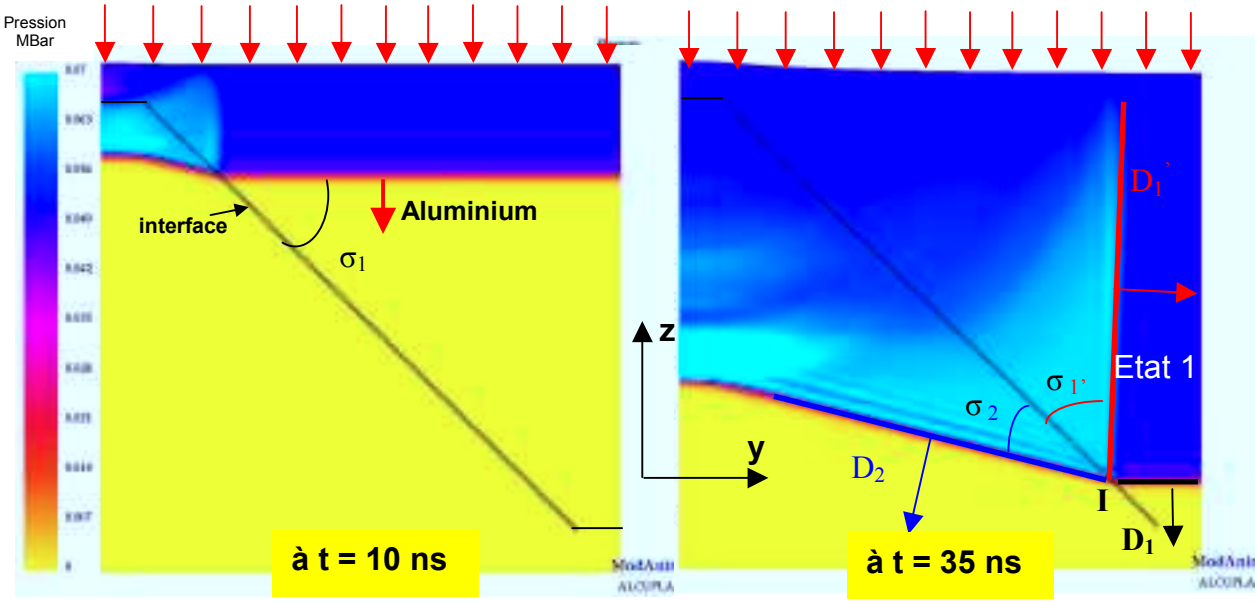


Figure 5.8 : *réflexion et transmission de choc avec RADIOSS sur une interface oblique à 45 ° entre aluminium et cuivre, à t = 10 ns (Gauche) et t = 35 ns (Droite).*

A partir de ces deux clichés en coupe, les angles de déviation σ_1, σ_1' et σ_2 ainsi que les vitesses de choc de chaque onde associée ont pu être déterminées. Les résultats ont été comparés avec ceux obtenus par *BIDIM* qui utilise les formules analytiques présentées au chapitre {II}.

- Résultats calculés par *BIDIM*

L'application *BIDIM*, décrite au chapitre *II*, a été développée en vue de déterminer les états de stabilité derrière chaque choc. *BIDIM* calcule également les angles de déviation de l'interface et des fronts de choc transmis et réfléchis. Les niveaux de pression hydrodynamique, de vitesse de choc et matérielle pour les états incidents, transmis et réfléchis sont déterminés à partir des polaires de choc bidimensionnel (*fig. 5.9*).

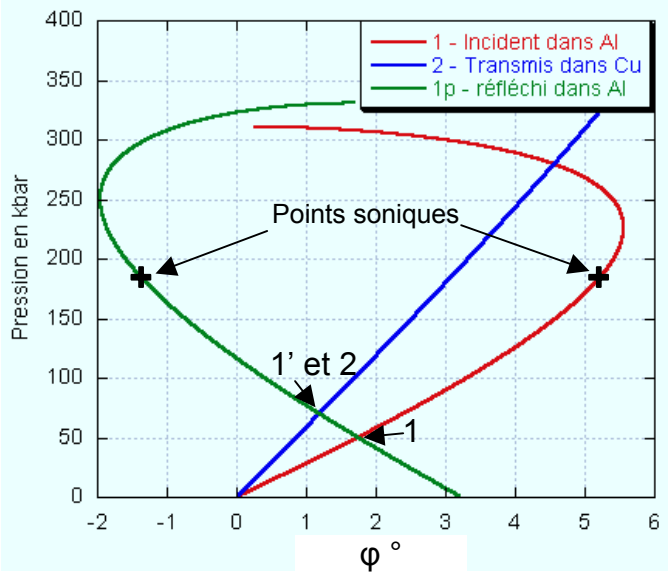


Figure 5.9 : *Polaires de choc bidimensionnel relatives à un choc incident de 5 GPa sur de l'aluminium, traversant une interface de 45 ° avec du cuivre.*

Pour la configuration simulée précédemment avec *RADIOSS*, l'état incident est représenté par le point *1* (*1,75° ; 5 GPa*). Ce point est en dessous du point sonique. Par les relations de choc mono-dimensionnel, on détermine les vitesses associées à l'état *1* : u_1 = *344 m/s* et D_1 = *5811 m/s*.

La polaire de l'onde réfléchie à l'interface, dans l'aluminium à l'état *1*, joint le point *1* et le point *1'*. Au point *1'*, elle coupe la polaire directe du cuivre passant par l'origine (qui joint l'état au repos et l'état *2*). Ces points *1'* et *2* ont pour coordonnées (*1,19° ; 6,98 GPa*), mais là s'arrêtent les valeurs communes aux deux états *1'* et *2*. Les valeurs des grandeurs respectives *D,u* et *S* pour les états respectifs *1'* et *2* sont : $D_{1'}$ = *6048 m/s,* $u_{1'}$ = *117,1 m/s,* $S_{1'}$ = *49,1°* et D_2 = *4254 m/s,* u_2 = *197,5 m/s et* S_2 = *31,6°.*

Remarques :

- Pour chaque courbe, l'écoulement est supersonique : derrière chaque choc, la vitesse d'écoulement relative au point *I* (point d'interaction avec l'interface, (*fig. 5.8*)) est supérieure à la vitesse du son du milieu sous choc. Cela signifie que les chocs sont réguliers.
- Dans les conditions citées, il s'agit également bien d'un choc réfléchi dans l'aluminium car la pression s'élève entre l'état *1* et l'état *1'*.

- Comparaison entre *RADIOSS / BIDIM / HUGO*

Les valeurs des pressions, vitesses de choc et vitesses matérielles derrière chaque choc ont été calculées dans le cas monodimensionnel avec *HUGO* (présenté au chapitre {III}). Le tableau (*5.2*) synthétise les résultats obtenus avec *RADIOSS* et *BIDIM* dans le cas d'un choc maintenu de *5 GPa* sur l'aluminium séparé du cuivre par une interface oblique de *45* °. Si l'état *2* du cas monodimensionnel (*HUGO2*) dans le cuivre ne diffère pas de celui du cas bidimensionnel (autrement dit à P_1=*5 GPa* et σ_1 = *45*°), il n'en est pas de même pour l'état *1'* réfléchi dans l'aluminium.

	HUGO (analytique 1D)	BIDIM (analytique 2D)	RADIOSS E.F. 2D	écart
P_1, GPa	7,01	6,91	6,9	1,3 %
u_1, m/s	202	117	111	5,1 %
D_1, m/s	5600	6048	6012 ±10	0.5 %
S_1, °	-	49,1	47,9 ±1°	2,4 %
P_2 GPa	7,01	6,91	6,99	-1,1 %
u_2 m/s	202	197,5	187	5,3 %
D_2 m/s	4234	4254	4224 ±10	0,7 %
S_2 °	-	31,6	30 ±1°	5 %

Tableau 5.2 : *Comparaison des calculs des grandeurs sous choc obtenues avec RADIOSS, BIDIM pour un choc de 5 GPa sur une interface oblique Al / Cu à 45 °.*

Simulation avec rugosités fraisés

Le choix de *RADIOSS* semble adapté pour les calculs concernant les chocs bidimensionnels plans. Des configurations proches de celles soumises au procédé *LASAT* ont fait l'objet de simulations numériques avec *RADIOSS* en vue d'estimer le champs des contraintes pouvant mener à la rupture à l'interface rugueuse. Les deux profils de rugosité *F1* et *F2* ont été modélisés.

Les simulations numériques ont été réalisées sur les maillages correspondant au rugosités *F1* et *F2*. Par précaution, les valeurs des angles réfléchis et transmis S_1' et S_2 déduites des clichés *RADIOSS* sur une rugosité de type *F1* (tab. 5.1) isolée ont été comparées avec le modèle analytique *BIDIM* (tableau (*5.3*) + figure (*5.10*)). Ces clichés illustrent la propagation d'un choc de *5 GPa* maintenu, vue en coupe dans la cible.

	Côté long		Côté court	
Angle	**S_1'**	**S_2**	**S_1'**	**S_2**
RADIOSS	23 ° ±1°	15,4 ±1°	43 ±5°	41,1 ±1°
BIDIM	22,6	15,9	43,5	41,4

Tableau 5.3 : *Comparaison RADIOSS / BIDIM pour une rugosité de type F1 isolée (Al/Cu) soumis à un choc de 5 GPa, fig. (5.10).*

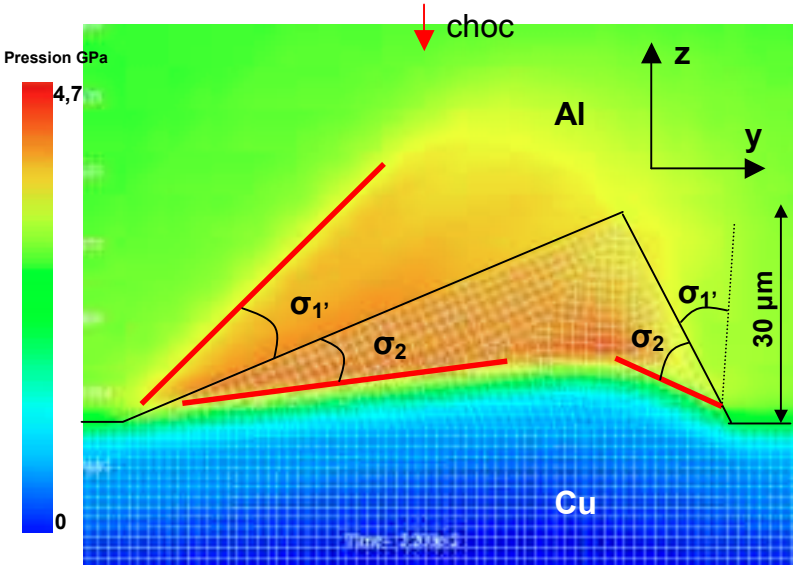


Figure 5.10 : *Cliché du franchissement de la rugosité F1 par le front de choc. L'interface figure en noir et les fronts de choc discernables en rouge. Choc initial 5 GPa sur Al.*

Compte tenu des difficultés de mesures associées à la finesse du maillage et aux erreurs d'appréciation, l'accord entre *RADIOSS* et le calcul analytique pour la transmission de choc oblique sur le cas illustré paraît satisfaisant, (*fig. 5.10*) et tableau (*5.3*).

Calcul des contraintes à l'interface

Les simulations *2D* sur des maillages d'une rugosité isolée étant validées, l'étape suivante consiste à obtenir la répartition des contraintes de traction à l'interface des rugosités *F1* et *F2*. Les conditions de choc simulées sont les plus proches possibles des conditions expérimentales :

- Le profil de pression appliqué sur l'aluminium est celui généré par une impulsion de type *LALP.*
- La cible modélisée se compose de *470 µm* de dural revêtu de *300 µm* de cuivre.
- La zone d'application est assimilable à la tache focale de *1 mm* adoptée lors des expériences. Cette zone d'application de pression est centrée sur la surface d'aluminium.

RADIOSS permet de calculer pour chaque maille toutes les composantes σ_{ij} du tenseur de Cauchy. Il est donc nécessaire de projeter ce tenseur des mailles à l'interface pour obtenir les contraintes normales et tangentielles sur les pentes de la rugosité.
On admettra que les pentes des rugosités sont lisses et dirigées par un vecteur directeur $\vec{u}_t$ de coordonnées (*0,a,b*) dans un repère (*x,y,z*) orthonormé. Les contraintes normale σ_n et tangentielle σ_t issues de la projection du tenseur de Cauchy sur les vecteurs normal et tangentiel donnent les relations suivantes :

$$\sigma_n = b^2\sigma_y - 2ab\sigma_{yz} + a^2\sigma_z \quad \text{et} \quad \sigma_t = a^2\sigma_y + 2ab\sigma_{zy} + b^2\sigma_z \qquad [V.1]$$

La valeur maximale de la contrainte normale de traction est relevée pour chaque maille le long de l'interface. Ces contraintes ont été comparées à la contrainte de traction maximale à l'interface obtenue avec une simulation d'un échantillon à interface lisse (type *P*) dans les mêmes conditions d'expérience et de simulation. L'interface lisse se situe à la hauteur moyenne du profil rugueux.

La figure (*5.11*) présente les résultats obtenus pour chacun des motifs représentant les profils respectifs *F1* et *F2* de rugosités de fraisage. Il apparaît que :

(i) L'interface est majoritairement sollicitée en mode *II* (σ_t) plutôt qu'en mode *I* (σ_n). Ces différences sont accentuées au voisinage du sommet.

(ii) Le côté de plus longue pente présente des sollicitations normale σ_n et tangentielle σ_t plus intenses que celles apparaissant sur le côté de plus courte pente.

(iii) Le sommet présente une singularité mais une continuité des contraintes se dégage malgré tout.

(iv) Par rapport à une interface lisse, l'oblicité semble induire plus de contraintes en comparaison avec la configuration lisse dans les mêmes conditions. Cette surintensité est accentuée au voisinage du sommet et sur la pente la plus longue.

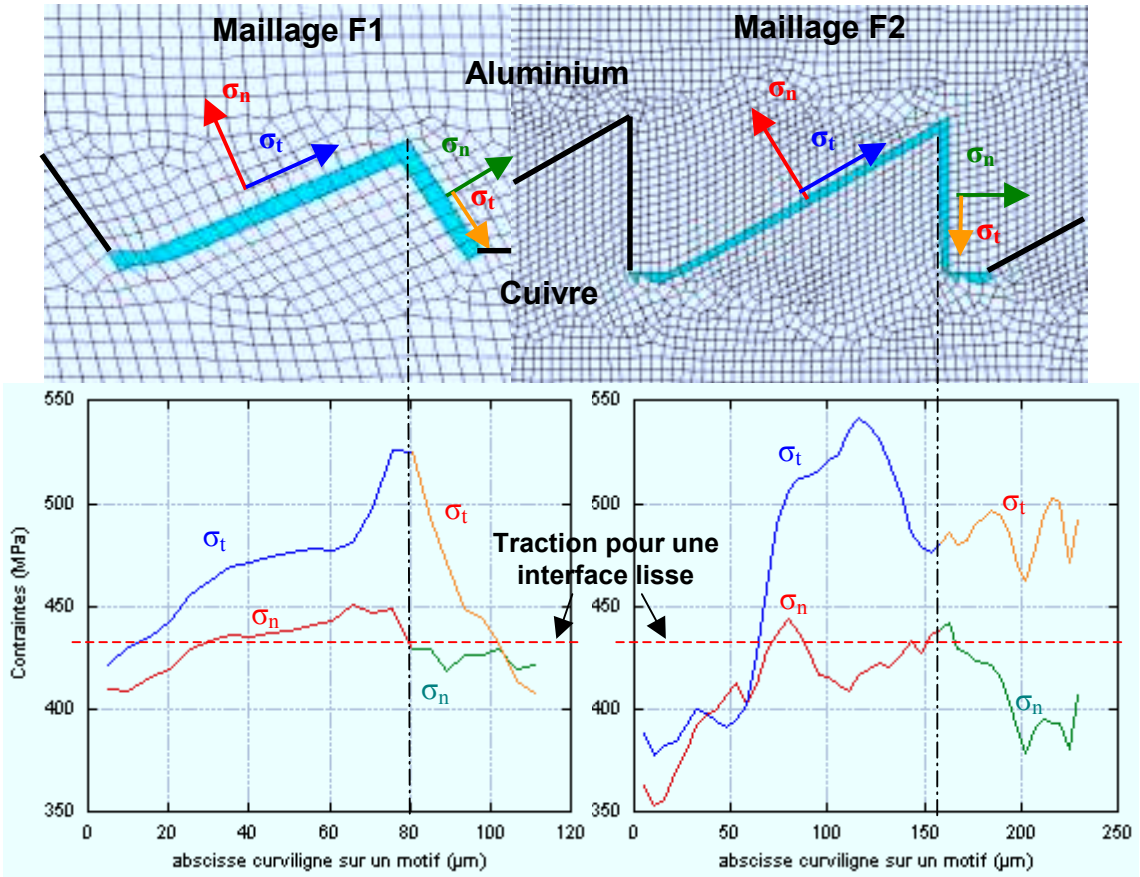


Figure 5.11 : *Evolution des contraintes maximales de traction en mode I (σ_n) et II (σ_t) le long des pentes des profils rugueux F1 (à gauche) et F2 (à droite) pour un choc de 1,35 GPa.*

Résultats expérimentaux

Les échantillons de profil rugueux de type *F1* et *F2* correspondant aux simulations numériques du paragraphe précédent ont été soumis au procédé *LASAT* (tableau (*5.1*)) puis enrobés, coupés et polis en vue d'une analyse post mortem [III.5].

Les figures (*5.12*) et (*5.13*) présentent les micrographies obtenues pour des tirs au delà du seuil de décohésion. Lorsque l'endommagement est prononcé, les fractures sont localisées le long de la pente la plus longue, à l'interface entre le cuivre et l'aluminium (*fig. 5.13*). Lorsque l'endommagement est naissant, la rupture s'initie le long de la pente la plus longue, proche du sommet, pour les deux profils de rugosité (*F1* et *F2*) (*fig. 5.12a* et *b*).

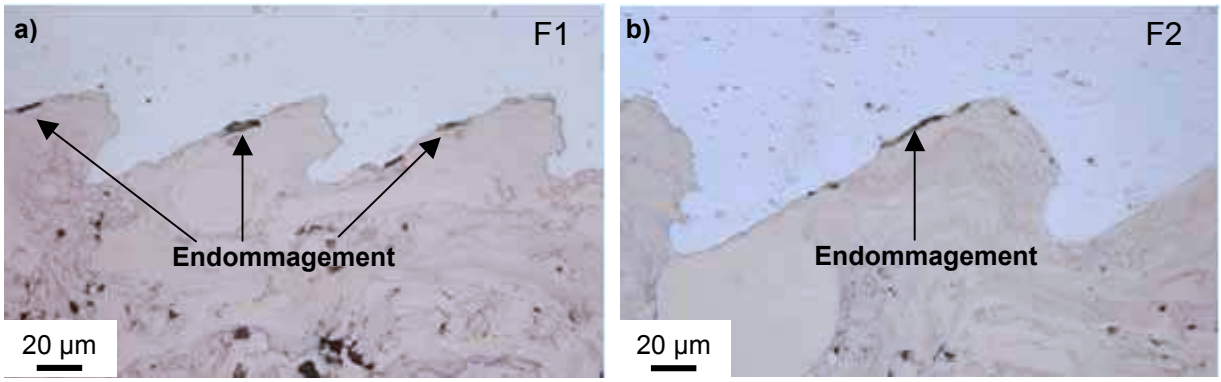


Figure 5.12 : *Micrographies des échantillons Al 470 µm Cu 300 µm profils rugueux* ***a)*** *F1 éprouvé à 212 GW/cm² et* ***b)*** *F2 éprouvé à 238 GW/cm². Définition des profils sur la figure (5.6).*

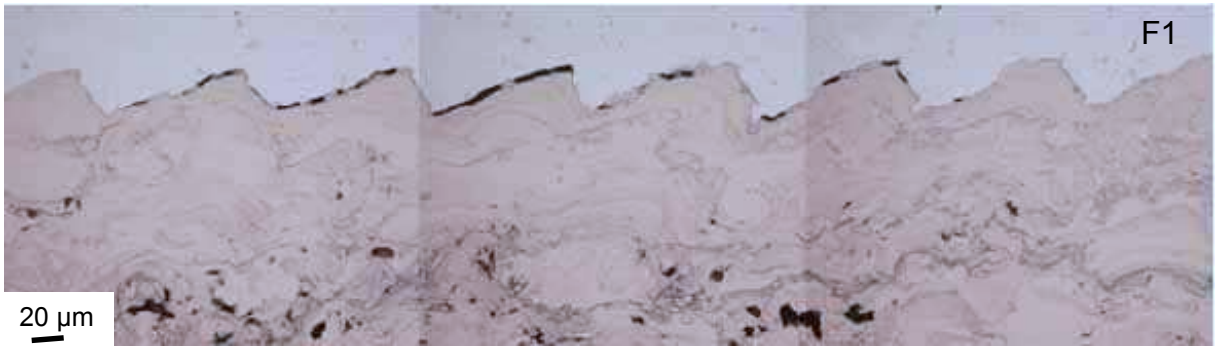


Figure 5.13 : *Micrographie d'un échantillons Al 470 µm Cu 300 µm de type F1 éprouvé à 323 GW/cm².*

V.3 Interprétation et discussion

Observations

L'application de la simulation numérique aux échantillons présentant une rugosité interfaciale de géométrie relativement simple permet d'estimer les contraintes de traction le long de cette interface.

Les simulations révèlent des contraintes maximales de traction en mode *I* et en mode *II* qui présentent une amplitude supérieure à celles obtenues pour une interface lisse. Ces contraintes laissent apparaître une surintensité proche du sommet sur la pente la plus

longue. Ces observations semblent s'accorder avec les lieux d'endommagement visibles sur les figures (*5.12a*) et (*5.12b*).

Aux singularités près, les contraintes calculées sur la pente la plus longue sont supérieures à celles calculées sur la pente la plus courte. Cette constatation semble validée par l'analyse micrographique de la figure (*5.13*) où quasiment aucune fracture n'est observée sur la pente courte de la rugosité.

De plus, à flux constant, et donc à pression incidente constante, la simulation montre que le profil *F2* semble provoquer des contraintes de traction supérieures à celles issues du profil *F1*, tout au moins sur une certaine partie de la plus longue pente. Cette remarque s'accorde avec les mesures expérimentales du flux laser correspondant au seuil d'adhérence. Ce flux seuil mesuré pour le profil *F2* par le biais du procédé *LASAT*, environ 180 GW/cm² est effectivement inférieur à celui obtenu avec le profil *F1* (tableau (*5.1*) et figure (*5.7*)).

Les seuils d'adhérence, en flux laser, des échantillons *F1* et *F2*, respectivement *215 GW/cm²* et *180 GW/cm²,* sont supérieurs à celui de l'échantillon à interface lisse de type *P* (*100 GW/cm²*). Les contraintes de traction induites à l'interface, pour une pression incidente donnée, sont elles aussi supérieures dans le cas des interfaces fraisées. De ces deux observations, nous déduisons que les niveaux d'adhérence des interfaces fraisées sont nettement supérieures à celui de l'interface lisse, bien que ces trois échantillons impliquent le même procédé de dépôt et les mêmes matériaux. Cette adhérence accrue s'explique par les effets de rugosité et les différences physico-chimiques aux interfaces dues aux puits de chaleur [III.5].

Discussion

V.3.1.1 Influence des rugosités sur la mesure VISAR

Afin d'évaluer l'influence de la rugosité de fraisage sur la mesure *VISAR*, des simulations 2D ont été effectuées à l'aide du code *RADIOSS*. La configuration retenue a été l'interface rugueuse de type *F1* avec un substrat en aluminium de *470 µm* et un revêtement de cuivre projeté thermiquement de *300 µm*. Le tir est appliqué du côté aluminium, d'intensité *1,35 GPa* avec l'impulsion *LALP* sur une tache focale de *1 mm* (*fig. 5.14*).

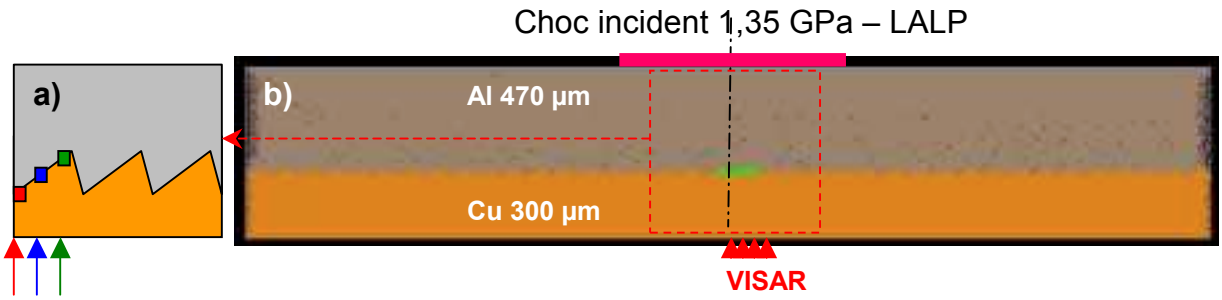


Figure 5.14 : a) *Mise en place des vitesses de surface libre en vis à vis du sommet, milieu et fond de rugosité.* ***b)*** *Maillage RADIOSS d'une cible Al 470 µm / Cu 300 µm impacté à 1,35 GPa, impulsion LALP, tache focale 1 mm.*

La simulation numérique (*fig. 5.15* et *5.16*) montre que, dans la configuration retenue, la vitesse de surface libre ne dépend pas de la rugosité. Cette observation semble confirmée, en amplitude tout au moins et aux fluctuations d'énergie près, par les signaux expérimentaux (*fig. 5.16*) pour la rugosité de profil *F1* aux flux correspondant à *1,35 GPa*.

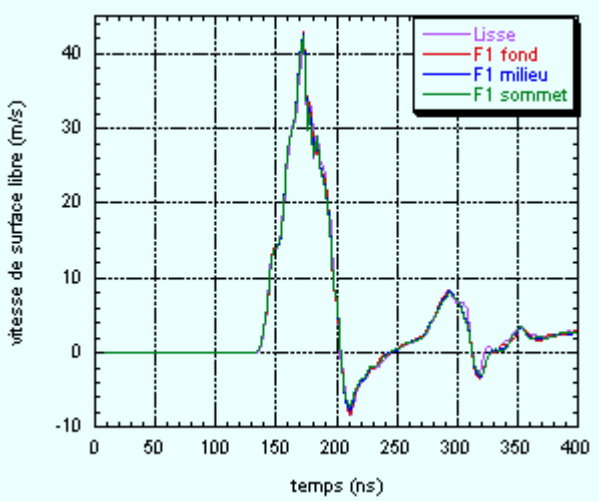


Figure 5.15 : *Historique des vitesses de surface libre désignées par la figure (5.19a). Impulsion LALP, 1,35 GPa côté Aluminium. Cible Al 470 µm Cu 300 µm. Interface lisse.*

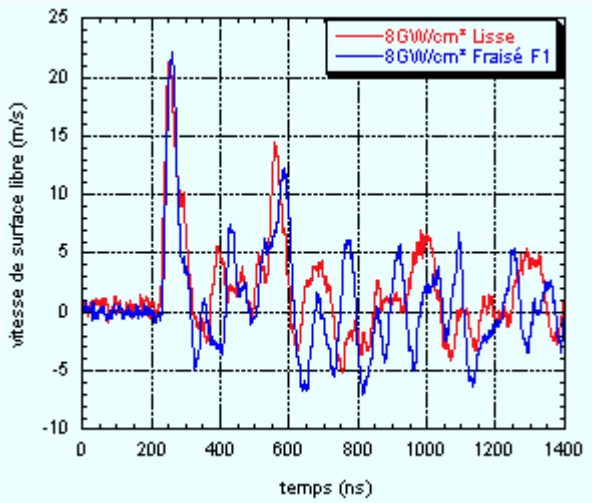


Figure 5.16 : *Tirs à bas flux au LALP (8 GW/cm²) sur échantillons Al 470 µm – Cu 300 µm, avec interface lisse (rouge) et rugueuse de type F1 (bleue).*

La différence d'amplitude entre la simulation numérique et les signaux expérimentaux, pour des pressions incidentes équivalentes s'expliquerait également par la non prise en compte de la porosité dans les lois de comportement utilisées par *RADIOSS*.

V.3.1.2 Influence des rugosités sur la propagation du choc

Les clichés RADIOSS des isocontours de pression vus en coupe permettent de visualiser l'influence des rugosités d'interface sur la propagation du choc. Le maillage est celui représenté sur la figure (*5.14*). Le choc plan, matérialisé par la zone rouge en pression, aborde l'interface vers *100 ns* (*fig. 5.17a*). Puis il est transmis dans le cuivre et son front est altéré par les rugosités. Le choc réfléchi dans l'aluminium apparaît également (*fig. 5.17b*). Aux alentours de *138 ns*, le front de choc est redevenu plan. Il débouchera reformé en face arrière vers *170 ns* (*fig. 5.17c*).

Ces clichés montrent que le choc n'est plus perturbé lorsqu'il débouche en face arrière. Cela expliquerait pourquoi les signaux de vitesse calculés par *RADIOSS* en vis à vis des rugosités (*fig. 5.15*) sont quasi identiques.

Lorsque le choc débouche en face arrière, il est réfléchi en détente qui se dirige vers l'interface. Cette détente rencontre la détente incidente et des contraintes de traction apparaissent dans le revêtement (*fig.5.18a*). Ce front de traction est représenté en bleu sur la figure (*5.18*).

Le cliché de la figure (5.18b) laisse apparaître l'accentuation de cette contrainte de traction le long de la plus grande pente, ce qui avait été démontré dans le paragraphe {V.2.5}.

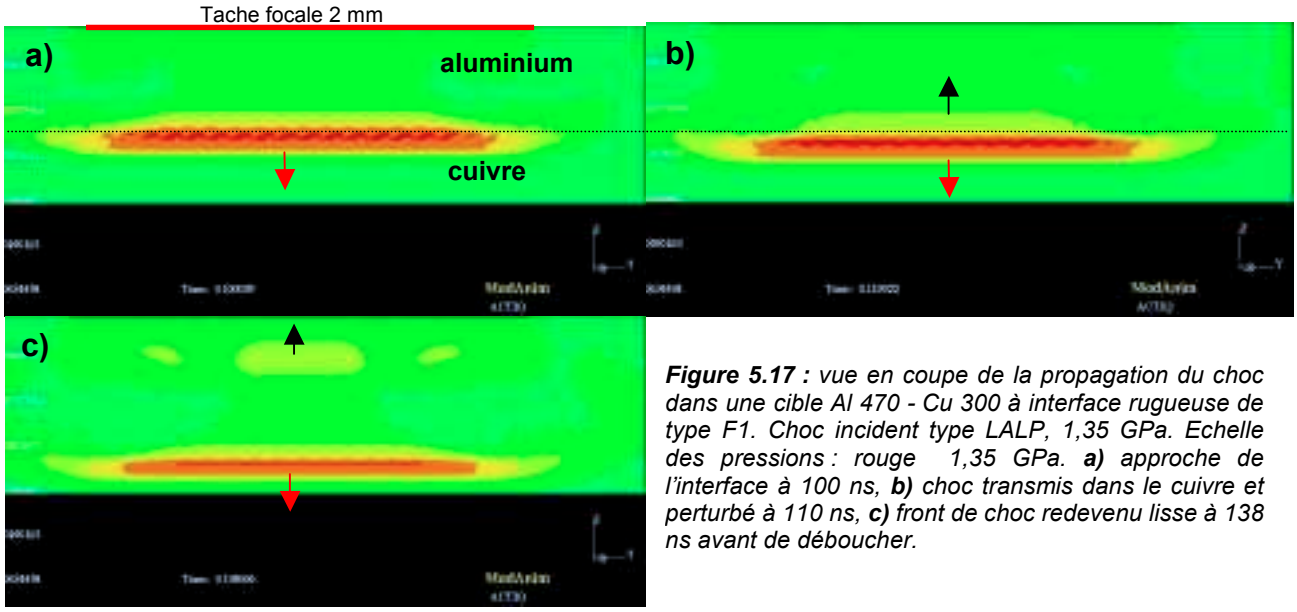


Figure 5.17 : *vue en coupe de la propagation du choc dans une cible Al 470 - Cu 300 à interface rugueuse de type F1. Choc incident type LALP, 1,35 GPa. Echelle des pressions : rouge 1,35 GPa.* ***a)*** *approche de l'interface à 100 ns,* ***b)*** *choc transmis dans le cuivre et perturbé à 110 ns,* ***c)*** *front de choc redevenu lisse à 138 ns avant de déboucher.*

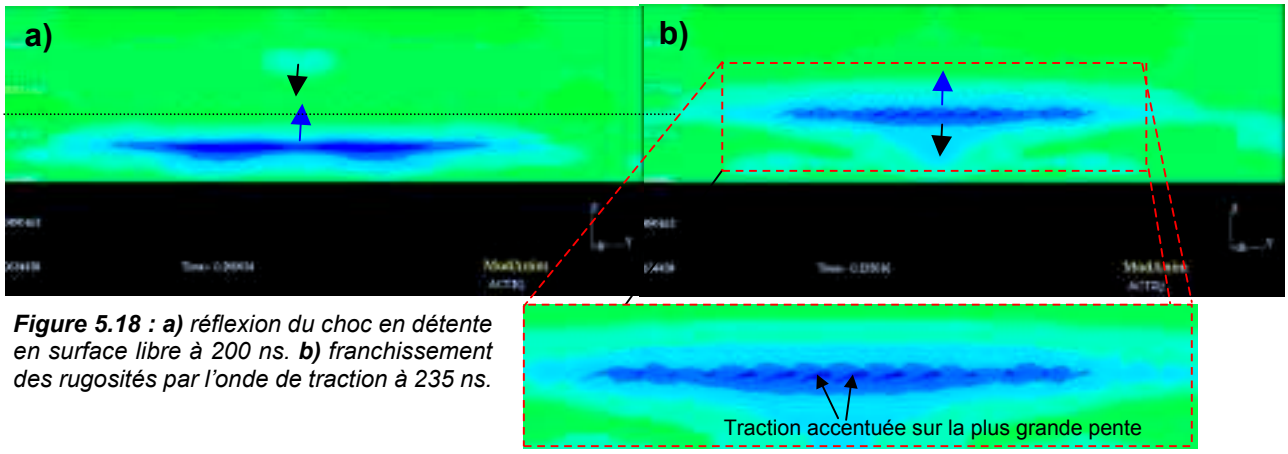


Figure 5.18 : a) *réflexion du choc en détente en surface libre à 200 ns.* ***b)*** *franchissement des rugosités par l'onde de traction à 235 ns.*

Conclusion

L'étude analytique, appuyée par la simulation numérique, a permis d'expliquer les résultats expérimentaux obtenus sur les rugosités de type *F1* et *F2* : La contrainte de traction à l'interface d'un échantillon Al *470 µm* – Cu *300 µm* de rugosité interfaciale de type *F1* et *F2* est localement accentuée sur le profil de plus longue pente. La géométrie d'une rugosité de type triangulaire fait intervenir une mixité des contraintes en mode I et en mode II dont les amplitudes maximales correspondent aux zones d'amorçage à la rupture.

Malgré l'influence locale de la rugosité d'interface, le procédé *LASAT* s'avère valide dans les situations de rugosités rencontrées :

- Les signaux de vitesse de surface libre ne semblent pas perturbés par les échelles de rugosités étudiées.
- Le revêtement, bien que plus adhérent, a été décollé dans tous les cas de figure et la signature de la rupture à l'interface est également lisible sur les signaux de vitesse de surface libre.
- Le procédé LASAT est parvenu à discriminer les différentes rugosités d'interface.

La modélisation effectuée reste toutefois une approche simple :

- La porosité du revêtement cuivre projeté thermiquement n'a pas été prise en compte, ni dans le maillage, ni dans les lois de comportement et joue un rôle atténuateur (Chapitre {IV}).
- On remarquera également que l'étude analytique considère les fronts d'ondes comme étant des surfaces planes, ce qui n'est pas tout à fait le cas en réalité.
- D'autre part, les simulations numériques ne représentent que deux cas de rugosités de fraisage idéalisées. Les figures (*5.12*) et (*5.13*) montrent bien que ces profils rugueux ne sont pas idéalement triangulaires. Le profil réel présente des aspérités qui ont une incidence sur les transmissions / réflexions des ondes.

Dans l'interprétation des résultats, il faut garder à l'esprit que la représentation est *2D* extrudée. Cette géométrie déjà discutée au paragraphe {V.2-4}, convient dans le cas du fraisage. Pour la modélisation de rugosités de sablage (*fig. 5.4fgh*), en considérant une approche simple, le profil de rugosité d'interface peut être assimilé à une sinusoïde. Ni la géométrie *2D* extrudée, ni la géométrie axisymétrique ne conviendraient pour ce type de problème. Pourtant, la rugosité de sablage correspond à une situation industrielle courante alors que la rugosité de fraisage ne l'est pas. Il faudrait alors recourir à une représentation réaliste *3D,* beaucoup plus compliquée

Pour remédier à certaines de ces dernières remarques, un maillage plus grand et plus fin permettrait de représenter une géométrie réaliste de l'interface, ainsi que des porosités. Bolis[II.19] propose un logiciel d'analyse d'image *2D* couplé avec *CASTEM* qui permet de réaliser de telles configurations (*fig. 5.19*). Cet outil se révèlera précieux pour les simulations futures.

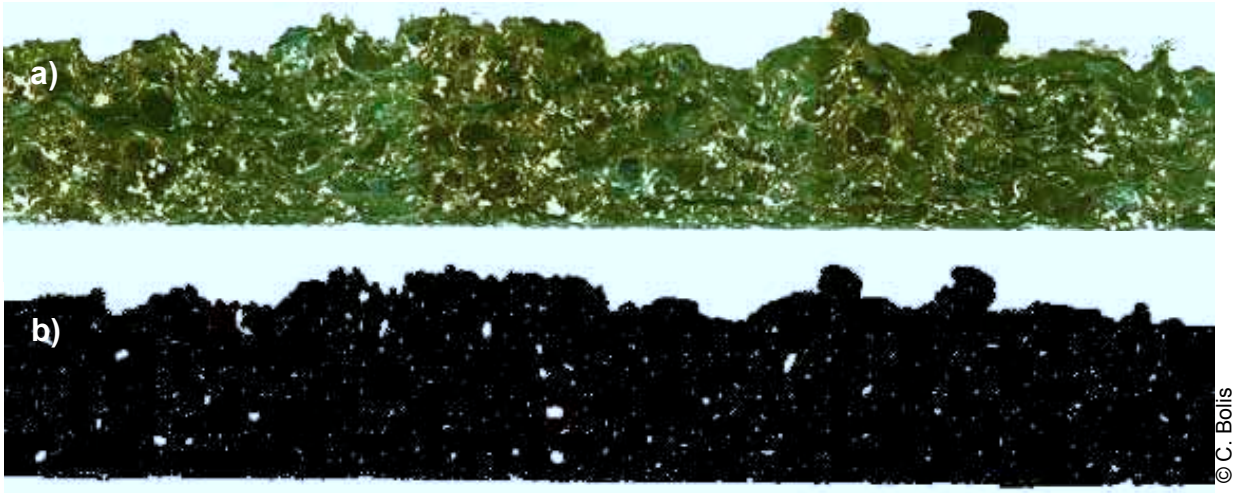


Figure 5.19 : a) *Photographie en coupe d'un revêtement de cuivre projeté plasma.* ***b)*** *Maillage correspondant avec prise en compte des rugosités d'interface et porosités, issu de la combinaison AFFIMAGE3+CASTEM [II.19].*

V.4 Références

[V.1] DARQUE-CERETTI E.,
" L'adhésion, les concepts et les causes",
La revue de métallurgie, ISSN 0035-1563, mai 1997 pp. 617-633.

[V.2] SIEGMANN S., BROWN C. A.,
"Surface Texture Correlations with Tensile Adhesive Strength of Thermally Sprayed Coatings Using Area-Scale Fractal Analysis",
2nd United Thermal Spray Conference, Düsseldorf, D, 1999-03-17/19, ISBN/ISSN: 3-87155-653-X, pp. 355-360.

[V.3] BOUCHARD D. HAMEL F. G., NADEAU J.-P., BELLEMARE S., DRENEAU F., TREMBLAY D.A., SIMARD D.,
"Effects of substrate surface conditions on heat transfer and shell morphology in the solidification of a copper alloy",
Metallurgical and materials transactions B, Février 2001,32B, pp. 111- 118.

VI Solutions pour les essais sur cibles épaisses

VI Solutions pour les essais sur cibles épaisses 137

VI.1 Tirs sur le revêtement 139
VI.1.1 Description 139
VI.1.2 Etude analytique 140
VI.1.2.1 Cas n°1 : Zrevêtement < Zsubstrat 140
VI.1.2.2 Cas n°2 : Zrevêtement ≥ Zsubstrat 142
VI.1.3 Résultats expérimentaux 143
VI.1.3.1 Etude numérique 144
VI.1.3.2 Expériences préliminaires au LULI 145
VI.1.3.3 Expérience au LCD 146
VI.1.3.4 Conclusions sur les tirs en face avant 146

VI.2 Méthode de la désadaptation d'impédance 147
VI.2.1 Principe 147
VI.2.2 Etude analytique 148
VI.2.3 Résultats expérimentaux 150
VI.2.3.1 Préparation des cibles 150
VI.2.3.2 Avec et sans MBI : encadrement de seuil au LALP 151
VI.2.4 Etude numérique 152
VI.2.5 Commentaires et discussion 153
VI.2.5.1 Simulation numérique 153

VI.3 Impact de plaque 154
VI.3.1 Historique 155
VI.3.2 Principe 156
VI.3.3 Les modèles de calcul de la vitesse d'envol stabilisée 158
VI.3.3.1 Modèles d'envol de plaque 158
VI.3.3.2 Calibrage expérimental de l'envol de plaque 162
VI.3.4 Estimation de la planéité de l'impact 166
VI.3.5 Etude analytique 170
VI.3.5.1 Introduction 170
VI.3.5.2 Mise en vitesse du projectile 171
VI.3.5.3 Expression du temps et abscisse d'amortissement (point K) 172
VI.3.5.4 Profil de pression engendré dans la cible 173
VI.3.5.5 Détermination de P_1 et u_1 174
VI.3.5.6 Influence du rapport d'impédance $Z_{projectile}/Z_{cible}$ 175
VI.3.5.7 Choix du projectile 177

VI.4 Etude expérimentale 179
VI.4.1.1 Epaisseur maximale atteinte 179
VI.4.1.2 Encadrement de seuil d'adhérence 180
VI.5 Discussion 182
VI.5.1 Simulation numérique 182
VI.5.2 Commentaires sur la technique d'envol de plaque 183

VI.6 Références 184

Solutions pour les essais sur cibles épaisses

Tirs sur revêtement – MBI – Impact de plaque

Dans le chapitre II, nous avons vu que le procédé LASAT présente des limitations lors de son application sur des cibles épaisses. En irradiation directe sur le substrat, l'épaisseur des échantillons soumis à l'essai est réduite à moins d'un millimètre, du fait de l'amortissement des ondes lors de leur propagation. Ce chapitre expose les principes et résultats de trois méthodes destinées à repousser ces limites vers des échantillons plus épais : le tir appliqué au côté revêtement, la méthode d'amplification de choc par ajout d'un Matériau à Basse Impédance de choc (MBI), basée sur la désadaptation d'impédance et enfin, la technique d'impact de feuilles métalliques accélérées par irradiation laser.

