



HAL
open science

**Étude numérique et expérimentale de la séparation par
chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches.
Application au test d'adhérence par chocs laser**

Cyril Bolis

► **To cite this version:**

Cyril Bolis. Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par chocs laser. Energie électrique. Université de Poitiers, 2004. Français. NNT: . tel-00009573

HAL Id: tel-00009573

<https://theses.hal.science/tel-00009573>

Submitted on 22 Jun 2005

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 :

Cyril BOLIS

**ÉTUDE NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DE LA
SEPARATION PAR CHOCS BREFS D'INTERFACE DE
REVETEMENTS MULTI-COUCHES. APPLICATION AU
TEST D'ADHERENCE PAR CHOCS LASER**

Directeurs de Thèse :

Michel BOUSTIE et Laurent BERTHE

Soutenue le **13 Décembre 2004**
devant la Commission d'Examen

Jury

Président

Pr. Frédéric BADAWI, Professeur de l'université de Poitiers (LMP, UMR 6630), Poitiers

Rapporteurs

Dr. François HILD, Directeur de Recherches au CNRS (LMT UMR 8535), Cachan

Dr. Jacques CAGNOUX, Chef de service CEA Valduc, Is sur Tille

Examineurs

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

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. Yannick CHAUVEAU, Directeur d'EMA Multiphysics, Nantes

REMERCIEMENTS :

Ce travail a été réalisé au sein du GIP GERALIP (CLFA) dirigé par Philippe Elias et plus particulièrement au Laboratoire pour l'Application des Lasers de Puissance (LALP) sous la direction de Rémy Fabbro que je remercie à la fois pour son accueil et les différentes discussions, scientifiques ou non, qui ont émaillé mon séjour au laboratoire.

Je remercie Monsieur Frédéric Badawi, Professeur à l'Université de Poitiers, d'avoir accepté de présider mon jury, ainsi que Messieurs Jacques Cagnoux, Chef de service au CEA Valduc, et François Hild, Directeur de Recherche au Laboratoire de Mécanique et Technologie à Cachan, qui ont eu la tâche ingrate d'examiner ce manuscrit et de le rapporter. Je remercie également les autres membres du jury avec qui j'ai eu la chance de travailler durant ces trois (ou quatre) années.

Je remercie également l'ensemble des partenaires industriels du projet LASAT présents lors des différentes réunions du projet : Gérard Barbezat de Sulzer Metco (Wohlen, Suisse), Brigitte Dumont et Jean-Marie Welter de KME-Tréfinmétaux (Sérifontaine), Raphaël Golé d'APS Pletch, et Florence Le-Strat de Renault (Guyancourt). Je remercie également le Réseau National Matériaux et Procédés et plus directement Christian Charissoux qui a labellisé ce projet et permis qu'il puisse se réaliser.

Lors de cette étude, j'ai eu la très grande chance d'être encadré par deux directeurs de thèse : Michel Boustie au Laboratoire de Combustion et Détonique de Chasseneuil du Poitou et Laurent Berthe au LALP, dont la complémentarité, la disponibilité et l'amitié sont maintenant légendaires. Les réunions et les week-ends LASAT resteront parmi les meilleurs souvenirs de mes années de thèse. Je les remercie donc très chaleureusement en espérant continuer à les côtoyer dans les années qui viennent.

Le projet LASAT n'aurait pas pu être mené à bien sans la collaboration des trois laboratoires dont la troisième équipe est dirigée de main de maître par Michel Jeandin au Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris à Evry et dont la réputation de générateur d'idées (et de simulations à réaliser) n'est plus à faire. Je le remercie donc ainsi que Sophie Barradas qui fut sa thésarde attitrée et la meilleure jardinière du projet (croissance de couche de cuivre sur substrat d'aluminium, croissance exponentielle du nombre de tirs et des simulations à réaliser et bien sûr jardinage dans l'humus).

J'en profite pour remercier le dernier membre de l'équipe LASAT, Michel Arrigoni, qui a sévi sous la direction de Michel Boustie au LCD et grâce à qui cette thèse a pu être aussi fournie en différents travaux. Ses "Michelleries" auront égayé ces trois années.

Par ordre d'apparition je tiens ensuite à remercier :

- Monsieur Méline, Monsieur Chipeaux et Madame Caillet qui ont su me donner le goût des sciences et plus particulièrement de la physique et des mathématiques.
- Messieurs Ravet, (le prof de Math Sup 3 dont je suis honteux d'avoir oublié le nom), Bonnet, Morello et Clerval pour les trois années de prépas au lycée Victor Hugo et pour tout ce que j'ai appris grâce à eux.
- Mme Mireille Tadjeddine, directrice du département de Physique de l'ENS Cachan, qui n'a jamais été à cours de coup de main ou de conseil.
- L'ensemble de la promotion 1996 des physiciens de l'ENS (plus tous ceux que j'ai rencontrés à Orsay)

- Jean Pierre Romain, Thibaut, Martine, Patrick, le Grand Denis, Alain et Henry de l'ENSMA et du LCD pour le DEA et tout ce qu'il en a suivi.

- Qingli Kou, Nicolas Pavloff, Patrice Hello et tous les autres collègues que j'ai rencontrés lors du monitorat.

- L'ensemble du personnel du LULI qui nous a rendu la vie si facile lors des expériences et des séminaires...

- L'ensemble des personnes que j'ai rencontrés au CLFA avec dans le désordre (presque alphabétique) : Stéphane, Pascal, Marc, Christelle, Gilles, Fred, Nadine, Gaspard, Guillaume, Thierry, Corinne, Léonie, Mehdi, Mohammed, Serge, François, Wolfgang, Pascal, Patricia, Thierry, Cédric, Sonia, David, Jean-Pascal, Olivier, Olivier, Olivier, Ophélie, Gaëlle, Patrick, Aïcha, Maryse, Karim, Valérie et Solange. Sans oublier bien-sûr des stagiaires mémorables : Julien, Thomas, Mélusine, Claudine, Clémence, Mélanie, Matthias et tout ceux et celles à qui j'ai pu donner un coup de main.

- Et il ne faut surtout pas oublier : Marie-Amélie, Laetitia, Matthieu, Alexandra, Bart, Mariette, Sophie, Patrice, Arnaud, Eric, Lysiane, et Mélanie...

Après les officiels voici maintenant les officieux avec toujours par ordre d'apparition :

- Isabelle, Jean-Philippe et Jean-Christophe et toute leur famille.

- Stéphane et Raphaël, les rescapés de la SUP3.

- Olivier, Olivier, Renaud et René-Jean toujours là pour faire de l'optique à haute dose (P... ça craint) et du billard.

- Tous ceux que j'ai oubliés ... (qu'ils ne le prennent pas mal surtout)

Je remercie enfin mes parents qui m'ont toujours soutenu et qui m'ont toujours permis d'aller de l'avant. J'y inclus évidemment ma sœur Céline, Damien, mes grands-parents, Thierry, Nelly, Olivier, Julien, Luc, Johnny, Gérard et les autres.

Et pour finir, un grand merci à la plus choux des Sophie qui a eu la patience de me supporter et de corriger mes nombreuses fôtes d'orthographe et de me laisser l'embêter pour me détendre...

A Mathéo

SOMMAIRE :

INTRODUCTION.....	11
INTRODUCTION.....	13
CHAPITRE I INTRODUCTION AU TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER.....	20
I.1 INTRODUCTION : DE L'UTILITE DES REVETEMENTS A LEUR ADHERENCE	20
I.2 NATURE DE L'ADHERENCE D'UNE INTERFACE	21
I.2.1 Définitions et historique.....	21
I.2.2 Le mouillage et les mécanismes microscopiques de l'adhérence.....	21
I.2.3 Paramètres macroscopiques influençant l'adhérence de l'interface.....	22
I.2.4 Les modélisations de la rupture interfaciale.....	24
I.3 LES TECHNIQUES DE CREATIONS DE DEPOT	24
I.3.1 Les procédés par voie humide	24
I.3.2 Les procédés par projection thermique	26
I.3.3 Les autres procédés	29
I.4 LES DIFFERENTS TESTS D'ADHERENCE CLASSIQUES	31
I.4.1 Les méthodes purement mécaniques.....	31
I.4.2 Les méthodes non mécaniques.....	34
I.4.3 Conclusion et comparaison des tests	36
I.5 LE TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER (LASAT).....	37
I.5.1 Historique de l'endommagement dynamique des matériaux.....	37
I.5.2 Principe du test d'adhérence par choc laser.....	38
I.5.3 Avantages et inconvénients du test d'adhérence par choc laser	40
I.6 CONCLUSION	41
I.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.....	41
CHAPITRE II DISPOSITIF EXPERIMENTAL	48
II.1 INTRODUCTION	48
II.2 LES SOURCES LASER UTILISEES	48
II.3 GENERATION DES ONDES DE CHOC.....	49
II.3.1 Le choc laser (direct ou confiné).....	49
II.3.2 L'envol de plaque.....	52
II.4 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET VISAR.....	54
II.4.1 Introduction.....	54
II.4.2 Sondeur optique.....	55
II.4.3 Principe général du VISAR	56
II.4.4 Présentation des deux VISARs utilisés	59
II.4.5 Influence des défauts sur le dépouillement et comparaison des VISARs.....	62
II.5 PROTOCOLE EXPERIMENTAL	67
II.6 CONCLUSION.....	69
II.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	69
CHAPITRE III PROPAGATION DES ONDES MECANIQUES	74
III.1 INTRODUCTION	74
III.2 APPROCHE ANALYTIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES	74
III.2.1 Construction des états de pression et de vitesse matérielle à l'aide des polaires de choc	74
III.2.2 Construction d'un exemple complet sur une cible bi-matériaux	76
III.2.3 Mesure de la traction lors de la rupture à partir du signal de vitesse de surface libre	80
III.2.4 La simulation analytique des chocs : HUGO.....	82
III.3 LES CODES DE SIMULATIONS NUMERIQUES	87
III.3.1 Le code de simulation 1D : SHYLAC.....	87
III.3.2 Le code de simulation 2D/3D : RADIOSS.....	91
III.4 L'ENDOMMAGEMENT SOUS SOLlicitation DYNAMIQUE	94