VI.1 Tirs sur le revêtement

Description

A l'origine, le procédé *LASAT* consiste à éprouver l'adhérence d'un revêtement sur son substrat, dans l'optique d'un contrôle ou d'une mesure, en tirant sur le substrat (*fig. 6.1a*). Dans cette configuration classique, il est possible d'appliquer le procédé en disposant d'échantillons dont l'adhérence substrat-revêtement reste accessible à la source d'énergie à l'origine du choc. Toutefois, à partir d'une certaine épaisseur[II.22], l'amortissement hydrodynamique atténue considérablement les contraintes susceptibles d'être engendrées par le choc. La traction potentielle pouvant mener à la rupture de l'interface s'en retrouve donc fortement affaiblie. Afin de s'affranchir de ces effets associés à l'épaisseur d'un substrat, les possibilités d'appliquer le procédé *LASAT* en tirant sur le revêtement ont été évaluées (*fig. 6.1b*).

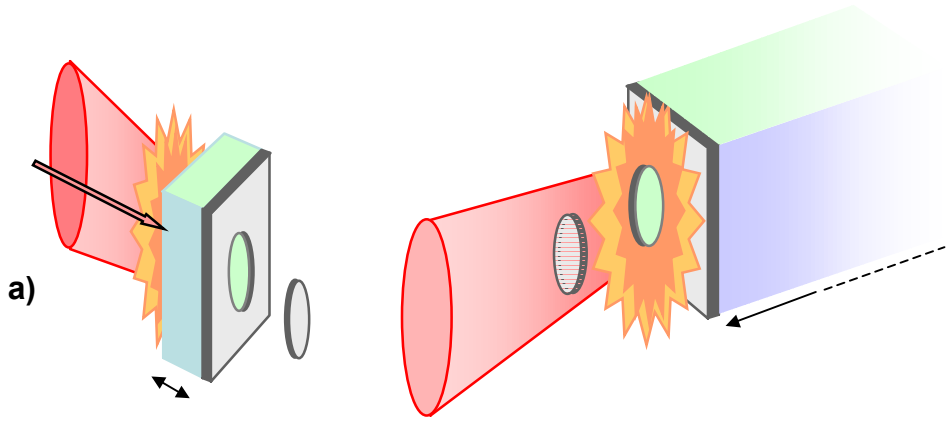


Figure 6.1 : a) *configuration classique de tir sur le substrat.* ***b)*** *configuration de tir sur le revêtement.*

Etude analytique

Une étude analytique a été menée afin de déterminer les configurations propices à la génération de traction à l'interface. Elle distingue 3 cas selon les rapports d'impédances $Z=\rho_0 C_0$: $Z_{revêtement} < Z_{substrat}$, $Z_{revêtement} > Z_{substrat}$ et $Z_{revêtement} = Z_{substrat}$. Pour simplifier l'approche analytique, quelques hypothèses ont été adoptées. Elles permettent de mettre en évidence l'influence de la nature des matériaux sur l'histoire de contraintes à l'interface et son éventuelle sollicitation en traction.

- Le profil de pression appliqué sera considéré comme « carré ».
- Selon l'approximation acoustique, les polaires de choc dans le plan *P-u* sont assimilées à des droites d'équation *P=Zu*.Le milieu de propagation sera considéré comme purement hydrodynamique (comportement élasto-plastique négligé).
- Les effets d'amortissement hydrodynamique ne sont pas considérés compte tenu des faibles épaisseurs des revêtements.
- Le choc est considéré comme plan et monodimensionnel. Le substrat est supposé infiniment épais afin d'observer les effets de la propagation exclusivement dus à l'interface revêtement-substrat. En pratique, des épaisseurs en général supérieures à *5 mm* seront considérées comme infinies.

VI.1.1.1 Cas n°1 : Zrevêtement < Zsubstrat

Ce cas est illustré par un revêtement d'aluminium déposé sur un substrat en cuivre : $Z_{Al}/Z_{Cu} = 0,41$ ou d'acier : $Z_{Al}/Z_{Acier} = 0,40$:

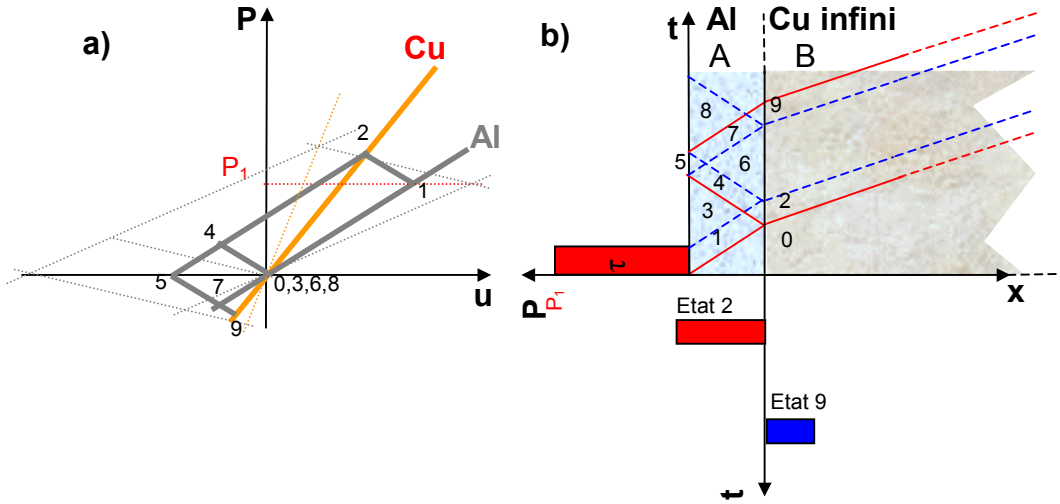


Figure 6.2 : a) *Diagramme (P-u),* ***b)*** *(X-t) et (P-t) (à l'interface) pour un choc appliqué sur un revêtement d'impédance inférieure à celle du substrat. L'épaisseur du substrat est supposée infinie.*

La construction du diagramme des polaires de choc (*fig. 6.2a*), couplée avec le diagramme (*x-t*) (*fig. 6.2b*), permet de déduire l'historique des contraintes à l'interface substrat-revêtement (*fig. 6.2b*). Ainsi, pour une pression de choc incidente P_1 et les

impédances Z_A et Z_B respectives du revêtement et de son substrat, on peut déterminer le niveau des contraintes à l'interface substrat-revêtement. L'état *9* (P_9,u_9), né de la transmission – réflexion d'un état de traction vers un milieu de plus haute impédance, se trouve dans la partie des pressions négatives, donc des contraintes de traction. Une approche analytique en utilisant les équations des polaires de choc assimilées à des droites et la figure (*6.2*) permettent d'exprimer la pression et la vitesse matérielle propres à l'état *9* :

$$P_9 = \frac{2P_1(n-1)}{(n+1)^2} \quad \text{avec} \quad n = \frac{Z_A}{Z_B} \quad \text{et} \quad u_9 = P_9/Z_B \qquad \text{[VI.1]}$$

- <u>Discussion sur l'état de traction à l'interface (état *9*)</u>

Les impédances acoustiques Z_A et Z_B respectives du revêtement *A* et du substrat *B* étant des valeurs strictement positives, *n* peut prendre des valeurs proches de *0* ou très grande. P_9 peut donc varier de deux fois P_1, la pression de choc incidente (cas d'un polymère déposé sur un substrat de tungstène), à une valeur presque nulle (cas d'un dépôt de tungstène sur un substrat polymère). On peut pressentir ce résultat en observant l'état *9* lorsque l'on « écarte » les polaires des matériaux *A* et *B* sur la figure *(6.2a)*, en traits pointillés. Cette remarque est confirmée par l'expression [VI.1] de P_9 (*fig. 6.3*).

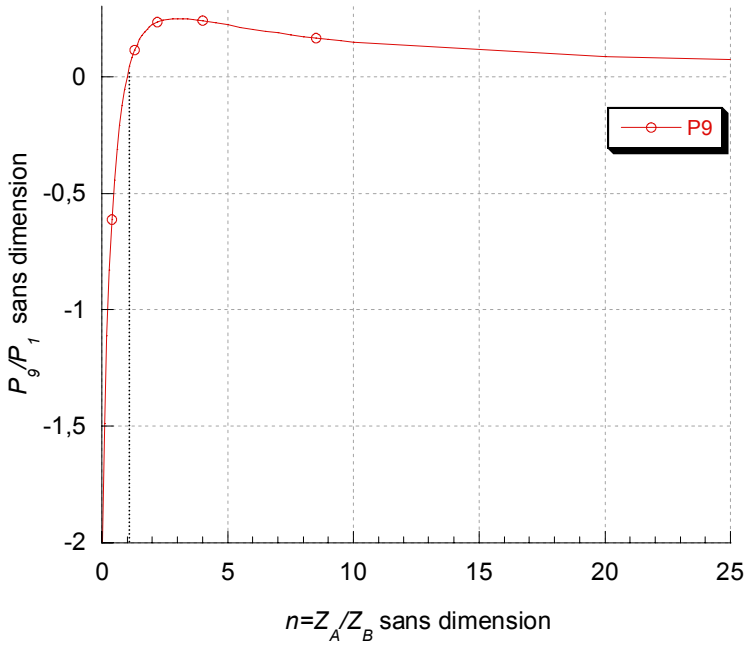


Figure 6.3 : *Evolution de la pression P_9 en fonction du rapport d'impédance n pour une pression de choc incidente P_1=1.*

La configuration $Z_{revêtement} < Z_{substrat}$ reste accessible au procédé *LASAT*. Toutefois, la contrainte de traction décroît rapidement en fonction du rapport d'impédance *n* (*fig. 6.3*). Il en résulte que la rupture à l'interface sera d'autant plus facile à obtenir que le rapport d'impédance *n* tend vers *0* et que le niveau d'adhérence sera faible. Le maximum de traction disponible est toutefois limité à deux fois l'amplitude initiale du choc dans le cas d'un revêtement d'impédance infiniment faible ou d'un substrat d'impédance infiniment élevée.

Il faut toutefois préciser que l'état *7* (*fig. 6.2*) est également un état de traction, né de la rencontre de deux faisceaux de détente. Lorsque ce niveau de traction est supérieur à la limite de rupture du matériau, la fracture évolue à l'intérieur du revêtement. Ce phénomène altère les possibilités de mise en traction à l'interface et masque le diagnostic de la rupture interfaciale. Il s'avère donc néfaste à l'application du procédé *LASAT*.

VI.1.1.2 Cas n°2 : Zrevêtement ≥ Zsubstrat

Ce cas est illustré par un revêtement de cuivre déposé sur un substrat en aluminium : $Z_{Cu}/Z_{Al} = 2,44$ ou de tantale déposé sur de l'acier : $Z_{Ta}/Z_{Acier} = 1,58$.

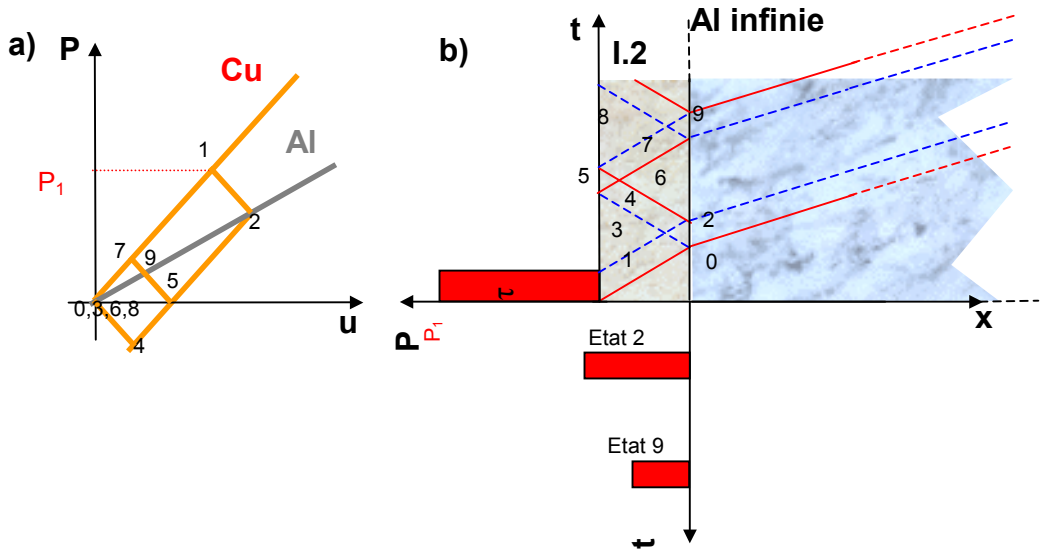


Figure 6.4 : a) *Diagramme (P-u),* ***b)*** *(X-t) et (P-t) (à l'interface) pour un choc appliqué sur un revêtement d'impédance supérieure à celle du substrat. L'épaisseur du substrat est supposée infinie.*

En analysant cette configuration avec les mêmes outils que pour la configuration précédente, on constate que l'interface n'est pas sollicitée en traction *(fig. 6.4)*. Cependant, l'état 4 correspond à une contrainte de traction qui prend place à l'intérieur du revêtement. Cette dernière peut générer un écaillage dans le revêtement.

Dans le cas où $Z_{revêtement} \approx Z_{substrat}$, illustré par un revêtement de chrome ou de nickel déposé sur un substrat en cuivre ($Z_{Cr}/Z_{Cu} = Z_{Ni}/Z_{Cu} \approx 1,04$) la propagation des ondes est illustrée sur la figure (*6.5*). Lorsque les impédances sont rigoureusement identiques, l'onde de choc incidente ne voit pas d'interface. De ce fait, dans le cas d'un substrat infiniment épais, l'interface est uniquement sollicitée en compression et jamais en traction.

Pour que les échantillons de type $Z_{revêtement} \geq Z_{substrat}$ soient accessibles au procédé *LASAT*, Il conviendrait de les amincir afin d'effectuer un tir côté substrat, qui revient à se reporter au cas classique.

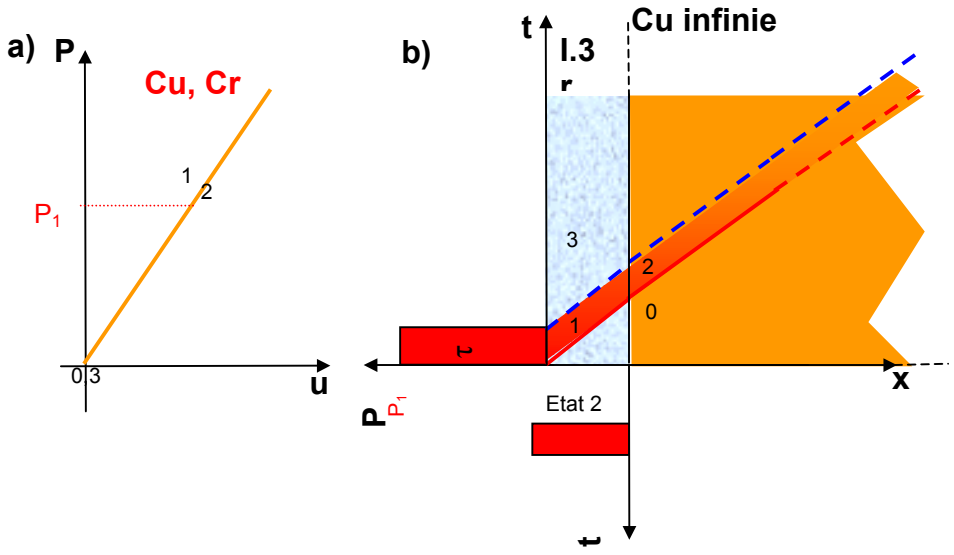


Figure 6.5 : *Diagramme P-u, X-t et P-t (à l'interface) pour un choc appliqué sur un revêtement d'impédance supérieure à celle du substrat. L'épaisseur du substrat est supposée infinie.*

En résumé de cette étude analytique, la formulation [VI.1], développée pour le cas *n°1*, s'étend aux cas *n°2* et *3*. Ainsi, la seule configuration de tir sur revêtement avec substrat infiniment épais susceptible d'endommager l'interface se résume au cas *n°1*, pour lequel $Z_{revêtement} \ll Z_{substrat}$. Dans les autres cas, aucune contrainte de traction n'est envisageable à l'interface pour des substrats infiniment épais. Il faut alors se ramener dans le cas classique en amincissant les cibles.

Résultats expérimentaux

En vue de vérifier les prédictions analytiques précédentes, les échantillons suivants, offrant une pluralité de rapports d'impédance, ont été préparés :

- Une cible se rapportant au cas *n°1* {VI. 1-2-1}, composée d'une feuille d'aluminium de *250 µm* collée au ruban adhésif double face (*80 µm*) sur un support de *7 mm* d'acier trempé. L'adhérence du ruban adhésif est faible.
- Une cible se rapportant au cas *n°2* {VI. 1-2-2}, composée d'une feuille de tantale de *250 µm* collée au ruban adhésif double face (*80 µm*) sur un support de *7 mm* d'acier trempé. L'adhérence du ruban adhésif est faible.
- Une cible se rapportant au cas *n°1* {VI. 1-2-1}, composée d'un revêtement d'aluminium de *400 µm* projeté par la méthode « *Cold Spray* » sur un substrat de *4 mm* de cuivre. L'adhérence de l'aluminium sur le cuivre est supposée nettement supérieure à celle du ruban adhésif. Cette configuration permet de s'affranchir des perturbations que peut induire la présence du ruban adhésif, de comportement mal connu.

VI.1.1.3 Etude numérique

Ce paragraphe propose d'évaluer l'influence de la bande adhésive double face utilisée pour maintenir les feuilles de *250 µm* sur le substrat d'acier. Des simulations numériques ont été réalisées avec le code *SHYLAC* pour les systèmes Al *250 µm* – acier (*fig. 6.6a*) et Ta *250 µm* – acier (*fig. 6.6b*) puis leurs correspondants en prenant en compte l'épaisseur intermédiaire de ruban adhésif de 80 µm modélisé par du PTFE (*fig. 6.6 c* et *d*).

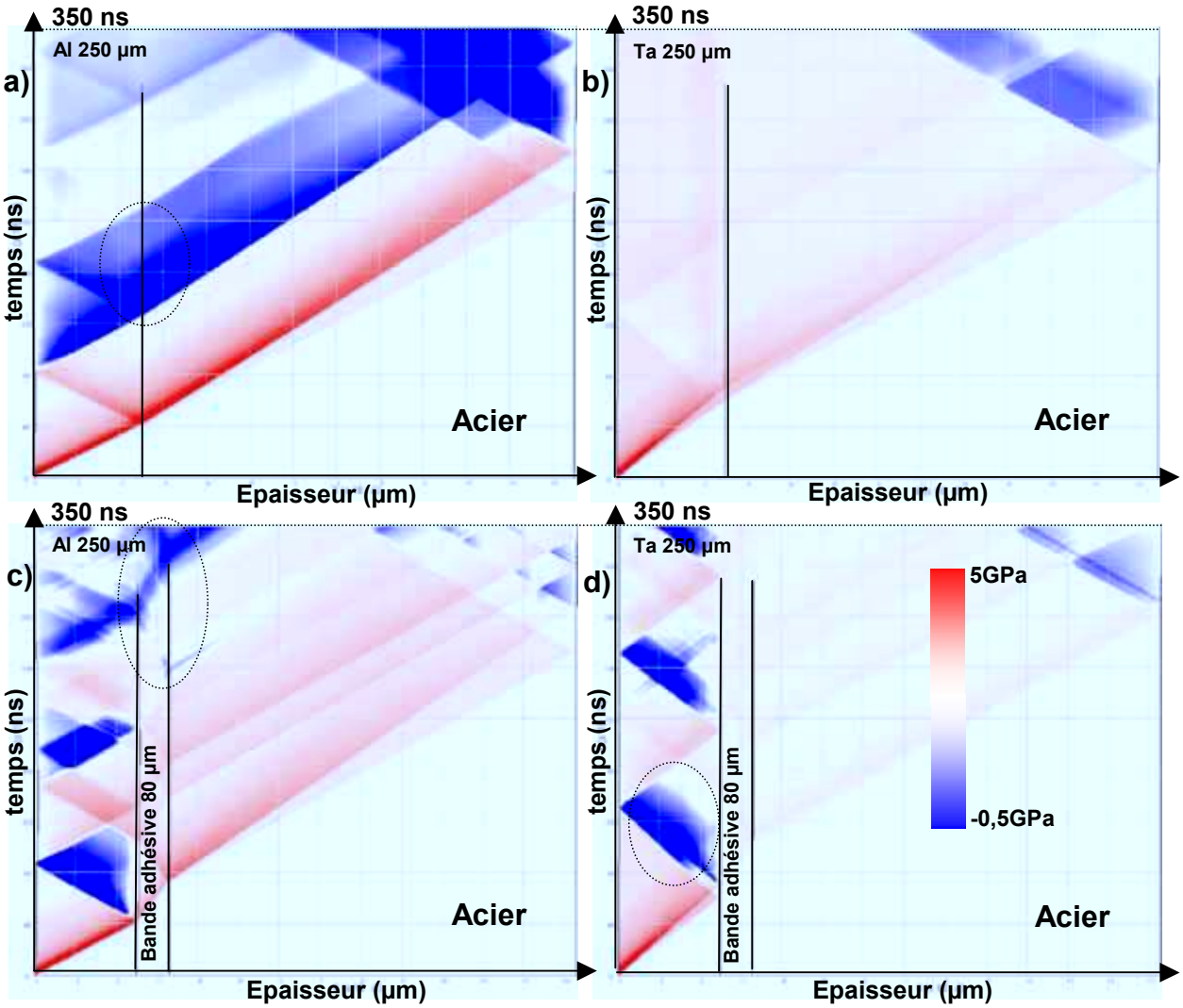


Figure 6.6 : *Diagramme espace – temps pour les cibles étudiées,* ***a)*** *Al 250 µm – Acier,* ***b)*** *Ta 250 µm – Acier,* ***c)*** *Al 250 µm – Bande adhésive 80 µm – Acier,* ***d)*** *Ta 250 µm – Bande adhésive 80 µm – Acier. Impulsion LULI, 10 GPa. Les contraintes de traction et de compression sont respectivement représentées en bleu et en rouge.*

Sur les diagrammes espace – temps de la figure (*6.6*), le temps de simulation et l'épaisseur de l'acier sont respectivement limités à *350 ns* et *1 mm*. Ces conditions suffisent à mettre en évidence l'apparition de traction à l'interface dans le cas des cibles impliquant un matériau revêtement de plus basse impédance de choc que son substrat (*fig. 6.6 a* et *c*). On note que la présence de l'adhésif a pour effet de retarder l'apparition de la traction aux interfaces. Dans le cas d'un revêtement de plus forte impédance de choc que son matériau substrat, les diagrammes espace – temps sur la figure (*6.6 d*) montrent que les contraintes

de traction susceptibles de provoquer l'endommagement n'évoluent qu'à l'intérieur du revêtement (tantale) en présence de la bande adhésive. En revanche, ces contraintes de traction n'apparaissent pas dans le cas n'impliquant pas la bande adhésive (*fig. 6.6 b*).

Finalement, la présence de la bande adhésive ne gênera pas le déroulement du procédé *LASAT* dans le cadre de ces essais préliminaires.

VI.1.1.4 Expériences préliminaires au LULI

Dans un premier temps, nous avons effectué deux tirs au *LULI*, source d'énergie de forte intensité et de courte durée, *3 ns*, présentant une forte atténuation du choc. Le tir a été réalisé à puissance maximale sur le côté revêtement des cibles définies précédemment (*3,8 TW/cm²* sur l'aluminium et à *3,3 TW/cm²* sur le tantale). Les échantillons ont été enrobés, coupés, polis puis observés au microscope optique.

Dans le cas *n°1*, comme le prédisait l'étude analytique, la rupture a eu lieu à l'interface (*fig. 6.7*). Plus exactement, la photo (*6.7*) laisse apparaître une rupture cohésive dans la bande adhésive. Bien que le résultat expérimental soit en accord avec ce qui était prédit, on peut s'interroger sur les effets perturbateurs de la bande adhésive. La partie à droite de la feuille a été décollée lors des phases d'enrobage, de découpe et de polissage. La photo laisse cependant bien voir un endommagement en forme de cloque, caractéristique d'un écaillage interfacial à l'origine.

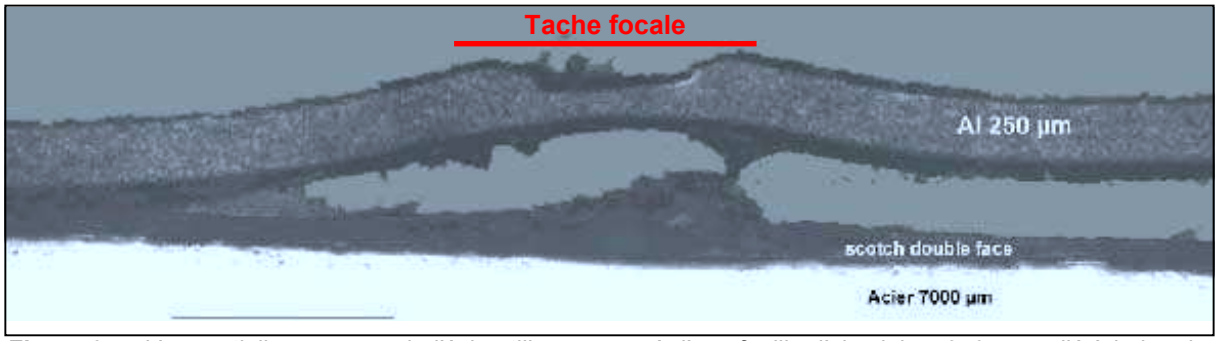


Figure 6.7 : *Vue partielle en coupe de l'échantillon composé d'une feuille d'aluminium 250 µm collé à la bande adhésive double face sur un support d'acier trempé d'épaisseur 7 mm. Tir LULI sur la feuille d'aluminium à 3,8 TW/cm² avec une tache focale de 1 mm.*

Dans le cas *n°2*, nous avons observé l'apparition de l'écaille à l'intérieur du revêtement de tantale (*fig. 6.8*), en accord avec l'état *n°4* de la prédiction analytique. L'interface ne laisse pas apparaître de fracture semblable à celle de la figure (*6.7*).

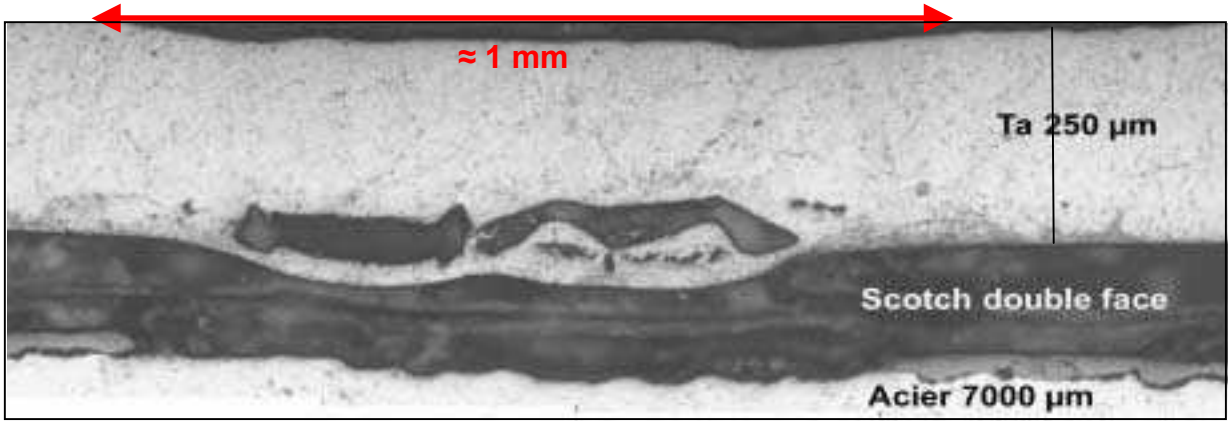


Figure 6.8 : *Vue partielle en coupe de l'échantillon composé d'une feuille de tantale 250 µm collé à la bande adhésive double face sur un support d'acier trempé d'épaisseur 7 mm. Tir LULI sur la feuille de tantale à 3,3 TW/cm² avec une tache focale de 1 mm.*

VI.1.1.5 Expérience au LCD

Dans le but d'éliminer tout soupçon quant au rôle joué par la bande adhésive double face, nous avons fait préparer un dépôt cold spray d'aluminium de quelques centaines de *µm* sur un substrat de *5 mm* de cuivre[k]. Le choc a été appliqué par l'utilisation d'un projectile de *Cu 25 µm*. L'impact a eu lieu à environ *800 m/s* sur le dépôt d'aluminium.

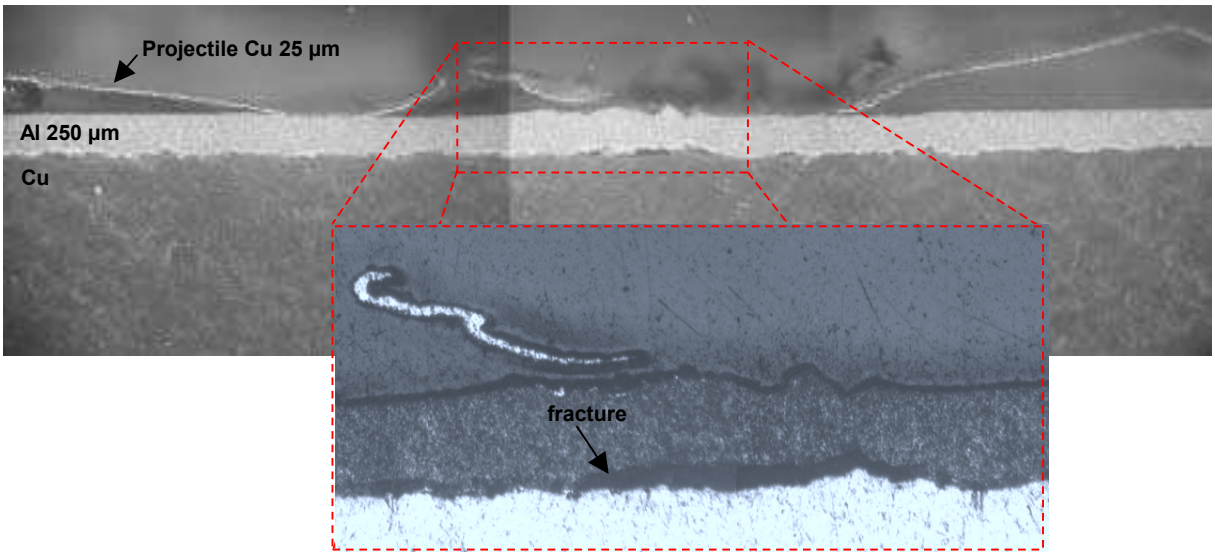


Figure 6.9 : *Vue en coupe d'un échantillon Al cold spray [a] 250 µm déposé sur Cu 5 mm. Impact sur Al avec une feuille de 25 µm de Cu, sur une surface de 4,5 mm de diamètre. Zoom de l'interface endommagée.*

Bien que moins net que sur la figure (*6.7*), la photo (*6.9*) montre l'interface fracturée sous la zone impactée. Ce résultat confirme les prédictions de l'étude analytique.

VI.1.1.6 Conclusions sur les tirs en face avant

L'étude analytique a permis d'isoler les cas favorables à la décohésion dans le cas des tirs réalisés côté revêtement plutôt que sur le substrat en configuration *LASAT* classique.

[k] M. Ducos, MD consultant route d'Uchaux, 84550 MORNAS, France

Un cas sur trois semble adapté ; le cas $Z_{revêtement} < Z_{substrat}$. L'amplitude de la traction à l'interface sera d'autant plus grande que l'écart d'impédance sera important. Elle ne pourra toutefois pas excéder deux fois l'amplitude initiale du choc. Les expériences réalisées confirment les prédictions de l'étude analytique malgré le rôle joué par le ruban double face. Le cas favorable a été confirmé au *LCD* sur un échantillon de type industriel, aluminium *400 µm* projeté par procédé « Cold spray » sur *5 mm* de cuivre.

La méthode du tir côté revêtement reste toutefois subordonnée à l'accessibilité du seuil d'adhérence par les sollicitations engendrées, qui dépend essentiellement de la source d'énergie utilisée.

Il a été également mis en évidence qu'un état de traction (*n° 7* sur la figure (*6.2*) et *n° 4* sur la figure (*6.4*)) évolue à l'intérieur du revêtement et peut, selon son intensité, endommager le revêtement avant l'interface. Ce phénomène se produit également lors des tirs en configuration *LASAT* classique où le tir est appliqué côté substrat.

Compte tenu de ces restrictions, la méthode de tir côté revêtement n'apporte qu'une solution partielle à l'essai d'adhérence sur substrats épais. Afin de contourner ces limitations, nous avons opté pour la méthode d'amplification des contraintes par la technique de désadaptation d'impédance.

VI.2 Méthode de la désadaptation d'impédance

Principe

Dans le cadre du projet *LASAT,* certains échantillons d'intérêt industriel présentent un niveau d'adhérence élevé ou des substrats d'épaisseur supérieure au millimètre. Appartenant à ces catégories, deux systèmes ont été soumis au procédé *LASAT* :

- le système *100 µm* chrome déposé electrolytiquement sur *7 mm* de cuivre (Z_A=Z_B).
- le système *150 µm* acier *XPT512*[I] déposé par projection thermique sur *5 mm* d'aluminium (Z_A>Z_B).

Ces échantillons ne présentent pas les caractéritiques requises pour être éprouvés par le côté revêtement ; ils appartiennent en effet au cas *n° 2* {VI.1-2-2}. De plus, en restant dans la configuration *LASAT* classique appliquée dans des conditions extrêmes de pression incidente, les tirs n'ont pas permis d'atteindre la décohésion interfaciale pour des épaisseurs respectant la demande industrielle.

[I] Fabrication Sulzer Metco, analyses de l'acier *XPT512* à la sonde EDS (Electron Diffusion Spectrometer) au *LMPM* : 5,5 % Al, 1,5 % Cr, 1 % Mn et 92 % Fe

La méthode d'amplification des contraintes par désadaptation d'impédance [VI.1,2] a donc été appliquée à ces systèmes afin d'estimer son potentiel à amplifier les contraintes de traction, comme Auroux *et al* [VI.1] l'avaient montré sur un substrat cuivre revêtu d'acier *Hastelloy X*.

Cette méthode consiste à apposer un matériau à basse impédance de choc (*MBI*) sur la cible à impacter (*fig. 6.10*) pour procurer un choc transmis plus intense et donc, a priori, des possibilités d'obtenir des contraintes de traction accrues.

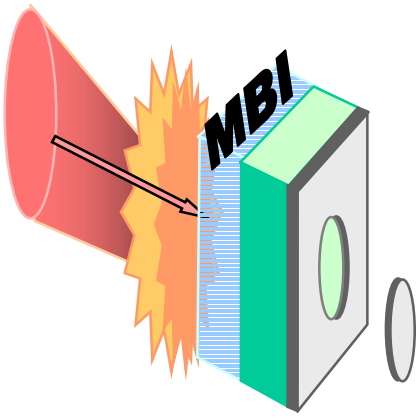


Figure 6.10 : *Ajout d'un matériau à basse impédance de choc MBI sur la face irradiée.*

Auroux avait appliqué cette technique avec une source laser délivrant *20 J* en *20 ns*. Le tir avait été effectué en régime confiné eau proche de *8 GW/cm²* sur le substrat. Les auteurs étaient parvenus à décoller une couche de cuivre de *36 µm* déposée électrolytiquement sur *800 µm* d'acier *Hastelloy X* (Désignation *AFNOR NC22FeD*) en ayant appliqué un *MBI* en téflon® de *50 µm* sur le substrat. Aucune décohésion n'avait été observée sur ce même type d'échantillon avec un substrat de *240 µm* sans l'utilisation du *MBI*.

Etude analytique

L'étude analytique porte sur le cas d'une cible de cuivre revêtue d'une couche de chrome [VI.3,4,5]. Les impédances de choc des matériaux mis en jeu sont pratiquement identiques. L'amplification révélée par l'étude sera donc uniquement due à la désadaptation d'impédance entre le *MBI* et la cible. L'étude analytique préliminaire aux expériences et basée sur les hypothèses du paragraphe {VI.1-2}.

L'étude analytique d'un choc d'amplitude P_1 appliqué sur un revêtement de chrome déposé sur du cuivre montre que l'état n°5 à l'interface substrat-revêtement est un état de traction (*fig. 6.11a-b*). La valeur de la contrainte P_5 atteint donc la valeur de la pression incidente P_1 car par hypothèse, l'amortissement est négligé.

En appliquant cette démarche sur une cible identique sur laquelle un matériau à basse impédance acoustique Z_{MBI} a été collé sur la face irradiée (côté chrome), l'état de traction à l'interface devient $P_{6'}$ *(fig. 6.11c-d)* :

$$P_{6'} = \frac{2P_1}{1+n} \quad \text{avec } n = \frac{Z_{MBI}}{Z} \qquad \text{[VI.2]}$$

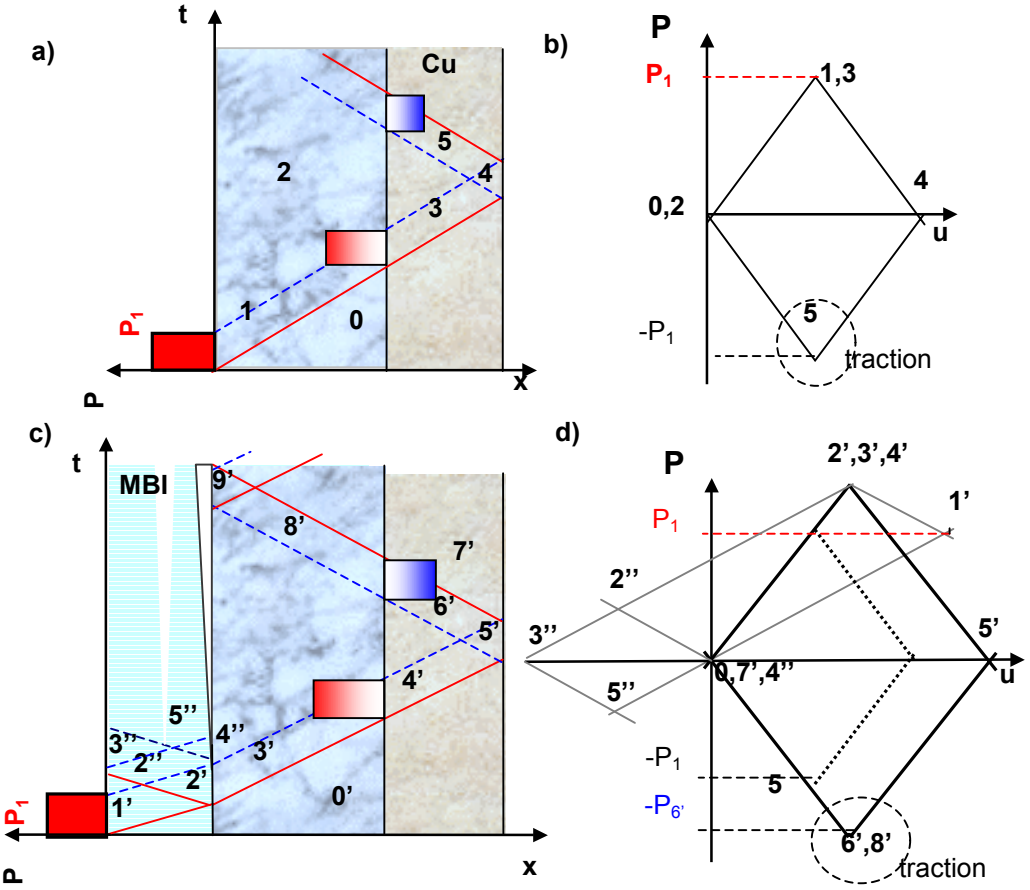


Figure 6.11 : a-b) *Diagrammes espace-temps (x-t) et Pression–vitesse matérielle (P-u), cible Cr-Cu.* ***c-d)*** *Diagramme (x-t) et (P-u) avec MBI côté impactée (Cr).*

L'expression [VI.2] montre que la contrainte de traction à l'état *6'* dépend du rapport des impédances acoustiques entre le *MBI* et son matériau contigu (*fig. 6.12*). Ainsi, pour un *MBI* d'impédance très faible, on aura une contrainte à l'interface deux fois supérieure à la pression de choc incidente. Cette contrainte devient égale à la pression incidente lorsque le rapport d'impédance *MBI* / cible vaut *1*, puis tend vers *0* lorsque l'impédance du *MBI* est très grande devant celle de la cible.

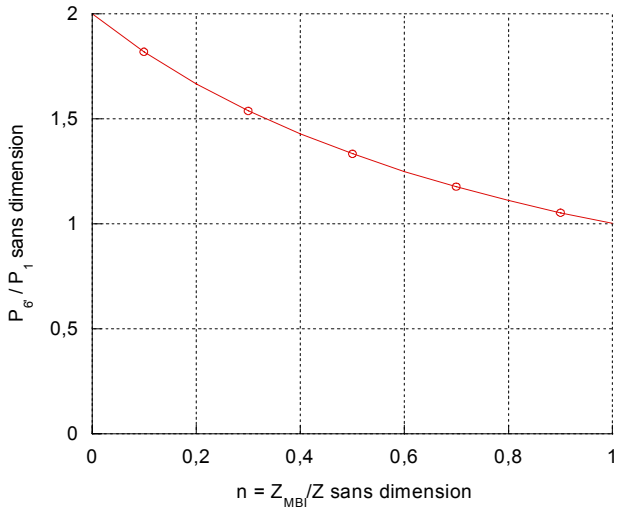


Figure 6.12 : *Evolution de la traction $P_{6'}$ à l'interface Cr/Cu par rapport à la pression incidente P_1 en fonction du rapport d'impédance n.*

Résultats expérimentaux

En vue de vérifier les mécanismes de la désadaptation d'impédance sur la source laser du *LULI,* la technique a été préalablement appliquée sur un échantillon d'aluminium *300 µm* revêtu de *100 µm* d'acier *XPT512*. Ces deux matériaux présentent des impédances acoustiques différentes. Deux cibles de conception identiques ont été préparées, l'une avec un *MBI* collé sur l'aluminium, l'autre laissée nue.

Les essais sans *MBI* montrent qu'il faut appliquer un flux supérieur à *330 GW/cm²* pour obtenir la décohésion alors qu'un flux de *295 GW/cm²* est suffisant pour le même système doté d'un *MBI* (**annexe VI.1**). Ces expériences confirment bien l'efficacité du *MBI* à amplifier des contraintes de traction pour des conditions d'irradiation équivalentes, pour une courte durée d'impulsion (*3 ns*). Par la suite, cette méthode a été appliquée au système chrome – cuivre, plus adhérent, deux matériaux d'impédances acoustiques voisines.

VI.2.1.1 Préparation des cibles

Le système retenu est un *MBI* en *PTFE* (polytétrafluoréthylène, plus couramment appelé *téflon®*), collé avec une résine d'impédance acoustique voisine de celle du *MBI*, sur un revêtement de chrome déposé électrolytiquement sur du cuivre. L'épaisseur de chrome est fixée à *100 µm*. Le choc est appliqué côté *MBI*.

Les échantillons exploités sont mesurés après chaque tir et les éventuelles variations d'épaisseur sont répercutées dans l'analyse et les simulations.

Dans le but de fixer l'épaisseur optimale du *MBI*, nous avons eu recours au code de simulation numérique *SHYLAC*. Le code calcule la contrainte de traction maximale à l'interface chrome-cuivre, pour chaque épaisseur de *MBI*, en incrémentant cette dernière (*fig. 6.13.b*). Cette contrainte maximale est optimale pour des épaisseurs de *MBI* comprises entre

30 et *60 µm* (*fig. 6.13c*), pour une impulsion de type *LALP* (paragraphe {II.2-3}) en vue d'étudier ce nouveau principe en utilisant une source laser modérée, modèle d'une source envisageable en environnement industriel.

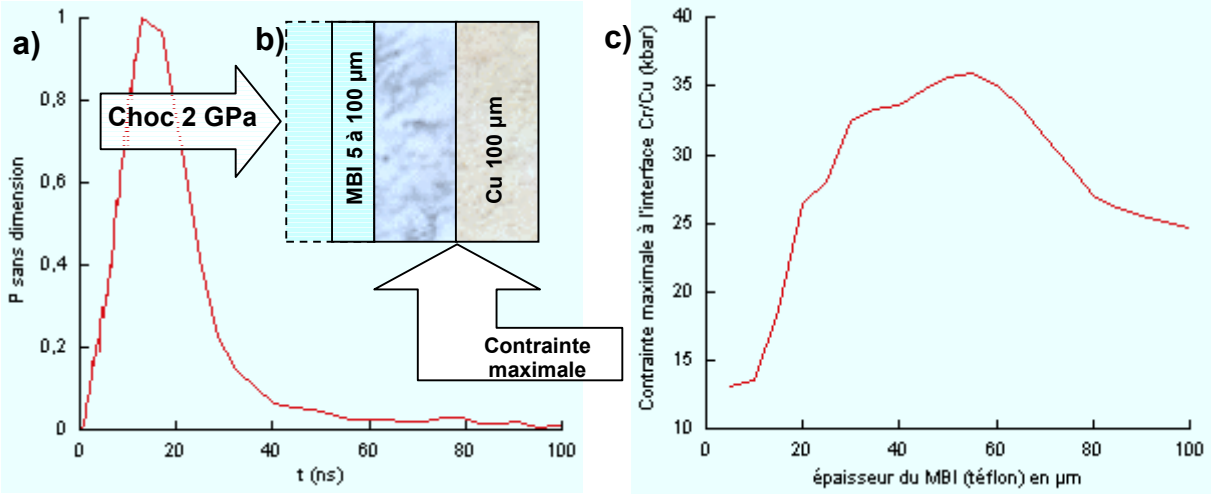


Figure 6.13 : a) *profil de pression LALP appliqué sur la cible, côté MBI.* ***b)*** *couches de la cible.* ***c)*** *évolution de la contrainte maximale en traction à l'interface Cr/Cu pour un choc incident de 2 GPa.*

Le téflon étant transparent à la longueur d'onde des lasers impulsionnels utilisés, une couche de peinture d'aluminium de *10* à *20 µm* a été déposée sur la face irradiée. Cette couche d'aluminium permet la création du choc selon les mécanismes de l'interaction laser-matière. Afin d'obtenir la même interaction laser – matière pour les deux types d'échantillons, avec et sans *MBI*, une couche d'aluminium a également été déposée coté chrome sans *MBI*.

VI.2.1.2 Avec et sans MBI : encadrement de seuil au LALP

Pour déterminer le seuil d'adhérence du couple chrome déposé électrolytiquement sur cuivre, nous avons effectué plusieurs tirs à énergie croissante sur des échantillons amincis, avec *MBI* (*40 µm MBI, 110 µm Cr* et *90 µm Cu*) et sans *MBI* (*Cr 110 µm, Cu 90 µm*). Nous avons utilisé le laser impulsionnel du *LALP* avec une tache focale de *2 mm*. Les vitesses matérielles de face arrière ont été enregistrées par le *VISAR*. Ainsi, pour les tirs encadrant le seuil de décohésion (*fig. 6.14a*), en utilisant *SHYLAC*, nous pouvons remonter, à la contrainte de traction ayant endommagé l'interface (*fig. 6.14b*).

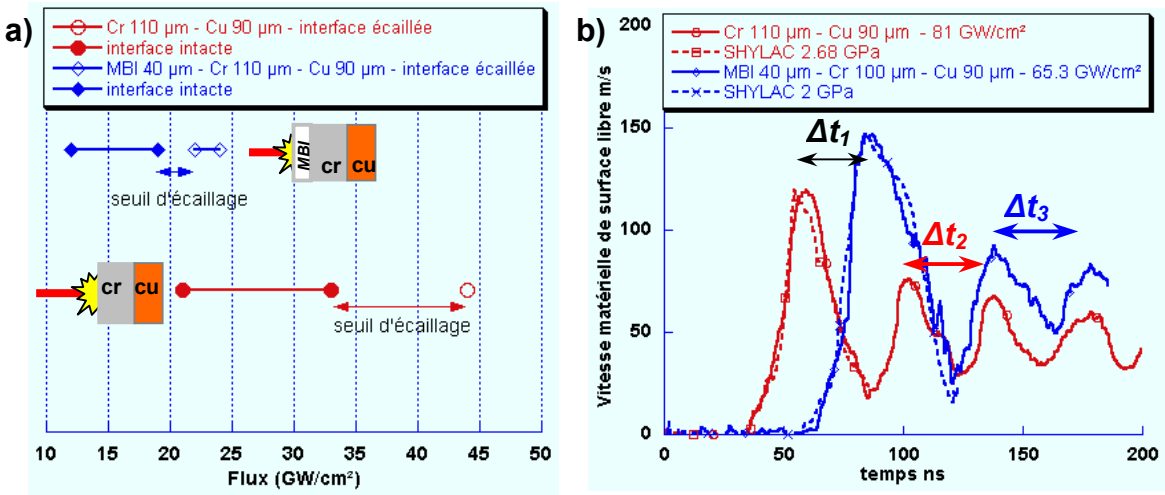


Figure 6.14 : a) *Encadrement des seuils de décohésion avec et sans MBI, cibles Cr 110 µm – Cu 90 µm.* ***b)*** *Evolution de la vitesse matérielle de surface libre en fonction du temps, expérimentale et numérique pour les tirs majorants le seuil de décohésion. Impulsion LALP*

La comparaison de signaux de vitesse matérielle (*fig. 6.14b*) montre bien l'amplification de la vitesse en face arrière. En effet, un tir à *65 GW/cm²* sur un échantillon pourvu d'un *MBI* engendre une vitesse plus élevée que pour un tir plus intense, à *81 GW/m²* sur un échantillon sans *MBI*, respectivement (*145 m/s* contre *120 m/s*). Le temps Δt_1 est le temps mis par le choc pour traverser le *MBI*. Les temps Δt_2 et Δt_3 sont les temps d'aller-retour des ondes dans la couche de cuivre séparée de la couche de chrome. Ces temps sont reliés à la vitesse moyenne des ondes et à l'épaisseur des zones traversées.

Par l'interprétation des débouchés du choc en face arrière, liés aux aller-retours des ondes dans les couches de la cible, ces signaux ont permis de diagnostiquer la rupture de l'interface entre le chrome et le cuivre. Lorsque l'écaillage est confirmé, le tir est marqué par une forme évidée en face du flux correspondant sur la figure (*6.14a*). Cette méthode permet d'encadrer le seuil de rupture de l'interface en flux laser et, par l'intermédiaire de la simulation numérique, en contrainte de traction.

Par la méthode de simulation numérique des signaux expérimentaux, appliquée sur la figure (*6.14b*), le seuil d'adhérence a pu être encadré entre *1,1* et *1,8 GPa* au niveau de l'interface. En recoupant ces résultats avec d'autres expériences sur le même type d'échantillons mais avec des épaisseurs sensiblement différentes, nous avons estimé le seuil d'adhérence largement supérieur à *1,1 GPa* et sensiblement inférieur à *1,7 GPa*. La figure (*6.15*) montre une observation post mortem d'un échantillon sans *MBI* irradié avec un flux laser au dessus du seuil d'écaillage.

Figure 6.15 : *Vue en coupe de l'échantillon* LALP0602 crcu2-2s25. *Le tir est porté côté chrome. Diamètre de la tache focale de 2 mm, matérialisée par un trait rouge. Flux incident 81 GW/cm². La fracture est quasi adhésive.*

Etude numérique

En vue d'évaluer les bénéfices apportés par cette méthode, des simulations numériques ont été effectuées avec *SHYLAC* et *RADIOSS*. Ces simulations tiennent compte de l'amortissement hydrodynamique et des effets élasto-plastiques.
La propagation d'un choc d'intensité fixée à travers une cible avec *MBI* en téflon est simulée pour plusieurs épaisseurs de couches. L'épaisseur du *MBI* est fixée à *40 µm*, celle du chrome à *110 µm* et l'épaisseur de cuivre variant de *50 µm* à *900 µm* par pas de *10 µm*.
A chaque incrément de l'épaisseur de cuivre , la contrainte de traction maximale à l'interface chrome-cuivre est calculée. L'évolution de cette contrainte en fonction de l'épaisseur de cuivre est illustrée sur la figure (*6.16*).

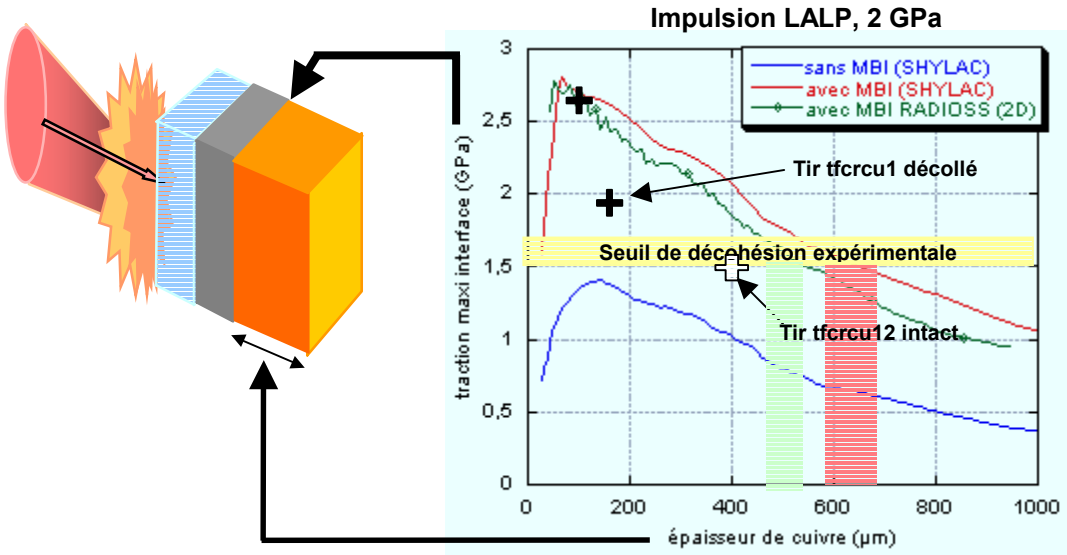


Figure 6.16 : *Evolution de la contrainte de traction maximale à l'interface Cr-Cu, en fonction de l'épaisseur de Cu, pour des cibles avec et sans MBI, pour une pression incidente de 2 GPa (impulsion LALP). Le seuil déduit des expériences est situé autour de 1,6 GPa. Trois points expérimentaux sont figurés.*

Commentaires et discussion

VI.2.1.3 Simulation numérique

En ajustant la vitesse matérielle calculée par *SHYLAC* avec celle mesurée expérimentalement, la contrainte maximale à l'interface peut être estimée. Pour les tirs illustrés sur la figure (*6.14b*), les contraintes de traction maximale, calculées à l'interface chrome – cuivre, qui auraient traversé l'interface si cette dernière n'avait pas cédé, sont respectivement *2,6 GPa* avec *MBI* et *1,7 GPa* sans *MBI*. Les pressions incidentes correspondantes sont respectivement de *2 GPa* et *2,6 GPa*. Dans les conditions de ces deux tirs, avec *20 %* d'énergie en moins, la technique du *MBI* fournit *50 %* de contrainte de traction supplémentaire.

L'étude numérique du paragraphe (*VI.2-4*) permet de déduire les épaisseurs de couche de cuivre permettant la décohésion de *110 µm* de chrome, par la méthode *MBI*, pour un profil de pression donné (*LALP*, *2 GPa*). Ainsi, pour un seuil expérimental compris entre *1,5 GPa* et *1,7 GPa*, l'épaisseur de la couche de cuivre composant l'échantillon éprouvette serait comprise entre *700 µm* et *800 µm*.
De tels échantillons ont été préparés puis impactés à des flux voisins puis supérieurs, sans obtenir de décohésion. Trois tirs présentant des pressions incidentes voisines sont représentés sur la figure (*6.16*). Leurs caractéristiques sont synthétisées dans le tableau (*6.1*) :

Echantillon	épaissseur Cu	References tir	Flux laser (GW/cm²)	Pression incidente GPa	Traction max à l'interface (GPa)
MBI 40 µm Cr 110 µm	Cu 90 µm	tfcrcu2	65	2,0	2,6
	Cu 170 µm	tfcrcu1	56	1,91	2,4
	Cu 400 µm	tfcrcu12	73	1,7	1,5

Tableau 6.1 : *Récapitulatif des tirs présentés sur la figure 6.18. Taches focales voisines de 2 mm. Impulsion LALP.*

Les tirs *tfcrcu2* et *tfcrcu1* donnent bien les résultats escomptés. L'interface ayant été fracturée, les épaisseurs (*90 et 170 µm*) sont bien sous la courbe rouge et les contraintes de traction maximales à l'interface calculées par la simulation numérique correspondant à ces expériences sont bien au dessus du seuil expérimental voisin de *1,6 GPa*.
Le troisième tir ne répond pas à ce qu'annonçait l'étude numérique. Dans un premier temps, nous avons incriminé les effets bidimensionnels amortissant le choc. Nous avons donc repris les simulations avec le code *RADIOSS*. La courbe est tracée en vert sur la figure (*6.16*). La prise en compte des effets bidimensionnels réduit effectivement l'épaisseur accessible de la couche de cuivre, de plus de *700 µm* à environ *600 µm*. Les tirs *tfcrcu2* et *tfcrcu1* restent bien en dessous de la courbe verte et au dessus du seuil de décohésion. Toutefois, le tir *tfcrcu12*, était attendu au dessus du seuil d'endommagement. Nous ne sommes pas parvenu à obtenir la décohésion sur l'échantillon comportant une couche de cuivre de *400 µm*, déjà en dessous des prévisions numériques.

L'épaisseur des cibles accessibles par cette technique reste inférieure au millimètre. Ces bénéfices ne répondent toujours pas aux objectifs des partenaires industriels. De plus, la préparation des cibles avec *MBI* est délicate et la poursuite dans cette voie ne serait intéressante que si le gain sur l'épaisseur du substrat dépassait l'échelle millimétrique. Cette technique reste cependant intéressante au niveau laboratoire pour obtenir un seuil sur des systèmes fortement adhérents. Nous avons donc évalué une autre méthode qui permettrait de repousser l'épaisseur au delà du millimètre.

VI.3 Impact de plaque

La version classique du procédé *LASAT* ainsi que la méthode du *MBI* n'ont pas permis d'éprouver des échantillons d'épaisseur supérieures au millimètre. En effet, la détente consécutive à la pression de choc incidente rattrape le front de choc et le processus d'amortissement hydrodynamique s'amorce dès les premiers instants (chapitre {II.3-4-1}). En ayant recours à des énergies incidentes trop élevées, l'échantillon présenterait des zones de fusion profondes. Pour pallier ces limitations, une solution envisagée consiste à augmenter le temps de maintien du choc. Ceci est réalisable par l'impact d'une feuille accélérée par irradiation laser (canon laser). Le choc ainsi produit équivaut en première approximation à un créneau de pression dont la durée correspond au temps d'aller-retour dans le projectile (environ *70 ns* pour un projectile en aluminium d 'épaisseur *200 µm*). De plus, cette technique est applicable aux cibles présentant un substrat transparent. Du choix de la nature

et de l'épaisseur du projectile dépendra la contrainte de traction disponible à l'interface substrat – revêtement.

Historique

La technique de l'impact de plaque consiste à accélérer une feuille métallique d'épaisseur connue afin d'en faire un projectile venant impacter la cible. L'envol de plaques accélérées par laser offre de nouveaux horizons aux expériences d'impacts. En effet, les lasers impulsionnels permettent d'accélérer en un temps très court, des projectiles de quelques dizaines à quelques centaines de *µm* d'épaisseur dont les vitesses d'envol peuvent atteindre plusieurs *km/s*. Ces vitesses n'étaient pas accessibles avec les canons conventionnels (à gaz ou électrique).

Des sollicitations extrêmes découlent des impacts à vitesses très élevées. La vitesse record de *38* $^{\pm 6}$ *km/s* (publiée à ce jour) a été atteinte par un projectile d'aluminium d'épaisseur *6 µm* [VI.6]. L'impulsion utilisée, de *0,6 ns* à *1,06 µm* de longueur d'onde délivrait un flux incident de 5.10^{13} *W/cm²* sur une tache focale de *240 µm*. Cette vitesse d'envol avait été mesurée avec la technique de la cible à double marche par caméra à balayage de fente.
Depuis, le *VISAR* permet des mesures avec une meilleure précision de la vitesse d'envol, expérimentée jusqu'à *30,3 km/s* pour un projectile de *10 µm* d'aluminium propulsé par une impulsion laser de *480 J*, *1 ns* et de longueur d'onde *1053 nm* [VI.7]. La distance d'envol, *30 µm* reste modeste et la planéité de l'envol n'a pas été évaluée. L'installation *GEKKO/HIPER* de l'Université d'Osaka a été utilisée pour accélérer des projectiles tri-couche à désadaptation d'impédance aluminium-polyamide-tantale d'épaisseur *8 µm* [VI.8]. Ces expériences ont conduit à des vitesses d'envol atteignant *23,6 km/s* avec une planéité acceptable sur l'étendue de la zone irradiée (*600 µm*) et pour une distance d'envol de *180 µm*. L'énergie mise en jeu lors de ce tir s'élevait à *1031 J* pour une durée d'impulsion à mi-hauteur de *2,5 ns* et une longueur d'onde de *351 nm*.
L'utilisation de systèmes *VISAR* a également permis des mesures de vitesses d'envol pour des projectiles de *10 µm* d'aluminium, 5 *µm* de platine et *10 µm* d'or en irradiation directe avec une impulsion de *9 ns* pour des flux allant de *20* à *350* GW/cm^2 [VI.9,10]. Les vitesses maximales d'envol stabilisées ont été obtenues avec l'aluminium. Elles atteignaient *9 km/s* pour un flux incident de *280* GW/cm^2.

L'irradiation directe procure de grandes vitesses à haut flux sur des projectiles de faible épaisseur (< *10 µm*). Envisager de recourir à ce principe pour l'application industrielle de l'essai *LASAT* impose l'utilisation de laser de plus petite échelle (*LALP, LCD*) et l'accélération de projectiles plus épais. Ainsi, l'accélération de feuilles métalliques minces en interaction confinée eau paraît indiquée. Avec ce mode d'interaction, sans forcément impliquer des vitesses astronomiques, l'impact de plaque a offert des possibilités dans l'étude de l'endommagement des matériaux [VI.11,12,13] et la détermination de la polaire de choc de matériaux transparents aux lasers impulsionnels, tels que l'eau ou les polymères[VI.14,15]. Par la modulation des temps de maintien et des pressions de choc offertes par cette

méthode, le changement de phase des matériaux métalliques ou transparents sous choc[VI.16,17] a également été étudié. Les vitesses des projectiles accélérés par choc laser, atteignant *10 km/s*, ont servi de référence à l'étude d'impacts de micro météorites sur des structures aérospatiales [VI.18]. Les lasers impulsionnels guidés par fibre optiques ont rendu possible l'accélération des projectiles à distance. Ce procédé a fait l'objet du développement d'un Initiateur Opto-Détonant à Elément Projeté (*IODEP*) par le *CEA* à la fin des années 90 [VI.19] utilisé pour l'amorçage d'explosifs. L'impact de plaque a également permis l'étude de la densification des matériaux métalliques à base de poudre [IV.26].
Cette méthode a été appliquée aux essais d'adhérence dès le début des années 80 [I.35], à l'aide de canons électriques. Le projectile était une feuille d'aluminium d'un millimètre d'épaisseur projetée à *52 m/s*. Les pressions de choc ainsi générées atteignaient environ *0,1 GPa*, maintenues pendant près de *400 ns*. Les systèmes étudiés, dépôts par évaporation de sélénium sur du polycarbonate ou du pyrex®, étaient faiblement adhérents.
En outre, cette technique n'émet pas de zone de fusion et pourrait être applicable aux échantillons de type polymères.

Afin d'optimiser le procédé *LASAT*, les potentiels prometteurs liés à la méthode d'impact de plaque ont été étudiés analytiquement, numériquement et expérimentalement.

Principe

En vue de confronter le potentiel de la technique d'impact de plaque avec celui de l'irradiation en régime confiné eau, la figure (*6.17*) propose un relevé des contraintes à différentes abscisses à l'intérieur d'une cible d'aluminium de *2 mm* d'épaisseur. Cette simulation numérique est réalisée avec *SHYLAC*. Pour l'irradiation confinée, le choc induit correspond aux conditions d'irradiation du *LCD* (*20 Joules, 25 ns*) sur une tache focale de *4 mm* de diamètre. Les mêmes conditions permettent d'accélérer un projectile d'aluminium de *100 µm* d'épaisseur à *900 m/s*.

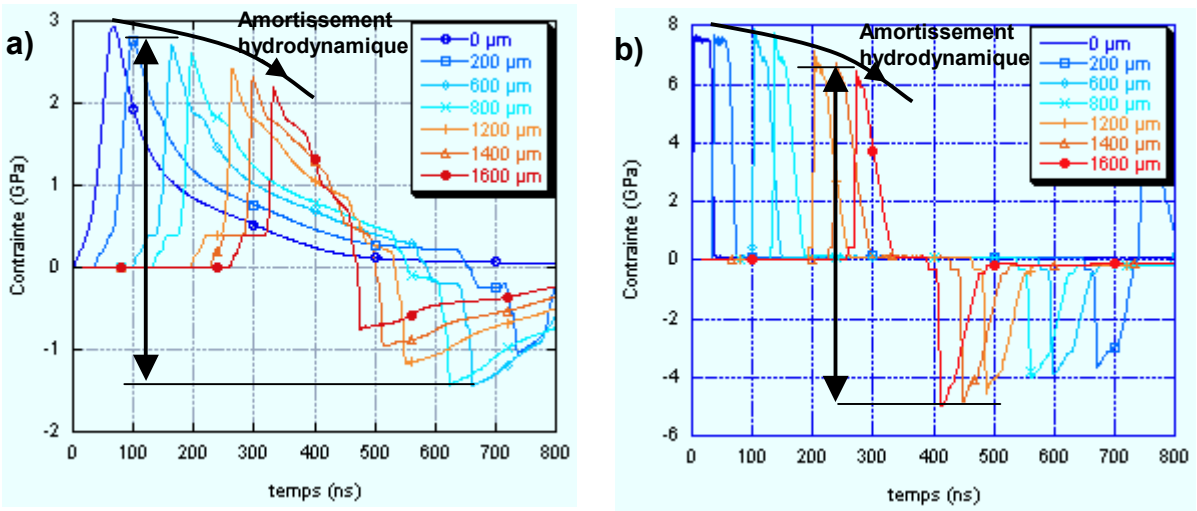


Figure 6.17 : *Evolution d'un choc induit dans une cible d'aluminium de 2 mm d'épaisseur par* ***a)*** *irradiation confinée eau 20 J, 25 ns* ***b)*** *impact de plaque 100 µm d'aluminium accélérée à 900 m/s avec la même irradiation que a).*

A irradiation égale, la simulation numérique montre que la technique d'impact de plaque procure des contraintes nettement supérieures à celles obtenues en irradiation confinée. De plus, l'amortissement hydrodynamique est moins prononcé dans le cas de la simulation de l'impact de plaque car le profil de pression incidente présente un plateau plutôt qu'un pic et mène donc à une traction supérieure.

Afin de repousser les limitations du procédé *LASAT* dues à l'irradiation laser directe du substrat, une solution envisagée consiste à augmenter le temps de maintien de la pression maximale de choc en utilisant comme générateur de choc un projectile accéléré par le laser [VI.20] (*fig. 6.18*). Outre le temps de maintien, il est possible de contrôler la pression générée à l'impact en modulant la vitesse d'impact ou la désadaptation d'impédance projectile/cible. Cette méthode permet également de jouer sur l'abscisse à laquelle la détente incidente croisera la détente réfléchie et, par conséquent, l'endroit où sera sollicitée en traction la cible. Choisir cet endroit proche de l'interface évitera de provoquer l'endommagement à l'intérieur du revêtement. Quatre configurations sont présentées (*fig. 6.19*) :

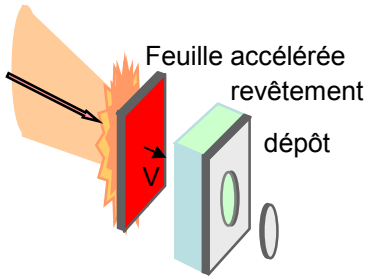


Figure 6.18 : *illustration de l'impact de plaque appliqué au procédé LASAT.*

- Une courte durée T_J d'application du choc incident aura pour conséquence un amortissement plus rapide du front de choc. La tête du faisceau de détente rattrape le choc dans le substrat et l'amortit (*fig. 6.19a*).
- Lorsque la durée d'application du choc est augmentée, la détente incidente va croiser la détente due à la réflexion du choc dans le revêtement et mettre celui-ci en traction, ce qui n'est pas souhaitable (*fig. 6.19b*).
- Pour une durée de maintien encore plus longue, l'atténuation n'intervient pas et la détente réfléchie rencontre la détente incidente, lieu de naissance de la contrainte de traction. Cette contrainte de traction peut avoir lieu dans le substrat (*fig. 19d*), au voisinage de l'interface (*fig. 19c*), ce qui sera la configuration idéale pour réaliser l'essai d'adhérence.

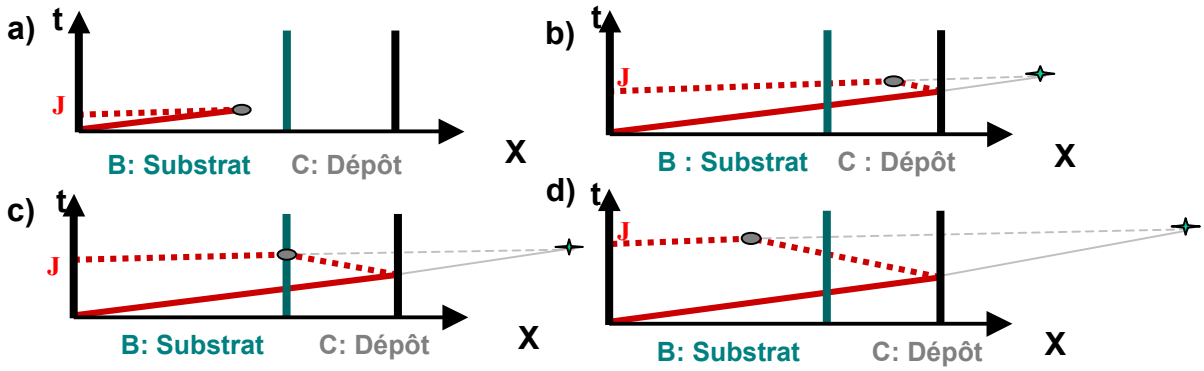


Figure 6.19 : *Diagramme espace temps pour des cibles substrat – revêtement supportant des chocs avec différents temps de maintien J.*

Le profil de pression générée lors de l'impact dépendra essentiellement de la vitesse d'envol. Il est donc important de bien connaître la vitesse d'envol du projectile ainsi que la planéité de l'impact. Pour cela, il convient d'utiliser des modèles adéquats permettant de prédire cette vitesse pour un flux incident et un projectile (matériau et épaisseur) donnés.

Les modèles de calcul de la vitesse d'envol stabilisée

VI.3.1.1 Modèles d'envol de plaque

❑ Dans le cas d'une irradiation en régime confiné, Fabbro *et al* [II.13] ont également défini un coefficient d'efficacité α qui s'identifie la proportion d'énergie incidente E_i dédiée à l'énergie thermique. Le reste de l'énergie incidente $(1-\alpha)E_i$ est impliquée dans l'ionisation du milieu de confinement. L'énergie consommée pour la mise en pression provient de l'énergie thermique αE_i. Le milieu de confinement confère une augmentation de pression, notée $P(\tau)$, qui dépend des impédances de choc du confinement et du matériau irradié, pour une durée d'impulsion à mi hauteur τ donnée :

$$P(\tau) = \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3} I_0 Z} \qquad \text{[VI.3]}$$

Avec I_0 le flux incident, Z l'impédance acoustique réduite :

$$1/Z = 1/Z_{confinement} + 1/Z_{projectile} \qquad \text{[VI.4]}$$

En admettant l'hypothèse d'un refroidissement adiabatique du plasma, la détente suivant le pic de pression incidente est lente, ce qui va procurer une poussée continue qui s'exerce sur la cible (*fig. 2.4.a*). Cette poussée participe de manière non négligeable à la mise en vitesse du projectile, ce que l'auteur désigne sous le non d'effet « *balle de fusil* » (*fig. 6.30*).

❑ Lawrence et Trott [VI.21] ont établi un modèle d'envol de plaque en interaction confinée reposant sur deux hypothèses simples :

- Le milieu de confinement est supposé parfaitement rigide (silice).
- La vitesse matérielle V croît de manière linéaire dans le projectile vaporisé et se stabilise dans le projectile solide pour atteindre la vitesse d'envol.

Ce modèle repose sur la conservation de l'énergie :

$$\rho x_{vap} E_G = \frac{\rho}{2}(e_{A0} - x_{vap})V^2 + \frac{\rho}{2}\int_0^{X_{vap}} \left(V \frac{x}{x_{vap}} \right)^2 dx \qquad \text{[VI.5]}$$

avec :

- x_{vap} la profondeur maximale en phase vapeur dans la cible : $x_{vap} = \frac{\dot{m}\tau}{\rho}$ où τ est la durée d'impulsion laser et $\dot{m}$ le taux de vaporisation.

$$\dot{m} = \frac{(1 - R_{int})I_{laser} - \phi_{cond}}{\Delta H_{vap} + \frac{N_{avogadro}}{A}(I_1 + 3kT)}$$ où R_{int} est la réflectivité intégré en *%*, I_1 l'énergie de première ionisation en *eV*, H_{vap} l'enthalpie de vaporisation en *J/g*, *A* la masse molaire en *g/mol*, *k* la constante de Boltzman en *J/K*, *T* la température en *K*, $N_{avogadro}$ le nombre d'Avogadro en mol^{-1} et Φ_{cond} le flux de conduction thermique en W/cm^2 s'exprimant de la manière suivante :

$$\Phi_{cond} = \sqrt{\frac{4\lambda\rho C_P (T_{vap} - T_{ini})}{\pi.\tau}}$$ avec λ la conductivité thermique en $W.cm^{-1}.K^{-1}$ et C_P la chaleur spécifique massique à température constante en $J.g^{-1}.K^{-1}$.

- e_{A0}, l'épaisseur totale du projectile, *V* la vitesse d'envol, et E_G l'énergie de Gurney.

Dans le cas où l'épaisseur de projectile vaporisé x_{vap} est négligeable devant l'épaisseur totale du projectile e_{A0} et que la fluence (*J/m²*) est nettement supérieure à la fluence seuil de vaporisation, le rendement hydrodynamique *f* devient très proche de *(1-r)*, ce qui simplifie le modèle de Lawrence et Trott par l'expression [VI.5]. La vitesse peut donc s'exprimer :

$$V = \sqrt{\frac{3E_G}{\frac{3e_{A0}}{2x_{vap}} - 1}} \approx \sqrt{\frac{2(1-r)F_{laser}}{\rho.e_{A0}}} \qquad \text{[VI.6]}$$

avec *r* les pertes d'énergie photonique (sans dimension) et F_{laser} la densité surfacique d'énergie incidente en *J/cm².*

L'énergie de Gurney E_G se calcule de la manière suivante :

$$E_G = \frac{1}{x_{vap}}\left[\frac{(1-r)F_{laser}}{\rho} - \Delta H_{vap}\left(\frac{1}{\rho\mu_{eff}} + x_{vap}\right)\right] \qquad \text{[VI.7]}$$

Avec $\mu_{eff} = \frac{\mu_{abs}}{1 + K\mu_{abs}\rho\sqrt{a\tau}}$ absorption massive effective [VI.8]

Et $x_{vap} = \frac{1}{\rho\mu_{eff}}\ln\left[\frac{\mu_{eff}(1-r)F_{laser}}{\Delta H_{vap}}\right]$ épaisseur du projectile vaporisé [VI.9]

Dans l'expression [VI.5], *r* est déduit expérimentalement. Le modèle peut être utilisé simplement à partir de paramètres d'entrée facilement accessibles, soit par l'expérience, soit depuis des données bibliographiques. Les valeurs des coefficients utilisés dans les équations du modèle du Lawrence et Trott, pour l'aluminium, sont précisées dans le tableau (*6.2*) :

Nom	Symbole	Unités	Valeur
Masse volumique	ρ	g/cm^3	2.7
Enthalpie de décomposition	ΔH_{vap}	KJ/g	12
Diffusivité thermique	a	cm^2/s	0.8
Coefficient d'absorption	μ_a	cm^2/g	$4,4.10^5$
Constante d'absorption	K	sans	0.2533
Perte d'énergie	r	sans	0.6

Tableau 6.2 : *Valeurs des coefficients utilisés dans le modèle de Lawrence et Trott pour l'aluminium.*

A partir de ces données, le modèle permet de déterminer la vitesse d'envol stabilisée en fonction du flux incident ou encore de l'épaisseur du matériau.

❑ Brisset [VI.20] a étudié le rendement énergétique *f* de la mise en vitesse par laser pulsé, de cibles métalliques en irradiation confinée. L'impulsion utilisée était de durée *8 ns*, de longueur d'onde $\lambda=1,06\ \mu m$ avec des flux inférieurs à $6\ GW/cm^2$ répartis sur une tache focale de diamètre *1 mm*. Ce rendement s'exprime comme le rapport de l'énergie cinétique déduite avec la vitesse mesurée sur l'énergie laser incidente :

$$f = \frac{Ec_{Cible}}{E_{Laser}} = \frac{\frac{1}{2}\rho_{projectile}\, x_{projectile}\, V^2}{E_{laser}} \qquad [VI.10]$$

Pour améliorer le rendement, Brisset utilise des projectiles tri couches. Une première couche s'identifie au milieu de confinement, *3 mm* de silice. La seconde couche, d'épaisseur comprise entre *0,15* et *2 µm*, autorise la meilleure interaction laser – matière pendant l'ablation. Plusieurs matériaux avaient été sélectionnés. Les meilleurs rendements étaient obtenus, par ordre d'efficacité, sur l'arséniure d'indium puis le germanium, le carbone, le zirconium, l'hafnium, le titane et enfin l'aluminium. Une troisième couche, *0,5 µm* d'alumine, crée un écran thermique qui protège le matériau de la fusion. Enfin, le projectile lui-même, représente environ *7 µm* d'aluminium. Brisset avait noté le rôle important de la réflectivité qui intervient dans l'efficacité de l'interaction laser - matière.
La réflectivité est l'énergie diffusée lors de l'interaction laser - matière. Au début de l'irradiation, une grande partie de l'énergie est absorbée, peu est diffusée. Ensuite, la surface irradiée change de phase et la partie d'énergie diffusée augmente, la réflectivité se dégrade.
Brisset a montré que cette réflectivité est fonction du matériau ablaté et du flux laser incident. Par exemple, pour l'aluminium, la réflectivité passe de *19 %* pour une fluence de $20\ J/cm^2$ à *11 %* pour une fluence de $30\ J/cm^2$. Le rendement de l'interaction en sera donc affecté. Il montre que dans le cas d'un projectile en aluminium de *6,5 µm*, le rendement hydrodynamique *f*, tout comme le coefficient d'absorption α défini par Fabbro, est maximal pour une fluence de $30\ J/cm^2$ puis décroît au delà. Les résultats qu'il obtient restent relativement en bon accord avec le modèle de Lawrence et Trott .

❑ Berthe [II.8] a exploré les mécanismes de claquage en confinement eau en déterminant définitivement l'influence des paramètres de la source laser sur le flux transmis. Ainsi, les lasers dotés d'une courte longueur d'onde (*355 nm*) réduisent les flux correspondant au seuil

de claquage. Les pressions maximales accessibles s'en trouveront diminuées (*3,5 GPa*). En revanche, pour des longueurs d'ondes plus élevées (*1064 nm*), le seuil de claquage dans l'eau est augmenté ainsi que la pression d'ablation correspondante (*5 GPa*). Berthe montre également que les impulsions longues (*10 ns*) favorisent le claquage par rapport aux impulsions courtes (*0,6 ns*). Les niveaux de pression accessibles s'en trouvent dégradés (*6 GPa* en *10 ns* contre *10 GPa* en *0,6 ns*). Une étude numérique concernant le coefficient d'efficacité mécanique α montre qu'il serait compris entre *0,5* et *0,6* pour une gamme de flux laser incident s'étendant de *1* à *10 GW/cm²*. Il est toutefois supérieur à celui constaté expérimentalement (*0,2* à *0,3*). L'auteur présume que la différence est probablement due aux pertes par conduction thermique, plastification et autres pertes énergétiques. Ceci remet alors en cause l'hypothèse selon laquelle toute l'énergie laser incidente est absorbée par le plasma (expression [VI.3]). Il exprime alors l'intensité absorbé I_0 comme une fraction de l'intensité incidente I_{inc} :

$$I_0 = A_P . I_{inc} \qquad [VI.11]$$

Où A_P représente l'absorption moyenne et vaut environ *70 %*.

❑ Sollier [IV.33] reprend les mêmes conditions expérimentales que Berthe. Il adopte également sa dernière hypothèse [VI.11] et développe un code numérique auto-consistant (*ACCIC*) décrivant l'interaction laser matière en régime confiné eau. Cette description permet de déterminer le coefficient α en fonction du flux incident, des caractéristiques de la source laser et des matériaux projectile et confinement. La comparaison avec les résultats expérimentaux de Brisset montre que dans le cas précis de cibles d'aluminium en tir confiné verre le rendement hydrodynamique *f* et le coefficient α sont proches de 0,4 pour des flux supérieurs à *3 GW/cm²* (*fig. 6.20*).

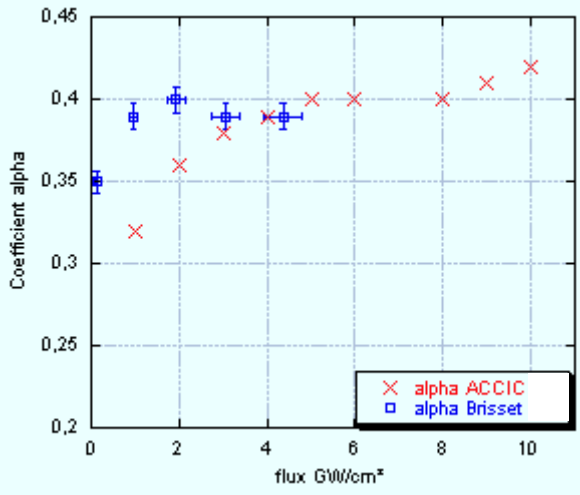


Figure 6.20 : *Comparaison du coefficient α calculé avec ACCIC [IV.33] et déduit de l'expérience [VI.20] avec l'impulsion du LALP*

VI.3.1.2 Calibrage expérimental de l'envol de plaque

Les modèles précédents permettent d'estimer la vitesse d'envol d'un projectile pour une énergie incidente donnée. Cette vitesse fixe la pression induite dans la cible au moment de l'impact. Il importe donc une validation des modèles présentés pour nos conditions expérimentales ainsi qu'une étude des performances accessibles avec nos installations laser. Pour cela, des expériences avec un diagnostic *VISAR* ont été menées. Le *VISAR* mesure ainsi la vitesse du projectile à travers la cible transparente, depuis le décollage jusqu'à l'impact, avec une précision couramment admise de *2 %*.

- Résultats expérimentaux

Plusieurs cibles de matériaux et d'épaisseurs différents ont fait l'objet de mesures *VISAR*. La figure (*6.21a*) montre l'évolution de la vitesse d'envol de projectiles en aluminium d'épaisseur allant de *50 µm* à *500 µm*, pour des tirs confiné eau avec le laser impulsionnel du *LCD*. Les flux laser incidents pour chaque tir sont voisins de *6* $^{\pm 1}$ *GW/cm²*. La figure (*6.21b*) présente l'évolution des vitesses d'envol pour un projectile de *100 µm* d'aluminium pour différents flux incidents. La figure (*6.21c*) illustre la vitesse d'envol à flux proche de *6* $^{\pm 0,3}$ *GW/cm²* et à épaisseur de projectile fixée à *50 µm*, pour les matériaux Al, Cu et Ta.

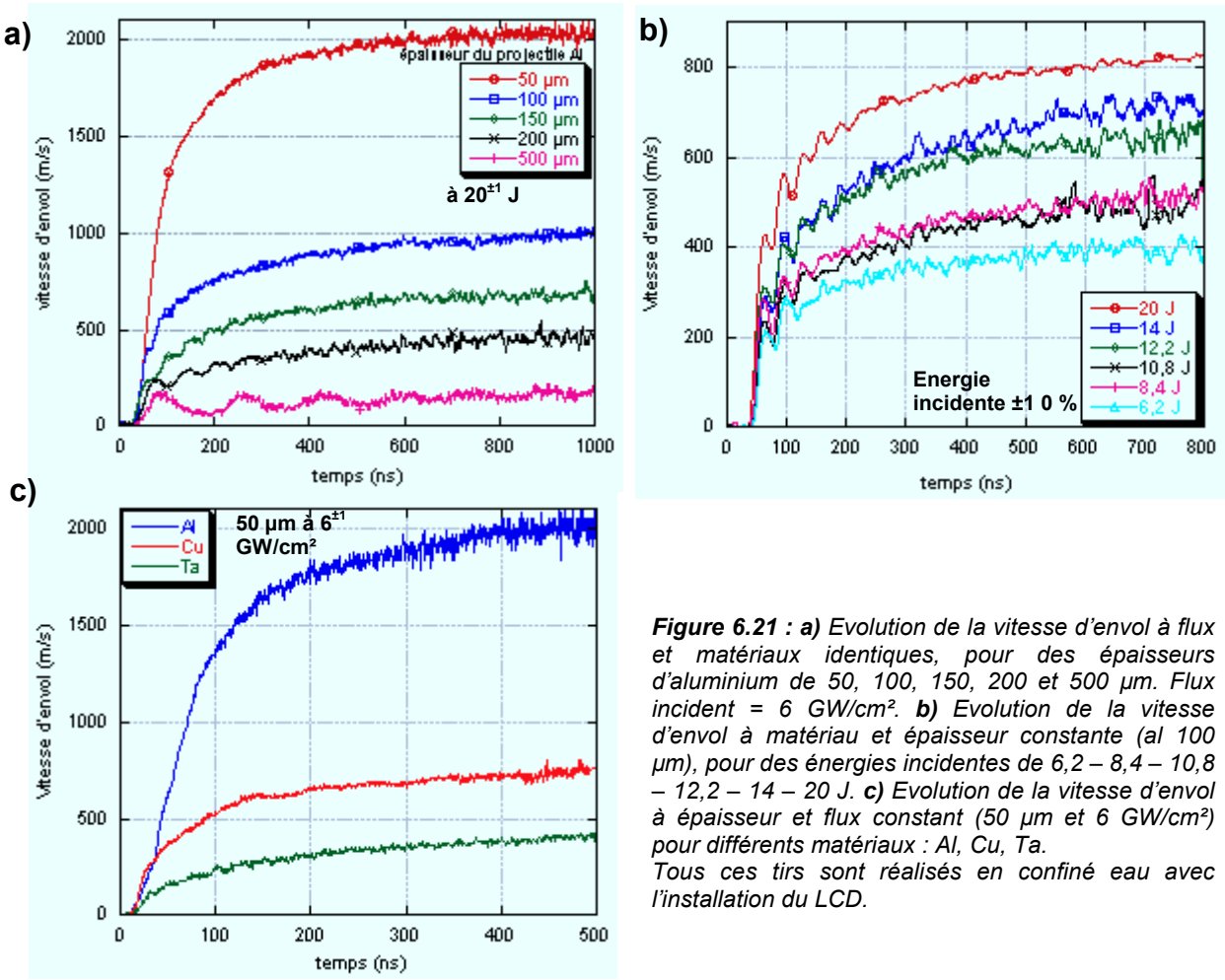


Figure 6.21 : a) *Evolution de la vitesse d'envol à flux et matériaux identiques, pour des épaisseurs d'aluminium de 50, 100, 150, 200 et 500 µm. Flux incident = 6 GW/cm². **b)** Evolution de la vitesse d'envol à matériau et épaisseur constante (al 100 µm), pour des énergies incidentes de 6,2 – 8,4 – 10,8 – 12,2 – 14 – 20 J. **c)** Evolution de la vitesse d'envol à épaisseur et flux constant (50 µm et 6 GW/cm²) pour différents matériaux : Al, Cu, Ta.*
Tous ces tirs sont réalisés en confiné eau avec l'installation du LCD.