III.4.1 Introduction.....	94
III.4.2 La rupture ductile.....	94
III.4.3 La rupture fragile.....	95
III.4.4 Rupture d'une interface par sollicitation dynamique.....	96
III.4.5 Modélisation de l'endommagement et de la rupture.....	98
III.4.6 Modélisation de l'interface, signaux de vitesses et validité des modèles.....	101
III.4.7 Modélisation de l'endommagement : signaux de vitesse et validité du critère de Kanel.....	105
III.5 CONCLUSION.....	109
III.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III.....	111

CHAPITRE IV CREATION DE LA TRACTION A L'INTERFACE : APPROCHES ANALYTIQUE ET NUMERIQUE 116

IV.1 INTRODUCTION.....	116
IV.2 CIBLES SUBSTRAT/COUCHE : PRESENTATION DES CONFIGURATIONS POSSIBLES.....	116
IV.3 APPROCHE ANALYTIQUE.....	118
IV.3.1 Configuration $T_2 < \tau$	118
IV.3.2 Configuration $T_2 = \tau$	120
IV.3.3 Configuration $\tau < T_2 < T_1$	121
IV.3.4 Configuration $\tau < T_2 = T_1$	124
IV.3.5 Configuration $\tau = T_2 = T_1$	126
IV.3.6 Configuration $\tau < T_1 < T_2$	126
IV.3.7 Bilan des configurations.....	128
IV.4 APPROCHE NUMERIQUE MONO-DIMENSIONNELLE, APPLICATION AUX CIBLES Al/Cu.....	129
IV.4.1 Choix des épaisseurs des matériaux de la cible.....	130
IV.4.2 Résultats expérimentaux sur la synchronisation des ondes 1D.....	132
IV.4.3 Effet de la pression de chargement.....	135
IV.4.4 Influence de l'endommagement dans la couche sur la traction à l'interface.....	139
IV.4.5 Influence du profil de pression, évolution en fonction du laser utilisé.....	144
IV.5 APPROCHE NUMERIQUE BI-DIMENSIONNELLE.....	146
IV.5.1 Introduction : nécessité des simulations bi-dimensionnelles.....	146
IV.5.2 Formation des tractions 2D sur des cibles mono-couches.....	148
IV.5.3 Evolution de la traction à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat.....	155
IV.5.4 Discussion et comparaison entre les signaux simulés et expérimentaux.....	160
IV.6 CONCLUSION.....	164
IV.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV.....	165

CHAPITRE V RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES DU TEST LASAT : VALIDATION DU PROTOCOLE LASAT 170

V.1 INTRODUCTION.....	170
V.2 LES CIBLES MONO-MATERIAUX, VALIDATION DU CRITERE DE KANEL.....	170
V.2.1 Les cibles d'aluminium et de tantale.....	171
V.3 LE COUPLE SUBSTRAT CUIVRE/DEPOT CHROME.....	174
V.3.1 Présentation des cibles et résultats qualitatifs.....	174
V.3.2 Comparaisons expériences/simulations.....	175
V.3.3 Mesure de l'épaisseur par analyse des signaux de vitesse.....	177
V.3.4 Conclusion sur le système Cr/Cu.....	178
V.4 LE COUPLE SUBSTRAT CUIVRE/DEPOT NICKEL.....	179
V.4.1 Cibles substrat cuivre/dépôt de nickel électrolytique.....	179
V.4.2 Les échantillons avec un dépôt de nickel Cold Spray.....	189
V.4.3 Conclusion sur le système Cu/Ni.....	196
V.5 ANALYSE ET CRITIQUE DES RESULTATS DU TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER.....	198
V.5.1 Sources d'erreurs expérimentales.....	198
V.5.2 Reproductibilité des tirs.....	199
V.5.3 Sources d'échecs du test d'adhérence par choc laser.....	200
V.6 CONCLUSION.....	202
V.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE V.....	202

CHAPITRE VI ETUDE DES CIBLES AL/CU.....	206
VI.1 INTRODUCTION AU COUPLE SUBSTRAT ALUMINIUM/DEPOT CUIVRE.....	206
VI.1.1 Introduction.....	206
VI.1.2 L'interface Al/Cu.....	206
VI.1.3 La couche de cuivre projetée.....	209
VI.1.4 Présentation des cibles étudiées.....	210
VI.1.5 Obtention des seuils et études réalisées.....	211
VI.2 MODELISATION 1D DE LA RUPTURE DES CIBLES AL/CU.....	212
VI.2.1 Introduction à la simulation 1D.....	212
VI.2.2 Mise en évidence de la rupture à l'état B.....	212
VI.2.3 Mise en évidence de la rupture à l'état D.....	214
VI.2.4 Discussion sur les simulations 1D.....	215
VI.2.5 Conclusion sur la rupture 1D.....	216
VI.3 CIBLES COMPLEXES : MAILLAGES REALISTES.....	217
VI.3.1 Introduction.....	217
VI.3.2 Résultats sur les cibles de cuivre déposé par projection plasma.....	218
VI.3.3 Présentation des cibles Al/Cu utilisées.....	230
VI.3.4 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité de surface : série L2.....	232
VI.3.5 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité d'interface : Série S7.....	235
VI.3.6 Cibles Al/Cu : influence de la porosité : série L0.....	243
VI.3.7 Cibles Al/Cu : maillage complet et critiques.....	250
VI.3.8 Conclusion de la modélisation des couches de cuivre par les maillages.....	253
VI.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX QUALITATIFS.....	254
VI.4.1 Introduction.....	254
VI.4.2 Influence de la métallurgie.....	254
VI.4.3 Influence de la morphologie.....	258
VI.4.4 Influence du procédé de dépôt.....	262
VI.4.5 Comparaisons des seuils avec les autres tests d'adhérence.....	264
VI.5 CONCLUSION.....	265
VI.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VI.....	266
CONCLUSION.....	267
CONCLUSION.....	269
PERSPECTIVES.....	271
ANNEXE A LA MECANIQUE DES ONDES DE CHOC.....	275
A.1 EQUATIONS DE CONSERVATION ET EQUATION D'ETAT.....	275
A.2 COURBES CARACTERISTIQUES.....	275
A.3 COMPORTEMENT ELASTO-PLASTIQUE.....	277
A.4 PROPAGATION DES ONDES 1D, FORMATION DE L'ONDE DE CHOC.....	278
A.5 LOIS DE COMPORTEMENT DES MATERIAUX RADIOSS.....	280
A.6 BIBLIOGRAPHIE.....	282
ANNEXE B IMPACTEUR : GENERATION DU CHOC ET TEMPERATURE.....	285
B.1 SIMULATIONS DU PROCEDE F-LASAT.....	285
B.1.1 Rappel du principe.....	285
B.1.2 Simulation de l'envol et de l'impact de plaque par impact laser.....	286
B.1.3 Rupture d'interface Al/Cu avec le procédé F-LASAT.....	291
B.2 SIMULATION DU PROCEDE DE COLD-SPRAY : TEMPERATURES D'IMPACT.....	294
B.3 BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE B.....	296

ANNEXE C AUTOMATISATION DE LA RECHERCHE DE PARAMETRES	299
C.1 BIBLIOGRAPHIE DE L'ANNEXE C	299
ANNEXE D OUTILS DE CREATION DE MAILLAGES ET D'ANALYSES.....	303
D.1 PRINCIPE DE LA GENERATION DES MAILLAGES.....	303
D.2 ANALYSE D'IMAGE, RECONNAISSANCE DES CONTOURS.....	303
D.3 SIMPLIFICATION DES CONTOURS, CREATION DU FICHIER CASTEM.....	304
D.4 ASSEMBLAGE DES MAILLAGES : FICHIER DE SIMULATION RADIOSS	306
D.5 ANALYSE DES RESULTATS	307
D.6 DISCUSSION SUR LE MAILLAGE ET LA MODELISATION.....	307
D.6.1 <i>Maillage</i>	307
D.6.2 <i>Modélisation</i>	308
ANNEXE E PARAMETRES UTILISES DANS LES CODES SHYLAC ET RADIOSS.....	311
E.1 PARAMETRES SHYLAC:.....	311
E.2 PARAMETRES RADIOSS, LOI ELASTO-PLASTIQUE PARFAITE.....	311
E.3 PARAMETRES RADIOSS , LOI JOHNSON COOK	312
ANNEXE F INFLUENCE DU MAILLAGE SUR LES SIMULATIONS RADIOSS.....	315

INTRODUCTION

Introduction

La plupart des objets utilisés aujourd'hui présentent des pièces revêtues permettant d'améliorer leurs propriétés (frottement, protection chimique, thermique...). Les blocs moteurs en aluminium par exemple sont de plus en plus répandus dans l'industrie automobile pour leur apport sur la consommation des voitures. Afin de protéger les parois des cylindres et d'améliorer les contacts avec les pistons, ces blocs sont revêtus par projection plasma. L'adhérence de ces couches est donc un paramètre important qui va en grande partie déterminer la durée de vie de l'ensemble et donc avoir un enjeu économique considérable.

Les techniques actuelles de mesure de l'adhérence présentent toutes l'inconvénient d'introduire un intermédiaire intrusif pour générer la traction à l'interface. Que cet intermédiaire soit un adhésif (test du plot collé) ou une pointe matérielle (indentation interfaciale, rayage), il introduit une perturbation sur la mesure, la rendant même impossible lorsque le seuil d'adhérence de l'interface est supérieur à celui de la colle. La recherche d'un test permettant de réaliser les mesures d'adhérence sans contact et qui soit automatisable sur une chaîne de production présente donc un intérêt non négligeable.

La génération d'une onde de choc par un impact laser de forte puissance semble pouvoir répondre à cette attente. L'utilisation de cette onde de choc pour générer des états de traction à l'interface a déjà été mise en évidence et étudiée sur des cibles minces [1]. Couplée à un diagnostic de la rupture de l'interface par la mesure de la vitesse de surface libre à l'aide d'un interféromètre Doppler, cette technique permet de déterminer les seuils d'adhérence sans aucun contact avec la pièce à tester.