Les résultats expérimentaux obtenus sur l'aluminium, le cuivre et le tantale pour diverses épaisseurs sont récapitulés dans le tableau (*6.3*) :

Matériau	Epaisseur	Energie (J)	Vitesse maximale (m/s)	Epaisseur entretoise (mm)
Al	**50µm**	**20**	**2200**	**2.4**
	100µm	**21**	**1000**	**1.1**
	150µm	**21**	**700**	**0.8**
	200µm	**20**	**500**	**0.5**
	500µm	**20**	**200**	**0.2**
Cu	**50µm**	**19**	**1000**	**0.5**
	100µm	**20**	**450**	**0.2**
	150µm	**19**	**300**	**0.15**
Ta	**50µm**	**20**	**550**	**0.35**
	100µm	**21**	**270**	**0.16**
	200µm	**20**	**180**	**0.8**

Tableau 6.3 : *Récapitulatif des tirs expérimentaux sur Al, Cu, Ta au LCD*

- <u>Commentaires</u>

  - A flux incident et matériaux identiques, plus le projectile est mince, plus la vitesse d'envol stabilisée est haute (*fig. 6.20a*), en accord avec le théorème de l'énergie cinétique.
  - A matériaux et épaisseurs identiques, la vitesse d'envol stabilisée décroît logiquement lorsque le flux incident déposé décroît (*fig. 6.20b*).
  - A épaisseurs et flux égaux, la vitesse d'envol stabilisée est d'autant plus grande que le matériau est léger (*fig. 6.20c*).
  - La reproductibilité des tirs reste satisfaisante.
  - Ces signaux de vitesse permettent de déterminer la distance parcourue par le projectile avant impact sur la cible en calculant l'aire sous cette courbe comprise entre le début de l'envol et le temps d'obtention de la vitesse stabilisée. Par exemple, dans le cas des signaux de vitesse présentés sur la figure (*6.20a*), les distances parcourue entre la mise en vitesse et *1 µs* s'échelonnent de *0,125 mm* à *1,85 mm*.

Ces observations sont bien en accord avec le théorème de l'énergie cinétique. Il existe plusieurs facteurs influant le choc induit par l'impact d'une feuille ainsi accélérée :

- L'énergie mise en jeu.
- La nature du projectile, par le biais de la désadaptation d'impédance, influe également sur la pression de choc P_1 et la vitesse matérielle u_1 communiquée à la cible au moment de l'impact.
- L'épaisseur e_{A0} du projectile joue sur le temps de maintien T_j du choc et donc sur la profondeur d'amortissement X_{am}. Elle intervient également pour déterminer l'endroit et l'instant d'apparition de la contrainte de traction.

Lors de nos expériences nous aurons donc à choisir ces paramètres pour se placer dans les conditions pouvant mener de manière optimale à l'endommagement à l'interface.

Cependant, concilier le choix de ces paramètres présente quelques difficultés car lorsque l'on souhaite gagner en pression de choc en choisissant un projectile lourd pour une bonne désadaptation d'impédance, la vitesse d'envol stabilisée se trouve immédiatement diminuée. Lorsque l'on souhaite diminuer l'épaisseur pour gagner en vitesse, le temps de maintien se trouve raccourci et l'amortissement interviendra précocement pour dégrader l'amplitude de pression.

Afin de faciliter ces choix, nous avons élaboré des abaques pour deux matériaux : Al , Cu (*fig. 6.22*). Dans un premier temps, nous pouvons émettre l'hypothèse qu'une fraction d'énergie absorbée pendant l'irradiation est convertie en énergie cinétique. Le rendement de cette conversion est défini dans l'expression [VI.10] exprimant la conservation de l'énergie cinétique :

$$f.E_{incidente} = ½.m.V^2_0 \qquad \text{[VI.12]}$$

avec $m=\rho.S.e_{A0}$ la masse irradiée du projectile où S est la surface irradiée, e_{A0} l'épaisseur du projectile et ρ sa masse volumique.

On peut donc déduire la vitesse d'envol stabilisée par :

$$V_0 = \sqrt{\frac{2.f.E_{inc}}{\rho.S.e_{A0}}}$$

D'où, en introduisant l'expression du flux [II.1], l'on obtient :

$$V_0 = \sqrt{\frac{2.f.\tau.}{\rho.e_{A0}}\frac{E_{inc}}{\tau.S}} = \sqrt{\frac{2.f.\tau.}{\rho}\frac{\varphi}{e_{A0}}}$$

En posant $\theta=e_{A0}/\varphi$, on a :

$$V_0 = \sqrt{\frac{2.f.\tau.}{\rho.}\frac{1}{\theta}} \quad \text{ou encore} \quad \theta = \frac{2.f.\tau}{\rho.V_0^2} \qquad \text{[VI.13]}$$

L'utilisation des caractéristiques de l'impulsion du *LCD* et le coefficient $f\sim\alpha\sim0,4$ issu de simulation avec *ACCIC* (*fig. 6.20*) dans l'expression [VI.13] permet de comparer cette précédente loi avec les résultats expérimentaux obtenus sur l'aluminium au *LCD* en confiné eau. Un grand nombre de tirs a été réalisé, à divers flux avec des projectiles en aluminium d'épaisseurs *25, 50, 100, 125, 150, 200, 250* et *485 µm*.

La figure (*6.22*) illustre l'évolution de la vitesse d'envol stabilisée en fonction du rapport θ épaisseur e_{A0} de projectile en aluminium sur flux laser incident φ.

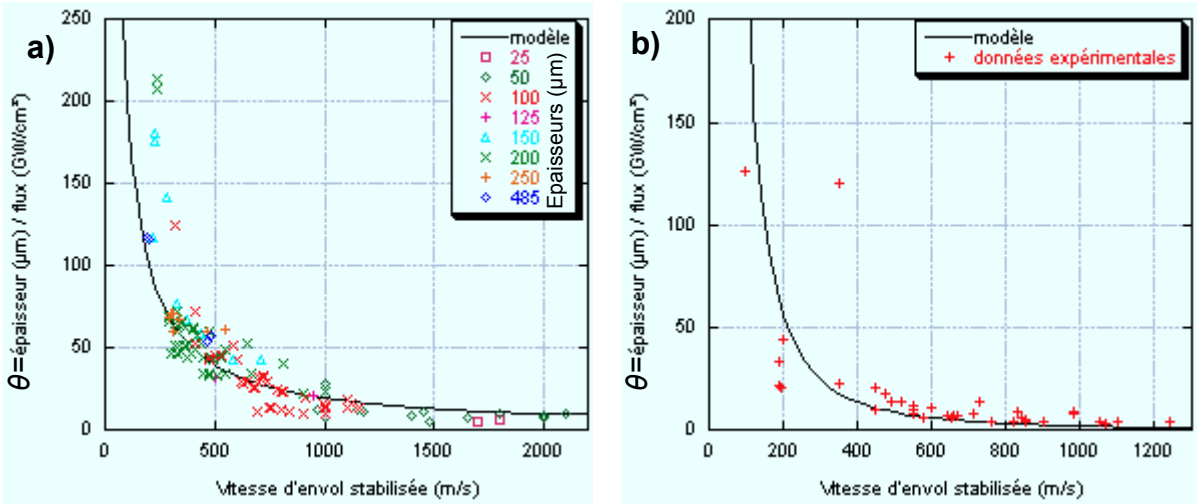


Figure 6.22 : *Comparaison expérience / modèle théorique [VI.13] de l'évolution de la vitesse d'envol stabilisée pour* ***a)*** *projectiles d'aluminium de 25 à 485 µm accélérés par le laser impulsionnel du LCD.* ***b)*** *projectiles de cuivre de 25 et 50 µm.*

On constate un accord correct entre les mesures expérimentales et le modèle théorique [VI.13]. Toutefois, pour *V<200 m/s*, une petite variation de *V* entraîne une grande variation de *θ*. De même, pour *V>1000 m/s*, une petite variation de *θ* entraîne une grande variation de *V*. Ces dispersions seraient expliquées par le fait que les vitesses expérimentales ont été obtenues sur plusieurs campagnes d'expériences, dont certaines avec le dispositif de lissage optique *LSD* limitant les claquages dus aux points chauds.

Dans le cadre du procédé *LASAT*, pour une source d'énergie donnée et un projectile fixé (nature et épaisseur), ces abaques déterminent la vitesse accessible.

En vue d'estimer la validité de nos résultats expérimentaux, nous les avons comparés, à épaisseur fixée, au modèle théorique [VI.6] de Lawrence et Trott [VI.25]. Ce modèle a été préalablement validé, entre autres, par Brisset qui utilisait des gammes de flux proches de celles accessibles au *LCD* sur des projectiles d'aluminium d'épaisseurs inférieures à *10 µm*. Les valeurs d'entrée du modèle pour l'aluminium sont celles prises dans le tableau (*6.2*). La figure (*6.23*) montre le bon accord de ce modèle avec nos expériences pour des projectiles d'aluminium de *25 µm, 100 µm* et *150 µm*.

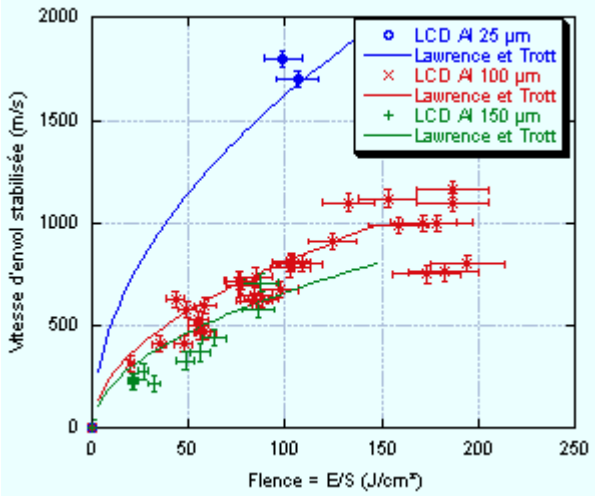


Figure 6.23 : *Comparaisons des résultats expérimentaux de vitesses d'envol stabilisées obtenues en confiné eau au LCD avec le modèle de Lawrence et Trott.*

Une fois la relation entre le flux incident, l'épaisseur et la vitesse d'envol stabilisée connue, nous avons évalué la planéité de l'impact.

Estimation de la planéité de l'impact

Afin de qualifier la qualité de l'impact de plaques propulsées par laser sur cibles, des expériences de caractérisation de la planéité de l'impact ont été développées.

- Montage expérimental

Le montage du projectile et de la cible adopté est présenté sur la figure (*6.24*).

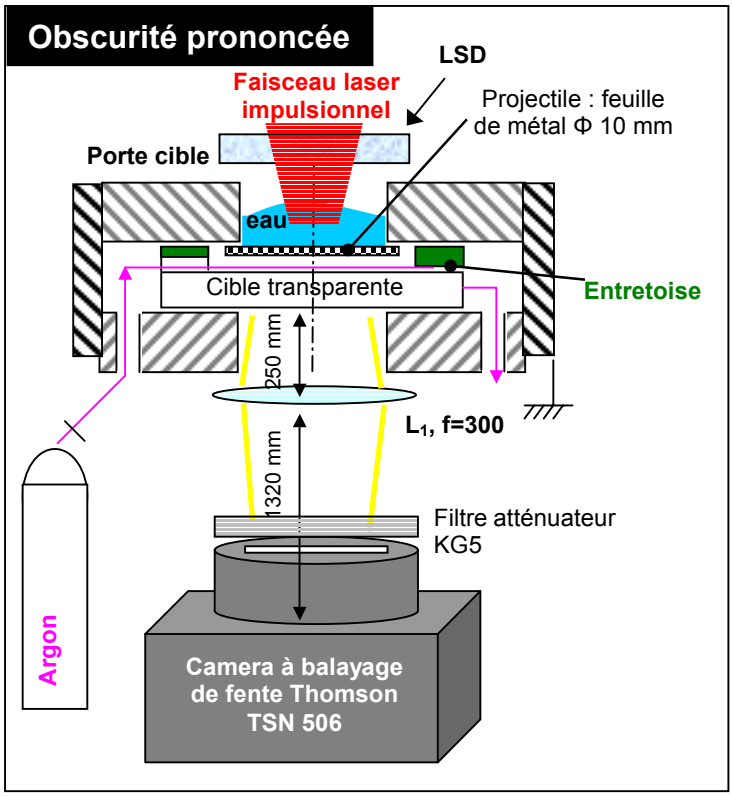


Figure 6.24 *: Montage du projectile et de la cible dans le porte cible.*

Le projectile est maintenu sur la partie supérieure du porte cible par de la graisse à vide de manière à réaliser une liaison étanche entre la cible et le porte cible. La partie supérieure du porte cible comporte un évidement rempli d'eau pour réaliser le confinement de l'irradiation.

Le faisceau laser impulsionnel est focalisé sur la cible à travers cet évidement. Afin de rendre l'irradiation la plus homogène possible, une lentille *LSD*, lissage optique mentionné dans le chapitre {III}, peut être ajoutée sur le trajet du faisceau. Le diamètre de la tache focale sans la lentille *LSD* (paragraphe {III.6}) est de *4,5 mm*.

L'entretoise est de diamètre supérieur au projectile afin de ne pas le gêner au cours de son envol. L'épaisseur de cette entretoise détermine la durée de vol. Elle doit être choisie suffisamment épaisse pour permettre à la vitesse d'envol de se stabiliser. L'entretoise possède des ouvertures permettant à un gaz sous pression d'être chassé, ce qui réduit le freinage du projectile.

La partie inférieure du porte cible comporte un orifice d'admission et d'échappement de diamètre *2,4 mm*. Par l'orifice d'admission est injecté à très basse pression du gaz argon. Ce gaz s'ionise sous compression, émettant de la lumière.

Cette partie inférieure comporte également un évidemment de *8 mm* de diamètre laissant apparaître la face arrière de la cible. La cible est choisie transparente afin de pouvoir visualiser la lumière émise par l'argon ionisé lors de l'impact du projectile sur la cible transparente. Cette lumière est enregistrée au cours du temps grâce à une caméra à balayage de fente. La largeur de la fente utilisée est de *0,05 mm* sur une longueur de *3 cm* collimatée à *8 mm* par le porte cible.

La caméra à balayage de fente Thomson *TSN 506* comporte un dispositif qui imprime l'image perçue au travers de sa fente. L'acquisition de l'image se fait en balayant le papier photosensible de bas en haut en des temps extrêmement courts. Ces temps d'acquisition sont réglables de quelques *µs* à quelques centaines de picosecondes pour parcourir toute la fenêtre. De ce fait, elle donne une image « espace-temps » de la fente (*fig. 6.25*). L'objectif est équipé d'un traceur lumineux réglé pour émettre un flash toutes les *40 ns*.

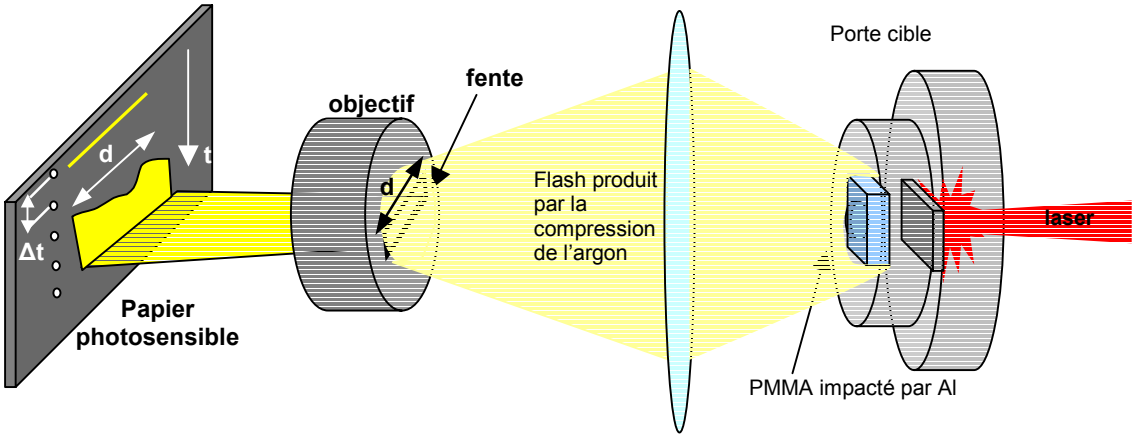


Figure 6.25 : *Principe d'acquisition de la caméra à balayage de fente.*

- <u>Planéité de l'impact</u>

Des tirs avec et sans *LSD* ont été effectués afin de comparer la planéité de l'impact dans les deux cas. Le projectile retenu est une feuille circulaire d'aluminium d'épaisseur *100 µm* et de diamètre *1 cm*. La cible transparente est *2 mm* de *PMMA*
L'épaisseur de l'entretoise retenue est de *950 µm,* soit une distance de vol de *850 µm*, ce qui est suffisant pour laisser la vitesse d'envol se stabiliser.

La caméra est réglée pour une durée d'acquisition de *800 ns* et un retard au déclenchement de *800 ns* également par rapport à l'instant de l'irradiation du laser sur le projectile. Ce temps permet de centrer la fenêtre de mesure sur l'approche et l'impact du projectile sur la cible.
Lorsque la partie la plus en avant du projectile atteint la cible, l'argon est comprimé puis chassé, il s'ionise et émet un flash lumineux.
La figure (*6.26*) montre les clichés espace-temps obtenus pour un tir à *17 J* au *LCD* respectivement avec *LSD* (*JJ18*) et sans *LSD* (*JJ19*). Ces conditions d'irradiation correspondent à une vitesse d'envol stabilisée aux environs de *800 m/s*.

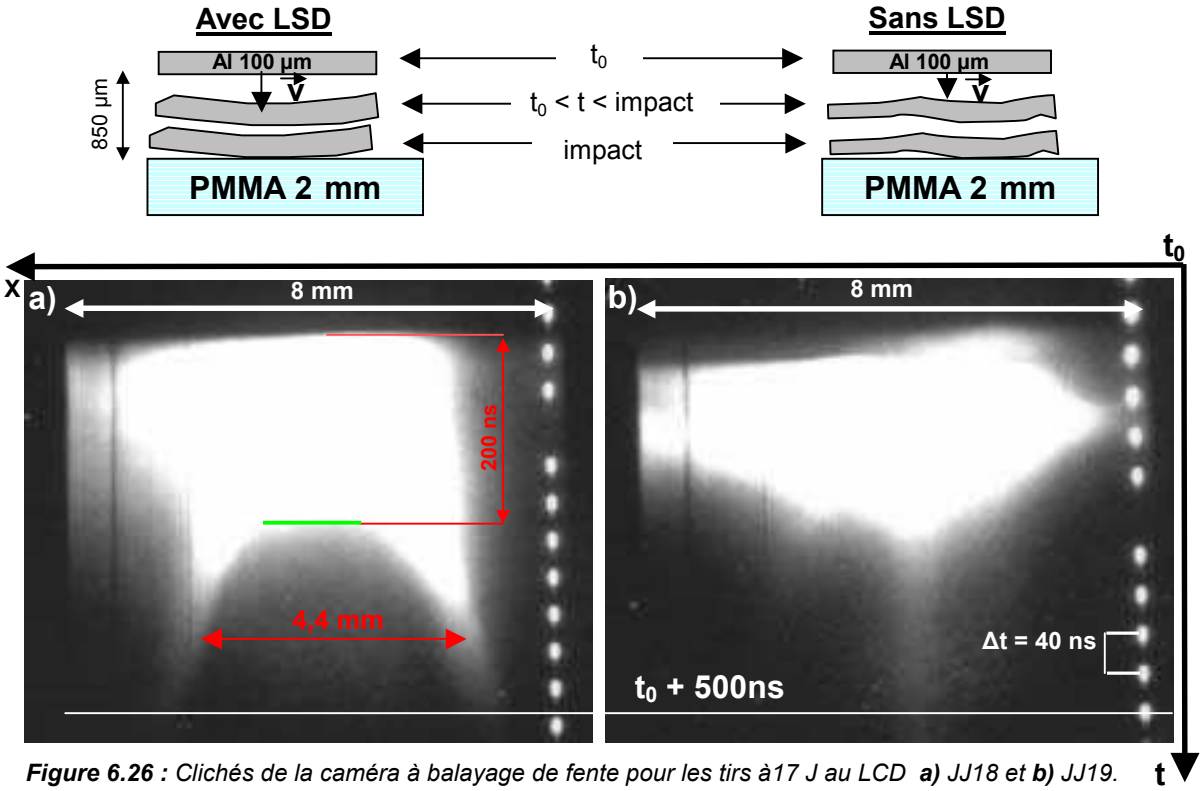


Figure 6.26 : *Clichés de la caméra à balayage de fente pour les tirs à17 J au LCD* ***a)*** *JJ18 et* ***b)*** *JJ19.*

- Le cliché (*6.26a*) obtenu avec la lentille *LSD* montre un front d'éclairement (partie supérieure) qui est quasi perpendiculaire à l'axe créé par les points du marqueur lumineux.

- Le cliché (*6.26b*) obtenu sans la lentille *LSD* montre un front d'éclairement distordu, particulièrement sur la partie droite du cliché.

Ce front correspond à l'ionisation de l'argon à l'approche du projectile. En effet, lorsque le projectile approche de la cible, il comprime l'argon qui commence à émettre. La zone éclairée en premier correspond à l'endroit où le projectile est le plus avancé.

L'extinction qui suit la zone lumineuse est interprétée comme l'instant de l'impact auquel le projectile est plaqué contre la cible ; l'argon a entièrement été chassé et n'émettrait plus. La largeur du front d'extinction de la figure (*6.26a*) correspond à l'étendue de la tache focale qui a irradié le projectile. Une zone centrale s'étendant sur près de *1,7 mm*, matérialisée par un segment vert, apparaît relativement plane. Les deux panaches de

lumière encadrant cette zone correspondent à l'impact des bords du projectile sur la cible en *PMMA* (*fig. 6.27*) qui interviennent postérieurement à celui de la partie centrale. Cela peut être attribué à la répartition spatiale de l'énergie.

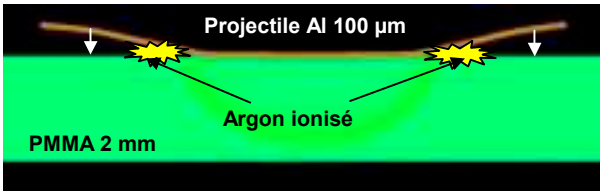


Figure 6.27 : *Impact du projectile sur la cible.*

Un seuillage approprié permet une meilleure visualisation des zones ionisées sous l'effet de la compression par le projectile (*fig. 28 a* et *b*). Ces résultats permettent de remonter à la déformée du projectile à l'impact.

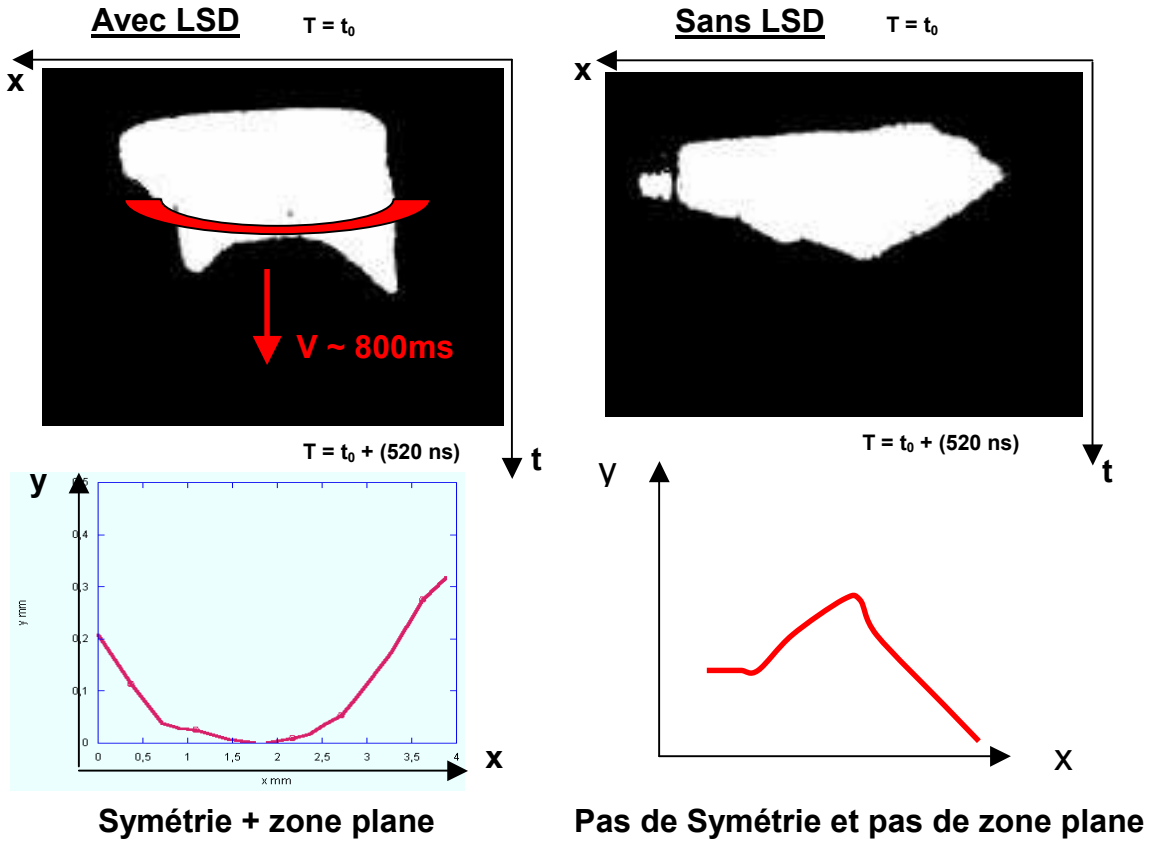


Figure 6.28 : *Enregistrement de la caméra à balayage de fente lors d'un tir + visualisation de la forme du projectile dans le plan (x, y)* ***a)*** *sans LSD® **b)** avec LSD®.*

Sur la figure (*6.26a*), le temps écoulé entre ces deux zones représente *200 ns*. Si le projectile n'est pas freiné et qu'il conserve sa vitesse d'envol stabilisé de *800 m/s*, il se trouve à *160 µm* de la cible. Les essais réalisés avec *LSD* pour homogénéiser le faisceau présentent une meilleure reproductibilité avec une symétrie relative lors de l'impact (*fig. 6.28a*). L'impact a d'abord lieu au centre, puis progressivement sur les bords. Les effets d'endommagement pourront donc malgré tout être produits au centre de l'impact, zone où sont effectuées les mesures *VISAR* pour le diagnostic. Ces expériences, impact avec *LSD* d'une feuille de *100 µm* d'aluminium sur *2 mm* de *PMMA*, relativement bien reproductibles, montrent que l'utilisation d'un lissage optique améliore la planéité de l'impact.

Dans le cas de la figure (*6.26b*), sans lentille *LSD*, l'enregistrement ne montre pas de zone plane ni de symétrie. Pour des épaisseurs de projectiles plus modestes, les cibles sont soumises à des déformations et des vitesses plus importantes générant des déchirements pendant la phase d'envol et par conséquent, des impacts de qualité non reproductible. Ce défaut peut être associé aux défauts d'homogénéité de la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau laser.

De manière générale, l'impact est toujours meilleur avec la lentille *LSD*, nous avons pu le constater pour les projectiles en cuivre et en aluminium (**en annexe VI.2**).

Ces résultats montrent que la planéité de l'impact peut être considérablement améliorée, au moins localement sur une zone d'environ *1,7 mm*. Ces performances rendent possible l'adaptation de la technique d'envol de plaque au procédé *LASAT*. Une étude analytique a donc été réalisée en vue de déterminer les paramètres prépondérants de cette technique afin de prédire les configurations optimales pouvant induire la contrainte de traction adéquate, en lieu et en intensité, pour la réalisation des essais *LASAT*.

Etude analytique

VI.3.1.3 Introduction

En modulant l'énergie incidente et la nature du projectile, on peut accéder à une large gamme de vitesse et donc, de pression induite au moment de l'impact. L'épaisseur et la nature du projectile interviennent dans la définition de l'amplitude et de la durée d'application du choc (*fig. 6.29*).

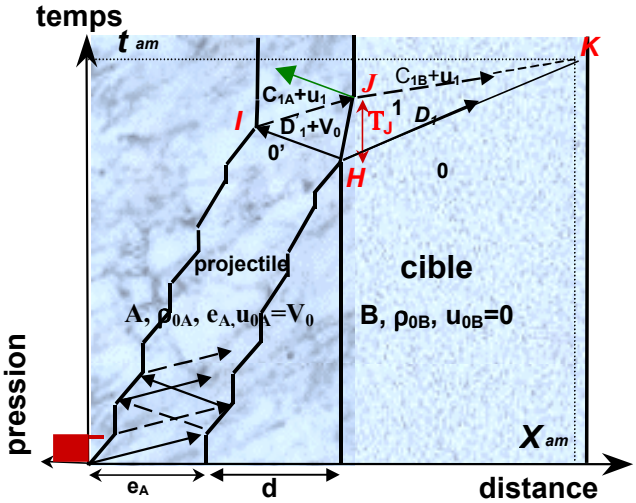


Figure 6.29 : *Projectile accéléré impactant la cible.*

En effet, le temps de maintien du choc principal correspond au temps d'aller-retour de l'onde dans l'épaisseur du projectile, point *J* sur la figure (*6.29*). Si e_A est l'épaisseur du projectile et *D* la vitesse du choc engendrée dans ce dernier au moment de l'impact contre la cible, une expression permet de lier la durée d'application du choc principal T_j à l'épaisseur du projectile :

$$T_j = \frac{ep}{D_1'} + \frac{ep}{C_{1A} + u_1} \approx \frac{2ep}{D_1'} \qquad [VI.14]$$

En intervenant sur cette durée de maintien, nous pouvons directement jouer sur le retard à l'amortissement, point *K* sur la figure (*6.29*) et donc sur l'amplitude des contraintes engendrées dans la cible. La comparaison des caractéristiques de choc accessibles avec les autres méthodes, tir direct et confiné eau, est donnée dans le tableau (*6.5*) :

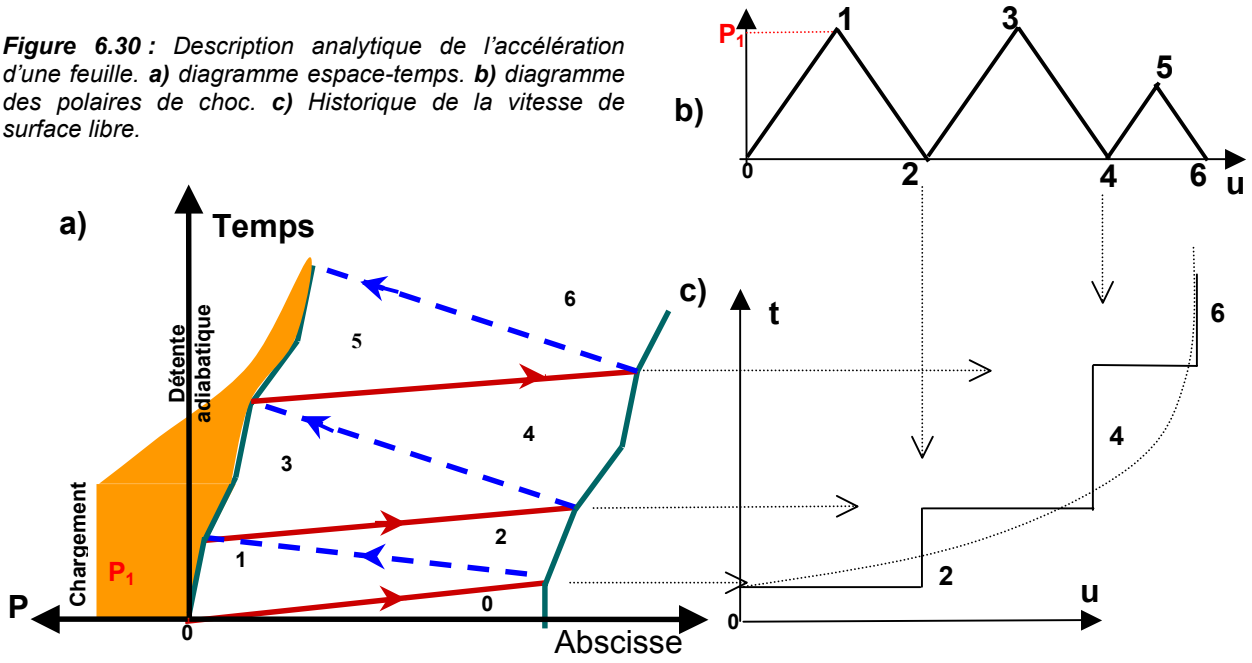
TECHNIQUES	durée de choc (ns)	diamètre de la surface choquée (mm)	Flux (W/cm²)	P max. (ordre de grandeur GPa)
Irradiation en mode direct avec 1 faisceau	~ 4	3, 10 ou 25	5.10^9 à 5.10^{12}	100 (*LULI*)
Irradiation en mode confiné	10 à 50	4,5	9.10^9 à 2.10^{10}	10
Impact de feuille (50 – 500 µm)	~ 10 à 200	4,5	9.10^9 à 2.10^{10}	15

Tableau 6.5 : *Caractéristiques de choc accessibles pour chaque mode d'interaction.*

VI.3.1.4 Mise en vitesse du projectile

La mise en vitesse du projectile se fait à partir de l'application d'un chargement d'intensité P_1 sur sa face avant. La figure (*6.30*) décrit schématiquement les mécanismes de l'accélération par les concordances des diagrammes espace-temps, des polaires de choc et l'historique de la vitesse de surface libre du projectile (face arrière). Les détentes sont représentées uniquement par une caractéristique moyenne. L'impact est plan.

Figure 6.30 : *Description analytique de l'accélération d'une feuille.* ***a)*** *diagramme espace-temps.* ***b)*** *diagramme des polaires de choc.* ***c)*** *Historique de la vitesse de surface libre.*



Les temps des débouchés des chocs en surface libre sur le diagramme *x-t* (*fig. 6.30a*) associés aux intensités des vitesses des états correspondant sur le diagramme des polaires de choc (*fig. 6.30b*) permettent de dresser l'historique de la vitesse de surface libre

u(t) (*fig. 6.30c*). Cette construction analytique montre une vitesse d'envol qui augmente sous l'effet de la pression résiduelle maintenue par la détente adiabatique du plasma; c'est l'effet « balle de fusil » [II.13]. La vitesse se stabilise lorsque le plasma cesse la poussée. En réalité, compte tenu des phénomènes de déformation et d'amortissement, la vitesse d'envol se stabilise rapidement autour d'une vitesse moyenne.

VI.3.1.5 Expression du temps et abscisse d'amortissement (point K)

L'étude analytique, en conservant les hypothèses d'approximation acoustique et d'un impact parfaitement plan, vise à remonter à l'expression du temps et de la distance d'amortissement du choc induit dans une cible *B* impactée par un projectile *A*.
A partir de la configuration représentée sur la figure (*6.29*), nous adopterons la nomenclature suivante :

- Paramètres du matériau A : ρ_A, C_{0A}, s_A, V_0 (Vitesse d'impact), e_A (épaisseur)
- Paramètres du matériau B : ρ_B, C_{0B}, s_B
- Les indices *0* et *1* réfèrent respectivement à l'état initial et à l'état sous choc.
- Les célérités *C* et *D* des ondes sont exprimées dans le repère local du matériau. Les vitesses matérielles sont exprimées dans le repère global du laboratoire (*i.e.* : C_1+u_1 est une vitesse exprimée dans le repère global. $C_1= V_{détente/mat}$, $u_1=V_{mat/sol}$, $C_1+u_1=V_{détente/sol}$)

La démonstration en **annexe VI.3** permet d'exprimer le temps de maintien du choc T_J et le temps T_{am} à partir duquel commence l'amortissement, en fonction des paramètres matériaux du projectile et de la cible ainsi que la vitesse d'impact V_0 et u_1, P_1.

$$T_j = \left[1+\frac{u_1 - V_o - \dfrac{p_1}{\rho_{oA}(u_1-V_o)}}{\left[1-\dfrac{\rho_{oA}(u_1-V_o)^2}{p_1}\right]\times\left[C_{oA}+2s_A\left|u_1-V_0\right|\right]}\right]\times\frac{e_A\rho_{oA}(V_o-u_1)}{p_1} \qquad \text{[VI.15]}$$

d'où

$$T_{am} = \left[1+\frac{u_1 - V_o - \dfrac{p_1}{\rho_{oA}(u_1-V_o)}}{\left[1-\dfrac{\rho_{oA}(u_1-V_o)^2}{p_1}\right]\left[C_{oA}+2s_A\left|u_1-V_0\right|\right]}\right]\frac{1}{1+\left[\dfrac{u_1-\dfrac{p_1}{\rho_{oB}u_1}}{\left[1-\dfrac{\rho_{oB}u_1^2}{p_1}\right]\times\left[C_{oB}+2s_Bu_1\right]}\right]}\frac{e_A\rho_{oA}(V_o-u_1)}{p_1} \qquad \text{[VI.16]}$$

et $$X_{am} = D_1T_{am} = \frac{p_1}{\rho_{oB}u_1}T_{am} \qquad \text{[VI.17]}$$

VI.3.1.6 Profil de pression engendré dans la cible

Selon le rapport d'impédances entre le projectile et la cible, il existe 2 cas de figures : $Z_{projectile} > Z_{cible}$ et $Z_{projectile} \leq Z_{cible}$ auxquels correspondent un choc équivalent caractéristique généré sur la cible lors de l'impact.

- Cas n°1 : $Z_{projectile} > Z_{cible}$

La figure (*6.31*) montre le diagramme des polaires de choc permettant de déduire les états de pression induits dans la cible à chaque aller-retour du choc dans le projectile. Au retour de la détente provenant de la surface libre, l'onde réfléchie à l'interface projectile-cible, en vert sur la figure (*6.29*), est une onde de choc. En conséquence, le profil généré est en créneaux décroissants de période quasi égale à T_j.

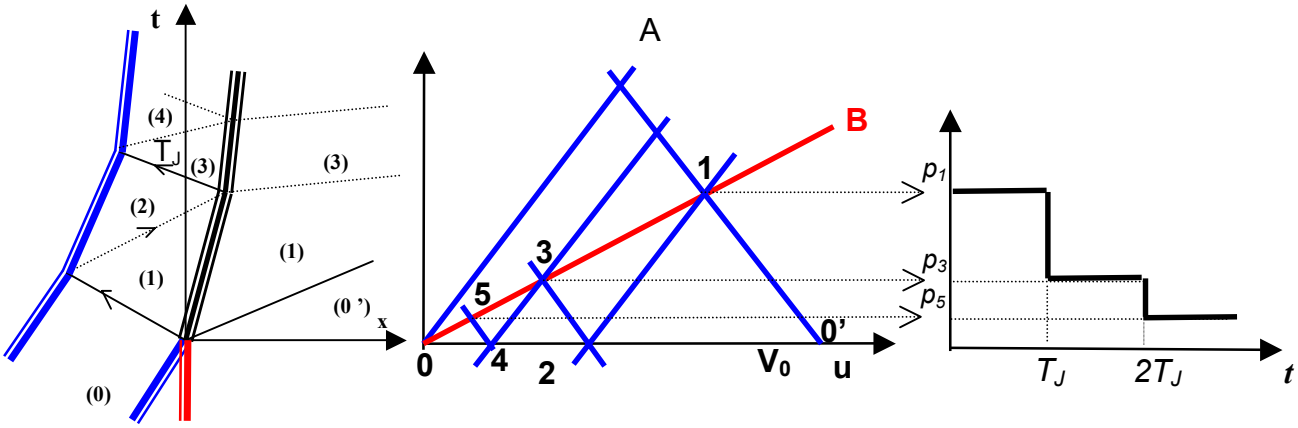


Figure 6.31 : *Diagramme p-u déterminant le profil de pression engendré sur la cible par le projectile dans le cas* $Z_{projectile} > Z_{cible}$.

- Cas n°2 : $Z_{projectile} \leq Z_{cible}$

La figure (*6.32*) montre le diagramme des polaires de choc à partir duquel on peut déduire les états de pression induits dans la cible à chaque aller-retour du choc dans le projectile. Au retour de la détente provenant de la surface libre, l'onde réfléchie à l'interface projectile-cible, en vert sur la figure (*6.29*), est une onde de détente. En conséquence, L'état à l'interface est un état de traction si $Z_{projectile} < Z_{cible}$ et de pression nulle si $Z_{projectile} = Z_{cible}$, le profil généré est un créneau de durée égale à T_j.

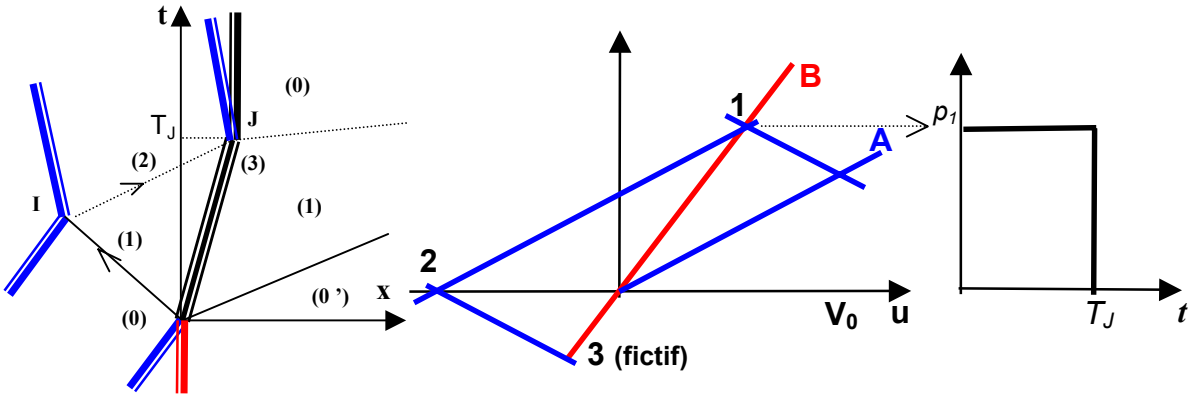


Figure 6.32 : *Diagramme p-u avec profil de pression engendré sur la cible par le projectile, cas* $Z_{projectile} \leq Z_{cible}$.

Dans ce dernier cas, la traction est à l'origine de la séparation du projectile et de la cible ; c'est le ricochet. Les surfaces libres sont ramenées à pression nulle.

VI.3.1.7 Détermination de P_1 et u_1

Les caractéristiques de choc P_1 et u_1 sont déterminées à partir de l'intersection de la polaire symétrique (indirecte) *A* passant par V_0 avec la polaire directe *B* passant par l'origine. Les polaires ne sont plus assimilées à des droites.