Le projet "LASer Adherence Test" (LASAT) a pour but de construire un démonstrateur utilisant cette technique. Il s'agit de comprendre et de maîtriser les mécanismes physiques mis en jeu lors du test, de valider ces mécanismes sur des cibles modèles et enfin de développer une expertise sur le test d'adhérence qui puisse être appliquée à tous les dépôts, y compris les dépôts complexes.

Ce projet regroupe les compétences des équipes de trois laboratoires :

- le Laboratoire de Combustion et Détonique, LCD, à Poitiers pour son expertise sur les ondes de choc (thèse de Michel Arrigoni [2]) ;
 - le Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris à Evry pour les aspects d'élaboration des matériaux et d'analyses métallurgiques (thèse de Sophie Barradas [3]) ;
 - le Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance, LALP, à Arcueil pour la construction du démonstrateur, l'expertise en laser de puissance et en simulations numériques de propagation des chocs (cette thèse)
- ainsi que cinq industriels : Renault, KME Trefiméteaux, Sulzer Metco, APS Pletech et le CEA.

Le travail de cette thèse se décompose autour de trois axes principaux :

- 1 la compréhension des phénomènes générant la traction à l'interface et leur quantification à l'aide de méthodes analytiques et numériques ;
- 2 la mise en place du dispositif expérimental avec la création du démonstrateur du projet LASAT et la validation du diagnostic VISAR ;
- 3 la validation du protocole expérimental du procédé LASAT, à la fois sur des cibles modèles et sur des cibles industrielles, avec en particulier l'étude complète de l'interface aluminium/cuivre déposé par projection plasma.

Le chapitre I est consacré à l'introduction des principales caractéristiques des matériaux revêtus avec la description des mécanismes physiques intervenant dans l'adhérence de l'interface et une revue rapide des techniques de création des dépôts utilisés actuellement. Nous dresserons un panorama des tests d'adhérence classiques complétés par le procédé LASAT.

L'objectif du chapitre II est d'exposer la technique expérimentale mais aussi de montrer que le procédé LASAT peut, à terme, être utilisé en dehors des unités de recherche. Les différentes sources laser et les techniques de génération des ondes de choc utilisées y sont présentées ainsi que deux interféromètres Doppler VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector). Ces derniers seront ensuite analysés avec, dans chaque cas, une étude de sensibilité aux erreurs de dépouillement des signaux de vitesse mesurés. Pour finir, le protocole du test LASAT sera exposé et discuté.

Nous présentons dans le chapitre III les outils numériques qui sont à notre disposition pour modéliser la propagation des ondes de choc dans les milieux matériels. Les codes HUGO (simulation analytique), SHYLAC (1D) et RADIOSS (2D/3D) ainsi que leurs fonctionnalités respectives seront présentés et validés sur des signaux expérimentaux. L'utilisation de critères d'endommagement des matériaux et de rupture de l'interface pour modéliser nos cibles est également discutée dans ce chapitre.

Le chapitre IV est entièrement consacré à l'étude des différents mécanismes permettant de générer des états de traction à l'interface. Dans un premier temps, une étude analytique permettra une classification des différentes configurations de cibles ainsi que la mise en évidence de l'existence de configurations amplifiant la traction à l'interface. Cette étude analytique est ensuite confirmée sur le cas particulier des cibles Al/Cu, avec l'utilisation du code SHYLAC. La création d'états de traction supplémentaires par les effets de bord est mise en évidence expérimentalement et analysée numériquement à l'aide du code RADIOSS.

Le but de ce chapitre est de fournir les outils nécessaires aux utilisateurs du test LASAT pour déterminer directement la configuration de cible la plus adaptée à la mesure d'adhérence qu'ils souhaitent réaliser.

Au chapitre V, le protocole du test LASAT est validé par l'obtention de seuils qualitatifs et quantitatifs sur des cibles simples (dépôts électrolytiques de chrome ou de nickel sur des substrats de cuivre). Les seuils d'adhérence pour les cibles plus complexes de nickel déposé par Cold-Spray sont également obtenus grâce à l'utilisation du critère d'endommagement dynamique de Kanel.

L'intérêt de ces résultats sera de valider la technique du test ainsi que l'étude analytique et numérique sur des dépôts dont le comportement sous choc est maîtrisé.

Enfin, le chapitre VI présentera l'étude réalisée sur les cibles de cuivre déposé par projection thermique sur des substrats d'aluminium. Les résultats numériques permettent de valider les résultats du chapitre IV ainsi que de montrer les limitations du test LASAT vis-à-vis de la complexité du comportement des dépôts projetés plasma. A cet effet, des maillages se rapprochant des structures de cibles réelles sont utilisés dans RADIOSS. Malgré ces limitations, la sensibilité du seuil d'adhérence à la variation de la métallurgie et de la morphologie de ces interfaces a pu être déterminée et comparée avec succès aux résultats des tests de Plot-Collé et de Bulge Test. Ces résultats permettent d'apporter une expertise supplémentaire à la projection thermique avec la mise en évidence d'un paramètre de la projection contrôlant directement l'adhérence.

Bibliographie :

[1] AUROUX Eric, "Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser", Thèse de l'université de Poitiers, 1999

[2] BARRADAS Sophie, "Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004

[3] ARRIGONI Michel, " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test).", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004

CHAPITRE I :

INTRODUCTION AU TEST

D'ADHERENCE PAR CHOC

LASER

CHAPITRE I INTRODUCTION AU TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER.....	20
I.1 INTRODUCTION : DE L'UTILITE DES REVETEMENTS A LEUR ADHERENCE	20
I.2 NATURE DE L'ADHERENCE D'UNE INTERFACE	21
<i>I.2.1 Définitions et historique.....</i>	<i>21</i>
<i>I.2.2 Le mouillage et les mécanismes microscopiques de l'adhérence.....</i>	<i>21</i>
<i>I.2.3 Paramètres macroscopiques influençant l'adhérence de l'interface.....</i>	<i>22</i>
<i>I.2.4 Les modélisations de la rupture interfaciale.....</i>	<i>24</i>
I.3 LES TECHNIQUES DE CREATIONS DE DEPOT	24
<i>I.3.1 Les procédés par voie humide.....</i>	<i>24</i>
<i>I.3.2 Les procédés par projection thermique</i>	<i>26</i>
<i>I.3.3 Les autres procédés</i>	<i>29</i>
I.4 LES DIFFERENTS TESTS D'ADHERENCE CLASSIQUES	31
<i>I.4.1 Les méthodes purement mécaniques.....</i>	<i>31</i>
<i>I.4.2 Les méthodes non mécaniques.....</i>	<i>34</i>
<i>I.4.3 Conclusion et comparaison des tests</i>	<i>36</i>
I.5 LE TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER (LASAT).....	37
<i>I.5.1 Historique de l'endommagement dynamique des matériaux.....</i>	<i>37</i>
<i>I.5.2 Principe du test d'adhérence par choc laser.....</i>	<i>38</i>
<i>I.5.3 Avantages et inconvénients du test d'adhérence par choc laser</i>	<i>40</i>
I.6 CONCLUSION	41
I.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I.....	41

Chapitre I Introduction au test d'adhérence par choc laser

I.1 Introduction : de l'utilité des revêtements à leur adhérence

Aujourd'hui, la plupart des objets de notre vie courante comportent des pièces revêtues. L'alliance des propriétés du matériau du substrat et de celles du revêtement permet de réaliser plusieurs fonctions a priori incompatibles, ou plus onéreuses à réaliser. Ces fonctions peuvent être esthétiques (peintures, laques), thermiques (barrières thermiques) ou mécaniques (tenue à la fatigue, amélioration de la tribologie).

Ces associations permettent également de résoudre différents problèmes qui auraient été impossibles autrement. Ainsi, des blocs moteur en aluminium ont été réalisés grâce à des revêtements. Ces blocs sont chemisés d'un revêtement spécifique par projection plasma qui permet à la fois de protéger l'aluminium contre l'usure due au piston, mais également de diminuer les frottements (~30 %) et donc la consommation d'essence (2-4 %) [1].

De façon plus classique, des dépôts électrochimiques sont utilisés sur des lingotières de fonderies afin de favoriser l'écoulement du cuivre liquide et de pour diminuer les contraintes thermiques. D'autres dépôts sont également utilisés sur les prothèses humaines afin de faciliter leur greffe et de minimiser les risques de rejet [2].

La qualité et la durée de vie de ces pièces dépendent donc directement de l'adhésion du revêtement sur son substrat. Celle-ci doit être à la fois mesurée de façon précise sur des échantillons mais doit également être évaluée directement au cœur de la production pour l'ensemble des pièces. Différents tests d'adhérence sont utilisés dans l'industrie et dans les laboratoires. Ces tests, qui seront exposés dans ce chapitre, présentent tous des avantages et des inconvénients comme celui de mesurer des grandeurs différentes à l'aide de techniques tout aussi variées.

Le projet LASAT [3][4] a pour but de réaliser un démonstrateur pour un nouveau test d'adhérence réalisé sans contact avec la pièce testée. Les études de ce projet ont porté principalement sur des matériaux d'intérêt industriel, fournis par nos partenaires ou réalisés par projection thermique au C2P [3][5]. En particulier, l'étude de l'interface aluminium/cuivre a été menée en utilisant différentes méthodes de projection thermique ainsi que différentes préparations du substrat. Elle a permis de comparer l'influence de différents paramètres et défauts sur la tenue de l'interface.

Dans ce chapitre d'introduction au test d'adhérence par choc laser, nous présentons une description rapide des interfaces, en mettant l'accent sur les phénomènes intervenant dans leur adhésion ainsi que sur les méthodes utilisées dans l'industrie pour fabriquer les revêtements.

Enfin, le principe général du test LASAT sera présenté et comparé aux autres techniques de mesure de l'adhérence. Les inconvénients et les avantages de chaque technique seront ensuite discutés.

I.2 Nature de l'adhérence d'une interface

I.2.1 Définitions et historique

La langue française utilise deux termes pour quantifier la tenue d'une interface : l'adhésion (notion microscopique) qui correspond uniquement aux forces de liaisons interfaciales et l'adhérence (notion macroscopique) qui fait intervenir, en plus, des termes d'interfaces, la nature des matériaux et du test employé. L'adhérence correspond à l'énergie nécessaire afin de séparer deux matériaux.

Ces notions, bien qu'utilisées depuis l'Antiquité, n'ont pu être définies correctement qu'au début du XX^{ème} siècle suite aux problèmes de collage des structures en bois en aviation [6]. Les premiers travaux ont principalement porté sur les interfaces liquide/solide dans le cadre des problèmes de mouillages dont Young (1805) et Laplace (1805) ont donné les premières théories.

Par la suite, au cours du XX^{ème} siècle, différentes études expliquent la différence observée entre la valeur théorique issue des calculs de mouillabilité et les valeurs expérimentales. Ces théories bâtissent petit à petit la description actuelle de l'interface en lui ajoutant différents éléments, comme l'ancrage mécanique [7] et l'adhésion électrostatique [8].

I.2.2 Le mouillage et les mécanismes microscopiques de l'adhérence

Dans la plupart des phénomènes menant à la création d'une interface entre deux matériaux, un des matériaux est ou a été présent à l'état liquide, ce qui favorise le contact à l'échelle atomique par mouillage. Les théories de Young et de Laplace permettent d'écrire le travail nécessaire pour séparer de façon réversible deux phases : $W_A = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_{12}$ [9], où γ_1 et γ_2 sont les énergies libres de surface des phases 1 et 2 et γ_{12} l'énergie libre interfaciale entre les deux phases.

A partir des interactions fondamentales et des procédés de fabrication de l'interface, il est possible, en fonction des différents matériaux mis en œuvre, de calculer ces différents termes à partir de théories plus générales.

Dans le cas de solides moléculaires tels que les polymères, ces énergies peuvent être interprétées à l'aide des potentiels d'interaction de Van der Waals. Ces forces, d'origine électrostatique, existent entre moments dipolaires permanents ou non (dipôle/dipôle : force de Keesom, dipôle/dipôle induit : force de Debye, dipôle induit/dipôle induit : force de London) [10].

Par ailleurs, l'énergie interfaciale peut être augmentée par la création de liaisons supplémentaires comme les liaisons covalentes résultant de la mise en commun d'un ou plusieurs électron(s) de différents atomes afin de combler leurs cases quantiques vides et de se rapprocher de leur état de stabilité. D'autres types de liaison peuvent également être créés comme les liaisons ioniques dans lesquelles l'interaction est purement coulombienne (cas du cristal de NaCl).

Dans la plupart des cas, ces différents effets microscopiques coexistent et permettent d'augmenter ou au contraire de diminuer le potentiel d'interface par des effets de répulsion. Ces aspects fondamentaux sont néanmoins difficilement pris en compte dans les calculs de seuils d'adhérence et nécessitent une modélisation poussée de l'interface qui ne sera pas réalisée dans cette étude.

I.2.3 Paramètres macroscopiques influençant l'adhérence de l'interface

En plus des effets microscopiques cités au paragraphe précédent, des aspects plus macroscopiques et donc plus facilement inclus dans les modèles et observables peuvent contrôler la tenue de l'interface. Ces effets sont souvent fortement liés au procédé de fabrication de l'interface et donc à la technique de dépôt utilisée. Ils peuvent être classés en plusieurs grandes familles dont les influences respectives ont pu être testées lors du projet LASAT sur les cibles Al/Cu :

- *Les réactions chimiques* : en fonction des matériaux mis en œuvre et du mode de dépôt, des réactions chimiques vont donner naissance à des composés différents de ceux des matériaux de base lors de la création du revêtement. Ces nouveaux composants peuvent jouer un rôle positif ou négatif sur la tenue de l'interface. Cet effet n'a pas été observé ici, contrairement aux aspects cités ci-dessous, que nous avons mis en évidence dans le système Al/Cu.

- *La diffusion interfaciale* : certains matériaux ont la propriété de diffuser plus ou moins facilement dans d'autres matériaux. On peut alors observer une interface qui ne pourra plus être définie précisément avec une transition des propriétés mécaniques et métallurgiques. Cette couche de diffusion permet de diminuer la discontinuité de l'interface et de favoriser sa tenue. Elle peut être observée avec certains couples de métaux, mais également avec les polymères pour lesquels des brins peuvent s'insérer dans la matrice opposée afin d'assurer un accrochage plus important [11].

- *Les changements d'état* : certains procédés de dépôt peuvent localement mettre en fusion l'interface. Il est alors possible de voir apparaître des intermétalliques à l'interface. Ce sont des phases intermédiaires figurant dans le diagramme d'équilibre des composés étudiés, qu'elles soient dues à des compositions différentes ou à des structures métallurgiques distinctes [12]. Le couple Al/Cu [13] présente par exemple de nombreux intermétalliques à l'interface comme le montrent les coupes de la Figure I-1. Ces intermétalliques sont plus fragiles et ont une dureté plus importante que les matériaux eux-mêmes et peuvent ainsi servir de point de départ à la fissuration de l'interface. L'influence de la proportion des intermétalliques à l'interface est encore un sujet d'étude important qui présente des effets contradictoires.

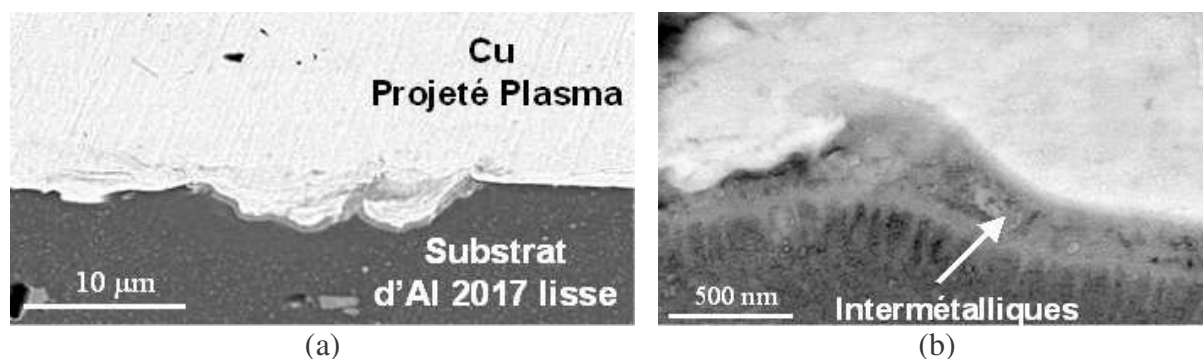


Figure I-1 Observation au microscope électronique à balayage de l'interface entre du cuivre déposé par projection plasma et un substrat d'aluminium préalablement poli (a) vue d'ensemble, (b) zoom sur la partie centrale [3].

- *Les paramètres mécaniques* : les procédés de fabrication du dépôt, avec par exemple fusion puis solidification du revêtement, la projection, et les efforts thermiques associés, créent généralement des contraintes résiduelles non nulles à l'interface. Ces contraintes sont issues d'une part des différences de coefficient de dilatation entre les deux matériaux [16][17], mais également des différences de propriétés mécaniques. Ces contraintes résiduelles peuvent favoriser la tenue de l'interface (contraintes de compression) ou au contraire la diminuer (contraintes de traction). De même, on doit s'assurer, pour des objets subissant des cycles thermiques, que la différence des coefficients de dilatation ne suffira pas à faire rompre l'interface.

- *La pollution de l'interface* : en plus de ces effets dépendants uniquement des matériaux mis en œuvre, la pollution de l'interface par des éléments extérieurs peut exister. Ces polluants peuvent être naturellement présents à la surface des matériaux avant la création de l'interface, comme par exemple les couches d'oxydation [14] de l'alumine sur l'aluminium, ou alors être apportés de l'extérieur lors de la préparation de l'échantillon (cas du sablage de la Figure I-2), ou enfin être apportés par la méthode de fabrication (dépôt électrolytique).

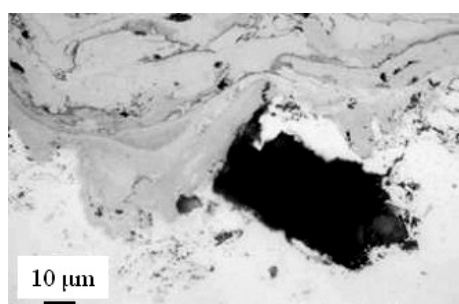


Figure I-2 Observation optique de l'interface Cu/Al. La particule de corindon visible en noir au centre provient de la préparation par sablage du dépôt avant projection [3].

- *L'accrochage mécanique* : la morphologie de l'interface joue un rôle de premier ordre dans la tenue de l'interface. La taille et la forme des rugosités du substrat [15], dont un exemple est donnée à la Figure I-3, ainsi que la proportion de fissures à l'interface déterminent de façon prédominante la réponse de l'interface aux différents types de sollicitation.

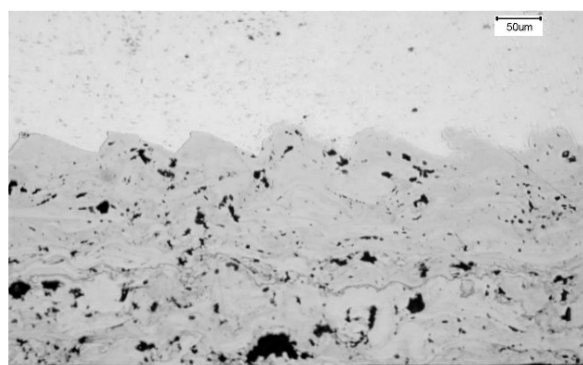


Figure I-3 Observation optique d'une interface Al/Cu. Le cuivre a été déposé par projection plasma sur un substrat d'aluminium préalablement fraisé [3].

La nature d'une interface est donc due à une combinaison de ces différents aspects. Cette combinaison va dépendre des matériaux utilisés mais également du protocole de fabrication du dépôt.

Durant le projet LASAT, les études se sont principalement axées sur les influences relatives de la proportion des intermétalliques et des fissures à l'interface entre un dépôt de cuivre et un substrat d'aluminium, ainsi que sur la rugosité de l'interface. Les couches de cuivre ont été réalisées à l'aide de différentes méthodes de projection thermique afin de faire varier les conditions de réalisation du dépôt.