- Cas où le projectile et la cible nature différentes

L'équation de la polaire symétrique *A* est :

$$p_{symA} = \rho_{0A}\left(-C_{0A} + s_A\left(u - V_0\right)\right)\left(u - V_0\right) \qquad \text{[VI.18]}$$

L'équation de la polaire du matériau *B* est :

$$p_B = \rho_{0B}\left(C_{0B} + s_B u\right)u \qquad \text{[VI.19]}$$

La vitesse matérielle u_1 satisfaisant les expressions [VI.18] et [VI.19] est solution de :

$$u^2(\delta_A - \delta_B) - u(Z_A + 2V_0\delta_A + Z_B) + Z_A V_0 + \delta_A V_0^2 = 0 \qquad \text{[VI.20]}$$

où Z_i sont les impédances acoustiques des matériaux *A* et *B* et δ_i les constantes $\rho_i s_i$

Le trinôme du second degré [VI.20] admet un discriminant positif et possède donc deux solutions réelles u_1. La solution retenue u_1 appartient à l'intervalle $[0; V_0[$, donc :

$$u_1 = \frac{2V_0\delta_A + Z_B + Z_A - \sqrt{4\delta_A\delta_B V_0^2 + 4V_0(\delta_B Z_A + \delta_A Z_B) + (Z_A + Z_B)^2}}{2(\delta_A - \delta_B)} \qquad \text{[VI.21]}$$

$$P_1 = (Z_B + \delta_B u_1)u_1 \qquad \text{[VI.22]}$$

L'état *1* est entièrement connu à partir de la vitesse d'impact V_0 et des paramètres réduits Z_i et δ_i, soit 5 paramètres. Ainsi, on peut déterminer la durée de maintien T_j du choc principal et l'instant T_{am} et lieu X_{am} d'amortissement.

- Cas où le projectile et la cible sont de même nature

Dans le cas où le projectile et la cible sont de même nature, l'expression [VI.20] devient :

$$-2u(Z_A + \delta_A V_0) + V_0(Z_A + \delta_A V_0) = 0 \qquad \text{[VI.23]}$$

L'expression [VI.23] admet comme unique solution $u=V_0/2$ et ne dépend plus des caractéristiques matériaux. La pression P devient alors $P=(Z_A+\delta_A.V_0/2)V_0/2$ et sera d'autant plus grande que la valeur $(Z_A+\delta_A)$ sera élevée.

Les expressions analytiques ont été vérifiées à l'aide du code *SHYLAC*. Ainsi, pour une simulation d'impact de plaque d'aluminium *100 µm* lancée à *1000 m/s* sur une cible d'aluminium épaisse, les valeurs analytiques sont quasiment identiques. L'erreur obtenue dépend essentiellement du nombre de mailles utilisées pour la simulation et des oscillations des valeurs liées à la convergence numérique (*tableau 6.6*) :

Projectile Al 100 µm à 1000 m/s	T_j (ns)	T_{am} (ns)	X_{am} (mm)	P_1 (Gpa)	u_1 (m/s)
SHYLAC	32,5	310 ± 5	1,925 ± 0,025	8,17 ± 0,1	500 ± 10
Analytique	31,38	315	1,910	8,175	500
Erreur %	+3,5 %	-0,6 % $^{\pm 0,6}$	+0,8 % $^{\pm 1,3}$	-0,06 % $^{\pm 1,2}$	±2 %
Commentaire	Durée à mi-hauteur	+ précis avec + de mailles	+ précis avec + de mailles	Oscillations	Oscillations

Tableau 6.6 : *Comparaison des résultats Analytique / SHYLAC dans le cas d'un impact d'al 100 µm à 1000 m/s sur Al.*

VI.3.1.8 Influence du rapport d'impédance $Z_{projectile}/Z_{cible}$

- Sur les distances d'amortissement X_{am} :

A partir des formules précédentes, on calcule la distance d'amortissement pour une vitesse d'impact et une épaisseur données. On pourra retenir :

- Plus la vitesse d'impact V_0 croît, plus la distance d'amortissement X_{am} diminue (*fig. 6.33a*) (décroissance en forme de branche d'hyperbole). Cette décroissance est accentuée pour des faibles épaisseurs de projectiles.

- Les calculs appliqués aux impacts d'Al *100 µm* ou Cu *100 µm* sur Cu ou Al, montrent que les distances d'amortissement, pour une vitesse d'impact donnée, tendent à être identiques à nature de cible égale (*fig. 6.33b*).

La plage de vitesses inaccessible au LCD est grisée sur les figures.

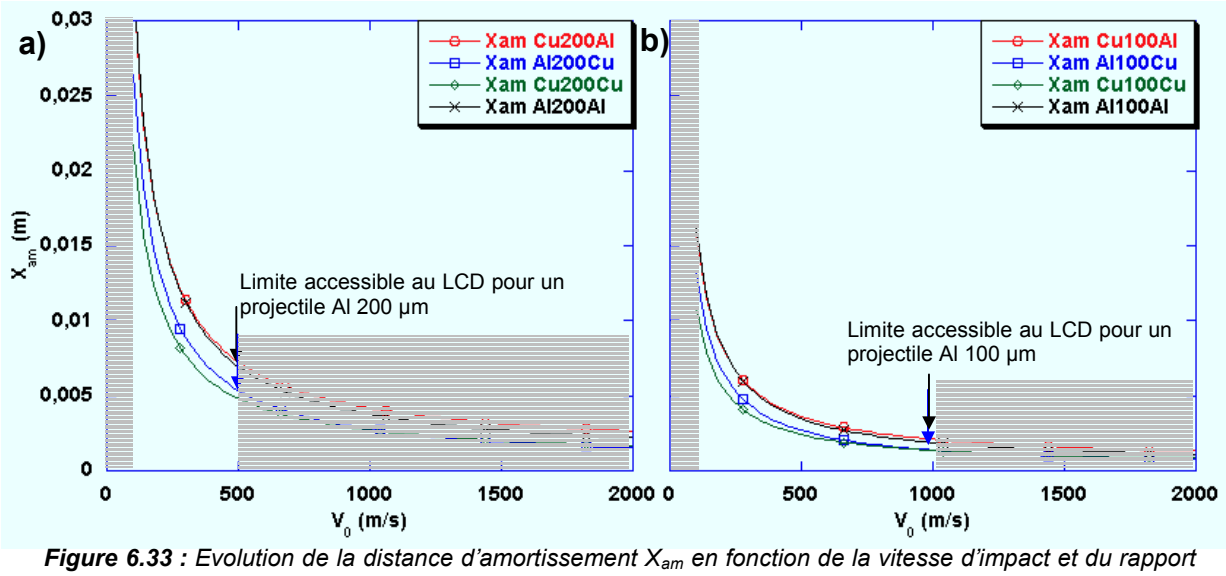


Figure 6.33 : *Evolution de la distance d'amortissement X_{am} en fonction de la vitesse d'impact et du rapport d'impédance acoustique $Z_{projectile}/Z_{cible}$, pour une épaisseur de projectile égale à **a)** 200 µm et **b)** 100 µm. La légende représente, de haut en bas, l'impact de Cu sur Al, de Al sur Cu, de Cu sur Cu et de Al sur Al.*

- <u>Sur le temps de maintien T_J :</u>

La figure (*6.34*) montre l'évolution du temps de maintien T_j et du temps d'amortissement T_{am} pour des impacts de projectiles d'aluminium *100 µm* et *200 µm* sur cuivre et sur aluminium puis de cuivre sur cuivre et aluminium.

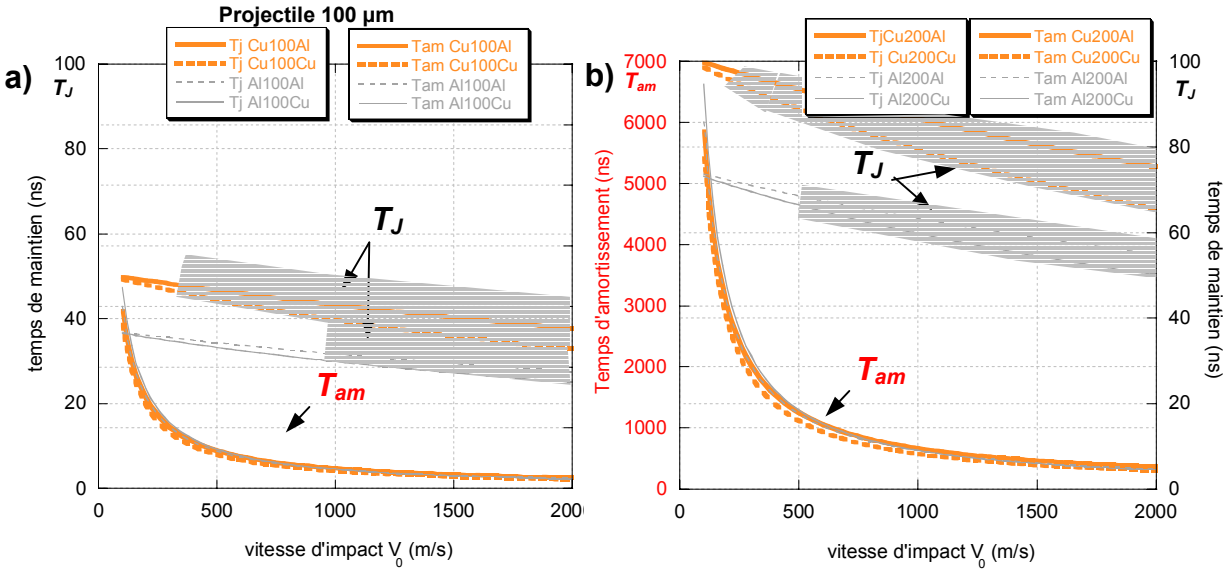


Figure 6.34 : *Evolution des temps de début d'amortissement T_{am} et des temps de maintien du choc T_J en fonction de la vitesse d'impact sur cibles Al et Cu pour des projectiles Al et Cu : **a)** de 100 µm, **b)** de 200 µm. Les vitesses inaccessibles au LCD sont grisées.*

Le temps d'amortissement décroît de la même manière que la distance d'amortissement en fonction de la vitesse d'impact [VI.17]. Le temps de maintien décroît moins rapidement que le temps d'amortissement en fonction de la vitesse d'impact. Cette

décroissance est accrue dans le cas d'une cible en cuivre plutôt qu'en aluminium. Les courbes Tj peuvent être approchées par des droites d'équation :

$$T_j = -\frac{e}{C_1 D_1} V_0 + \frac{e}{C_1 D_1}[C_1 + u_1 + D_1]$$

Cet abaque contribue au choix du projectile qui doit, par sa nature et son épaisseur, répondre au temps de maintien et de début d'amortissement optimaux. Ce choix doit être complété par un troisième abaque, celui de la pression générée à l'impact, qui est fonction de la nature et de la désadaptation d'impédance du projectile et de la cible mais également de la vitesse d'impact.

- <u>Sur les pressions générées lors de l'impact P_1 :</u>

Ce diagramme complète la détermination du projectile en fonction de la nature de la cible et de son épaisseur. Il permet d'estimer la pression de choc induite lors de l'impact. Cette pression est une caractéristique clé de l'endommagement.

La pression induite lors de l'impact a pu être calculée en fonction de la vitesse d'impact. Plusieurs caractéristiques se dégagent (*fig. 6.35*) :

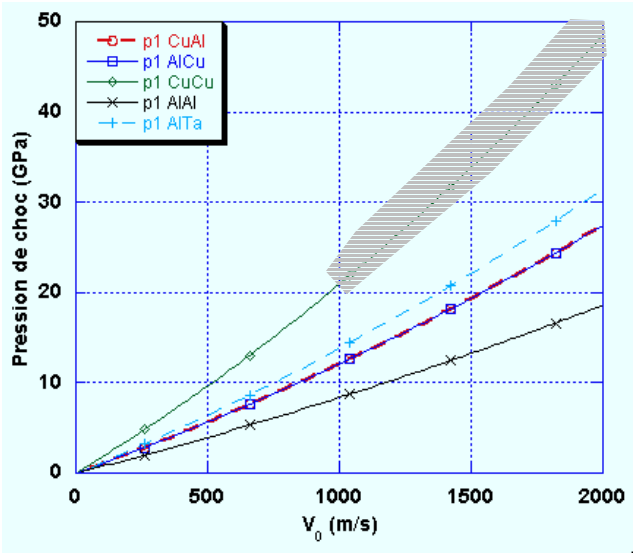


Figure 6.35 : *Pression de choc générée par l'impact de projectiles Cu ou Al sur des cibles d'Al, Cu ou Ta selon la vitesse d'impact.*

A vitesse d'impact identique, lorsque la cible et le projectile sont de même matériaux, plus l'impédance acoustique est forte, plus la pression engendrée est importante.

VI.3.1.9 <u>Choix du projectile</u>

La connaissance des paramètres ci-dessus, pour un impact de plaque sur un matériau donné, permet d'établir une démarche dans le dimensionnement des tirs pour accroître leur efficacité de traction à l'interface.

La démarche proposée permet d'obtenir la contrainte de traction apparaissant prioritairement à l'interface, sans nécessairement garantir l'intensité maximale des contraintes. Cette approche convient particulièrement pour les revêtements fragiles qui risquent de s'endommager si la contrainte apparaît d'abord dans le revêtement plutôt qu'à l'interface.

Un autre dimensionnement de projectile peut être réalisé en retenant le projectile fournissant la traction maximale à l'interface, sans chercher à la faire apparaître chronologiquement en premier à cet endroit. Cette traction pouvant alors naître à l'intérieur du revêtement d'abord, il faut s'assurer que ce dernier ne s'endommage pas sous cet effet.

- <u>Démarche de dimensionnement :</u>

  - Choisir une distance d'amortissement supérieure à la dimension de la cible substrat+revêtement. Cela évite l'amortissement dans la cible et permet de se rapprocher du temps de maintien optimal (*fig. 6.34*).
  - En déduire grâce à la figure (*fig. 6.33*) chaque projectile (matériau et épaisseur) et son créneau de vitesse satisfaisant cette condition.
  - Reporter ces projectiles et leur créneau de vitesses sur la figure (*fig. 6.35*), et choisir celui qui génère la plus grande pression dans la cible.
  - Effectuer une simulation avec le code *SHYLAC* et vérifier grâce à l'évolution de la contrainte dans le matériau si la traction a lieu à l'interface, sinon, répéter l'opération en choisissant une distance d'amortissement supérieure ou inférieure, suivant le lieu de la traction observé.

L'exemple d'application qui suit propose de dimensionner un projectile pour éprouver un substrat d'aluminium d'épaisseur 900 µm revêtu de 300 µm de cuivre.

Dans un premier temps, le critère de choix est de faire apparaître la traction d'abord à l'interface. Le projectile ainsi dimensionné (Al) atteint une épaisseur de *420 µm.* Sur le diagramme espace-temps de la simulation numérique avec *SHYLAC*, on constate effectivement que l'interface est la première sollicitée par la contrainte de traction (*fig. 6.36a*). Pour cette épaisseur, la vitesse accessible avec l'installation du *LCD* est de l'ordre de *250 m/s*. Cette estimation permet donc d'obtenir l'évolution temporelle des contraintes à l'interface (fig. *6.36b*).

En deuxième démarche, le projectile a été dimensionné de manière à obtenir une traction intense à l'interface, sans tenir compte du fait qu'elle puisse apparaître d'abord dans le revêtement. L'épaisseur de 100 µm étant la dimension la plus faible qui offre une bonne reproductibilité de qualité d'impact au *LCD* a donc été retenue. Un tel projectile peut être accéléré à 750 m/s sur l'installation du *LCD*. Le diagramme espace-temps de la simulation correspondante est représenté sur la figure (*6.36c*) et l'historique des contraintes à l'interface

est illustré sur la figure (*6.36d*), à comparer avec la figure (*6.36b*). On constate que la traction naît d'abord dans le revêtement avant d'atteindre l'interface. En revanche les sollicitations atteintes sont nettement supérieures à celles du cas précédent.

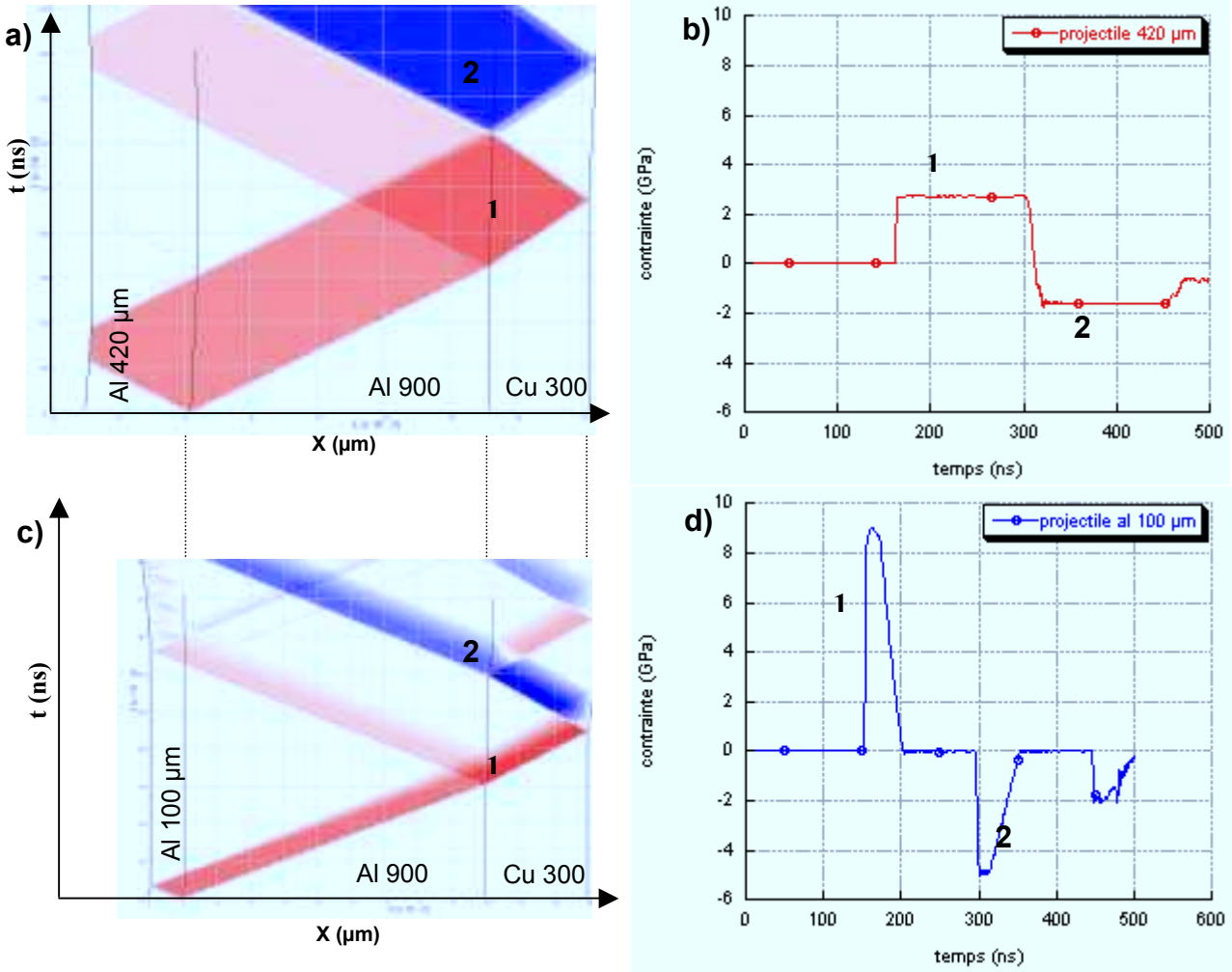


Figure 6.36 : *Dimensionnement d'un projectile pour une cible Al 900 µm / Cu 300 µm, méthode de génération de contrainte d'abord à l'interface avec* ***a)*** *diagramme (x-t) et* ***b)*** *historique des contraintes à l'interface. Méthode de génération de la contrainte optimale à l'interface* ***c)*** *diagramme (x-t),* ***d)*** *historique des contraintes à l'interface.*

VI.4 Etude expérimentale

VI.4.1.1 Epaisseur maximale atteinte

Afin d'évaluer la portée de la technique d'impact de plaque, des échantillons substrats d'aluminium revêtus de cuivre projeté thermiquement ont été préparés et soumis au procédé *LASAT*. plusieurs épaisseurs de substrats ont été préparées *: 0,9 mm, 1,7 mm, 2,1 mm, 2,5 mm* et *3 mm*. L'épaisseur de cuivre est d'environ $300^{\pm 50}$ *µm*.
Lors des essais antérieurs, en irradiation directe sous vide ou en confinement eau, aucune décohésion n'avait été observée sur ces échantillons, pour de telles épaisseurs.

En utilisant un projectile en aluminium d'épaisseur *100 µm*, l'accélération de plaques en irradiation en régime confiné au *LCD* à *20 J* a permis de décoller chacun des échantillons, dont le plus épais est représenté sur la figure (*6.37*).

Dans le cas de ces impacts de plaque, le temps de maintien de la pression de choc générée par l'impact était d'environ *30 ns* pour un projectile en aluminium d'épaisseur *100 µm* propulsé à *800 m/s* (*fig. 6.34*) en comparaison de la dizaine de nanosecondes possible en irradiation directe. Le choc, moins amorti a donc engendré en retour de la surface libre, une traction plus importante par rapport aux configurations des tirs direct et confiné. En conséquence, cette méthode a permis de décoller des couches de *300 µm* de dépôt sur des substrats d'épaisseur jusqu'à *3 mm*.

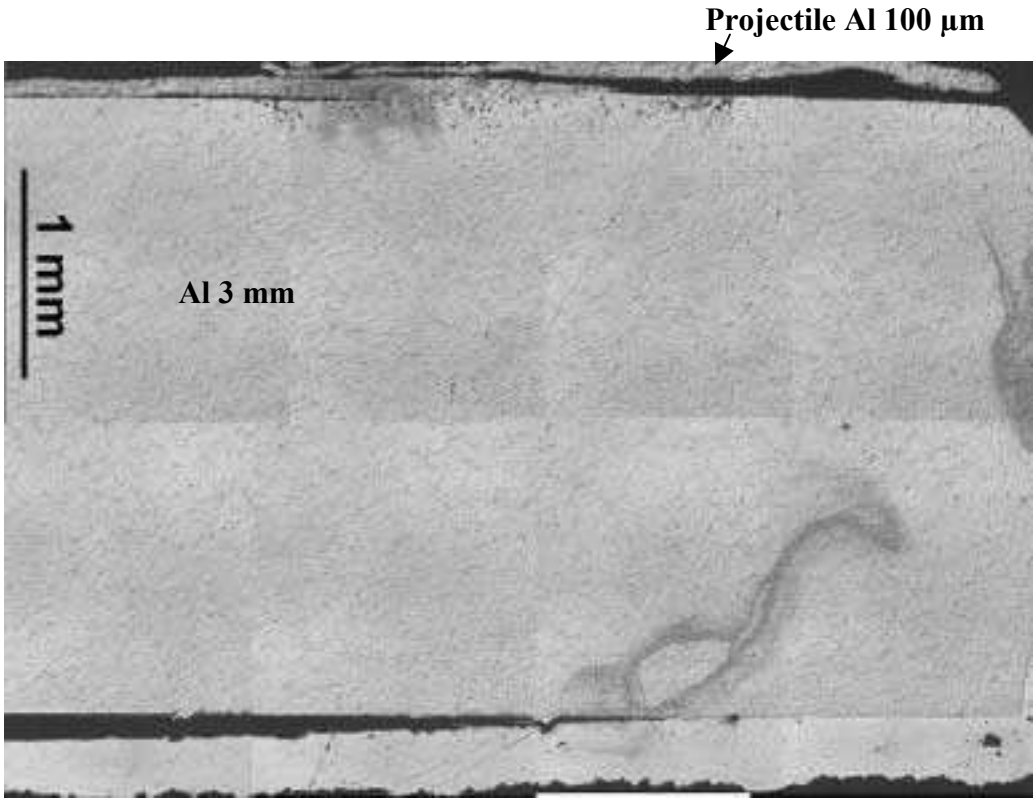


Figure 6.37 : *Echantillon Al 3 mm / Cu 300 µm impacté par un projectile en aluminium d'épaisseur 100 µm côté Al, au LCD. La photo montre que l'interface Al/Cu a été fracturée.*

VI.4.1.2 Encadrement de seuil d'adhérence

En vue d'évaluer la sensibilité de cette technique à déterminer des seuils d'adhérence, des substrats d'aluminium revêtus de cuivre projeté thermiquement ont été éprouvés. Des tirs à différentes vitesses d'impact ont été réalisés sur ces échantillons, avec acquisition *VISAR*. Les signaux encadrant le seuil de décohésion sont représentés sur la figure (*6.38*) et ont été obtenus pour des vitesses d'impact d'Al *100 µm* respectives de *550 m/s* et *750 m/s* sur des cibles Al – Cu.

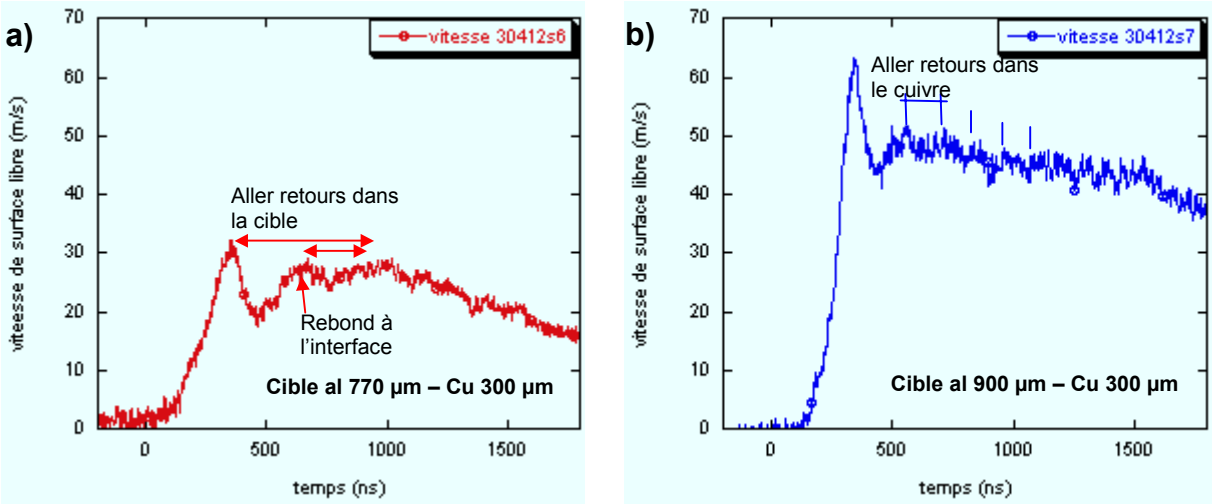


Figure 6.38 : *Signaux VISAR de tirs avec impact d'Al 100 µm sur cible aluminium–cuivre projeté thermiquement.* ***a)*** *cible al 770 µm – cu 300 µm, impact à 550 m/s – 11 J.* ***b)*** *cible al 900 µm – cu 300 µm, impact à 750 m/s – 14 J. Impulsion LCD*

Bien que la signature de l'endommagement ne soit pas très visible, le signal de plus grande amplitude (*fig. 6.38b*) présente une succession de pics de période *190 ns* environ qui correspond au temps d'aller-retour des ondes dans le revêtement en cuivre poreux.
Le signal du tir *30412s6* présente un premier pic suivi d'un second qui s'identifient respectivement comme le rebond à l'interface cuivre / aluminium et à l'aller retour complet dans la cible intègre.

Ces observations ont été confirmées par les analyses microscopiques post-mortem qui montrent l'interface de l'échantillon *30412s7* fracturée (*fig. 6.39b*) et l'interface de l'échantillon *30412s6* intègre (*fig. 6.39a*).

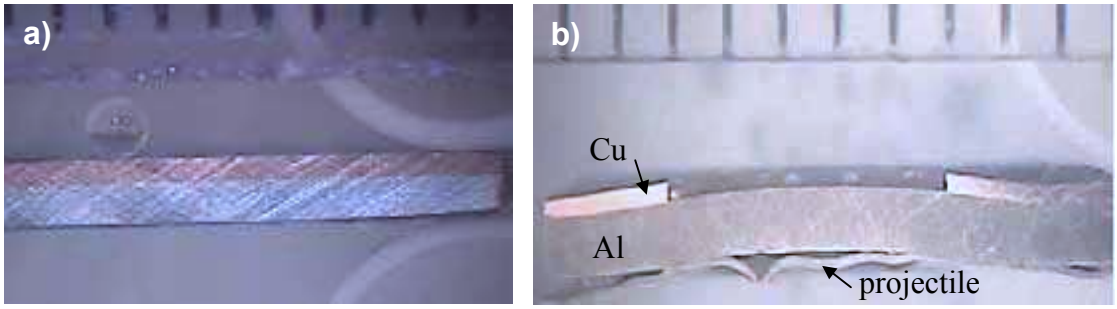


Figure 6.39 : *Vue en coupe post–mortem des échantillons* ***a)*** *30412s6,* ***b)*** *30412s7.*

D'autres couples de matériaux ont été éprouvés par la même méthode. Des clichés en coupe montrant l'interface fracturée pour les systèmes étudiés au paragraphe {VI.2} (chrome déposé électrolytiquement sur du cuivre et acier *XPT512* déposé par roto-plasma sur du dural) sont présentés en **annexe VI.4**.

VI.5 Discussion

Simulation numérique

Afin de conforter l'interprétation des signaux *VISAR*, les tirs *30412s6* et *30412s7* (*fig. 3.38*) ont fait l'objet de comparaison avec la simulation numérique à l'aide de *SHYLAC* (*fig. 6.40*). Dans un premier temps, le cuivre est considéré sans porosités (massif).

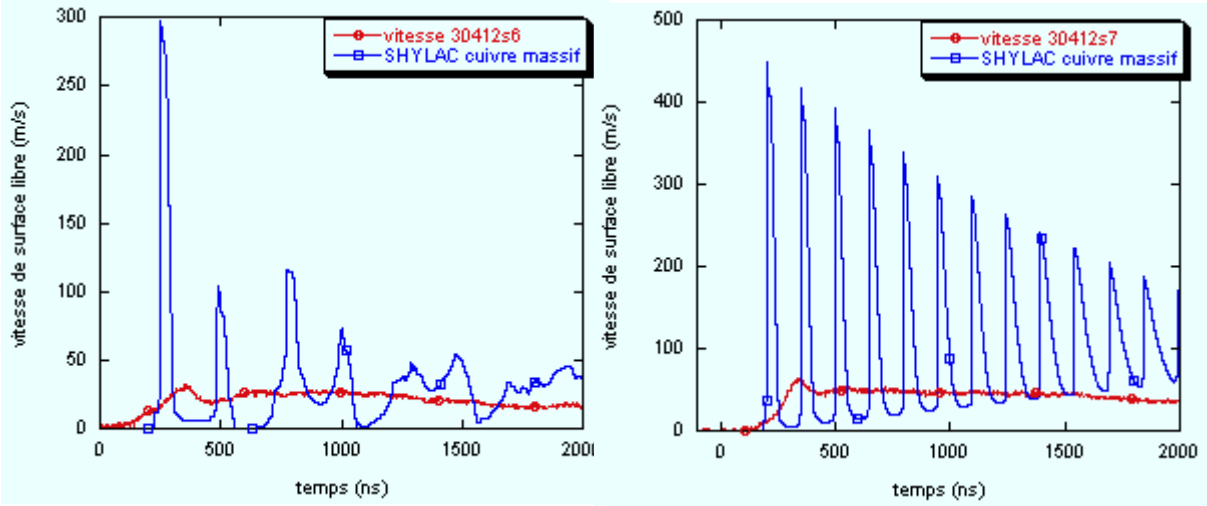


Figure 6.40 : *Comparaison simulation numérique SHYLAC* ***a)*** *tir 30412s6,* ***b)*** *tir 30412s7 avec critère de rupture « Cut-off » à l'interface.*

Les résultats de la comparaison, entre la vitesse simulée avec *SHYLAC* et, celle mesurée par le *VISAR* sont en profond désaccord. L'amplitude simulée du débouché du choc est pratiquement dix fois plus grande que celle mesurée. Cette différence est imputée aux effets amortisseurs de la porosité. Aussi, afin de prendre en compte ces effets dans la simulation, celle-ci a été reprise avec le modèle toboggan (chapitre {IV}) pour le cuivre projeté thermiquement (*fig. 6.41*).

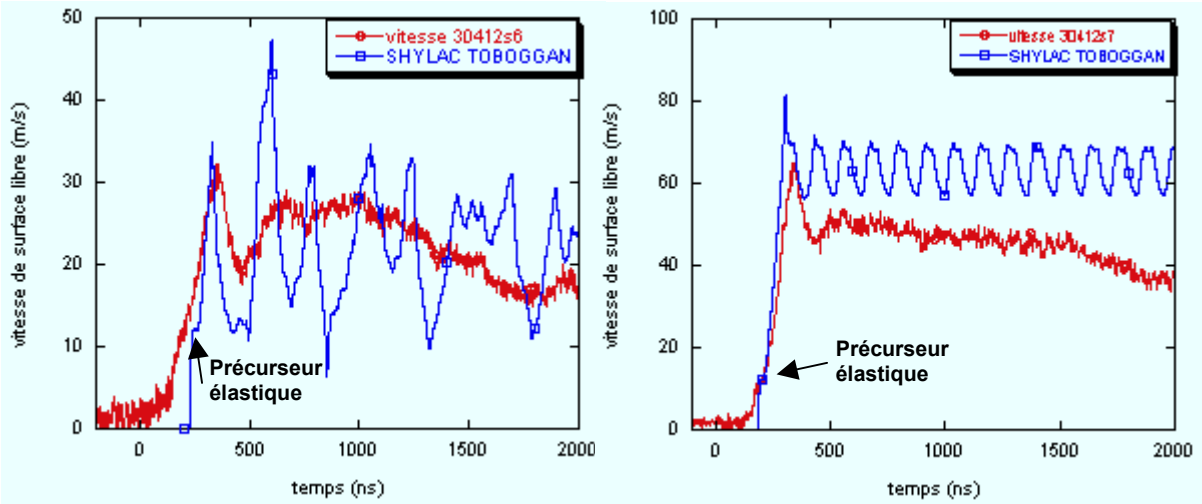


Figure 6.41 : *Comparaison simulation numérique SHYLAC incluant la modélisation du cuivre projeté thermiquement (TOBOGGAN).* ***a)*** *tir 30412s6,* ***b)*** *tir 30412s7 avec critère de rupture « Cut-off »à l'interface.*

Bien que des écarts subsistent, l'accord est nettement plus satisfaisant. Certaines caractéristiques sont bien reproduites par la simulation, telles que la pente de la montée

initiale le précurseur élastique et l'amplitude du premier débouché. Ces résultats sont très encourageants pour le développement du modèle toboggan.

Commentaires sur la technique d'envol de plaque

Cette technique a été appliquée au procédé *LASAT* avec succès sur des lots d'échantillons différant par la nature des couples revêtement – substrat. Cette méthode a permis de repousser les limites liées à l'épaisseur des échantillons. Des substrats d'épaisseur jusqu'à *3 mm* revêtus (*fig.6.37*) ont pu être éprouvés avec endommagement à l'interface.

D'autres expériences sont nécessaires pour parfaire un encadrement de seuil d'adhérence sur les échantillons éprouvés.

Auroux [I.41] précisait que pour induire une contrainte de traction, il fallait s'assurer que la durée de maintien τ soit inférieure au temps d'aller-retour T_{ar} dans le revêtement de la cible (*fig. 6.42*). Cela limitait les échantillons éligibles à l'essai *LASAT* en configuration classique avec le laser du *LCD*, du fait de sa durée d'impulsion. L'épaisseur minimale des revêtements que l'installation pouvait éprouver n'allait pas en dessous de la trentaine de *µm*. La technique de l'envol de plaque, par la modularité du chargement qu'elle induit, permet également d'abaisser cette épaisseur en dessous de la dizaine de *µm*.

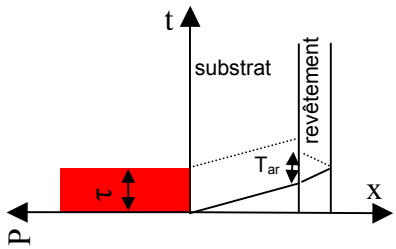


Figure 6.42 : *Cas où $\tau > T_{ar}$, non propice à l'essai LASAT.*

De manière générale, cette technique élargit le champ d'application du procédé *LASAT* conventionnel en le libérant de la contrainte imposée par la durée d'impulsion laser fixée. En modulant la durée d'application du choc par l'impact, on peut ainsi l'adapter aux épaisseurs respectives des matériaux constituant le système à éprouver afin de diriger la contrainte de traction préférentiellement aux interfaces.
De plus, l'augmentation de la durée de chargement permettant de retarder les effets d'amortissement, l'essai devient ainsi applicable à des échantillons de plus grande dimension.
Toutefois, les dimensionnements effectués dans notre analyse fixent des bornes supérieures d'épaisseurs d'amortissement car il n'a pas été tenu compte des effets 2D. Plus les épaisseurs considérées devant la dimension de la zone de chargement seront élevées, plus les effets 2D seront prononcés. Il conviendra donc de compéter cette analyse 1D en première approche par des analyses 2D de propagation des chocs dans les matériaux poreux. A cette occasion, le modèle toboggan pourrait être inséré dans *RADIOSS*.

VI.6 Références

[VI.1] AUROUX E., BOUSTIE M. et ROMAIN J.-P.,
“Improvement of the technique using an amplifying layer. Experimental and numerical approach.”
Proceedings of Shock Compression of Condensed Matter, AIP, 1999, pp. 1211-1214.

[VI.2] KOENIG M., BENUZZI-MOUNAIX A., PHILIPPE F., FARAL B., BATANI D., HALL T. A., GRANDJOUAN N, NAZAROV W., CHIEZE J.-P., TEYSSIER R.,
“Laser driven shock wave acceleration experiments using plastic foam”,
Applied Physics letters, 1999, 75, 19, pp. 3026-3028.

[VI.3] ARRIGONI M., BOUSTIE M., CLAVERIE A., BERTHE L., BOLIS C., JEANDIN M., BARRADAS S.,
"Méthode de la désadaptation d’impédance appliquée au test d’adhérence par choc laser (LASAT)",
Rapport d’activité 2003 du LULI, imprimerie de l’Ecole Polytechnique, en parution.

[VI.4] ARRIGONI M., BOUSTIE M., HE H.L., BOLIS C., BERTHE L., BARRADAS S., JEANDIN M.,
"Optimisation du test d’adhérence par choc laser (LAser Shock Adhesion Test) par la méthode de la désadaptation d’impédance",
5ème HDP, éditions CEA-DAM, Saint-Malo, 2003, pp.177-186.

[VI.5] ARRIGONI M., BOUSTIE M., HE H.L., BOLIS C., BERTHE L., BARRADAS S., JEANDIN M.,
“Benefits of the impedance mismatch technique for laser shock adhesion test (LASAT)”, Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter, AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, II, 2004, pp.1369-1372.

[VI.6] FABBRO R., FARAL B., COTTET F., ROMAIN J.-P.
« Simple measurement of the velocity of planar laser accelerated targets with stepped double-foil technique », Optics communications, vol. 49, n 5, p. 352, 1984.

[VI.7] FU S., GU Y., HUANG X., WU J, HE J., MA M., LUO P., ZHANG Y.,
"Experimental investigation of flyer character driven by a laser and increasing pressure with the flyer technique",
Physics of Plasmas, 2002, 9, 8, pp. 3201-3204.

[VI.8] OKADA K., KUNIHIKO W., HISATAKA T. et al,
"Experimental technique for launching miniature flying plates using lasers pulses", International journal of impact engineering, 2003, 29, pp. 497-502.

[VI.9] HE H.L., KOBAYASHI T., SEKINE T.,
"Accurate measurement of the velocity history of a laser-driven foil plate with a push-pull type VISAR",
Applied optics, 2001, 40, 34, pp. 6327-6333.

[VI.10] HE H.L., KOBAYASHI T., SEKINE T.,
"Time resolved measurement on ablative acceleration of foil plates driven by pulsed laser beam",
Review of scientific instruments, 2001, 72, 4, pp. 2032-2035.

[VI.11] MCCLELLAN K. J., SWIFT D. C., PAISLEY D. L., KOSKELO A. C.,
"Dynamic properties of Nickel-Aluminium alloy",
Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter, AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, 2004, II, pp. 593-596.

[VI.12] DE RESSEGUIER T., BOUSTIE M., BERTERRETCHE P., ARRIGONI M., HALLOUIN M.,
"Impacts de feuilles minces propulsées par laser pour étudier le comportement des matériaux sous choc",
Réseau Hautes Pressions, Dijon, 2004.

[VI.13] LONGUET B.,
"Etude de l'endommagement dynamique du tantale",
Diplôme d'Etude Approfondies de l'Université de Poitiers, 2003.

[VI.14] DE RESSEGUIER T., HE H. L., BERTERRETCHE P.,
"Use of laser-accelerated foils for impact study of dynamic material behaviour", International Journal of Impact Engineering, accepté en juin 2004, sous presse.

[VI.15] HE H.L., BOUSTIE M., ARRIGONI M., DE RESSEGUIER T., AUROUX E., DELEIGNIES M., GATULLE M.,
"Hugoniot measurement of water from the impact of laser driven mini-flyers", Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter, AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, 2004, II, pp.1393-1396.

[VI.16] GREEFF C.W., RIGG P.A., KNUDSON M.D., HIXSON R.S., GRAY G.T.,
"Modeling Dynamic phase transition in Ti and Zr",
Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter, AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, 2004, II, pp.209-212.

VI.*17* BERTERRETCHE P., DE RESSEGUIER T., HALLOUIN M., PETITET J.-P.,
"Shock induced irreversible transition from α-quartz to $CaCl_2$-like silica",
Journal of Applied Physics, 2004, 96, 6, pp. 4233-4239.

VI.*18* GREENAWAY M.W., FIELD J. E,
“The development of a laser-driven flyer system”,
Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter, AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, 2004, II, pp.1389-1392.

VI.*19* BRISSET D.,
"Mise en vitesse d’un projectile mince par impulsion laser en mode de plasma confiné. Etude de matériaux pour l’optimisation des performances de l’interaction", Thèse de l’Université de Poitiers, 1998.

VI.*20* BOUSTIE M., ARRIGONI, M, JEROME J., BERTHE L., BOLIS C., JEANDIN M., BARRADAS S.,
« The Flier LAser Shock Adhesion Test (F-LASAT) as an extension of the LASAT test for coating/substrate systems thickness above the millimetric range ».
18ième SMT Dijon, nov. 2004.

VI.*21* LAWRENCE R.J., TROTT W.M.,
"A simple model for the motion of pulsed laser driven thin flyers",
EURODYMAT 91, Journal de physique IV, colloque C3, octobre 1991, 1, pp. 453-458.

VII Conclusion & perspectives

VII.1 Conclusion & Perspectives

L'ensemble des travaux réalisés au cours de cette thèse s'inscrit dans la réalisation du projet *LASAT* (LASer Adhérence Test). Ce projet transdisciplinaire a proposé un transfert de technologie des laboratoires scientifiques vers l'industrie à travers la mise au point d'un prototype basé sur ce procédé, disponible au *LALP*.
Le procédé *LASAT* appliqué à des dépôts de cuivre projeté thermiquement sur un substrat d'aluminium a permis de discriminer les différences de niveau d'adhérence selon la préparation des échantillons. Désormais, ce nouveau test s'inscrit parmi les nombreux tests existants, avec l'avantage principal de pouvoir se réaliser sans contact.

Afin d'élargir son application depuis un contrôle de qualité vers une mesure des niveaux de traction à l'origine de la décohésion, nos travaux ont apporté une contribution à la modélisation de la propagation des chocs dans des revêtements poreux, tels qu'ils interviennent souvent dans les produits industriels. Afin de prendre en compte les effets de la rugosité d'interface sur ce procédé, nous avons analysé les mécanismes de transmission/réflexion de choc et leurs répercutions sur la mise en traction d'interfaces non planes.

Enfin, un des obstacles majeurs au développement industriel de ce nouveau procédé réside dans la limitation de son champ d'application à des systèmes d'épaisseur sub-millimétrique. Afin de lever ce verrou, nous avons proposé et étudié des solutions à cette restriction en examinant d'autres techniques telles que l'irradiation du revêtement, l'amplification des contraintes par la technique de désadaptation d'impédance et enfin l'impact de feuilles accélérées par irradiation laser.