1.2.4 Les modélisations de la rupture interfaciale

Beaucoup de travaux ont été réalisés sur la rupture, que ce soit avec des matériaux seuls, ou avec des interfaces, le point de départ étant une approche quasi-statique. Néanmoins, des problèmes substantiels (sauts de solutions générant des discontinuités) existent toujours, en particulier lors de l'utilisation en simulation numérique de ces théories [18]. Ces problèmes peuvent être traités de différentes manières, notamment en considérant une modélisation dynamique de la propagation de la fissure au lieu d'une modélisation quasi-statique [19].

Malgré leur caractère dynamique, ces critères ne correspondent pas aux régimes dynamiques rencontrés lors de nos tests avec des vitesses de déformation pouvant aller à plus de $10^6 - 10^7 \text{ s}^{-1}$. Afin de modéliser le comportement de l'interface, nous avons dû utiliser les critères de rupture et d'endommagement spécifiques à ce domaine de sollicitation et qui sont présentés en détails au Chapitre III.

Nous avons modélisé l'interface par une fine couche de matériau à laquelle sont appliqués des critères d'endommagement et de rupture. Cette modélisation a été utilisée aussi bien avec le code de simulation 1D que le code 2D et a permis de rendre compte de certains aspects de la rupture de l'interface sous sollicitation rapide comme il sera discuté au Chapitre V.

Nous montrerons dans ce chapitre que la modélisation de l'interface est fortement dépendante des méthodes de dépôt, qui sont exposées dans le paragraphe suivant, avec des comportements d'interface de type ductile ou fragile.

1.3 Les techniques de créations de dépôt

Différents procédés sont actuellement utilisés pour déposer les revêtements sur des pièces. Un des problèmes rencontrés est qu'ils ne peuvent pas tous traiter les mêmes pièces et ne présentent pas tous les mêmes garanties écologiques.

Il existe différentes familles de dépôt : les revêtements par voie humide, par projection thermique ainsi que différentes autres techniques telles que les procédés par évaporation et par placage par explosif.

1.3.1 Les procédés par voie humide

Dans ces procédés, la pièce à revêtir est plongée dans un bain liquide dont la nature est choisie en fonction de la nature du dépôt à réaliser. Il existe trois types de procédés par voie humide :

- *Les dépôts électrolytiques* : dans ce procédé, le métal à déposer est en solution dans un bain électrolytique, sous la forme d'un cation A^+ . Une différence de potentiel est appliquée entre une anode et la pièce à revêtir qui sert de cathode S (Figure I-4).

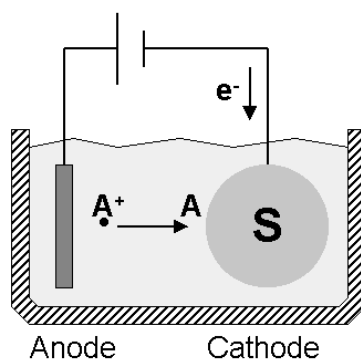


Figure I-4 Schéma de principe du dépôt électrolytique.

Par réaction électrochimique, le métal du dépôt vient s'agglomérer sur les parois de la pièce en contact avec la solution. Ce procédé est très utilisé dans l'industrie où il permet, entre autres, de déposer un revêtement anti-corrosion à base de zinc sur les caisses automobiles.

Ce procédé assure généralement des couches peu poreuses, sans contraintes résiduelles à l'interface (Figure I-5). En revanche, il ne peut s'appliquer qu'à un nombre restreint de matériaux et utilise des bains électrolytiques souvent très polluants qui doivent être retraités à la fin de leur utilisation. Du fait de la nature électrochimique du procédé, l'épaisseur de la couche peut varier sur des structures complexes par des effets géométriques ou des effets de pointe.

Différentes couches électrolytiques ont été testées lors de cette étude comme par exemple les dépôts de nickel sur des substrats de cuivre présentés à la Figure I-5.



Figure I-5 Observation optique d'une couche de nickel déposée par procédé électrolytique sur un substrat de cuivre.

- *Les dépôts chimiques* : contrairement au procédé précédent où la formation du dépôt nécessite un apport d'énergie pour forcer le sens de la réaction chimique, ce procédé utilise des réactions d'oxydoréduction naturelles. L'objet à revêtir est plongé dans un bain contenant le métal sous forme cationique qui est réduit par l'ajout d'un réducteur dans la solution.

Tout comme le procédé électrochimique, il n'est applicable qu'à certains types de matériaux et nécessite une phase de retraitement des solutions qui peut s'avérer très coûteuse.

Notons qu'avec ce procédé, ainsi qu'avec les dépôts électrolytiques, il est possible d'effectuer des réactions chimiques supplémentaires afin de créer un dépôt de composition complexe.

- *Le dépôt par immersion en métal fondu* : Cette technique n'utilise pas de réaction chimique comme les deux précédentes, mais la solidification d'un métal fondu au contact d'une pièce plus froide.

Cette technique nécessite un apport d'énergie constant afin de maintenir le bain liquide, ainsi que des objets capables de supporter le contact avec le métal en fusion. De plus, des contraintes résiduelles apparaissent lors du refroidissement de la couche, du fait de la différence des coefficients de dilatation des deux matériaux.

1.3.2 Les procédés par projection thermique

Ces procédés utilisent une source de chaleur gazeuse (flamme, plasma) afin de mettre en fusion le matériau qui se présente généralement sous forme de poudre ou de fil. Il est entraîné par le flux de gaz pour être projeté sur le substrat. Les gouttelettes de matériau fondu, également appelées splats, s'agglomèrent à la surface du substrat et constituent la couche voulue après plusieurs passages de la buse de projection (Figure I-6).

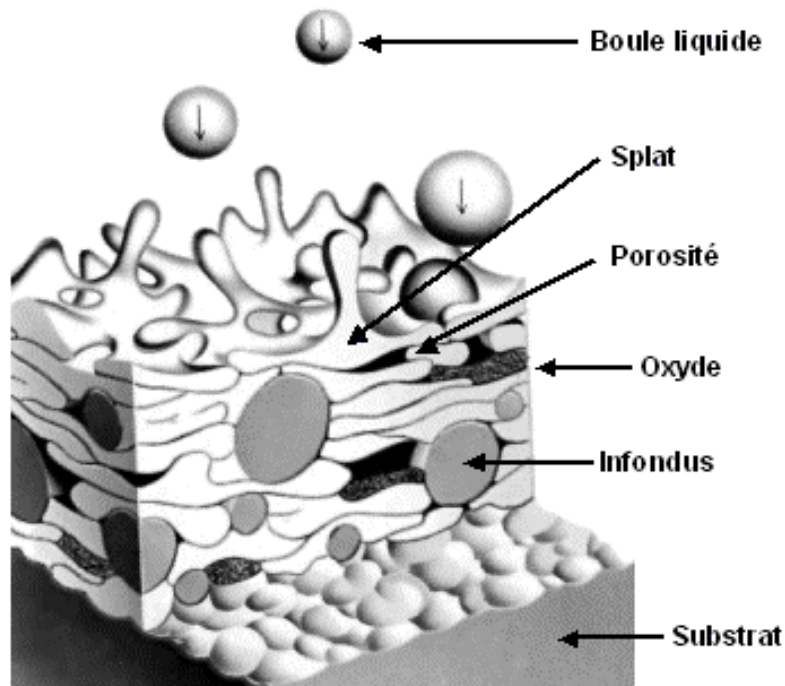


Figure I-6 Principe et caractéristiques de la création d'une couche par projection thermique.

La projection thermique est caractérisée par la présence d'un certain nombre de défauts dans la couche : particules infondues, oxydes et porosités, ainsi que des interfaces entre les différents splats. La proportion de ces défauts dépend des conditions de projection (vitesse et température) et donc du procédé utilisé.

- la projection par arc [20][21]

Dans ce procédé, un arc électrique est formé entre deux fils de la matière constituant le futur dépôt. Cet arc, atteignant jusqu'à 4000 °C, fond le métal des fils qui est ensuite projeté par une arrivée d'air comprimé contre le substrat. Ce procédé ne peut projeter que des métaux car les fils servent à la fois d'apport de matière et de conducteur d'électricité.

- La projection plasma (Figure I-7) [20]

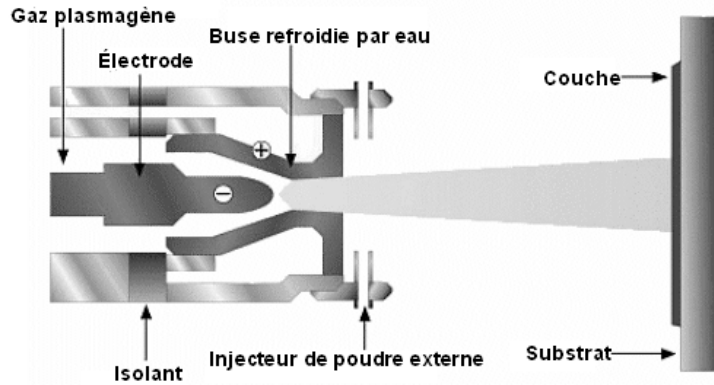


Figure I-7 Schéma de principe du procédé de projection plasma.

La projection plasma utilise un gaz plasmagène (mélange Ar ou N₂ avec ou sans ajout de dihydrogène) afin de créer un plasma entre deux électrodes à une température pouvant aller de 8000 à 15000 °C en fonction des gaz choisis. Des injecteurs, externes ou internes à la buse, vont mélanger la poudre du matériau de la couche avec le plasma qui va emporter la poudre à une vitesse allant de 240 à 550 m/s.

Les couches obtenues (Figure I-8) ont une porosité pouvant aller jusqu'à 20% et peuvent présenter un grand nombre de splats infondus. En revanche, la cohésion entre les différents splats est très bonne.

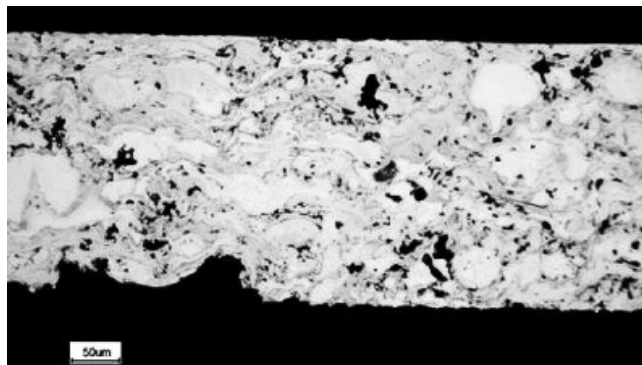


Figure I-8 Couche de cuivre déposée par projection plasma sous air (APS) sur de l'aluminium, puis détachée du substrat [3].

Une variante de ce procédé permet de projeter sur le substrat en enlevant la couche de contamination à la surface à l'aide d'un laser impulsif. Le procédé PROTAL [22][23] réalise ainsi ces deux opérations en une seule passe grâce à une tête de projection couplée à une tête laser.

- La projection par flamme [20][21]

La fusion du matériau est assurée par la combustion d'un mélange oxygène/carburant (acétylène ou dihydrogène) avec une température de flamme d'environ 3000 °C. Ce procédé est généralement utilisé afin d'appliquer des revêtements peu coûteux avec une grande proportion d'oxydes et de porosités.

- La projection HVOF (High Velocity Oxyde Fuel) (Figure I-9) [20][24]

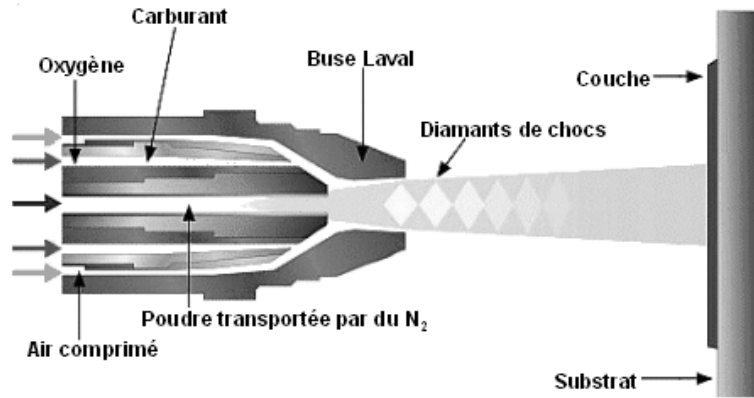


Figure I-9 Schéma de principe de la projection HVOF.

Ce procédé est une évolution du procédé précédent. En plus de la flamme, le matériau fondu est mis en vitesse à l'aide d'un gaz inerte d'appoint. Ce gaz supplémentaire permet d'obtenir des vitesses supersoniques (plus de 1400 m/s) avec formation d'ondes de choc dans le cône d'éjection, dont les réflexions forment des diamants de choc. Un des bénéfices les plus importants de cette technique est d'obtenir des revêtements denses et avec peu d'oxydes, du fait de la haute énergie cinétique des particules fondues ainsi que de la température de flamme plus basse qu'en projection plasma par exemple (environ 3000 °C) (Figure I-10). Les dépôts HVOF peuvent donc être plus épais qu'avec les autres techniques (jusqu'à 6 mm avec des carbures) et présenter des contraintes résiduelles en compression plutôt qu'en traction.

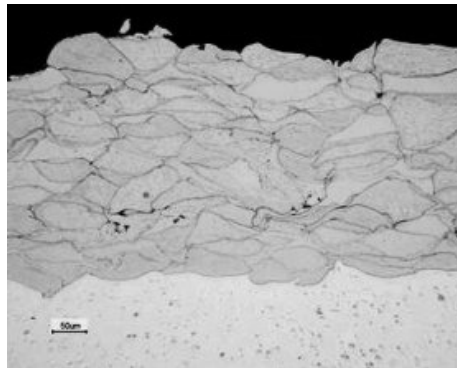


Figure I-10 Couche de cuivre projeté par HVOF sur son substrat d'aluminium [3].

- La projection Cold Spray (Figure I-11) [25][26][27]

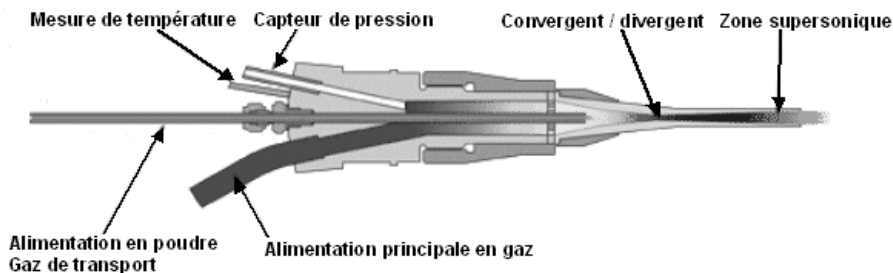


Figure I-11 Schéma de principe d'une buse de projection Cold Spray.

La méthode de projection par Cold Spray n'est pas à proprement parler une méthode de projection thermique. Toutefois elle en reprend certains principes : la poudre est chauffée à quelques centaines de degrés avant son entrée dans la buse, puis est entraînée jusqu'à des vitesses supersoniques (600 à 1200 m/s) par un gaz propulseur inerte et le passage par un système convergent/divergent. Les grains de poudre vont alors s'agglomérer sur le substrat. Leur cohésion sera assurée à la fois par accrochage mécanique et par des points de fusion locaux dus aux chocs consécutifs aux impacts de particules sur la cible [28].

Les couches créées par Cold Spray (Figure I-12) présentent une porosité inférieure à la projection plasma mais avec une tenue inter-splats moindre [28]. L'annexe B propose une simulation des premiers instant de la création de ces dépôts avec l'impact d'une particule de cuivre sur un substrat d'aluminium et le calcul des températures en résultant.

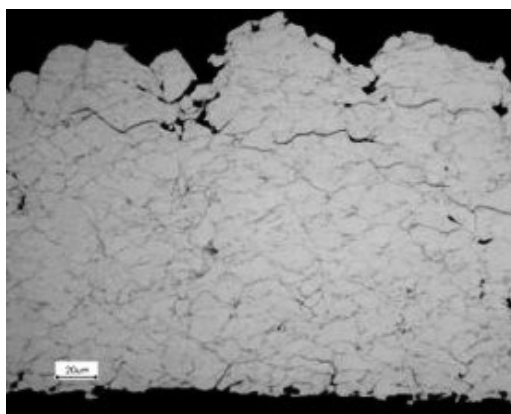


Figure I-12 Observation optique d'une couche de cuivre projeté par Cold Spray [3].

Toutes ces techniques présentent des variantes en fonction de la nature de l'atmosphère dans laquelle est effectué le dépôt. Il existe ainsi des procédés sous vide, sous air, sous atmosphère inerte et sous atmosphère réactive. Il est également possible de projeter plusieurs poudres à la fois avec des matériaux réactifs ou non. Ces différentes possibilités rendent la projection thermique très intéressante pour l'industrie qui cherche de plus en plus à remplacer les procédés par voie humide.

Durant notre étude, nous avons pu tester l'adhésion sur un substrat d'aluminium de couches de cuivre créées à l'aide de la projection plasma essentiellement, mais également à l'aide des procédés PROTAL, HVOF et Cold Spray. Cette variété de procédés nous a permis une plus grande investigation des phénomènes contrôlant la tenue de l'interface [3].

1.3.3 Les autres procédés

Différents procédés sont également utilisés dans l'industrie pour des applications plus précises.

- *Les procédés par dépôts de vapeur* : ces procédés ne projettent plus des gouttelettes liquides sur le substrat mais déposent une vapeur métallique dans une chambre à vide.

Comme pour la projection thermique, plusieurs procédés existent en fonction de la nature du revêtement à déposer. Ces techniques utilisent différentes sources d'énergie (chauffage, radio-fréquence, impact laser) afin de vaporiser le métal, ainsi que différentes méthodes pour guider la vapeur métallique vers le substrat. L'ajout d'un gaz dans l'enceinte permet de faire des réactions chimiques lors de la création du dépôt. On parle alors de déposition chimique sous phase vapeur (CVD en anglais, pour Chemical Vapor Deposition).

Ces techniques sont lentes et ne sont utilisées que pour des dépôts de faible épaisseur mais de très bonne qualité. Elles peuvent servir de points d'ancrage à des dépôts plus importants lorsqu'il y a incompatibilité entre la couche et le substrat.

- *Le placage par explosif* : ce procédé permet de souder rapidement deux grandes plaques régulières à l'aide d'une onde de choc créée par la détonation d'un revêtement explosif (Figure I-13) [29][30].

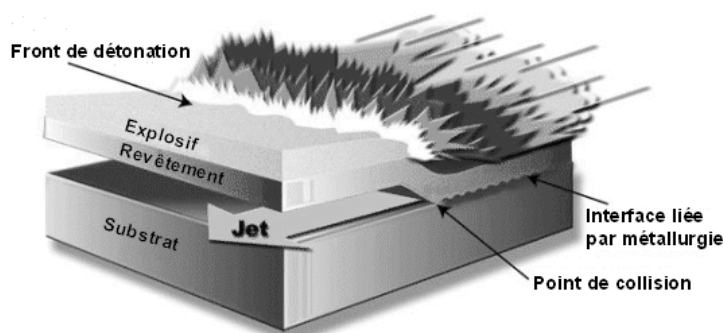


Figure I-13 Schéma de principe du placage par explosif.

L'interface ainsi produite présente une rugosité régulière en forme de vague que l'on retrouvera par la suite dans l'étude des impacteurs propulsés par impact laser dans la thèse de Michel Arrigoni [4] et dont l'annexe B propose une simulation.

- *Le rechargement laser* : ce procédé utilise une technique opposée à la projection thermique : plutôt que de chauffer puis de projeter de la poudre liquéfiée, la poudre est projetée sous forme solide et chauffée localement par un laser focalisé à l'endroit où le dépôt doit être créé, comme le montre la Figure I-14.