Modélisation des matériaux poreux

Par l'étude des matériaux poreux, nous avons apporté une contribution à la modélisation du comportement sous sollicitation dynamique de ces matériaux de conceptions industrielles, telles que le frittage ou la projection thermique.
Ainsi, en proposant un modèle analytique macroscopique de type (*P-α*) , nous avons amélioré la simulation numérique, avec le code *SHYLAC,* des résultats expérimentaux (*fig. 4.20*). Ce modèle décrit la compaction du matériau poreux sous sollicitation dynamique à partir d'une formulation mathématique représentée dans le plan (*P-*

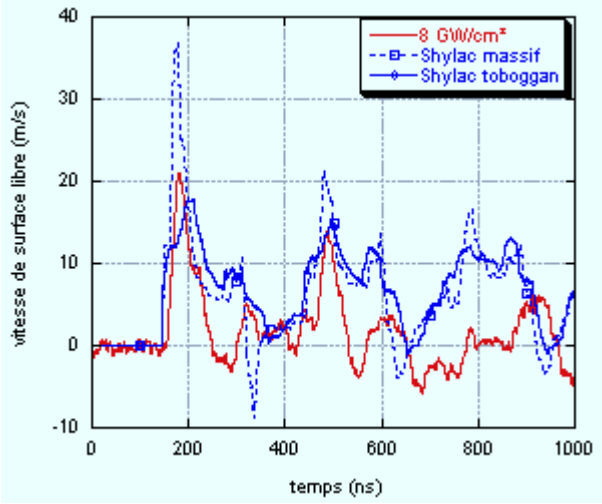


Figure 4.20 : *Comparaison simulation/expérience avec SHYLAC avec et sans TOBOGGAN pour les tirs réalisés au LALP sur aluminium 500 µm – cuivre 300 µm, appliqués côté aluminium à 8 GW/cm².*

α) par une courbe décroissante, monotone, continûment dérivable, avec un point d'inflexion (en forme de toboggan). Il a permis d'améliorer la modélisation du comportement des aciers frittés de porosité *10, 15* et *20 %*, ainsi que celui du cuivre projeté thermiquement à *14 %* de porosité, ceci pour des sollicitations allant jusqu'à *10 GPa* et des durées de maintien de choc de la dizaine de nanosecondes. Cette approche reste satisfaisante pour la modélisation de matériaux dont la porosité s'avère relativement homogène et inférieure à environ *15 %*. Cependant, il conviendrait d'approfondir une étude paramétrique des variables du modèle proposé en s'intéressant à leur effet sur la compaction et les mesures de vitesse obtenues expérimentalement. Pour des porosités supérieures, une modélisation statistique 2D/3D serait plus appropriée.
Enfin, l'étude du comportement des matériaux sous choc reste complexe car les caractéristiques physiques et mécaniques du matériau dépendent fortement de son procédé d'élaboration.

Etude de l'influence de la rugosité interfaciale

Les essais *LASAT,* appliqués à différentes préparations d'échantillons, ont d'abord mis en évidence que la rugosité d'interface joue un rôle indéniable d'ancrage mécanique dans l'adhérence [III.5]. Les observations post-mortem ont montré l'amorçage de l'endommagement à des endroits précis de l'interface rugueuse (*fig. 5.12*). Les cas étudiés présentent des rugosités de fraisage dont la géométrie a été modélisée par un profil en dents de scie. Une approche analytique des chocs bidimensionnels plans a été effectuée en vue d'étudier les transmissions et réflexions des chocs et détentes à l'interface avec une telle géométrie. Cette approche a permis de valider l'utilisation du code éléments finis 2D/3D *RADIOSS* pour la résolution de problèmes impliquant la propagation des choc obliques. Il a été ainsi montré que les contraintes calculées à l'interface d'un profil fraisé sont composées de sollicitations en traction-cisaillement (mode II) combinées avec des contraintes de traction en mode I (*fig. 5.11*). L'endommagement semble apparaître préférentiellement aux endroits où cette mixité modale apparaît la plus importante. Ce résultat est inédit dans le

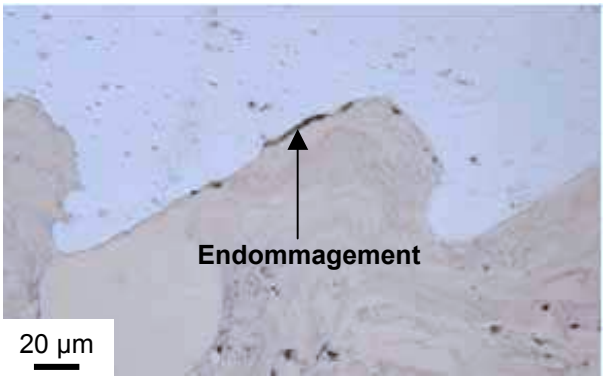


Figure 5.12 : *Micrographie des échantillons Al 470 µm Cu 300 µm profils rugueux F2 éprouvé à 238 GW/cm².*

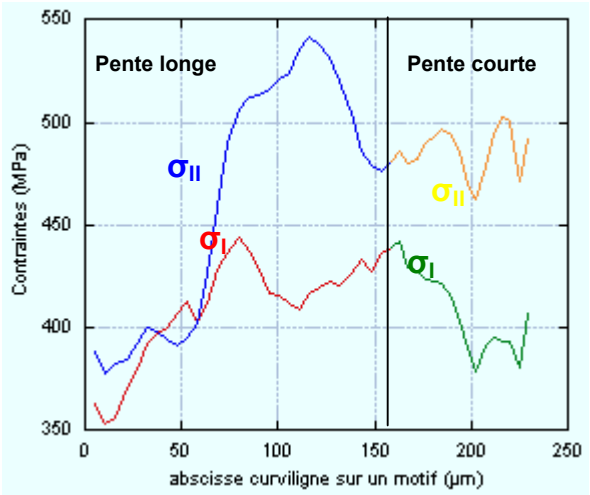


Figure 5.11 : *Evolution des contraintes maximales de traction en mode I (σ_n) et II (σ_t) le long des pentes des profils rugueux F2 pour un choc incident de 1,35 GPa.*

cadre du procédé *LASAT* car l'endommagement sur les interfaces planes était provoqué par une traction uniaxiale en mode I.
Toutefois, la rugosité de fraisage n'incarne pas la réalité industrielle dans laquelle les surfaces comportent essentiellement des rugosités de sablage. Par la diversité des formes qu'elles font intervenir, une étude statistique et 2D/3D serait nécessaire pour en réaliser l'étude.

Solutions pour les essais sur cibles épaisses

L'atténuation prononcée des chocs brefs dans les cibles d'épaisseur supérieure au millimètre a soulevé un obstacle dans l'ouverture du procédé *LASAT* conventionnel (*fig. 7.1-a*) à une large diversité d'échantillons. Afin d'étendre les limitations imposées par cette atténuation, trois solutions ont été proposées et analysées.

La première solution consiste à appliquer le choc du côté revêtu de l'échantillon (*fig. 7.1-b*). Cette configuration a été étudiée analytiquement et les résultats expérimentaux ont conforté les prédictions : cette configuration se limite aux échantillons dont l'impédance de choc du revêtement est très inférieure à celle du substrat.

La seconde solution s'appuie sur la méthode de désadaptation d'impédance par interposition d'un matériau à base impédance de choc sur la partie de la cible recevant le choc (*fig.7.1-c*). Cette méthode a permis d'endommager des interfaces fortement adhérentes dont le seuil restait inaccessible en configuration *LASAT* classique. Des échantillons d'épaisseur plus importante ont pu être soumis au procédé. Toutefois, cette méthode n'a pas permis l'endommagement de l'interface d'échantillons d'épaisseur supérieure au millimètre.

Cette configuration ne répondant pas aux besoins des partenaires industriels, nous nous sommes tournés vers la technique d'accélération de feuille par irradiation laser (canon laser, (*fig.7.1-d*)).

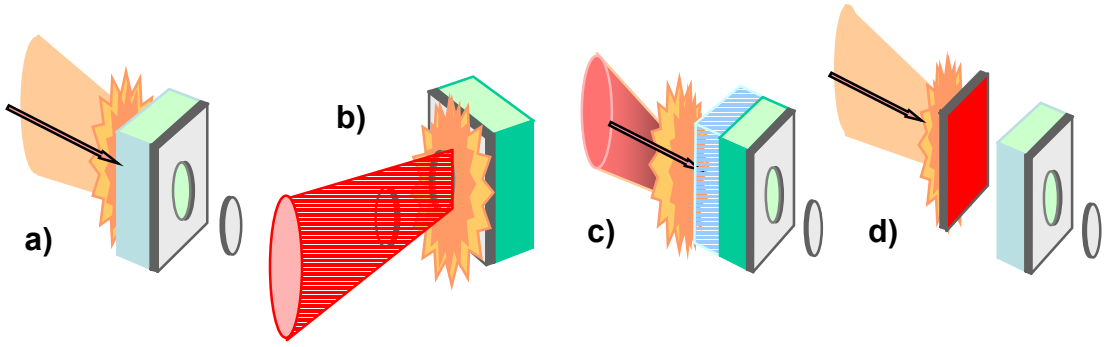


Figure 7.1 : a) *Configuration de l'essai LASAT originale (classique). Configurations LASAT développées aux cours de la thèse,* ***b)*** *tir côté revêtement,* ***c)*** *amplification des contraintes par la méthode de la désadaptation d'impédance (MBI),* ***d)*** *accélération de feuille mince par irradiation laser.*

Une étude analytique de cette méthode a permis de fixer les grandeurs caractéristiques importantes pour l'assistance au choix des conditions les plus appropriées à la réalisation du test d'adhérence pour un système donné.

L'étude expérimentale de ce nouveau principe a permis de qualifier les vitesses d'impact accessibles pour divers projectiles d'aluminium ou de cuivre d'épaisseurs comprises entre 50 et 500µm. Une contribution à la caractérisation de la planéité de l'impact réalisé par canon laser a été apportée.

Enfin, la technique du canon laser a été appliquée à des systèmes revêtus épais. Nous avons ainsi pu obtenir la décohésion de dépôts de cuivre 300µm sur substrat d'aluminium jusqu'à *3 mm* au moins.

Cette nouvelle technique apparaît donc très prometteuse pour lever le verrou au développement industriel du procédé *LASAT* pour des systèmes épais, la mise en oeuvre de ce moyen dérivé de *LASAT* ne présentant pas de difficulté majeure par rapport au principe *LASAT* conventionnel.

VII.2 Perspectives

La poursuite des recherches dans cette voie-là semble ouvrir de nombreuses perspectives d'extensions et d'adaptabilité de la technique de test selon les compositions et géométries d'échantillons proposées, alors que le procédé *LASAT* conventionnel est restreint à une catégorie d'échantillons par le choix du laser source et de sa durée d'impulsion.

Un projet ambitieux consisterait à compléter la technique du canon laser par un système expert incluant la simulation de la propagation des chocs dans les matériaux massifs et/ou poreux, avec rugosités éventuelles à l'interface afin de rechercher les conditions optimales d'impact de feuille accélérée par laser produisant la traction de manière sélective à l'interface.

Bien que des optimisations aient été apportées au procédé pour les systèmes épais, celui-ci n'a pas été développé pour les revêtements minces d'épaisseur inférieure au *µm*. Afin de valider ce procédé à l'échelle nanométrique, il conviendrait d'effectuer une étude analytique et numérique du procédé *LASAT* avec des chocs extrêmement brefs. Ces études pourraient s'appuyer sur des campagnes expérimentales avec des lasers impulsionnels offrant des impulsions de quelques picosecondes voire femtosecondes. Cette nouvelle application pourrait contribuer au développement des micro et nanotechnologies.

Au cours des communications scientifiques auxquelles les partenaires du projet ont participé, des contacts ont particulièrement été établis avec des chercheurs industriels. Des nouveaux systèmes ont été éprouvés et d'autres propositions sont en cours.

La communication avec d'autres intervenants de la recherche a également donné lieu à des comparaisons du procédé *LASAT* avec d'autres types d'essais d'adhérence

(gonflement-décollement, plot collé). Afin de bien comprendre les phénomènes d'endommagement et de propagation des fissures à l'interface, il serait souhaitable de poursuivre ces comparaisons sur une plus grande variété d'échantillons et d'essais.

Annexes

Annexe I Comparaison LASAT / plot collé / Gonflement - décollement 195
Annexe II.1 Architecture des installations LCD et LULI 201
Annexe II.2 Choc bidimensionnels plans 203
Annexe III.1 Présentation de RADIOSS 213
Annexe III.2 Description et fonctionnement du VISAR 215
Annexe IV.1 Analyse post mortem aciers frittés B et C 219
Annexe IV.2 Modèle Toboggan 221
Annexe IV.3 Résultats expérimentaux au LULI 225
Annexe VI.1 Expériences Cr-Cu au LULI 227
Annexe VI.2 Clichés d'impacts résolus en temps 231
Annexe VI.3 Détermination analytique de l'amortissement 233
Annexe VI.4 Systèmes soumis à l'essai LASAT par envol de plaque 237

ANNEXE I : Comparaison du procédé LASAT avec l'essai du plot collé et l'essai de gonflement – décollement

I.1 Présentation des essais d'adhérence comparés

Les principes et caractéristiques de chaque essai sont rappelés dans ce paragraphe (tableau (*I.1*)).

L'essai *choc laser* met en œuvre des sollicitations de traction dynamique en mode I (*fig. I.1a*).

L'essai de plot collé fait intervenir une traction quasi statique en mode I, limitée par la tenue de la colle entre le plot et l'éprouvette (*fig. I.1b*). C'est un essai normalisé, répandu et simple à interpréter. Les expériences concernant cet essai ont été réalisées au Centre des Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris. L'échantillon est maintenu collé aux mors e la machine de traction jusqu'à rupture de l'interface ou de la colle. La colle normalisée « *FM 1000* » a été utilisée pour la jonction mors – échantillon. Lors de l'essai, la vitesse de traction est maintenue constante et égale à *0,66 mm/min*. La surface sollicitée est circulaire et de diamètre *24 mm*.

L'essai de gonflement – décollement consiste à mesurer l'énergie nécessaire au décollement d'un dépôt de son substrat, par gonflement du revêtement à l'aide d'un fluide sous pression (*fig. I.1c*). Cette configuration met en œuvre un mode de sollicitation quasi-statique combinant les modes I et II. L'accès à un tel procédé nous a été permis au Laboratoire de Thermodynamique et Physico-Chimie Métallurgiques (*LTPCM*) *U.M.R. n° 5614* du *C.N.R.S. – I.N.P.G.*

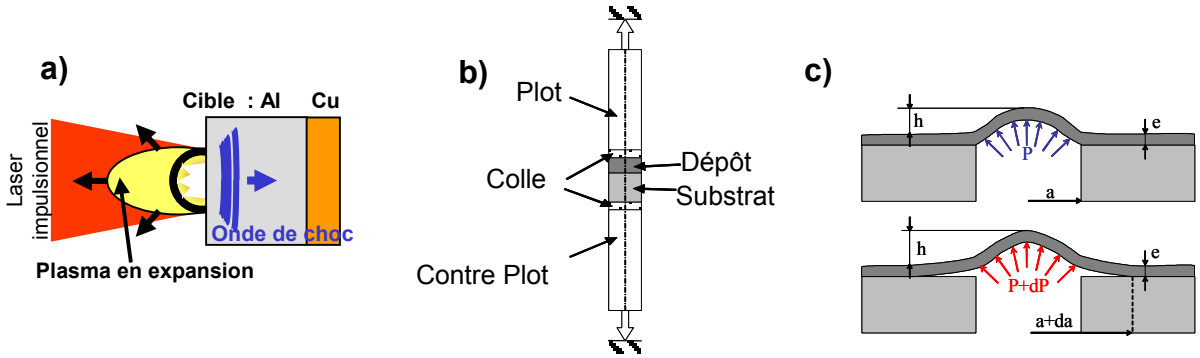


Figure I.1 : *Les trois essais retenus pour l'étude comparative :* ***a)*** *procédé LASAT,* ***b)*** *essai de plot collé,* ***c)*** *essai de gonflement-décollement.*

Procédé LASAT	Méthode du Plot collé	Essai de Gonflement-décollement
Mesure d'une contrainte seuil (*MPa*) ou d'un flux laser seuil (*GW/cm²*)	Mesure d'une contrainte seuil (*MPa*)	Mesure d'une énergie de propagation de fissure à l'interface correspondant à l'énergie d'adhérence G_c ($J.m^{-2}$)
Traction mode I	Traction mode I	Mixité des modes I et II
Essai dynamique	Essai statique	Essai statique
Essai Local (quelques *mm²*)	Essai macroscopique (*ø 24 mm*)	Essai en périphérie

Tableau I.1 : *Comparaisons entre les essais LASAT, plot-collé et gonflement-décollement.*

I.2 Elaboration des échantillons

Différentes interfaces ont été obtenues par projection plasma de cuivre (sous air et sous atmosphère inerte) sur des substrats en *Al 2017* (*ASTM*), ayant subi divers préchauffages. Les projections thermiques du cuivre sur son substrat d'aluminium ont été effectuées au Centre des Matériaux de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.

En vue de comparer la sensibilité de chaque type d'essai à la température de projection, à la rugosité d'interface et à la nature du gaz de projection, des échantillons ont été élaborés et soumis aux trois essais.

La température de projection a une influence sur l'adhérence du revêtement sur son substrat. Trois valeurs différentes de températures de substrat en première passe de projection ont été retenues pour un même gaz de projection (air) sur des substrats à interfaces lisses (*Ra = 0,1 µm*) (*fig. I.2a*). Ces températures sont respectivement *205, 228* et *255 °C*.

La nature du gaz de projection possède également une influence sur la qualité de l'adhérence. Un échantillon à interface lisse projeté par gaz inerte à *255 °C* a donc été préparé pour comparaison avec son homologue projeté sous air (*fig. I.2*).

Le dernier aspect abordé est la rugosité d'interface. Elle joue un rôle important dans l'ancrage mécanique et modifie de façon notable la valeur d'adhérence mesurée. Un échantillon projeté sous air à *255 °C* avec une interface rugueuse de R_a = *5,15 µm* a été préparé pour comparaison avec son homologue projeté sous air à *255 °C* avec interface lisse.

L'ensemble des échantillons élaborés est représenté dans le tableau (*I.2*) qui rappelle les différences essentielles d'une préparation à l'autre.

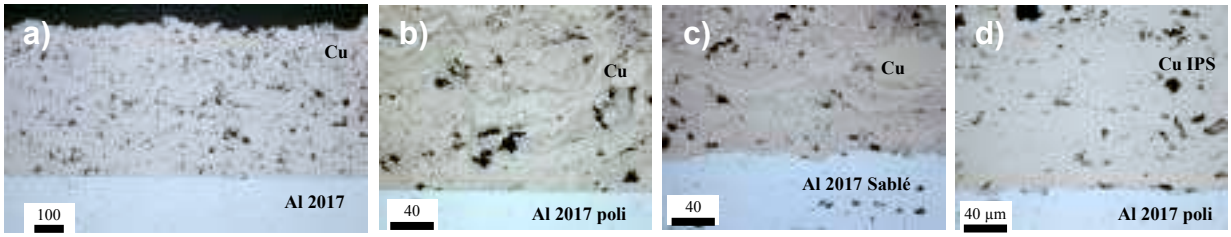


Figure I.2 : *Dépôts projetés par plasma de 550 µm de Cu sur de l'Al 2017 différant par la température du substrat en première passe de projection (205, 215, 228 ou 255 °C) et par le gaz de projection :* ***a), b)*** *Air lisse,* ***c)*** *Air rugueux,* ***d)*** *Inerte lisse.*

Dénomination	T° projection (°C)	Ep couche (µm)	R_a (µm)	Gaz propulseur
APS P T208	205	550	Lisse (<0.1)	Air
APS P T225	228	550	Lisse (<0.1)	Air
APS P T 255	255	550	Lisse (<0.1)	Air
APS S1 T255	255	550	5,15	Air
IPS P T215	215	550	Lisse (<0.1)	Inerte

Tableau I.2 : *Echantillons préparés pour la comparaison des trois essais.*

I.3 Résultats Expérimentaux

I.3-1 Procédé LASAT

Lors des expériences de mesure de seuil d'adhérence réalisées par procédé *LASAT*, chaque tir a fait l'objet de mesure *VISAR*, lesquelles permettent de se prononcer sur le diagnostic de la rupture à l'interface substrat – revêtement. Le signal de vitesse de surface libre d'un tir à haut flux (*88 GW/cm²*) ayant mené à la rupture interfaciale est comparé à celui d'un tir à bas flux (*18 GW/cm²*) (*fig. I.3*).

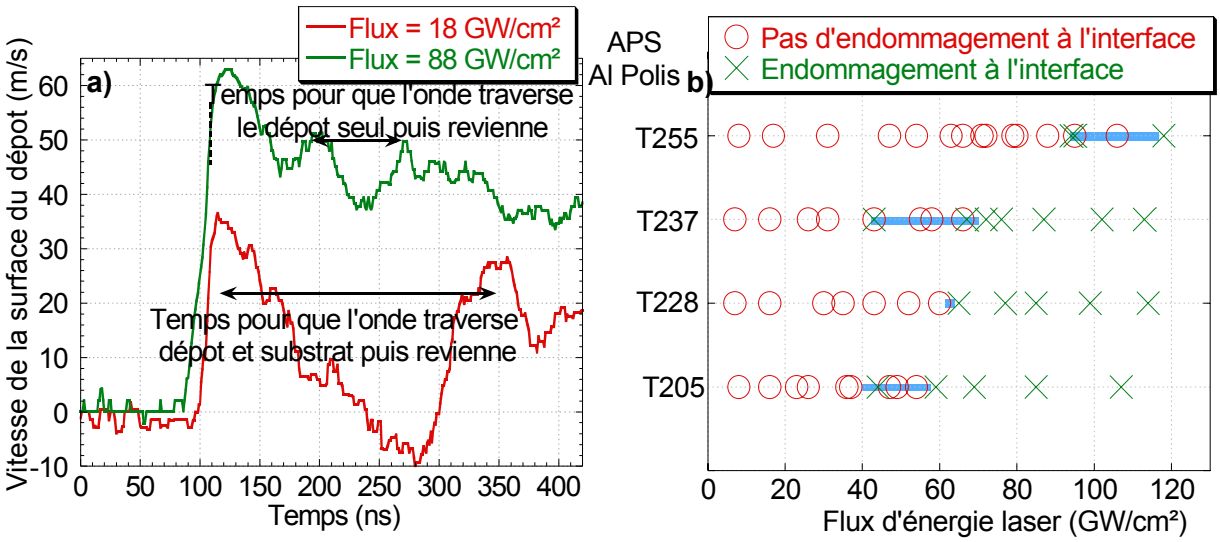


Figure I.3 : *résultats expérimentaux obtenus avec le procédé LASAT sur les échantillons APS interface lisse:* ***a)*** *diagnostic de décohésion à partir des signaux VISAR.* ***b)*** *Seuils en flux laser obtenus pour les échantillons éprouvés.*

Le signal de vitesse du tir à haut flux présente des pics de vitesse espacés de la durée des aller-retours des ondes dans le revêtement alors que le signal à bas flux présente des pics de vitesse espacés de la durée d'aller-retours des ondes dans la cible intègre. Lorsque le signal de vitesse obtenu sur un échantillon présente la signature de la rupture à un flux laser donné, il est marqué d'une croix (*fig. I.3b*), dans le cas contraire, il est marqué d'un cercle. Par ce moyen de diagnostic, les seuils d'adhérence en flux laser des

échantillons projetés sous air, à interface lisse, pour les températures de projection de *205, 228, 237* et *255 °C* sont représentés sur la figure (*I.3b*).

En agissant de même pour les autres préparations, les résultats ont pu être reportés sur la figure (*I.6*).

I.3-2 Essai de gonflement-décollement

Une campagne expérimentale soumettant les échantillons préparés à l'essai de gonflement – décollement a été effectuée au *LTPCM*. Afin de s'assurer de ne pas entamer le revêtement, le trou permettant d'accéder à l'interface à été ébauché au perçage puis fini à l'attaque chimique sélective à l'acide chlorhydrique. Les diamètres de ces orifices vont de *6,5* à *8 mm*. Cette dimension agit sur la rigidité du dépôt mais n'influe pas sur la valeur de l'énergie d'adhérence mesurée.

Une pression statique est transmise à l'interface aluminium – cuivre par le biais d'eau sous pression. La pression a été augmentée progressivement jusqu'à observer une chute brutale due à l'augmentation du volume induite par la propagation de la fissure à l'interface. Ce point permet de mettre en évidence le seuil de propagation de la fissure à l'interface. La hauteur de gonflement du revêtement provoquée par l'élévation de pression à l'interface est mesurée par interférométrie. Les points expérimentaux relevé lors des expériences sont positionnés sur la figure (*I.7*).

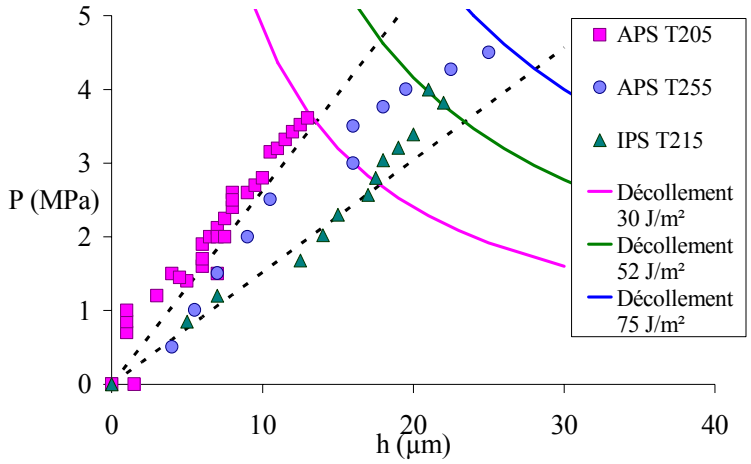


Figure I.7 : *Relevés expérimentaux des essais de gonflement – décollement réalisés au LTPCM sur les échantillons APS P T205 - APS P T255 – IPS P T215*

L'échantillon éprouvé par ce procédé est observé après l'essai afin de valider la fissuration de l'interface (fig. I.8).

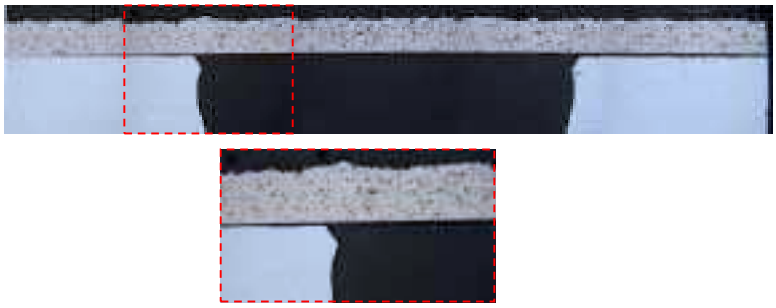


Figure I.8 : *Observation microscopique de l'échantillon après avoir subit l'essai de gonflement – décollement.*

Par son principe, l'essai de gonflement – décollement sollicite l'interface sur le périmètre de l'orifice. Il en résulte une mesure de l'énergie d'adhérence interfaciale G_c (*J/m²*). Les sollicitations menant à la fissure mettent en œuvre le mode I et le mode II, de mixité dépendante de la géométrie de l'échantillon.

Annexe II.1 : Architecture des Lasers *LCD* et *LULI*

*Architecture de la chaîne 6 faisceaux du LULI (*fig. II.1*) :*

La chaîne 6 faisceaux du Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses est installée à l'Ecole Polytechnique à Gif sur Yvette (91). Elle est constituée d' *« une chaîne de verre dopée au néodyme délivrant 6 faisceaux de 85 joules chacun à 1053nm sur une pupille de 90mm. La durée d'impulsion peut varier entre 200ps et 30 ns. La longueur d'onde fondamentale, 1053nm, peut-être convertie par effet non linéaire dans des cristaux de conversion de fréquence à 526,5nm, 351nm ou 263,25nm.*

Six salles d'expérience, entièrement équipées pour recevoir une partie ou tous les faisceaux du laser, confèrent une grande versatilité, une grande flexibilité et une haute densité de tirs. Plusieurs expériences peuvent avoir lieu simultanément et le nombre de tirs à haute puissance sur cibles est en moyenne de 4000 tirs par an. »
http://www.luli.polytechnique.fr/

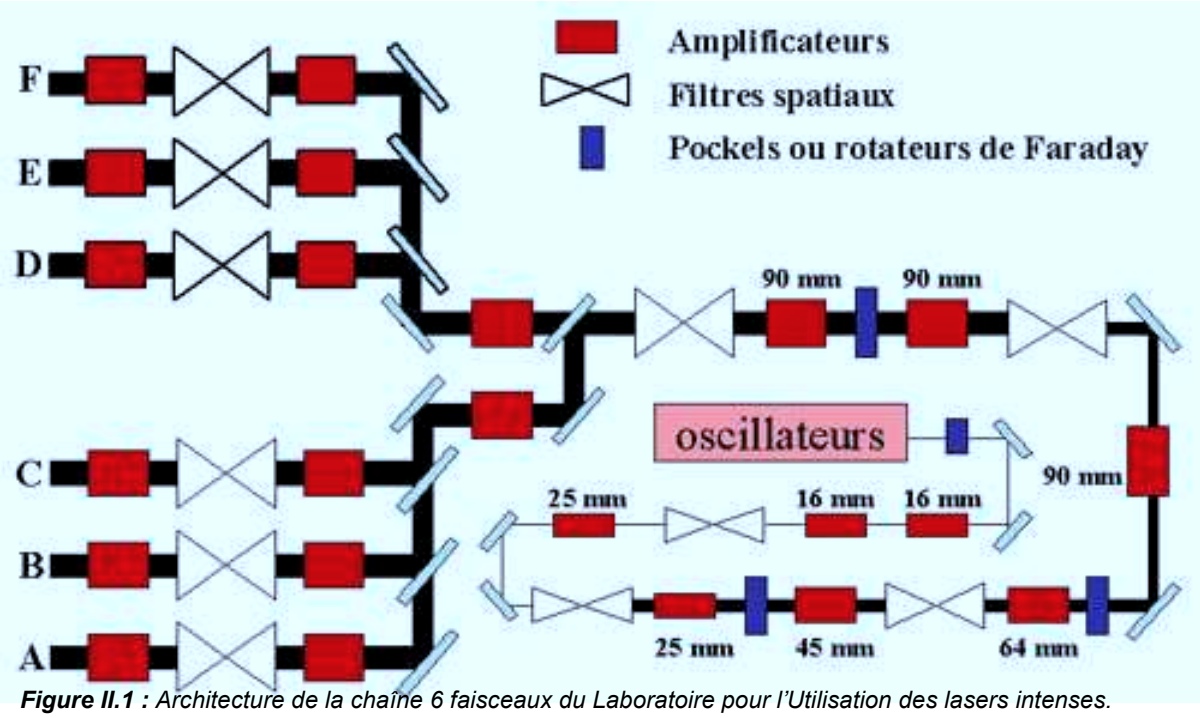
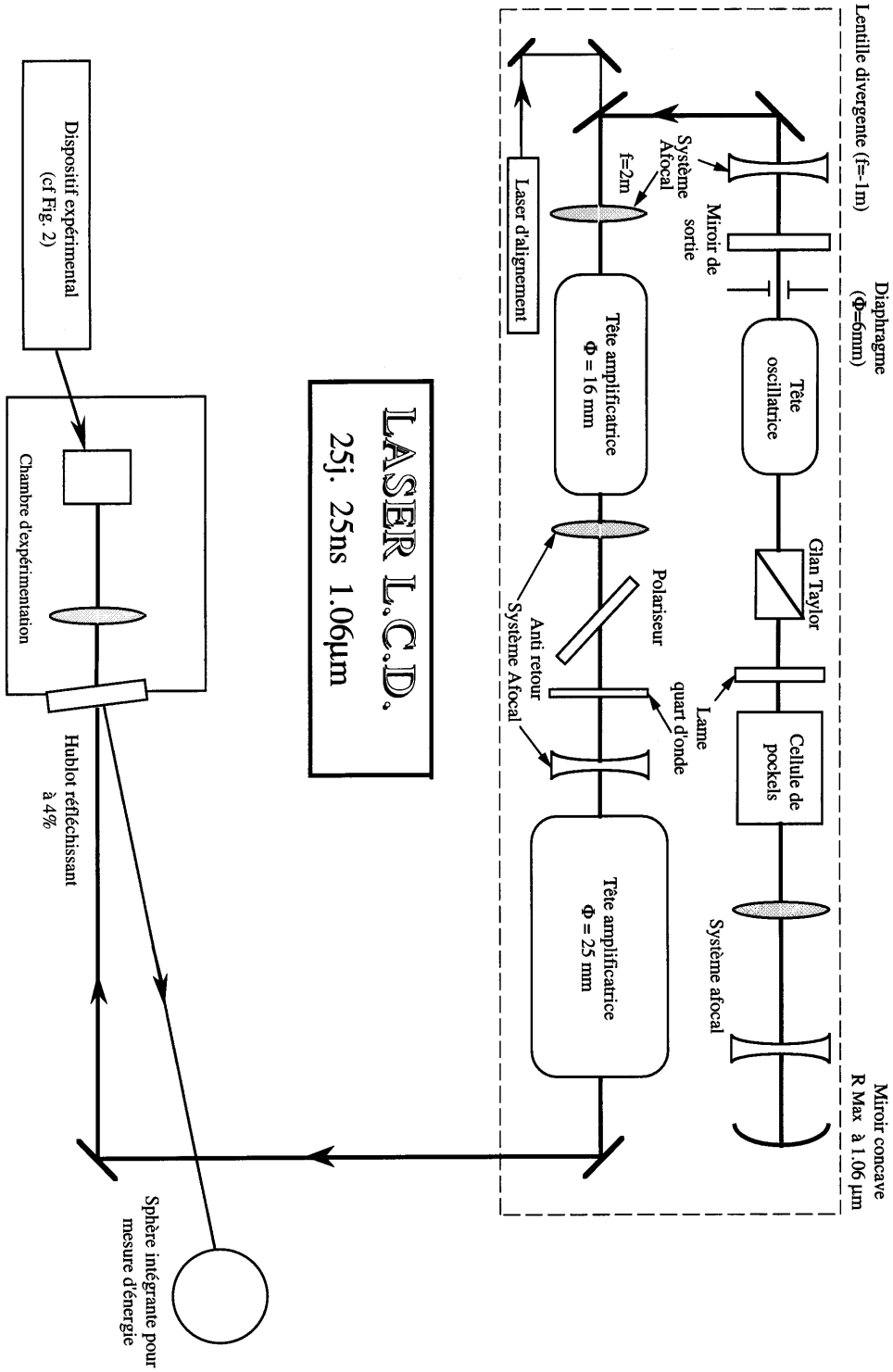


Figure II.1 : *Architecture de la chaîne 6 faisceaux du Laboratoire pour l'Utilisation des lasers intenses.*

Architecture du laser impulsionnel du Laboratoire de combustion et de détonique :

Le laser impulsionnel du *LCD* est constituée d'un oscillateur comportant un barreau de cristal de Yttrium Aluminium Garnet (*YAG*) dopé par des ions de Néodyme (*Nd*), excité par des lampes flashs hélicoïdales. Cet oscillateur émet un rayonnement de photons de longueur d'onde fixée (*1,064 µm*). Une cavité oscillatrice permet, à l'aide d'un diaphragme, de régler les caractéristiques spatiales et temporelles de l'impulsion. A la sortie de

l'oscillateur, le faisceau transporte une énergie de *0,1 J*. Ensuite, il est amplifié par un ou plusieurs étages pour atteindre un diamètre de *25 mm*, avant d'être focalisé sur la zone irradiée. Il est capable de délivrer *25* Joules en *25* nanosecondes, soit une puissance de *1 GW*. Sa fréquence peut atteindre un tir toutes les deux minutes. En irradiation confinée verre, la pression maximale est de l'ordre de *4 GPa*. En l'utilisant comme accélérateur de projectiles, il permet de mettre en vitesse *50 µm* d'aluminium à *2 km/s*. Par cette méthode, les pressions générées peuvent atteindre *15 GPa*.



Annexe II.2 : chocs bidimensionnels plans

Dans le cas des chocs obliques (chocs bidimensionnels plans), les paramètres de choc changent[1]. Outre ces nouveaux paramètres, la notion de choc oblique est astreinte à des problèmes de stabilité. Nous traiterons le cas de réfraction et de réflexion régulières de choc mais nous serons amenés à introduire des notions de stabilité et de réfraction irrégulière.

- <u>Paramètres du choc bidimensionnel plan</u>

Considérons une cible bi-matériau *A* et *B* avec une interface oblique et à l'état stantard au repos (*fig. II.1*). Cette configuration se trouve dans le cas du choc plan bidimensionnel. Considérons un choc plan, de célérité *D*, d'angle d'incidence *σ* avec l'interface. La vitesse matérielle dans le matériau *A* sous choc est u_1.

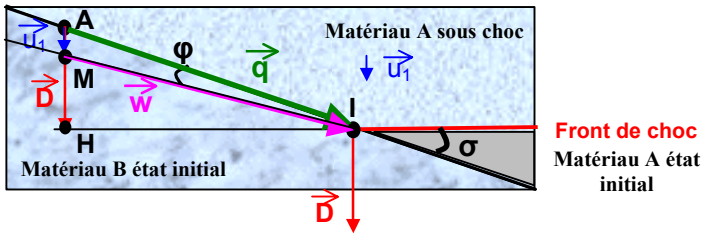


Figure II.1 : *Choc bidimensionnel et ses paramètres.*

Du fait de l'oblicité, il est necessaire de travailler avec des paramètres bidimensionnels que l'on exprimera en fonction de *D* et *σ* :

- Le premier paramètre est la vitesse apparente q ou vitesse absolue du point « I » sur l'interface. La norme de cette vitesse vaut :

$$q = \frac{D}{\sin(\sigma)} \tag{1}$$

- Le second paramètre est la vitesse matérielle relative au point I appelée également vitesse d'écoulement par rapport à I :

$$\vec{w} = \vec{u} - \vec{q} = IM \tag{2}$$

Le milieu amont (non choqué) pénètre le front de choc, à la vitesse $\vec{w}_0$ et en ressort à la vitesse $\vec{w}$.

- Les composantes tangentielles de ces deux vitesses sont conservées de part et d'autre du front. Les composantes normales diffèrent du saut de vitesse (comme

[1] Thouvenin J. "Détonique", chapitre 7, édition CEA-Eyrolles, série « Synthèse », 1997, ISBN 2-7272-0181-8

dans le cas 1D), ce qui implique une déviation φ de l'interface (troisième paramètre, de même sens que *σ*) :

$$\varphi = (\vec{w}_0, \vec{w}) \tag{3}$$

Les relations reliant ces paramètres bidimensionnels sont purement cinématiques. A partir de l'expression (1) et en appliquant les relations de la trigonométrie dans le triangle *IMH* (*fig. II.1*), on arrive aux expressions $w.sin(\sigma-\varphi)=D-u$ et $w.cos(\sigma-\varphi)=q.cos(\sigma)$ qui permettent d'établir les relations du choc bidimensionnel :

$$\begin{cases} w^2 = q^2 - D^2 + (D-u)^2 = D^2.cotan^2(\sigma) + (D-u)^2 & (4) \\ \tan(\varphi) = u\dfrac{\sqrt{q^2 - D^2}}{q^2 - Du} = \dfrac{u.\cos(\sigma)}{q - u.\sin(\sigma)} & (5) \end{cases}$$

Trois grandeurs (*q,w,φ*) dépendent de deux autres, parmi *D* (monodimensionnelle), *q* ou *σ* (bidimensionnelles).

- <u>Les courbes caractéristiques</u>

A l'instar du choc mono dimensionnel, la détermination des états, lors du franchissement d'une interface séparant deux milieux, se fait à l'aide de courbes caractéristiques. Pour cela, l'un des paramètres doit être fixé, en général, on choisit la vitesse *q*. On peut ainsi définir :

- **La polaire (π) dans le plan de l'hodographe ou de *Buseman***

C'est le lieu de l'extrémité du vecteur vitesse matérielle $\vec{u}$ en faisant varier *D* (et donc l'angle *σ*) de sa valeur minimale C_0 (la vitesse du son) pour $\sigma = \sigma_0$ à sa valeur maximale *q* pour $\sigma=\pi/2$ (*fig. II.2*).

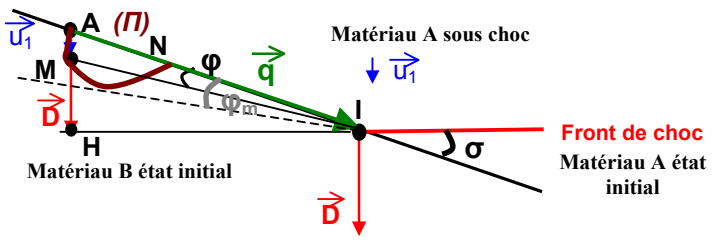


Figure II.2 : *Polaire (π) dans le plan de l'hodographe.*

u étant une fonction croissante et monotone de *D*, *(π)* étant continue, l'angle de déviation *φ* passe donc par un maximum φ_m (en gris sur la figure (II.2)). En dérivant l'équation (5), pour *q* fixé, on trouve :

$$D^2 + u(D-u)\frac{dD}{du} = q^2 \qquad (6)$$

de racine u_m et on en déduit D_m, σ_m et φ_m. L'indice « $_m$ » fait référence au point de déviation maximale. Dans les solides, l'angle de déviation maximale σ_m peut s'exprimer de la manière suivante :

$$cotan^2(\sigma_m) = C_0\frac{u}{D}(1-\frac{u}{D}) \qquad (7)$$

- **La polaire dans le plan d'incidence (D,σ)**

Pour déterminer les courbes limites qui délimitent la régularité de l'interaction. Sur la figure (2), lorsque le point *M* se déplace de *A* à *N* en faisant varier *σ*, la vitesse d'écoulement décroît continument de *q* à (*D-u*). Parallèlement, la vitesse du son derrière le choc croît de C_0 à $C_N > D-u$.

On rappelle que la vitesse du son derrière le choc *C* peut s'exprimer par l'expression simplifiée (8), avec C_0 et *s* les paramètres utilisés dans l'expression (II.8) :

$$C = \frac{\rho_0}{\rho_1}(C_0+2s.u_1) \qquad (8)$$

Il existe donc un point pour lequel la vitesse de l'écoulement est égale à la vitesse du son derrière le choc : *w=C.* Ce point s'appelle point sonique, il est toujours situé entre *A* et le maximum de la polaire *(π)* . On détermine les caractéristiques sous choc en ce point à l'aide de la relation (3), à *q* constant, en faisant *w=C* :

$$C^2 + D^2 - (D-u)^2 = q^2 \qquad (9)$$

En déterminant la solution *u**, on retrouve l'angle *σ** dit sonique. Il est relié à *D**, en utilisant (3). L'indice « * » fait référence au point sonique. Dans les solides, avec *γ* coefficient de Grüneisen :

$$Cotan^2(\sigma^*)=C_0\frac{u}{D}(1-\frac{u}{D})\frac{(D-u)(2D-\gamma u)}{(D-C_0u)} \qquad (10)$$

Cette notion de sonicité est fondamentale ; par le choix de l'angle d'incidence *σ* , pour une même vitesse de choc *D* :

- Si *w>C, alors σ<σ*(q)* et on a affaire à un écoulement supersonique derrière le choc. Les éventuelles perturbations sont matérialisées par une onde sonique qui se propage en arrière du front de choc mais moins vite que le front de choc. L'écoulement entre cette onde sonique et le front de choc reste permanent. L'état est représenté sur la polaire *(D,σ)* à gauche de la polaire *σ*(D)* (*fig. II.3*).

- Si *w<C*, alors *σ>σ*(q)* et l'écoulement est subsonique derrière le choc. Les éventuelles perturbations en arrière du front de choc se propagent dans un

milieu supersonique par rapport au choc. Elles vont rattraper le front de choc et, selon leur amplitude, le déformer. L'écoulement peut devenir instationnaire et conduire à la formation d'ondes de Mach.