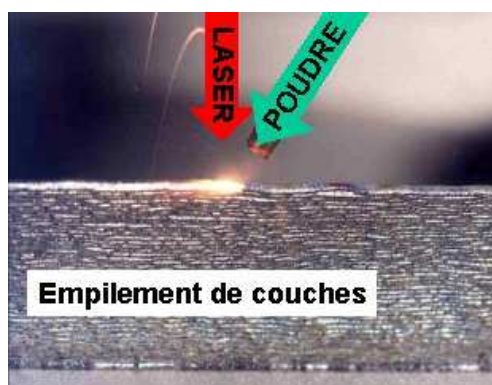


Figure I-14 Principe du rechargement par laser.

Cette technique a l'avantage de ne créer le dépôt que localement et donc de pouvoir construire directement des couches avec des géométries complexes (aubes de turbines) ainsi que d'obtenir des monocristaux avec certains paramètres expérimentaux [31].

I.4 Les différents tests d'adhérence classiques

Différentes méthodes existent afin de déterminer l'adhérence d'une interface [32][33]. Du fait de la complexité de certaines mesures, il est nécessaire de suivre à la lettre des normes afin de pouvoir donner des résultats reproductibles et quantifiables. D'autres méthodes sont employées de façon qualitative dans l'industrie afin de réaliser des tests rapides.

I.4.1 Les méthodes purement mécaniques

La plupart des méthodes utilisées sont destructives car elles consistent à mesurer la force nécessaire à l'arrachement de la couche. La méthode par laquelle l'arrachement va être réalisé fixe le type de sollicitation et donc la grandeur mesurée. Le plus difficile avec l'ensemble des tests d'adhérence consiste à faire un test le plus mono-mode possible, tout en minimisant les influences extérieures.

- *Les méthodes par traction* : différentes techniques existent afin de solliciter l'interface selon le mode I (traction). Citons par exemple la technique du plot collé (normes EN 582 et ASTM C-633) et celle du ruban (Figure I-15).

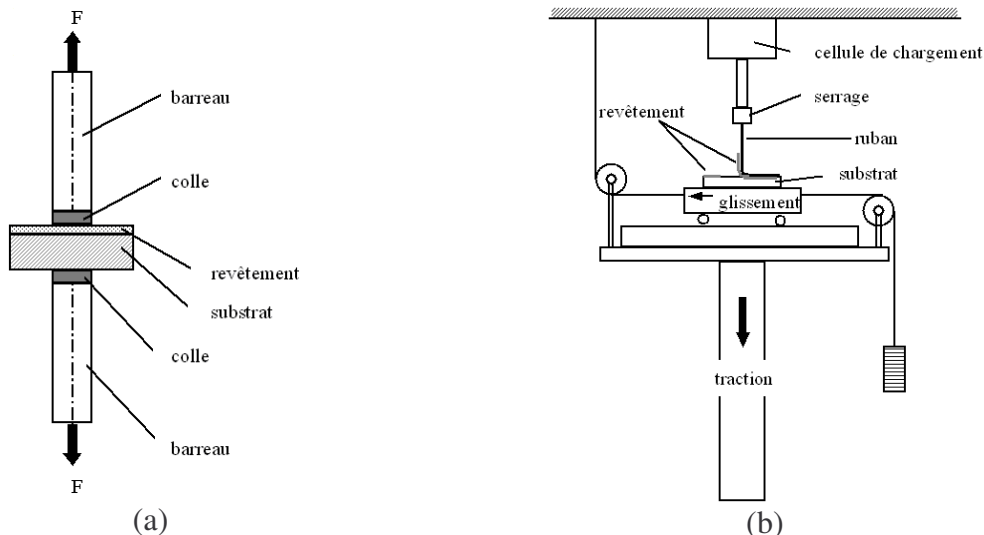


Figure I-15 Schéma de principe de la technique du plot collé (a) et de la technique du ruban (b).

Dans ces deux techniques, la principale difficulté réside dans l'alignement des parties mobiles qui doit être le plus fin possible afin d'éviter la sollicitation d'autres modes de rupture dans la pièce.

Du fait de la présence d'un ou de plusieurs joint(s) de colle qui assurent la liaison de la pièce avec la machine d'essai, ces tests sont limités à la valeur maximale de tenue de la colle qui est de l'ordre de 70 MPa. Au-delà de cette valeur, l'essai mesurera le seuil de rupture de la colle et non le seuil de la pièce à tester.

Lorsque la colle est suffisamment résistante, on peut observer trois modes de rupture : la rupture interfaciale qui apparaît à l'interface entre le revêtement et le substrat, la rupture cohésive pour un endommagement de la couche. Le troisième mode est un mélange des deux derniers.

Dans le cas des revêtements fortement inhomogènes, comme les couches de matériaux créés par projection plasma, la mesure effectuée ne sera qu'une mesure moyennée (la

distribution des contraintes à l'interface montrera localement de fortes hétérogénéités). Il en résulte que la mesure effectuée dans ces conditions est souvent sous-estimée et qu'il est nécessaire d'opérer plusieurs tests afin d'obtenir une mesure reproductible. De plus, la réaction de la couche inhomogène rend encore plus importante l'influence de l'épaisseur du dépôt lors de ces mesures.

Ces tests sont ceux dont le mode de sollicitation est le plus proche de celui employé lors des tests LASAT. Nous comparerons les résultats obtenus avec ces tests à ceux obtenus par LASAT.

- *Les méthodes par cisaillement* : alors que les précédents procédés effectuaient des mesures selon le mode I essentiellement, ces procédés permettent de déterminer les niveaux d'adhérence en cisaillement (mode II). Le principe de base du test reste le même que pour les essais de traction, si ce n'est que l'interface est cette fois parallèle à l'axe de sollicitation (Figure I-16).

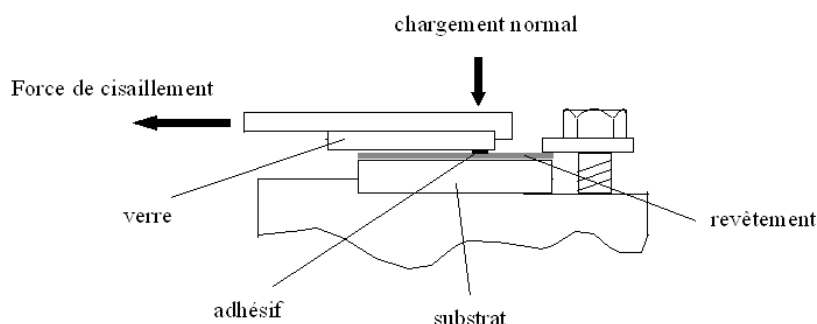


Figure I-16 Schéma de principe d'un test d'adhérence par cisaillement.

Ces procédés sont également limités par la tenue de l'adhésif utilisé pour effectuer la jonction entre la machine d'essai et l'échantillon. Tout comme pour les essais de traction, ces tests nécessitent des pièces calibrées et une préparation longue. Ils ne peuvent donc pas être utilisés sur des pièces aux formes complexes ou sur une chaîne d'assemblage.

- *L'indentation interfaciale* : alors que les techniques précédentes utilisaient des machines de traction appliquées sur les surfaces libres de l'échantillon afin de générer la sollicitation à l'interface, la méthode d'indentation interfaciale agit directement sur l'interface à l'aide d'un indenteur qui va venir propager une fissure préexistante.

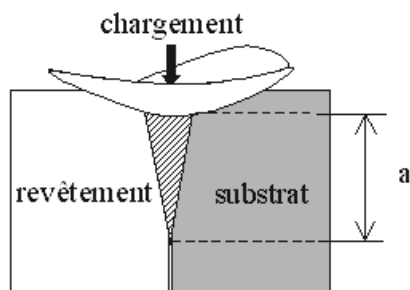


Figure I-17 Principe de la mesure d'adhérence par indentation interfaciale.

En mesurant à la fois la charge appliquée et la longueur d'allongement de la fissure, le calcul permet d'obtenir la mesure de l'adhérence de façon fiable. En contrepartie, cette

technique est extrêmement longue à mettre en œuvre du fait de la préparation nécessaire pour accéder à l'interface. La forme de l'indentateur et son orientation jouant également un rôle prédominant dans les résultats, il est important d'effectuer une série d'essais afin d'obtenir un résultat quantitatif.

- *Essais multimodes* : d'autres tests permettent également de mesurer l'adhérence d'une surface en utilisant des sollicitations multimodes, comme l'essai de rayage (ou scratch test) (Figure I-18, a), l'essai de pliage (Figure I-18, b) ou celui d'emboutissage.

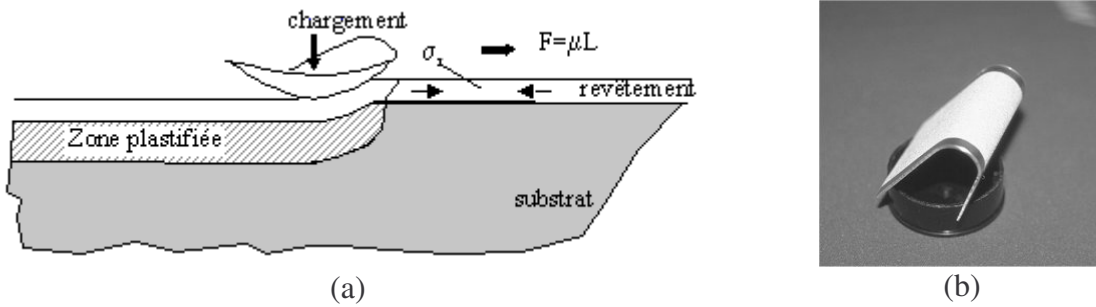


Figure I-18 (a) Schéma du principe du test de rayage, (b) résultat positif d'un test de pliage [34].

Ces tests, utilisant des sollicitations complexes, demandent un traitement très long et difficile. Ils sont donc souvent utilisés comme tests de contrôle de qualité sans mesure quantitative.

- *Le test par gonflement ou bulge test* [35][36] : ce test récent utilise un liquide amené à travers un trou creusé dans le substrat afin d'agir directement sur l'interface par gonflement du revêtement (Figure I-19).