Cette analyse mène donc à une condition nécéssaire pour que la transmission ou reflexion d'une onde entre deux milieux soit régulière : pour un choc donné, $\sigma<\sigma^*(q)$. L'état est représenté sur la polaire (D,σ), à droite de la polaire $\sigma^*(D)$ (*fig. II.3*).

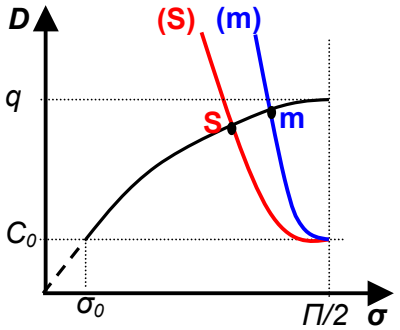


Figure II.3 : *Domaines de stabilité des chocs pour q fixé. La condition w>C est satisfaite à gauche de la polaire σ*(D) rouge. En noir la polaire (D,σ).* En bleu, la polaire $\sigma_m(D)$.

- **La polaire de choc Φ :**

Elle relie la pression P à l'angle de déviation φ à <u>q fixé</u>. Ce n'est pas une relation triviale ; pour obtenir une telle polaire entre P et φ, il faut passer par un troisième paramètre (D ou u) à l'aide des relations de choc (II.4) et (5). La figure (II.4) met en parallèle la polaire P-u et la polaire P-φ. Pour un niveau de pression P_M, le choc bidimensionnel induit dans le matériau est régulier car M se trouve en dessous du point sonique S, défini par l'expression (10). Le point m, à tangente verticale, représente le niveau de pression P_m pour lequel l'angle de déviation φ est maximal, défini par l'expression (7). On remarque au passage que le point S est bien compris entre 0 et m. Au dessus du niveau de pression P_S, l'écoulement derrière le choc est instationnaire.

Le point N correspond à la configuration choc plan mono dimensionnel $(\sigma=90°)$.

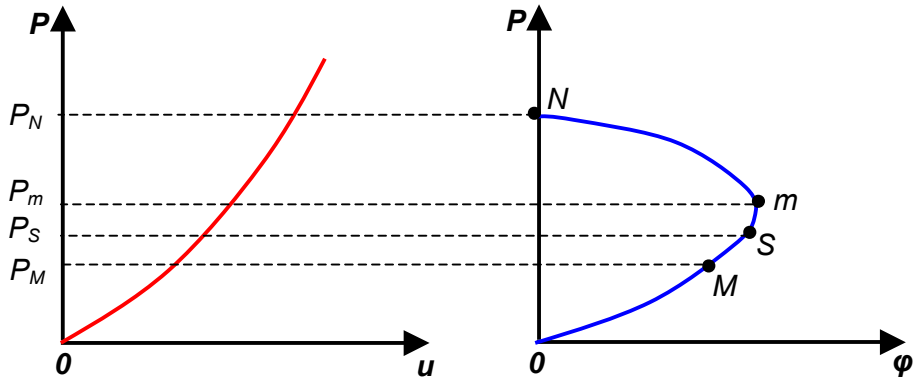


Figure II.4 : *Polaires de choc P-u à gauche, P-φ à droite.*

- <u>Transmission et réflexion régulières de choc</u>

Les notions présentées ci-dessus vont maintenant permettre de traiter le cas d'un choc plan transmis et réfléchi entre deux milieux séparés par une interface oblique. Les conditions à respecter restent globalement les mêmes qu'en choc mono dimensionnel : les différents milieux doivent rester en contact. Cela implique l'égalité des pressions hydrodynamiques de part et d'autre de l'interface mais aussi l'égalité des angles de déviation φ propres à chaque état.

Pour satisfaire à ces conditions, d'une part, une onde de choc est transmise dans le milieu connexe, changeant ainsi son état. D'autre part, une onde est réfléchie dans le milieu incident. La nature de cette onde (détente ou choc) va dépendre de l'angle d'incidence σ et de l'intensité du choc.

Nous avons vu précédemment que pour que la transmission du choc soit stable, **la condition $w>C$ doit être nécessairement satisfaite, tant pour l'onde réfléchie que pour l'onde transmise et pour l'onde incidente**. La validation de ces trois conditions dépend de l'incidence σ mais aussi de la nature des matériaux juxtaposés.

Les polaires (D,σ) présentées sur la figure (II.3) permettent de définir les domaines de stabilité :

- Pour un état incident à gauche de $\sigma^*(D)$, les ondes incidente, réfléchie et transmise sont toutes les trois stables.
- Pour un état incident à droite de $\sigma^*(D)$, au moins un des écoulements ne satisfait pas $w>C$, la transmission est irrégulière.

La détermination de l'état derrière le choc transmis ne se traite pas indépendamment de l'état réfléchi. Nous commencerons la description du choc régulier transmis puis nous reviendrons sur l'état régulier réfléchi.

- **Transmission régulière :**

Les ondes incidente, transmise et réfléchie sont respectivement représentées par D_1, D_2 et D' sur la figure (II.5). Les indices *1, 2* et *«'»* se réfèrent aux états respectifs : incident, transmis et réfléchi. Les ondes de choc incidente et transmise ont même vitesse apparente. Avec (1), on trouve :

$$q = \frac{D_1}{\sin(\sigma_1)} = \frac{D_2}{\sin(\sigma_2)} \qquad (11)$$

Où σ_1 et σ_2 sont les angles d'incidence respectifs des chocs D_1 et D_2.

En outre, d'après les conditions d'équilibre hydrodynamique à l'interface, les deux milieux doivent rester en contact. Cela se traduit par le système (12) :

$$\begin{cases} P'=P_2 \\ \varphi'=\varphi_2 \end{cases} \qquad (12)$$

Où φ' et φ_2 sont les déviations de l'interface induites par les ondes respectives D' et D_2.

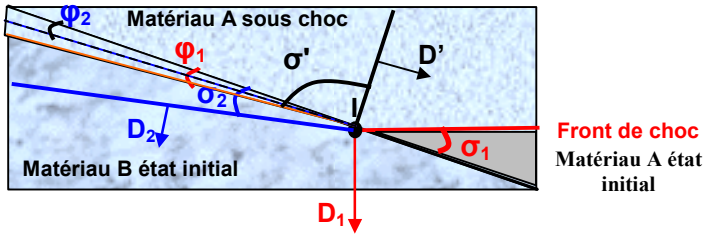


Figure II.5 : *Transmission et réflexion d'un choc plan régulier entre deux matériaux séparés par une interface oblique .*

Connaissant D_1 et σ_1, on détermine la vitesse absolue q du point I, commun aux trois ondes. Connaissant l'état *1* dans le matériau *A* : D_1 et P_1, et u_1, on trace la polaire P-φ_1 de pôle (origine) ($P=0$, $\varphi=0$), correspondant au matériau *A*. Les polaires de la figure (II.6) ont été tracées à l'aide de l'application *BIDIM* développée pour l'occasion.

Le point (P_1, φ_1) se trouve sur la polaire P-φ_1 du matériau *A*, déterminée avec q fixée, passant par l'état initial au repos ($P=0$, $\varphi=0$).

Le point (P_2, φ_2) se trouve sur la polaire P-φ_2 du matériau *B*, déterminée avec q fixée, passant par l'état initial au repos ($P=0$, $\varphi=0$).

D'après la condition (12), le point (P', φ') se trouve sur la polaire P-φ_2 du matériau *B* mais également sur la polaire symétrique P-φ' de pôle (P_1, φ_1) du matériau *A* déterminée avec q fixée. Cette polaire P-φ' passe également l'état *1* en dessous du point sonique S_1 de P-φ_1 : (P_1, φ_1) < (P^*_1, φ^*_1).

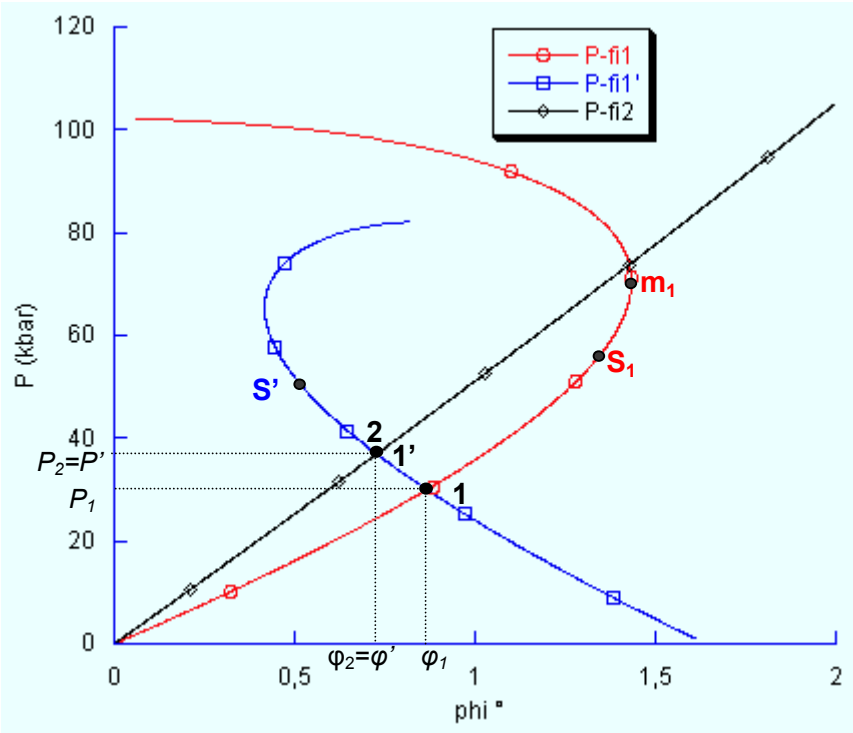


Figure II.6 : *Exemple de détermination des états transmis et réfléchi par la méthode des polaires P-φ, tracées avec BIDIM. Cas d'un choc plan 3 GPa sur Al franchissant une interface oblique d'incidence 63 ° entre Al et Cu. Dans ce cas de figure, l'onde réfléchie est un choc.*

- **Choc réfléchi régulier :**

Le choc incident D_1 étant supposé régulier, on a $w_1 > C_1$. Le choc réfléchi D' induit un saut de vitesse u' dans le matériau A, une déviation φ' de l'interface, une pression hydrodynamique P' et une incidence σ' (*fig. II.5*). Par rapport au point I, la vitesse apparente du choc incident et du choc réfléchi sont les mêmes, cela se traduit par $D' = w_1.\sin(\sigma')$. En utilisant les équations de choc monodimensionnelles (II.3) et (II.4) et en utilisant les équations (4) et (5), on parvient au système (13) de paramètre D' permettant de tracer la polaire P-φ' :

$$\begin{cases} D' = w_1.\sin(\sigma') \\ w'^2 = w^2_1 - D'^2 + (D' - u')^2 \\ \tan(\varphi_1 - \varphi') = \dfrac{u'\sqrt{w^2_1 - D'^2}}{w^2_1 - D'u'} \end{cases} \qquad (13)$$

La polaire P-φ' tracée par *BIDIM* est celle représentée sur la figure (II.6).

- **Détente réfléchie régulière :**

Comme dans le cas des chocs monodimensionnels plans, les ondes de détentes réfléchies forment en réalité un faisceau d'ondes de détente composé d'une onde de tête et de queue. Dans le cas 1 D, pour simplifier l'étude analytique, seule la tête de détente est considérée. Nous ferons de même pour le cas bidimensionnel.

- **Réfraction pure régulière :**

Lorsque les points *1* et *2* sur la figure (II.6) coïncident, et qu'ils sont respectivement en dessous des points soniques S_1 et S_2, aucune onde réfléchie n'est nécessaire pour réaliser l'équilibre à l'interface. On appelle cette situation réfraction pure régulière.

Les différents cas possibles de réflexion à l'interface séparant un milieu A d'un milieu B, sont déduits de l'étude des cas limites dans le diagramme (D,σ). On distingue deux groupes.

- **Groupe I :** Les relations d'ordre des impédances Z_A et Z_B sont inversées par rapport aux relations d'ordre des vitesses hydrodynamiques du son C_A et C_B. Dans ces cas : **(**($Z_A < Z_B$) et ($C_A > C_B$)**)** avec **(**($Z_A > Z_B$) et ($C_A < C_B$)**)**, il y a possibilité de **réfraction pure régulière** (voir la définition plus loin), mais aussi d'inversion de la nature de l'onde réfléchie pour certaines valeurs d'incidence σ. Exemple : *Al/Cu*

- **Groupe II :** Les relations d'ordre des impédances Z_A et Z_B ont même sens que les relations d'ordre des vitesses hydrodynamiques du son C_A et C_B. Dans ces cas : **(**($Z_A < Z_B$) et ($C_A < C_B$)**)** avec **(**($Z_A > Z_B$) et ($C_A > C_B$)**)**, il n'y a pas de possibilité de *réfraction pure régulière.* L'onde réfléchie est toujours de même nature que dans le cas monodimensionnel.
  Exemple : *Al/Mg*

- <u>Transmission et réflexions irrégulières</u>

Nous avons vu précédemment que l'irrégularité est due au fait que les conditions $w>C$ ne sont pas validées dans l'un des écoulements en présence dans le matériau *A* ou *B*. Les domaines de stabilité sont déterminés à partir des polaires (D,σ). Les manifestations de l'irrégularité peuvent être de différentes sortes :

- **Affaiblissement du choc incident**

Dans ce cas, <u>l'onde réfléchie est une détente, ou un choc supersonique</u> (régulier, $w_{1'}<C_{1'}$), l'irrégularité est due au fait que soit l'onde de choc incidente, soit l'onde de choc transmise est subsonique ($w_1<C_1$ ou $w_2<C_2$). Une onde de détente se crée alors au franchissement de l'interface et se propage derrière le choc incident pour l'amortir selon les mécanismes d'amortissement hydrodynamique présentés dans le Chapitre *II*. C'est l'affaiblissement du choc incident.

- **Cas du choc incident subsonique**

Le choc incident est affaibli jusqu'à donner un état sous choc à la limite de la régularité dans le diagramme (D,σ). Le calcul de l'onde transmise et réfléchie ce traite alors comme un cas régulier.

- **Cas du choc transmis subsonique**

Selon Thouvenin, ce cas n'aurait pas été observé expérimentalement. Là encore, l'état incident se trouve amortit par des faisceaux de détentes jusqu'à un état stable.

- **Cas du choc réfléchi subsonique**

Il y a choc réfléchi dans 3 configurations sur 4 :

- cas où $Z_A < Z_B$ et $C_A>C_B$: Il y a formation d'onde de Mach.
- cas où $Z_A > Z_B$ et $C_A<C_B$: Il y a affaiblissement de choc
- cas où $Z_A < Z_B$ et $C_A<C_B$: Il y a également affaiblissement de choc.
- (cas où $Z_A > Z_B$ et $C_A>C_B$: L'onde réfléchie est une détente.)

- **Onde de Mach**

Nous venons de voir qu'une onde de Mach se formait lorsque l'onde réfléchie est un choc subsonique (irrégulier, $w_1<C_1$), et que la configuration correspond à $Z_A < Z_B$ et $C_A>C_B$.. L'onde réfléchie converge depuis les bords jusqu'au centre du front et interagit avec le front de choc principal. Il en résulte un troisième choc plus intense en avant du front de choc principal. C'est l'onde de Mach (*fig. II.7*).

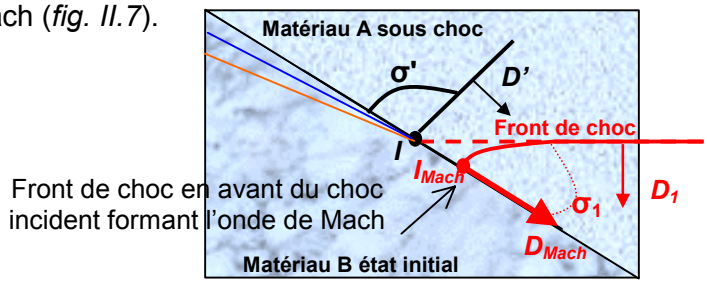
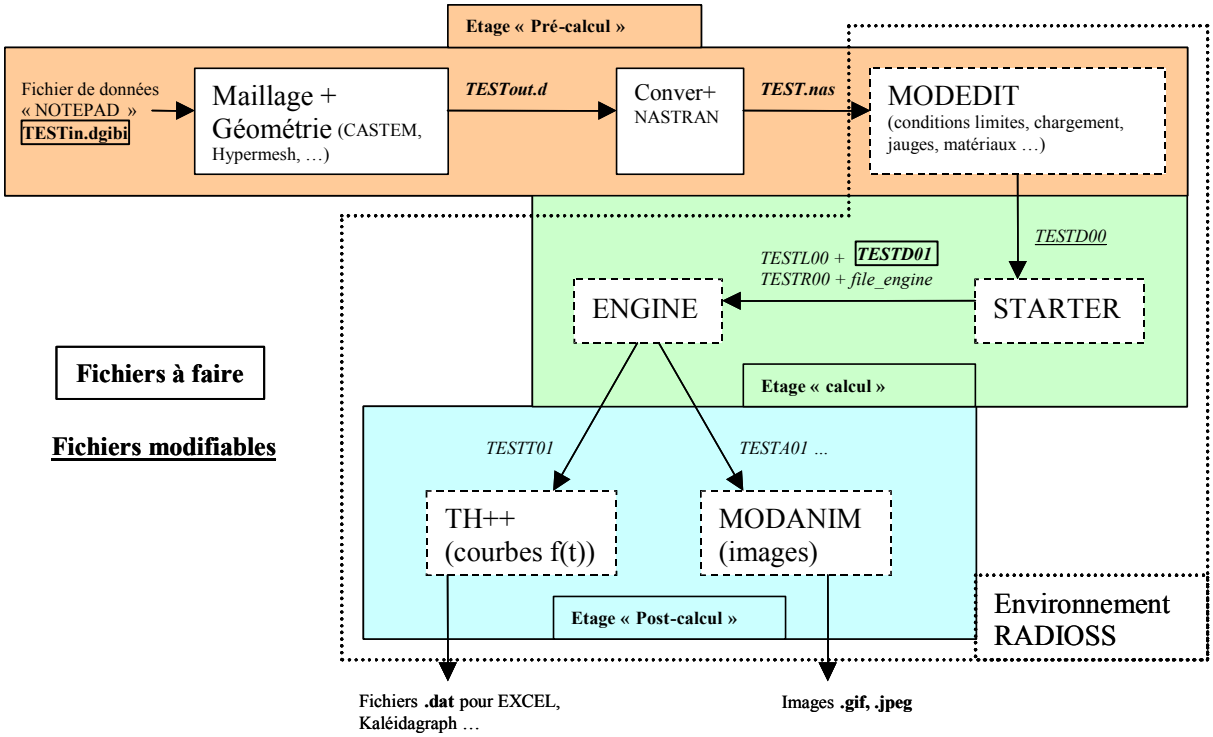


Figure II.7 : *Formation d'une onde de Mach entre deux matériaux séparés par une interface oblique .*

Annexe III.1 : Présentation de l'environnement de RADIOSS



Annexe III.2 : Description et fonctionnement du *VISAR*

III.A Principe de l'effet Doppler - Fizeau

Un rayon lumineux de longueur d'onde λ_0 se réfléchit sur un objet de vitesse *u*. L'onde réfléchie porte l'information de la vitesse *u* par le décalage $\Delta\lambda(t)$ provoqué dans sa longueur d'onde. Ce décalage est proportionnel à la vitesse matérielle *u* de l'objet par la relation [3.1] (effet Doppler) :

$$\frac{\Delta\lambda(t)}{\lambda_0} = -\frac{2\ \mathrm{u(t)}}{\mathrm{c}} \qquad [3.1]$$

Cela signifie que pour connaître l'évolution de la vitesse matérielle *u(t)* de l'objet sondé, il suffirait de connaître $\Delta\lambda(t)$.

III.B Fonctionnement du VISAR

- <u>Description</u>

Le principe du fonctionnement du *VISAR* est décrit sur la figure (*III.1*). Le signal lumineux réfléchi par la cible est acheminé dans le *VISAR* par le chemin optique décrit dans le paragraphe {III.6}. A l'intérieur du *VISAR*, une fraction du faisceau lumineux est prélevée par la lame séparatrice *LS1*. Cette fraction, appelée *BIM* (Beam Intensity Monitor) est utilisée pour mesurer la variation au cours du temps de l'intensité lumineuse moyenne réfléchie par la cible. Une seconde lame séparatrice *LS2* partage équitablement le faisceau en deux faisceaux parcourant chacun un des deux bras de l'interféromètre. Le « bras retard » comporte un élément en verre *BK7*, de longueur L_e, qui affecte le train d'onde d'un retard τ_e par rapport à un milieu vide. Ces deux bras sont de longueurs apparentes égales. Ce retard peut s'exprimer sous la forme [3.2], pour une longueur d'onde donnée :

$$\tau_e = \frac{2\,L_e}{c}\left(n_e - \frac{1}{n_e}\right) \qquad [3.2]$$

avec L_e et n_e respectivement la longueur de l'étalon et son indice de réfraction. « *c* » est la célérité de la lumière dans le vide. La longueur d'étalon permet de régler le *VISAR VALYN* en fonction de la valeur de la vitesse à sonder (entre *99,2 m/s* par frange jusqu'à *9,667 km/s* par frange).

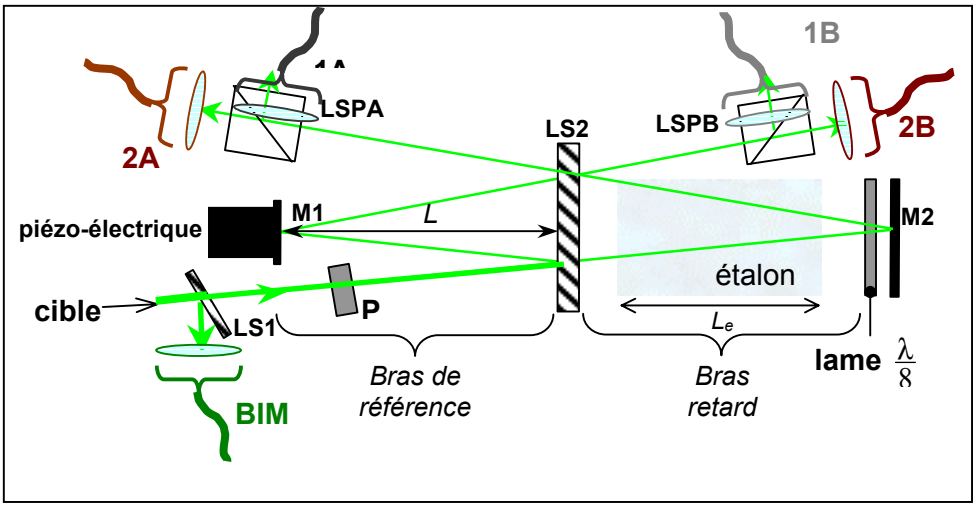


Figure III.1 : *Schéma de principe du VISAR. LS1 et LS2 sont les lames séparatrices, M1 et M2 sont des miroirs et LSPA et LSPB les lames séparatrices polarisatrices. 1A, 2A, 1B, 2B et BIM sont les entrées des fibres optiques introduite dans le module électronique.*

- Lorsque la surface sondée est immobile, le déphasage $\varphi(t_0)$ entre le faisceau retardé et le faisceau de référence vaut :

$$\varphi(t_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left(n_{e0} - \frac{1}{n_{e0}}\right) \times 2\,L_e \qquad [3.3]$$

- Lorsque la surface sondée est animée d'une vitesse $u(t)$, l'effet Doppler exprimé par [3.2], provoque un décalage de longueur d'onde. D'où la nouvelle expression du déphasage [3.4] :

$$\varphi(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0}\, u(t)\; 2\tau_e\,(1+\delta) + \varphi(t_0) \qquad [3.4]$$

$$\text{avec} \qquad \delta = -\frac{n_{e0}}{n_{e0}^2 - 1}\,\lambda_0 \left.\frac{dn_e}{d\lambda}\right)_{\lambda=\lambda_0} \qquad [3.5]$$

où δ est le facteur de correction de l'indice de réfraction de l'étalon suite au changement de longueur d'onde de la lumière par effet Doppler. Il est de l'ordre de 10^{-2}. On le négligera dans nos expériences.

Ce qui permet donc d'exprimer $u(t)$ en fonction de $\varphi(t)$ [3.6] :

$$u(t) = \left[\left(\varphi(t) - \varphi(t_0)\right) / 2\pi\right] \frac{\lambda_0}{2\,\tau_e} \qquad [3.6]$$

Avec $[(\varphi(t) - \varphi(t_0)) / 2\pi]$ le nombre de franges ayant défilé depuis t_0.

- Lien entre la lumière collectée et $\varphi(t)$

Le signal lumineux en sortie de l'interféromètre est traité par un module de traitement du signal (*fig. III.2*). Le signal lumineux s'exprime alors sous la forme [3.7] :

$$Y(t) = Y^0 [\cos(\varphi(t)) + p] \qquad [3.7]$$

Avec Y^0 le gain et p composante continue du signal (offset).

- Indétermination de $\varphi(t)$

Pour chaque valeur de Y, l'expression [3.7] admet deux solutions φ_s et $\varphi_s+\pi$ entre $[0 ;2\pi]$. Pour pallier cette indétermination, une méthode consiste à déphaser deux signaux de $\pi/2$. Pour cela, la lumière introduite est polarisée rectilignement par le polarisateur *P* (*fig. III.1*). Au double passage du faisceau dans le « bras retard » entre la lame séparatrice *LS2* et le miroir *M2*, la lame $\lambda/8$, polarisée circulairement, provoque un déphasage de $\pi/2$. Le faisceau est alors constitué d'une composante verticale $Y_1(t)$ et d'une composante horizontale $Y_2(t)$, chacune répartie respectivement sur les entrées de fibres optiques *1A* et *2A* par la lame séparatrice polariseur *LSPA* :

$$Y_1(t) = Y_1^0 [\cos(\varphi(t)) + p_1] \qquad [3.8]$$

$$Y_2(t) = Y_2^0 [\cos\left(\varphi(t) + \frac{\pi}{2}\right) + p_2] \qquad [3.9]$$

L'indétermination des solutions φ_S est levée en calculant $Y_2(\varphi_S)$:

$$Y_2(\varphi_S) = Y_2^0 [\cos\left(\varphi_S + \frac{\pi}{2}\right) + p_2]$$

Si $Y_2(\varphi_S) \cong Y_2(t)$, alors $\varphi = \varphi_S$, sinon $\varphi = \varphi_S + \pi$.

Cependant, les valeurs p_1 et p_2 restent inconnues.

- Affranchissement des p_i

Les deux composantes du faisceau *Y1* et *Y2* sont séparées par la lame séparatrice *LS2* puis traitées électroniquement une fois transformées en courant, en deux parties *A* et *B* déphasées de π :

$$Y_{1A}(t) = Y_{1A}^0 [\cos\varphi(t) + p_1] \qquad [3.10]$$

$$Y_{2A}(t) = Y_{2A}^0 [\cos\left(\varphi(t) + \frac{\pi}{2}\right) + p_2] \qquad [3.11]$$

$$Y_{1B}(t) = Y_{1B}^0 [-\cos\varphi(t) + p_1] \qquad [3.12]$$

$$Y_{2B}(t) = Y_{2B}^0 [-\cos\left(\varphi(t) + \frac{\pi}{2}\right) + p_2] \qquad [3.13]$$

La lame *LSPB* répartit respectivement les nouveaux signaux $Y_{1B}(t)$ et $Y_{2B}(t)$ sur les entrées des fibres optiques *1B* et *2B*. La partie traitement du signal du *VISAR* (*fig. III.2*) effectue les soustractions de [3.10] avec [3.12] et [3.11] avec [3.13], on obtient :

$$D_1(t) = (Y_{1A}^0 + Y_{1B}^0)\cos(\varphi(t)) + (Y_{1A}^0 - Y_{1B}^0)p_1 \qquad [3\text{-}14]$$

$$D_2(t) = (Y_{2A}^0 + Y_{2B}^0)[\cos\left(\varphi(t) + \frac{\pi}{2}\right) + (Y_{2A}^0 - Y_{2B}^0)p_2 \qquad [3\text{-}15]$$

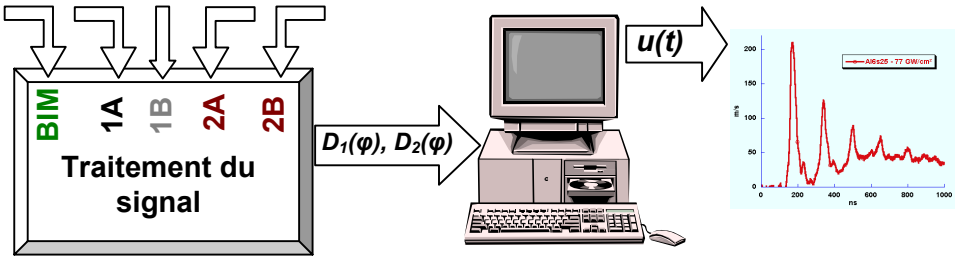


Figure III.2 : *Partie traitement du signal effectué par le visar et l'ordinateur pour obtenir u(t).*

La représentation en Lissajous de $D_2(D_1)$ est visualisable sur un écran. En réglant minutieusement $Y_{1A}^0 = -Y_{1B}^0 = Y_{2A}^0 = -Y_{2B}^0$, on obtient un cercle (*fig. III.3*) et on supprime les composantes continues p_i. Dès lors, $\varphi(t)$ est donné par l'expression [3.16] :

$$\varphi(t) = \tan^{-1}(D_2(t)/D_1(t)) \qquad [3.16]$$

Et l'on peut ainsi calculer *u(t)* en utilisant l'effet Doppler [3.3].

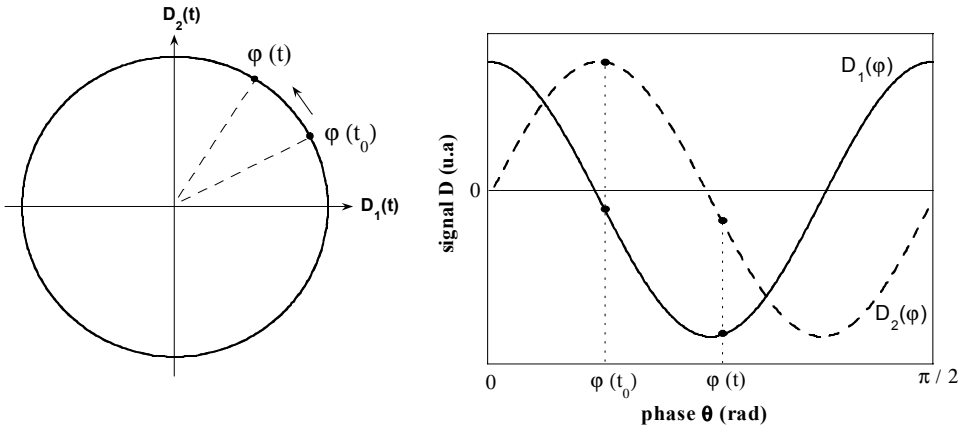


Figure III.3 : *à Gauche, représentation Lissajous de $D_2(D_1)$ déphasés de $\pi/2$. A droite, D1 et D2 en fonction de $\varphi(t)$.*

Annexe IV.1 : Analyse post mortem des aciers frittés B et C

Après avoir subit un impact, les matériaux poreux sont enrobés, coupés puis polis en vue d'une analyse microscopique. Cette analyse permet de prendre des photographies en coupe du matériau post choc. Cette analyse rend possible la détermination du gradient de compaction à partir d'une application informatique « POROSITES » développée pour l'occasion. Cette application découpe l'image en bandes horizontales de hauteur à définir. Le seuillage est choisi par analyse d'un même échantillon non-impacté. Les seuillage est adapté de manière à retrouver la porosité annoncé par le fabricant. Des traitements permettent également de compenser la luminosité sur les bords de l'échantillon pour compenser les défauts de polissage .

L'analyse du gradient de porosité est effectuée sur la partie centrale de la zone d'impact sus une largeur d'un tiers environ, de manière à ne pas considérer les bords de l'impact où l'homogénéité et la planéité du front de choc sont remises en causes par les détentes latérales {II.3-4-3}.

- ***ACIER B***

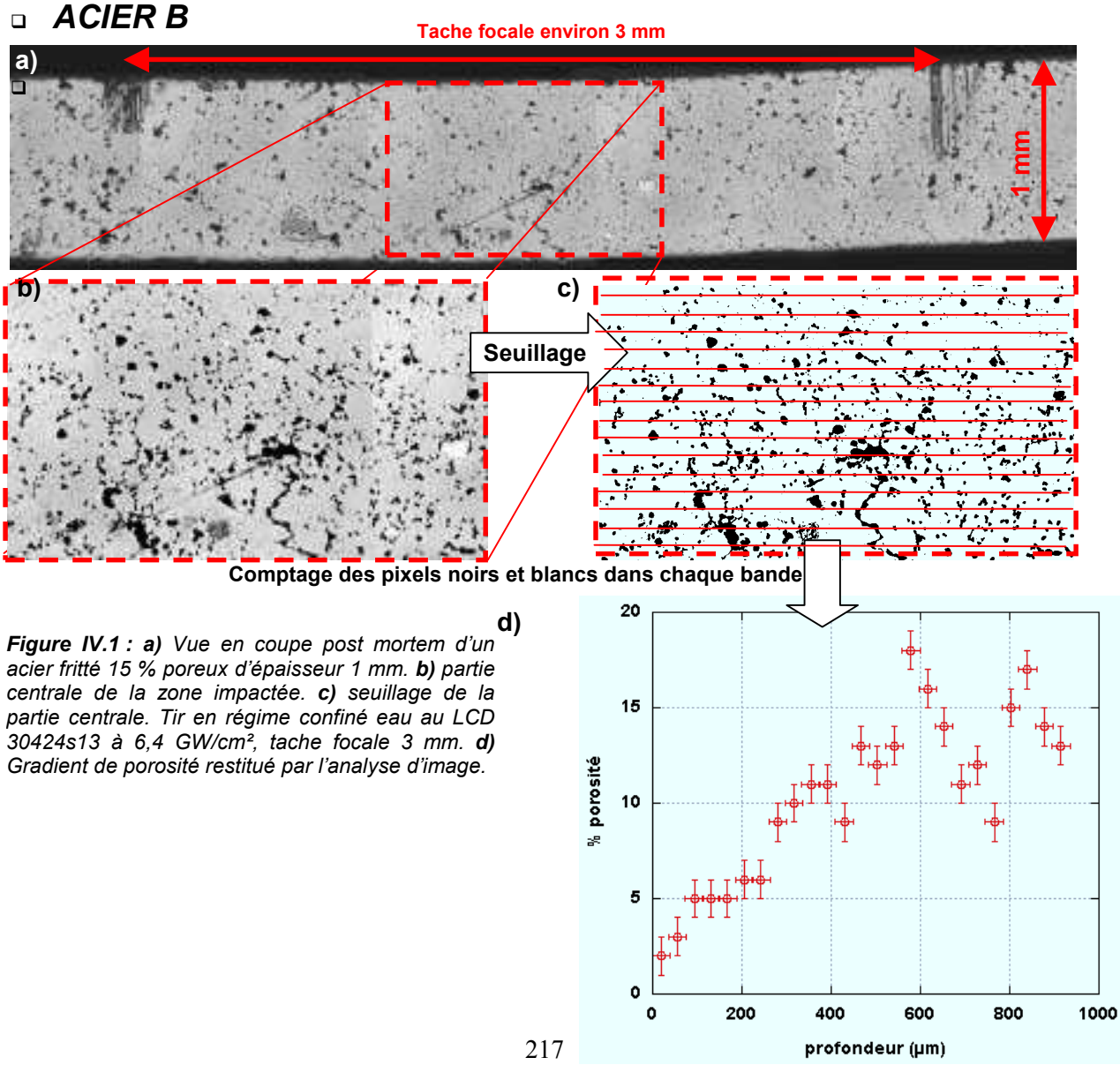
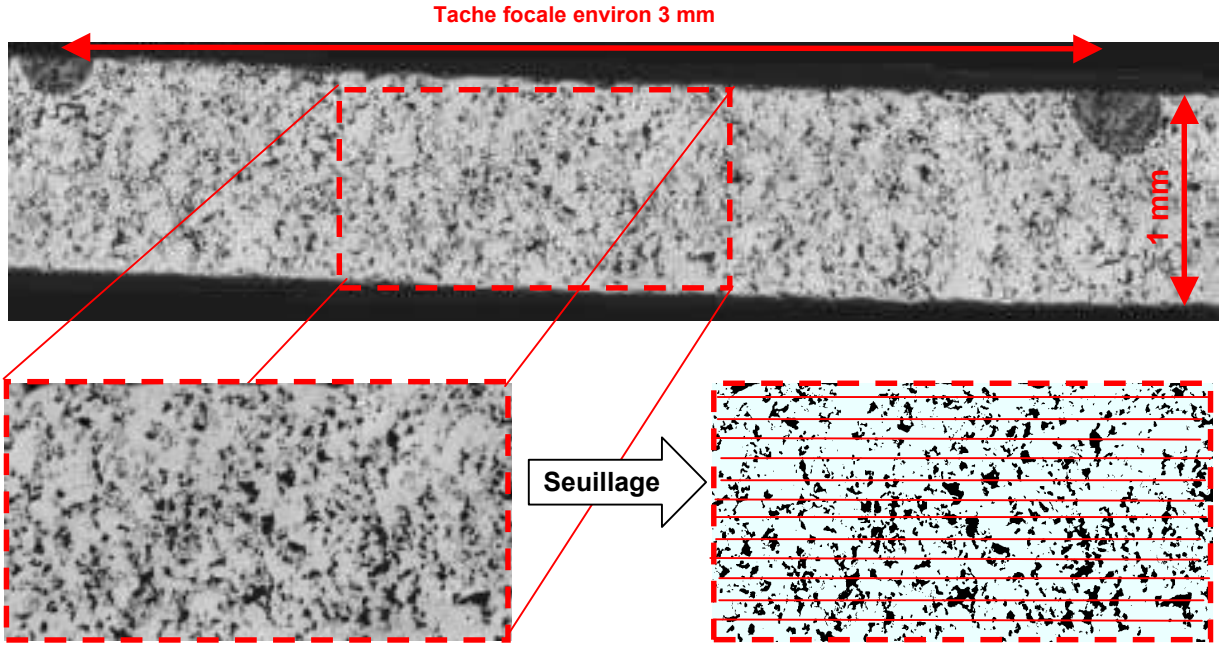


Figure IV.1 : a) *Vue en coupe post mortem d'un acier fritté 15 % poreux d'épaisseur 1 mm.* ***b)*** *partie centrale de la zone impactée.* ***c)*** *seuillage de la partie centrale. Tir en régime confiné eau au LCD 30424s13 à 6,4 GW/cm², tache focale 3 mm.* ***d)*** *Gradient de porosité restitué par l'analyse d'image.*

ACIER C



Comptage des pixels noirs et blancs dans chaque bande

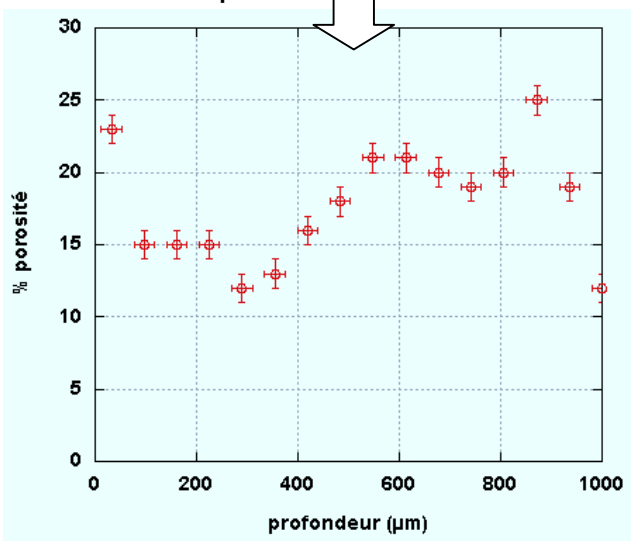


Figure IV.2 : a) *Vue en coupe post mortem d'un acier fritté 20 % poreux d'épaisseur 1 mm.* ***b)*** *partie centrale de la zone impactée.* ***c)*** *seuillage de la partie centrale. Tir en régime confiné eau au LCD 30425s9 à 6,4 GW/cm², tache focale 3 mm.* ***d)*** *Gradient de porosité restitué par l'analyse d'image.*

Annexe IV.2 : Modèle mathématique du *TOBOGGAN*

Le modèle déjà existant dans *SHYLAC* se présente sous une forme polynomiale de degré 3 auquel il est reproché un manque de flexibilité {IV.3-2} (*fig. 4.10*).

$$\alpha = \alpha_0 - 3(\alpha_0 - 1)(\frac{P - P_e}{P_c - P_e})^2 + 2(\alpha_0 - 1)(\frac{P - P_e}{P_c - P_e})^3$$

Une courbe en forme de toboggan a été adoptée pour remplacer le modèle *P-α* de *SHYLAC*. Cette courbe doit obéir aux contraintes suivantes (*fig. IV.1*) :

- Pour simplifier ce modèle, il est souhaitable de n'utiliser que trois points : A_0, A_1 et A_2 tels que ($P_0 < P_1 < P_2$) et ($\alpha_0 > \alpha_1 > \alpha_2$).
- A_0 (P_0,α_0) est le point de départ.
- A_1 (P_1, α_1) est le point d'inflexion de la courbe. La pente d_1 doit être modifiable.
- A_2 (P_2, α_2) est le point à tangente nulle
- La courbe doit être monotone sur chacun des segments [P_0 ;P_1] et [P_1 ;P_2]. Cela limite drastiquement l'utilisation de fonctions polynomiales.
- La courbe doit être de classe C^1.
- La courbe est concave entre [P_0 ;P_1] et convexe entre [P_1 ;P_2].

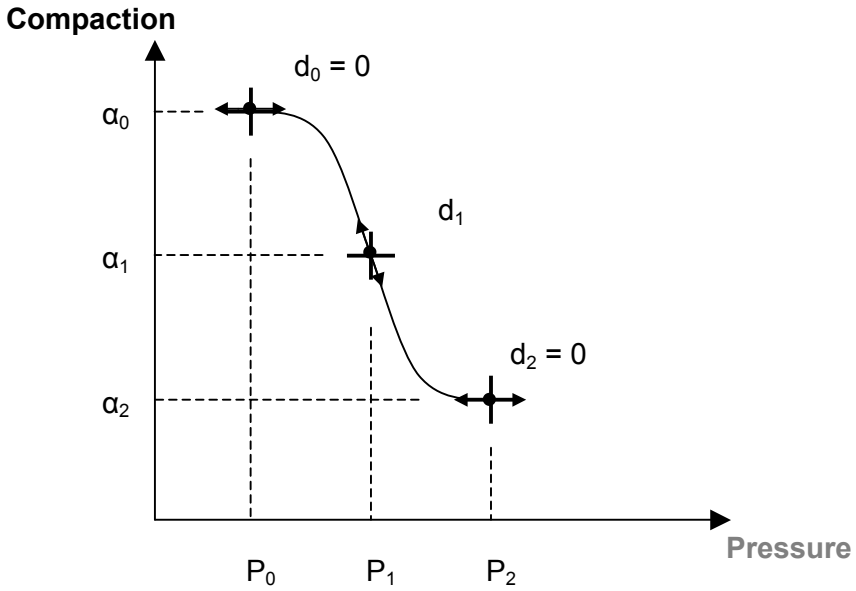


Figure IV..1 : *Modèle de compaction « toboggan » passant par 3 points.*

Les fonctions polynomiales sont plutôt males adaptées à la résolution de ce problème à cause des « oscillations » qu'elles peuvent présenter.

Cette annexe propose une résolution simple, facilement adaptable à *SHYLAC*.

Une astuce consiste à couper en deux chaque partie de la courbe de part et d'autre du point d'inflexion en deux intervalles (*fig. IV.2*).

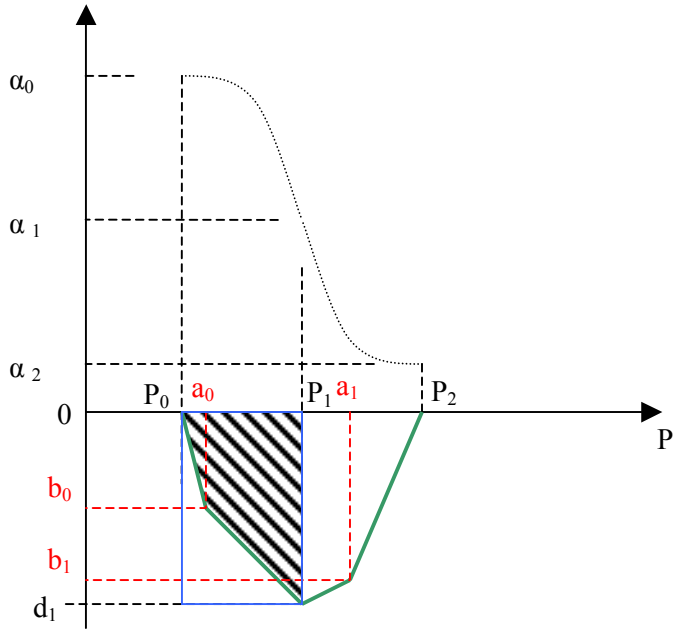


Figure IV.2 : *Ligne brisée de la dérivée du toboggan.*

Considérons deux points de coordonnées O_0 (a_0,b_0) et O_1 (a_1,b_1) respectivement répartis dans chaque intervalle (*fig. IV.2*). L'idée est de choisir ces deux points tels qu'une ligne brisée, en vert sur la figure (*IV.2*), partent de $(P_0,0)$, passe par O_0, puis par le sommet (P_1, d_1), puis par O_1 et enfin par $(P_2,0)$.
<u>Cette ligne brisée dessine en réalité la dérivée *α'(P)* de la courbe toboggan que l'on souhaite obtenir</u>.
Une condition nécessaire et suffisante doit cependant être respectée pour n'avoir qu'un seul point d'inflexion :

sur le premier intervalle $[P_0 ; P_1] : (\alpha_0 - \alpha_1)<|d_1|*(P_1 - P_0)$ (0)
et sur le second intervalle $[P_1 ; P_2] : (\alpha_1 - \alpha_2)<|d_1|*(P_2 - P_1)$ (1)

C'est à dire que l'aire du rectangle bleu (*fig. IV.2*) doit être supérieure à l'aire sous la ligne brisée (hachurée sur la figure (*IV.2*)). Si cette condition n'est pas réalisée, il faut alors changer la valeur de d_1. Cette condition nécessaire et suffisante limite le domaine d'application de ce modèle mais l'augmente considérablement par rapport au modèle polynomiale de degré 3.

L'étape suivante consiste à trouver O_0 (a_0,b_0) et O_1 (a_1,b_1) tels que $P_0<a_0<P_1$, $d_1<b_0<0$ et $P_1<a_1<P_2$ et $d_1<b_1<0$ (*fig. IV.3*) afin de déterminer l'expression *P'(α)* à intégrer.

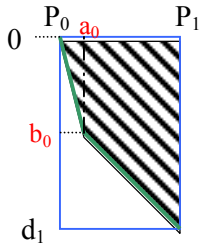


Figure IV.3 : Détermination des a_i et b_i.

Une primitive de l'intervalle [P_0 ; P_1] impose que la somme des aires déterminées par le triangle (P_0, a_0, b_0) et le trapèze (a_0, P_1, d_1, b_0) soit égale à (α_0 - α_1). Ce qui s'écrit :

$$\underbrace{[(P_1-P_0) + (P_1-a_0)]*|b_0|/2}_{\text{Aire du trapèze } (a_0,\ P_1,\ d_1,\ b_0)} + \underbrace{(P_1-a_0)*(|d_1|-|b_0|)/2}_{\text{Aire du triangle } (P_0, a_0, b_0)} = \underbrace{\alpha_0 - \alpha_1}_{\text{Aire sous le tronçon gauche du toboggan}} \qquad (2)$$

Ce qui peut être simplifié par l'expression suivante :

$$(P_1-P_0)*|b_0|/2 + |d_1|*(P_1-a_0)/2 = \alpha_0 - \alpha_1 \ (3)$$

qui ne donne pas l'unicité de la solution. On pourra choisir :

$$a_0=P_0+(P_1-P_0)/n \qquad (4) \qquad \text{avec } n>1 \text{ réel.}$$

L'équation (3) peut donc être écrite sous la forme (5) :

$$(P_1-P_0)*|b_0|/2 + |d_1|*(P_1- P_0 - (P_1-P_0)/n)/2 = \alpha_0 - \alpha_1$$

On peut donc déterminer b_0 :

$$b_0 = 2*(\alpha_0 - \alpha_1)/(P_1-P_0) - |d_1|*(n-1)/n \quad (5)$$

<u>REMARQUE :</u> Décaler la valeur de a_0 et a_1 peut entrainer un changement de la concavité de la courbe si l'aire est supérieure à celle du triangle rectangle $P_0P_1d_1$. On peut donc considérer les coefficients *n* et m comme facteur de concavité. Dans le cas où la somme des aires est supérieure à $(P_1-P_0)*|d_1|/2$, La portion de courbe a la concavité de la courbe rouge pointillée de la figure (*IV.4*). Dans le cas contraire, elle aura la concavité de la courbe bleu.

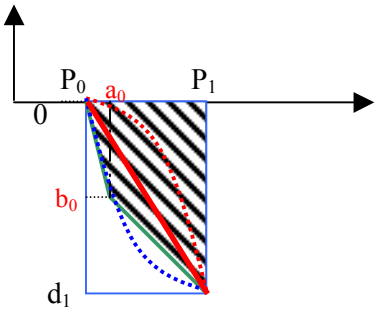


***Figure IV.4** : Influence de a0 et b0 sur la concavité*

Ce qui donne l'expression de *α'(P)* de la forme *A*P+B* sur chaque tronçon :

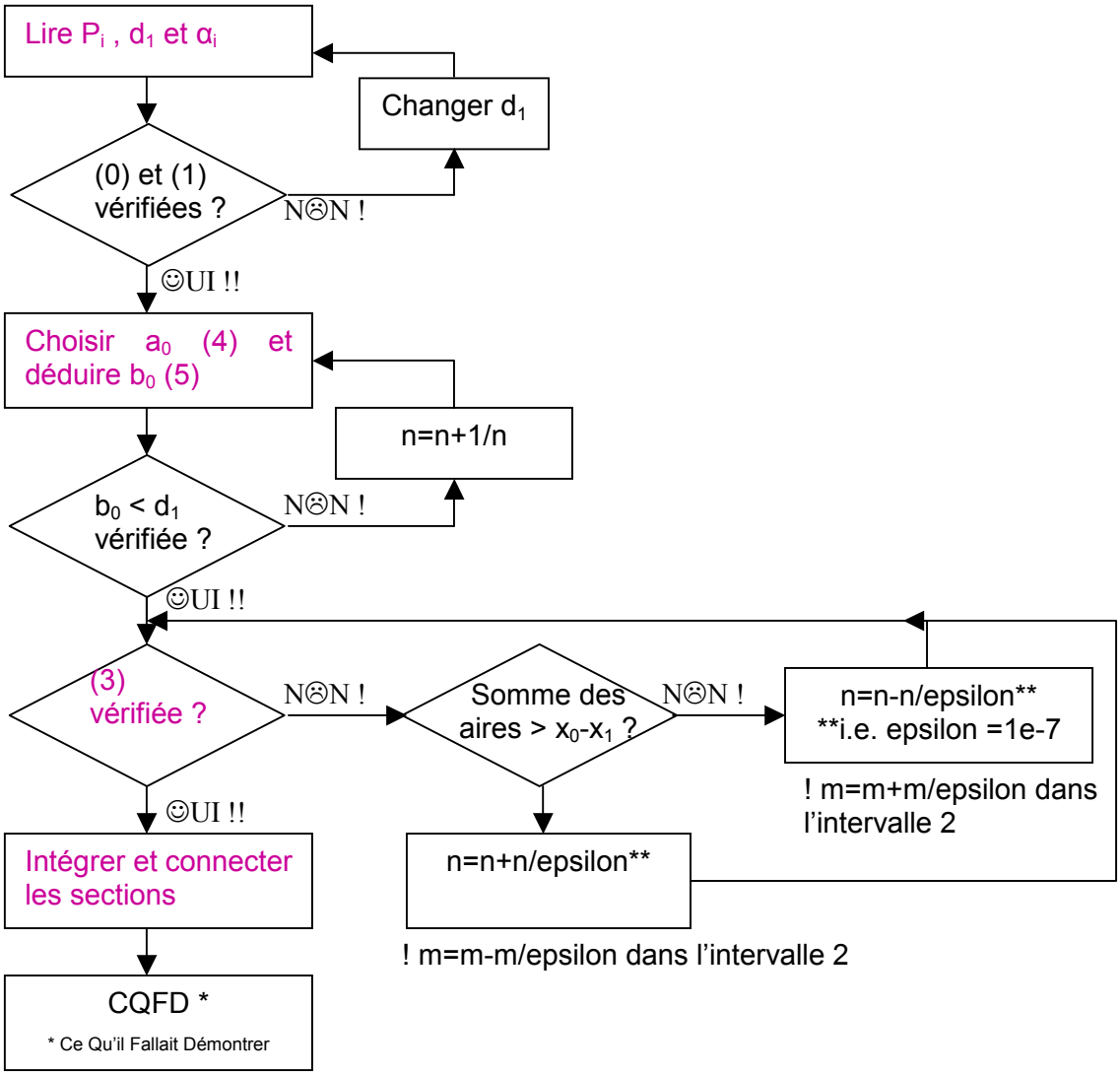
Sur $[P_0 ; a_0]$: $\alpha'(P) = b_0/(a_0 - P_0)* P - P_0*b_0/(a_0 - P_0)$
Sur $[a_0 ; P_1]$: $\alpha'(P) = [(d_1 - b_0)/(\alpha_1 - a_0)]* P + d_1 - P_1*(d_1-b_0)/(P_1-a_0)$

On peut dès lors exprimer *P(α)* sur $[P_0 ; P_1]$ par :

$$P(\alpha) = P_0 + \int_{P_0}^{P_1} P'(t)dt$$ qui et bien C^1 et vérifie les conditions imposées.

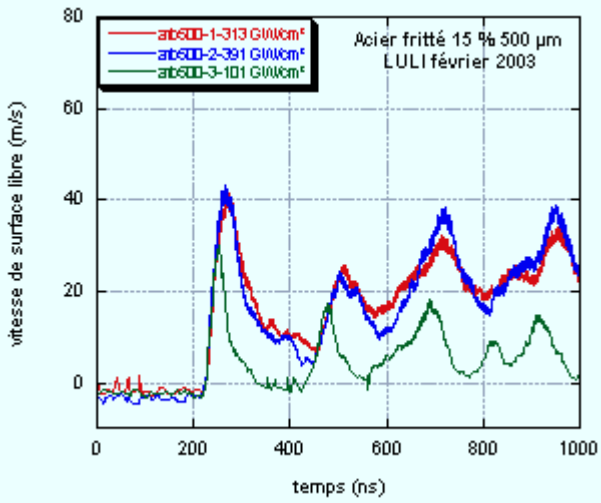
En réalisant la même opération sur le tronçon $[P_1 ; P_2]$ on détermine la courbe sur l'ensemble de l'intervalle $[P_0 ; P_2]$. Ces courbes sont continûment dérivables une fois (de classe C^1) du fait de sa construction (même dérivée à gauche et à droite).

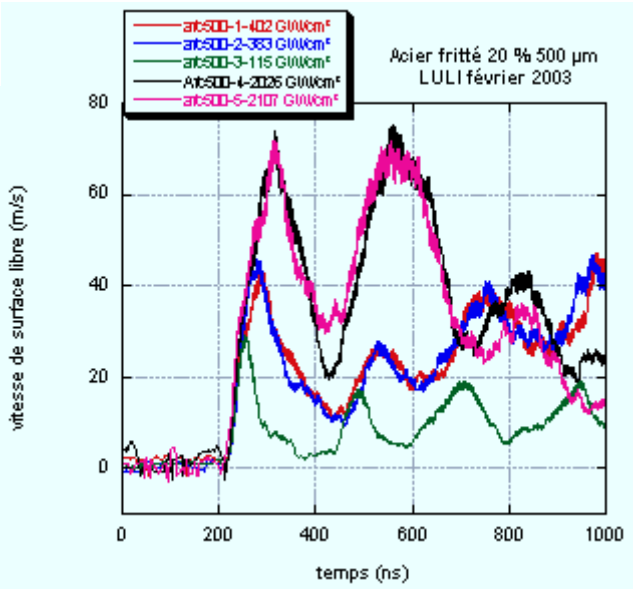
- **<u>En résumant :</u>**



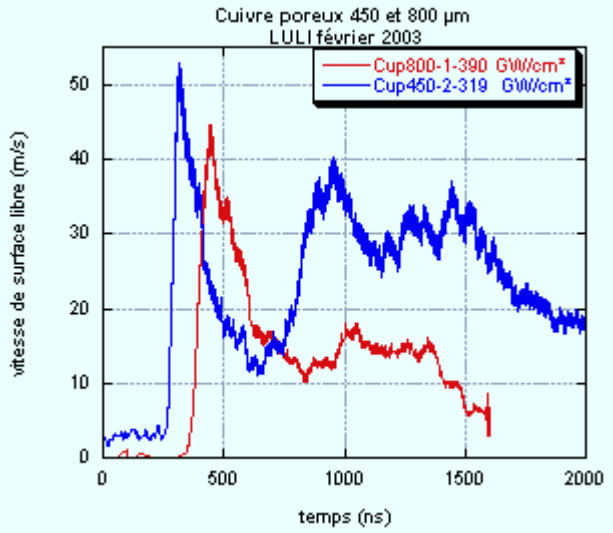
Annexe IV.3 : Résultats expérimentaux au LULI

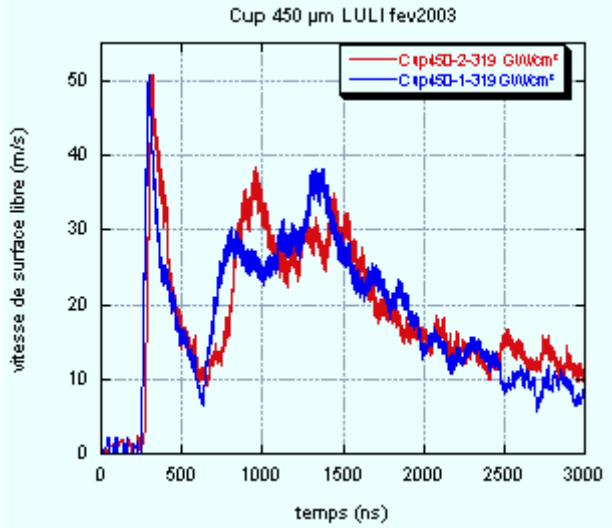
Tirs avec l'impulsion LULI sur Acier frittés B et C





Tirs avec l'impulsion LULI sur Cuivre projeté thermiquement





Annexe VI.1 : Expériences Cr-Cu au LULI

• Tirs sur Al/XPT512

Des cibles constituées d'un substrat en dural *300 µm* revêtu de *100 µm* d'acier *XPT512*[2] ont été irradiées au *LULI* à flux croissant de manière à déterminer le flux laser correspondant au seuil de rupture. L'impulsion *LULI* comporte la particularité d'être brève et intense (*100 J, 3 ns*). Les mêmes cibles ont été revêtues d'un *MBI* de *50 µm* en téflon sur le côté irradié pour subir également un encadrement de seuil. Les diagnostics sur la décohésion ont été réalisés par observations microscopiques post mortem (*fig. VI.1 a* et *b*).

Les essais sans *MBI* montrent qu'il faut appliquer un flux supérieur à *330 GW/cm²* pour obtenir la décohésion alors qu'un flux de *295 GW/cm²* est suffisant pour le même système doté d'un *MBI* (*fig. VI.1*). Ces expériences confirment bien l'efficacité du *MBI* à amplifier des contraintes de traction pour des conditions d'irradiation équivalentes, pour une courte durée d'impulsion (*3 ns*).

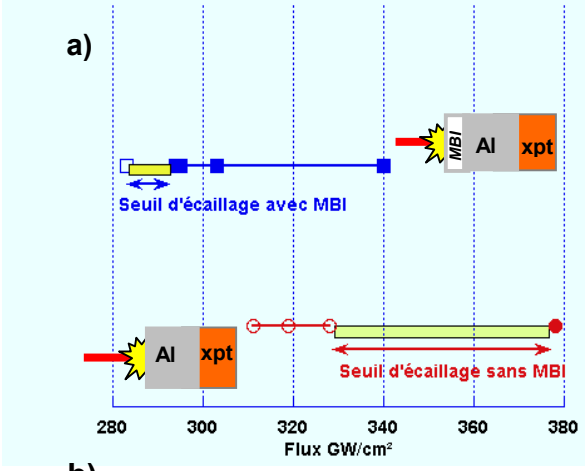
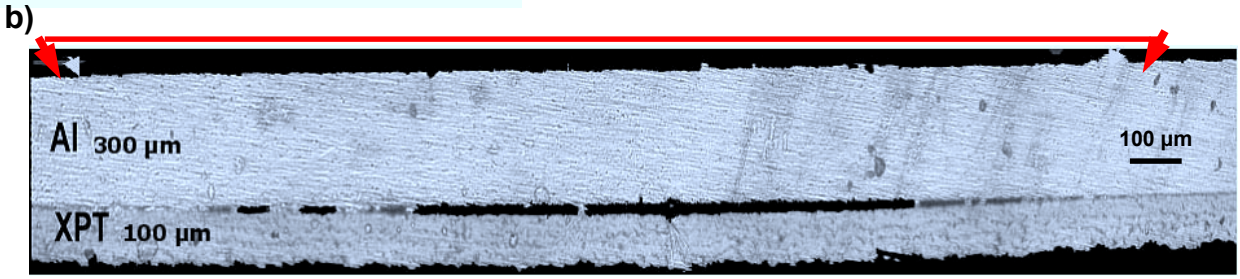


Figure VI.1 : a) *encadrement du seuil de décohésion pour un substrat Al 300 µm revêtu d'acier XPT512 100 µm. Tirs côté substrat, impulsion LULI 0602, tache focale 2,25 µm.* ***b)*** *Observation post mortem au microscope : tir au dessus du seuil à 380 GW/cm². L' écaillage à l'interface montre une rupture quasi adhésive.*



[2] analyses de l'acier *XPT512* à la sonde EDS au *LMPM* : 5,5 % Al, 1,5 % Cr, 1 % Mn et 92 % Fe

• Décohésion au LULI sur échantillons Cr-Cu

En vue d'étudier l'adhérence du système *Cr-Cu*, nous avons procédé à quelques tirs à forte énergie procurant une traction largement au dessus du seuil d'adhérence avec la source laser du *LULI* [VI.4].Dans un premier temps, le tir a été appliqué côté substrat (cuivre). Ce dernier présentant une épaisseur trop importante, il s'est avéré nécessaire d'amincir l'échantillon. Les tirs appliqués sur le cuivre provoquaient une rupture à l'intérieure de la couche de chrome et non à l'interface. Les tirs côté chrome permettaient d'obtenir la fracture à l'interface.

Ces tirs ont permis de mettre en évidence que l'utilisation du *MBI* permettait d'atteindre une amplitude de vitesse matérielle de surface libre atteignant *117 m/s* pour un flux incident de *280 GW/cm*^{2}. Pour obtenir la même amplitude sans *MBI*, sur le même type de cible et avec le même laser, il a fallut augmenter le flux à *407 GW/cm*^{2} .

Afin de déterminer le matériau sur lequel appliquer le choc, nous avons effectuer plusieurs tirs, tantôt côté cuivre, tantôt côté chrome. Nous avons pu constater que lorsque le choc est appliqué côté cuivre, le chrome s'endommage facilement. Cela s'explique par la présence de fissures verticales selon l'électrolyte et le courant utilisés [VI.*i*]. Etant donnée que la contrainte de traction apparaît en premier lieu proche de la surface libre à l'intérieur du revêtement en chrome, celui-ci s'endommage lorsque la contrainte seuil est dépassée (*fig. VI.2*). Lorsque les particules de chrome se désagrègent, elles sont mises en vitesse et forment un nuage perturbant la mesure *VISAR*. Pour la suite des expériences, nous appliquerons donc les tirs côté chrome, la vitesse de surface libre sera donc sondée sur le cuivre.

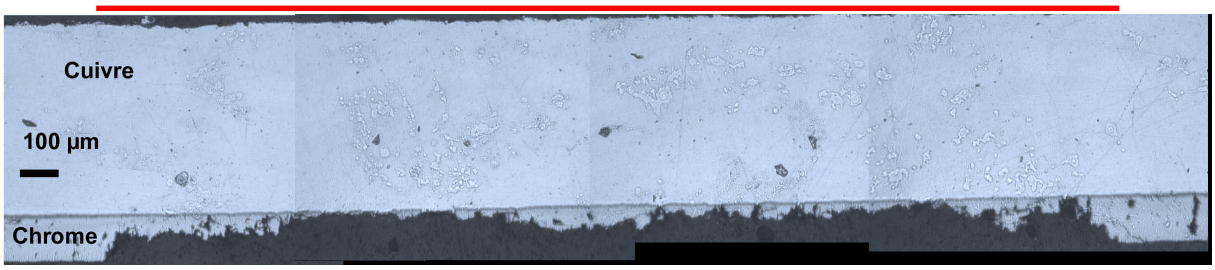


Figure VI.2 : *Tir réalisé au LULI (avril 2002 CuCr02) à 576 GW/cm² avec une tache focale (en rouge) de 2,7 mm sur le cuivre. Cible 550 µm Cuivre – 110 µm Chrome. La rupture a eu lieu depuis l'intérieure de la couche de chrome, jusqu'à l'interface.*

Les mesures visar ont permis d'acquérir des signaux expérimentaux de vitesses de surface libre en vis à vis du choc incident pour ces échantillons. La simulation numérique permet non seulement d'interpréter les formes décelées sur ces signaux mais aussi de remonter à l'historique des contraintes dans la cible, y compris à l'interface. Pour ce, nous devons entrer un certains nombre d'informations, dont :

- Le profil temporelle de l'impulsion mesuré par une photodiode ultra-rapide (temps de réponse < *200 ps*).

- Les caractéristiques matériau lorsqu'elles sont connues (Γ, ρ_0, C_0, s, Y, G)
- Une éventuelle courbe *Pression-Flux* pour estimer la pression incidente.
- Les épaisseurs des différentes couches.
- Les signaux *VISAR*

Avec ces informations, *SHYLAC* déduit, entre autre, le diagramme espace-temps illustrant la propagation des ondes de compression et de traction dans les couches de la cible [VI.ii]. Ainsi, sur la figure (*VI.3 a* et *b*), sur chaque cible, les premiers débouchés, noté *1* et *1'* correspondent à la mise en vitesse de la face arrière de la cible par le débouché du choc. L'onde était jusque là une onde de compression (en rouge sur le diagramme *x-t* de la figure (*VI.3a*)). Elle est réfléchie en onde de détente (en bleu) qui se propage vers la face impactée. Une fois la face avant atteinte, l'onde se réfléchie en onde de compression pour repartir de nouveau vers la face arrière et déboucher au point *2*.

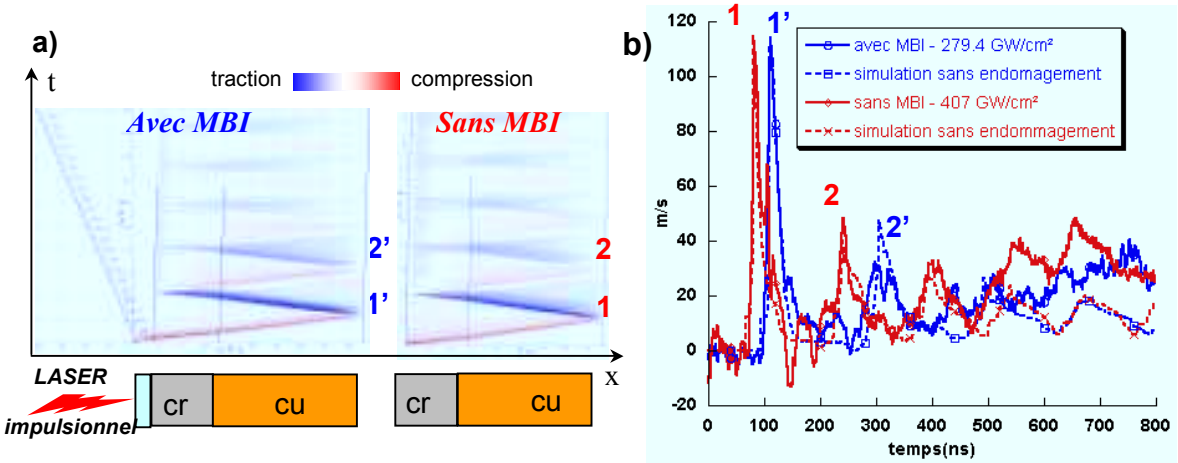


FIGURE VI.3 : a) *Diagrammes espace-temps (xt).* ***b)*** *Vitesse matérielle de surface libre expérimentale et par simulation pour échantillon MBI-Cr-Cu (bleu) et Cr-Cu (rouge) respectivement répertoriés LULI avril 2002 tfcrcu3001et crcu3001. Tache focale de 2,7 mm, tir côté chrome.*

Remarque : Le signal de vitesse en rouge sur la figure (*VI.3b*) laisse apparaître un parasite nettement visible avant le premier débouché. Ce parasite s'ajoute aux grandeurs mesurées et altère souvent de manière irrémédiable la mesure. Nous n'avons encore trouvé son origine. Pour compléter notre jeu de données, nous avons effectué d'autres campagnes de tirs dans une installation plus accessible mais qui présente d'autres caractéristiques.

[VI.i] G. Gaigner, M. Assoul, M. Wery, J. Pagetti , « Caractérisation tribologique des revêtements de chrome », Matériaux et Techniques N° 11-12, 2001

[VI.ii] C. Bolis, L. Berthe, M. Arrigoni, M. Boustie , H.L. He, S. Barradas, M. Jeandin, " VISAR pull-back signals as a diagnostic for the laser adherence test applied to copper coating on aluminium substrate", Proceedings of the 13th Shock Compression of Condensed Matter,

---

AIP, Portland, 2003, édité par M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes, American Institute of Physics, CP 706, ISBN 0-7354-0181-0, vol. II, p.1373-1376, 2004

Annexe VI.2 : Clichés d'impacts résolus en temps

Tableau récapitulatif des tirs

Ces tirs ont été réalisés au LCD en confiné eau. Le projectile de cuivre estr accéléré par laser et vient impacter une cible en PMMA (transparent). L'impact est visualisé à l'aide d'une caméra à balayage de fente. Les clichés obtenus sont résolus en temps.
Les résultats montrent que la planéité de l'impact est améliorée avec l'utilisation du LSD (chapitre {III}).

tir	projectile	Epaisseur (µm)	E (J)	τ (ns)	Entretoise (µm)	Retard (ns)	Balayage (µs)	LSD
JJ10	Cu	50	19.2	34	900	1000	0.8	NON
JJ13	Cu	50	18.8	37	900	1000	0.8	OUI
JJ16	Cu	25	19.2	31	950	400	0.8	OUI
JJ22	Cu	25	16.9	53	460	0	0.8	NON

Projectile Cu 50 µm, cible PMMA 2 mm

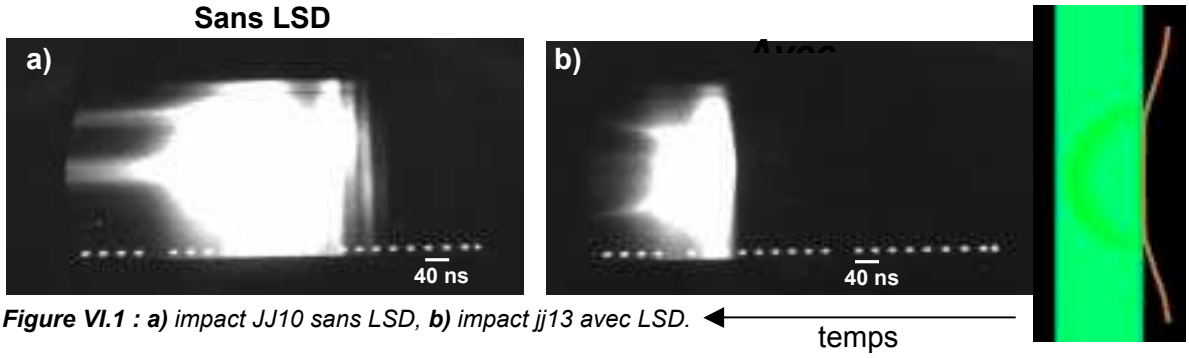


Figure VI.1 : a) *impact JJ10 sans LSD,* ***b)*** *impact jj13 avec LSD.*

Projectile Cu 50 µm, cible PMMA 2 mm

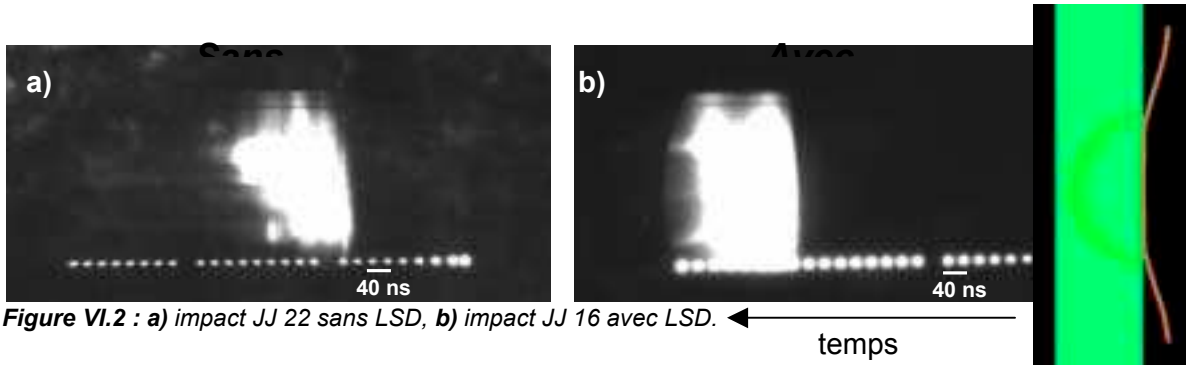


Figure VI.2 : a) *impact JJ 22 sans LSD,* ***b)*** *impact JJ 16 avec LSD.*

Annexe VI.3 : Détermination analytique de l'amortissement

En appliquant les hypothèses d'approximation acoustique et d'un impact parfaitement plan, il est possible de remonter à l'expression du temps et de la distance d'amortissement. La démonstration s'appuie sur la configuration de la figure (*VI.1*).

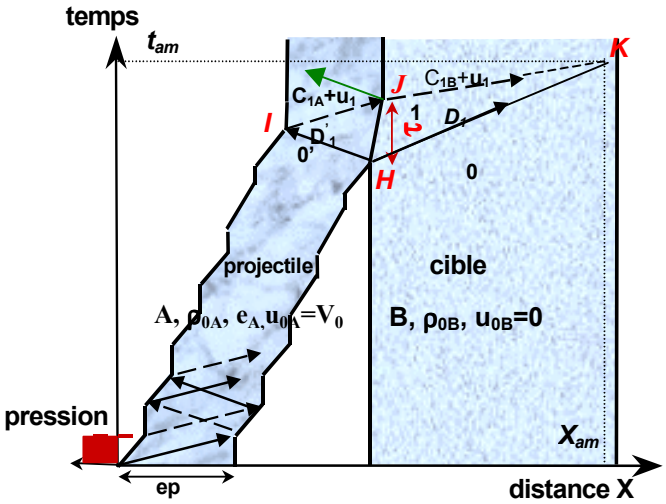


Figure VI. 1 : *Projectile accéléré impactant la cible.*

Les variables utilisées sont définies ci dessous :

- Paramètres du matériau A : ρ_A, C_{0A}, s_A, V_0 (Vitesse d'impact), e_A (épaisseur)
- Paramètres du matériau B : ρ_B, C_{0B}, s_B
- Les indices *0* et *1* réfèrent respectivement à l'état initial et à l'état sous choc.
- Les célérités *C* et *D* des ondes sont exprimées dans le repère local du matériau. Les vitesses matérielles sont exprimées dans le repère global du laboratoire (*i.e.* : C_1+u_1 est une vitesse exprimée dans le repère global. $C_1= V_{détente/mat}$, $u_1=V_{mat/sol}$, $C_1+u_1=V_{détente/sol}$)

- <u>Dans le triangle HJK :</u>

Les droites (HJ), (HK) et (KJ) ont respectivement pour équations, dans le repère absolu :

$$\begin{cases} (HJ) & : x = u_1.t \\ (HK) & : x = D_1.t \\ (JK) & : x = (C_{1B} + u_1).t \end{cases} \qquad [6.1]$$

Le point *K*, début de l'amortissement, a pour coordonnées (X_{am}, T_{am}).
Le point *J*, fin d'application du chargement, a pour coordonnées (X_J, T_J).
Par les relations de la géométrie analytique, on peut exprimer T_{am}, le temps d'amortissement, en fonction des vitesses des ondes et de T_J :

$$T_{am} = t_J \frac{C_{1B}}{C_{1B} + u_1 - D_1} \qquad [6.2]$$

- <u>Dans le triangle HIJ :</u>

Les droites (HI), (HJ) et (IJ) ont respectivement pour équations, dans le repère absolu :

$$\begin{cases} \text{(HI)} & : x = (D'_1+V_0).t \\ \text{(HJ)} & : x = u_1.t \\ \text{(JK)} & : x = (C_{1A} + u_1).t \end{cases} \qquad [6.3]$$

Le point *I*, débouché du choc en surface libre du projectile, a pour coordonnées (X_I, T_I), avec :

$$\begin{cases} X_I = e_A \\ T_I = e_A/D'_1 \end{cases} \qquad [6.4]$$

Toujours par les relations de la géométrie analytique, on peut exprimer T_J, la durée de maintien, en fonction des vitesses des ondes et de l'épaisseur e_A :

$$t_J = t_I \frac{C_{1A} + u_1 - D_1^{'} - V_0}{C_{1A}} \qquad [6.5]$$

d'oú

$$\begin{cases} T_{am} = \dfrac{e_A}{D_1^{'}} \dfrac{C_{1A} + u_1 - D_1^{'} - V_0}{C_{1A}} \dfrac{C_{1B}}{C_{1B} + u_1 - D_1} \\ \\ X_{am} = D_1.T_{am} \end{cases} \qquad [6.6]$$

et

- <u>Expression de T_{am} et X_{am} en fonction des paramètres matériaux et choc :</u>

En appliquant la conservation de la quantité de mouvement [II.4], on exprime les célérités de choc :

$$D_1^{'} = \frac{p_1}{\rho_{oA}(u_1 - V_o)} \qquad [6.7]$$

$$D_1 = \frac{p_1}{\rho_{oB} u_1} \qquad [6.8]$$

En appliquant la conservation de la masse [II.3], on exprime le rapport des masses volumiques sous choc et au repos :

$$\frac{\rho_{\mathrm{oA}}}{\rho_{\mathrm{1A}}} = \frac{D_1^{'} - u_1 + V_0}{D_1^{'}} \qquad [6.9]$$

$$\frac{\rho_{\mathrm{oB}}}{\rho_{\mathrm{1B}}} = \frac{D_1 - u_1}{D_1} \qquad [6.10]$$

Calcul des célérités du son dans les matériaux sous choc :

$$C_{1A} = \frac{\rho_{0A}}{\rho_{1A}}\left(C_{0A} + 2s\left|u_1 - V_0\right|\right) \qquad [6.11]$$

$$C_{1B} = \frac{\rho_{0B}}{\rho_{1B}}\left(C_{0B} + 2s\left|u_1\right|\right) \qquad [6.12]$$

En remplaçant D_1, D'_1, C_{1A}, C_{1B}, ρ_{1A}, ρ_{1B} dans l'équation [6.5] par leurs expressions respectives déterminées ci dessus, on peut donner une expression de la durée d'application T_j du choc principal en fonction des paramètres matériaux et de choc. On obtient :

$$T_j = \left[1 + \frac{u_1 - V_o - \dfrac{p_1}{\rho_{oA}(u_1 - V_o)}}{\left[1 - \dfrac{\rho_{oA}(u_1 - V_o)^2}{p_1}\right] \times \left[C_{oA} + 2s_A\left|u_1 - V_0\right|\right]}\right] \times \frac{e_A \rho_{oA}(V_o - u_1)}{p_1} \qquad [6.13]$$

d'où

$$T_{am} = \left[1 + \frac{u_1 - V_o - \dfrac{p_1}{\rho_{oA}(u_1 - V_o)}}{\left[1 - \dfrac{\rho_{oA}(u_1 - V_o)^2}{p_1}\right]\left[C_{oA} + 2s_A\left|u_1 - V_0\right|\right]}\right] \frac{1}{1 + \left[\dfrac{u_1 - \dfrac{p_1}{\rho_{oB} u_1}}{\left[1 - \dfrac{\rho_{oB} u_1^2}{p_1}\right] \times \left[C_{oB} + 2s_B u_1\right]}\right]} \frac{e_A \rho_{oA}(V_o - u_1)}{p_1} \qquad [6.14]$$

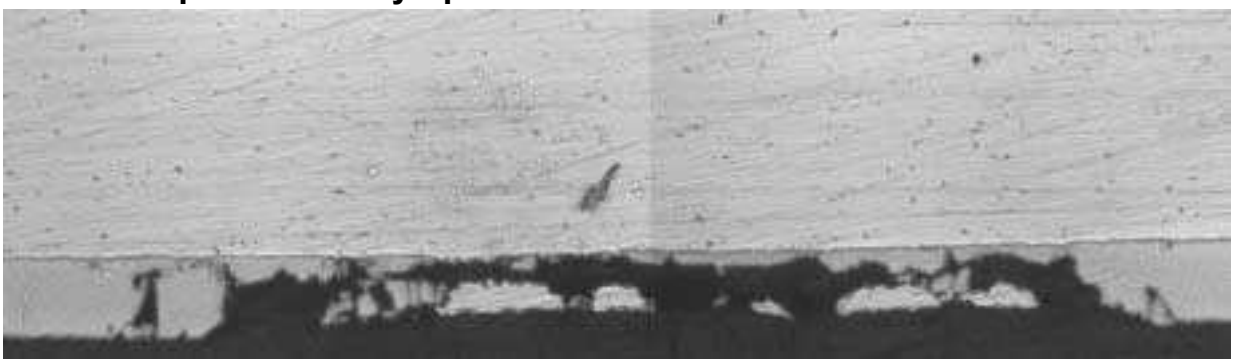
et

$$X_{am} = D_1 T_{am} = \frac{p_1}{\rho_{oB} u_1} T_{am} \qquad [6.15]$$

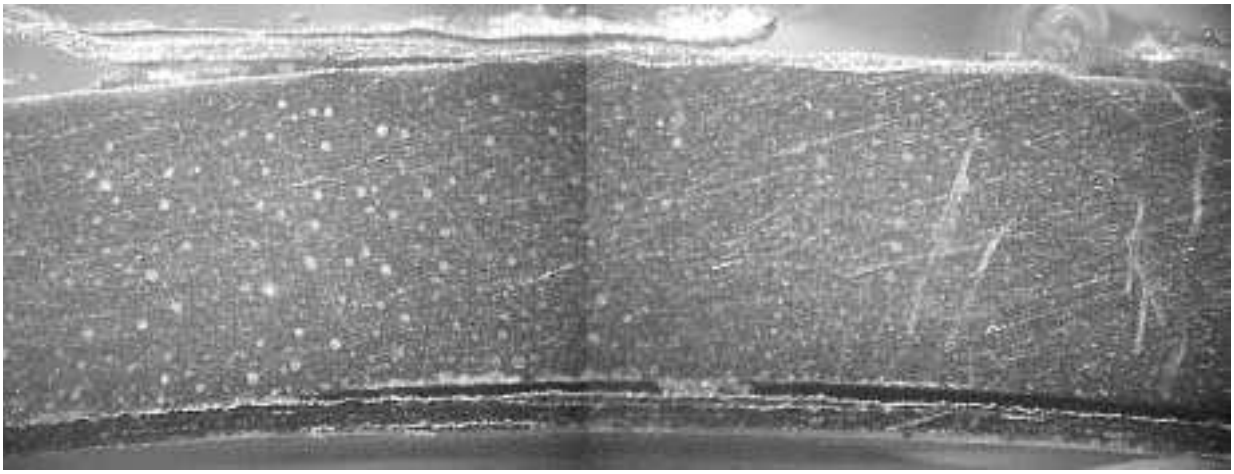
Annexe VI.4 : Systèmes soumis à l'essai LASAT par la technique d'envol de plaque.

Impact Al 100 µm à 900 m/s sur cuivre 700 µm revêtu de 100 µm de chrome déposé électrolytiquement :

Impact Al 100 µm à 900 m/s sur cuivre 1700 µm revêtu de 100 µm de chrome déposé électrolytiquement :



Impact Al 100 µm à 900 m/s sur XPT*512* 200 µm déposé par roto-plasma sur Al 2000 µm.



Impact Al 100 µm à 900 m/s sur XPT*512* 200 µm déposé par roto-plasma sur Al 5000 µm.

THESE

"ETUDE DE L'INFLUENCE DES RUGOSITES D'INTERFACE, DE POROSITES ET DE L'EPAISSEUR D'ECHANTILLON SUR LA PROPAGATION DES CHOCS LASER DANS DES SYSTEMES REVETUS. APPLICATION AU PROCEDE LASAT (LASER ADHERENCE TEST)."

Présentée par Michel ARRIGONI

Un nombre croissant d'applications font intervenir des systèmes revêtus. Ainsi, le développement des techniques de dépôt et des essais d'adhérence prennent de l'ampleur. Le projet LASAT (LASer Adhérence Test) propose un essai sans contact basé sur le choc laser, automatisable pouvant être intégré dans un environnement industriel. Cette technique repose sur la génération de traction à l'interface suite à la propagation d'un choc dans une cible substrat/dépôt. Afin d'intégrer la réalité industrielle de fabrication des échantillons, cette étude montre l'influence de la rugosité d'interface et de porosités sur la propagation des chocs au sein des échantillons et la mise en traction de l'interface. Le choc laser limitant le test à de faibles épaisseurs d'échantillons (<1mm), des solutions nouvelles sont étudiées pour étendre le test des systèmes plus épais. L'impact de feuilles accélérées par laser permet de réaliser le test sur des systèmes de quelques millimètres d'épaisseur.

Mots Clés : LASAT, onde de choc, choc oblique, compaction, adhérence, revêtement, impact de plaque, …

"STUDY OF THE INFLUENCE OF INTERFACIAL ROUGHNESS, POROSITY AND SAMPLE THICKNESS ON THE PROPAGATION OF LASER INDUCED SHOCKWAVES IN COATED MATERIALS. APPLICATION TO THE LASAT PROCESS (LASER ADHERENCE TEST) "

An increasing number of applications are interested in using coated systems. Therefore, coatings deposition methods and adherence testing techniques are more and more required by the industry. The LASAT process (LAser Shock Adherence Test) consists in a no contact, automatic debonding test that can be implemented in an industrial background. This technique lies on shock wave propagation and consecutive traction at the interface of multi-layered targets. In order to account for realistic industrial systems, the effect of interface roughness and the porosity of the coating upon traction yielded at the interface is investigated. Laser shocks use reduces the application of the debonding test to systems within the millimetric range. New solutions to push up this limit have been studied. The ability of laser driven fliers impact to realize the debonding test for a few millimetres thickness systems has been evidenced.

Key Words : LASAT, shock wave, oblique shockwave, compaction, adherence, bond strength, coatings, plate impact, …