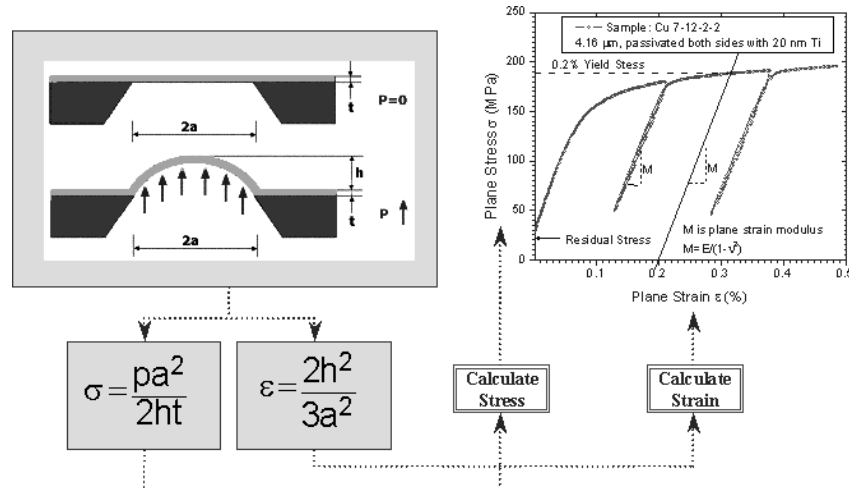


Figure I-19 Principe de l'analyse du test de gonflement [35].

Le dispositif expérimental permet à la fois de contrôler la pression de chargement du liquide. La mesure de la déformation de la couche est réalisée à l'aide d'une technique interférentielle.

A partir des données expérimentales, il est possible de tracer la courbes σ/ϵ (Figure I-19, [35]) ainsi que la courbe de pression en fonction de l'élévation de la couche (Figure I-20) et

d'en déduire l'énergie d'adhérence G_i . Cette énergie d'adhérence permet ensuite de calculer les énergies des modes I et II lorsque l'angle de mixité modale est connu [36].

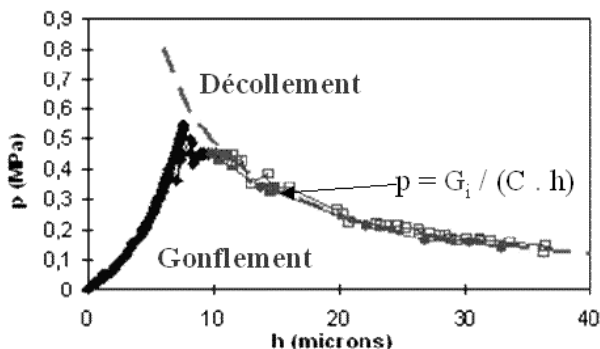


Figure I-20 Courbe de pression exercée en fonction du gonflement de la couche de cuivre pour un système substrat aluminium et cuivre déposé par projection plasma [36].

Ce test est limité par la nature de la couche, qui ne doit pas être trop poreuse et doit pouvoir résister à la pression hydrostatique sans rompre. De plus, pour obtenir une valeur de G_i correcte, il est nécessaire d'appliquer une correction à la courbe $P(h)$ du fait de la déformation plastique du revêtement. Ce test a été utilisé lors de notre étude afin de comparer ses résultats aux résultats du test LASAT et au plot collé.

1.4.2 Les méthodes non mécaniques

Alors que les méthodes précédentes utilisaient des procédés purement mécaniques afin de solliciter l'interface, d'autres méthodes non mécaniques permettent de tester l'interface.

- *Méthodes ultrasonores* : la méthode ultrasonore, qui est la seule vraie méthode non destructive, ne sollicite pas directement l'interface. En revanche, elle permet de remonter rapidement aux défauts de cohésion de l'interface, et donc, par comparaison avec des interfaces sans défaut, à une mesure de l'adhérence du revêtement [37]. Différentes techniques peuvent être utilisées afin de détecter les défauts de l'interface. Ainsi, la technique du C-SCAN (développée en 1956 au "Automation Instruments Power Plant Inspection Division test Lab" en Californie) utilisant le même transpondeur comme émetteur et détecteur, consiste à balayer la surface de l'échantillon immergé pour mesurer les différents échos en fonction de la position (Figure I-21). Par analyse numérique, il est alors possible de déduire les positions exactes des défauts, à la fois dans l'épaisseur des différents matériaux et aux interfaces [38].

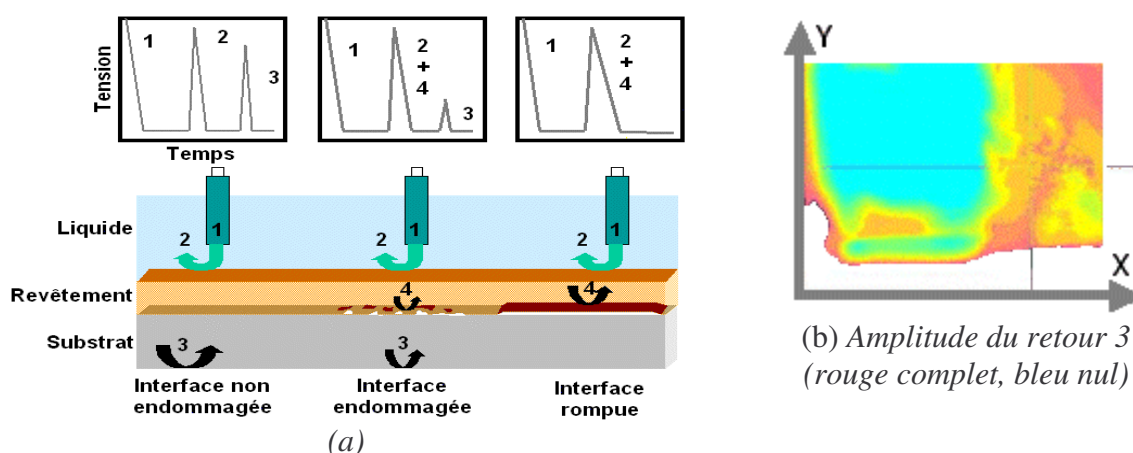


Figure I-21 Schéma de principe d'un C-SCAN (a) et résultat sur une cible après un choc laser (b).

L'autre méthode utilisée consiste à filmer avec un système holographique la surface de la pièce sollicitée par un transpondeur ultrasonore. Ce procédé donne les mêmes renseignements que le C-SCAN sans nécessiter de balayage, et avec un transpondeur directement appliqué à la pièce (donc sans liquide pour conduire les ondes) [39].

Ces deux méthodes nécessitent des traitements analytiques complexes afin d'obtenir des valeurs d'adhérence [40] ou le positionnement des défauts dans la pièce. L'utilisation des ultrasons à des fréquences de l'ordre de 5MHz et des détecteurs piézoélectriques limite la taille des défauts visibles et les épaisseurs des couches pouvant être sondées.

En contrepartie, cette méthode peut être facilement portable et donne de très bons résultats dans le contrôle de qualité et de vieillissement de pièces in-situ (contrôle de paroi de réacteur nucléaire in situ etc.).

- *Le test par émission acoustique* : ce test sans contact avec la pièce utilise deux lasers comme le test LASAT. Un laser impulsif de quelques mJ d'énergie est focalisé à l'interface à tester. Pour cela, le matériau constituant la couche, généralement un oxyde comme l'alumine, doit être transparent au laser avec les flux utilisés. L'énergie déposée par le laser est convertie en énergie thermique (source thermique) et en énergie mécanique (source acoustique) [41][42]. Deux ondes acoustiques vont alors se propager, l'une dans le substrat et la seconde dans la couche (Figure I-22). En fonction de l'énergie déposée par le laser, l'onde réfléchiée par la surface libre du dépôt va rencontrer une interface plus ou moins endommagée et va donc atteindre ou non la surface libre du substrat.

Au cours de l'expérience, le déplacement de cette surface libre est mesuré par une sonde interférométrique. L'analyse de ce signal, avec en particulier l'apparition ou non du pic L2 (Figure I-22) correspondant à l'onde réfléchiée par la surface libre de la couche, permet de déterminer le seuil d'énergie laser nécessaire pour rompre l'interface.

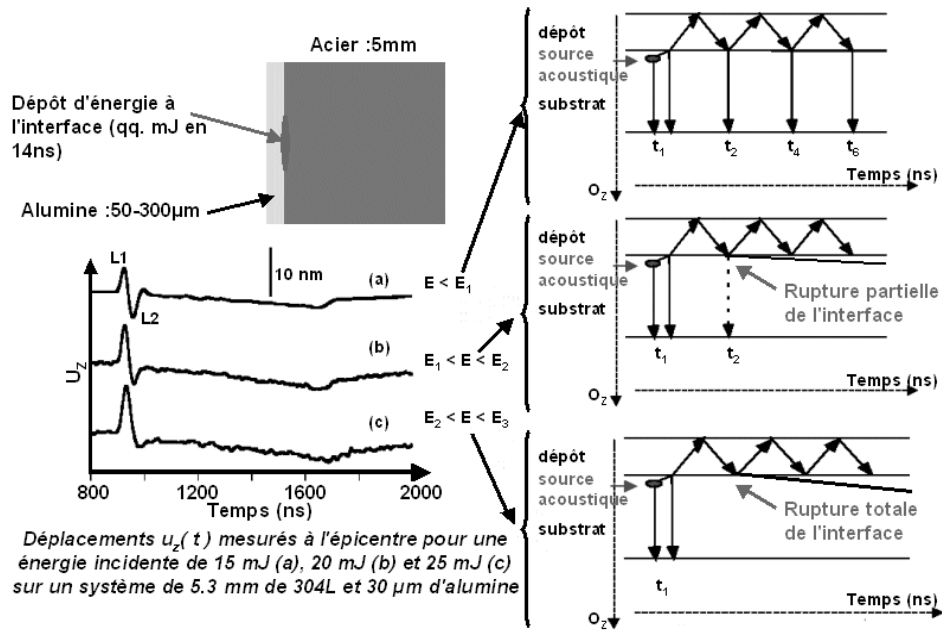


Figure I-22 Schéma de principe du test par émission acoustique générée par laser, et explication des signaux obtenus pour trois énergies différentes [42].

Ce test présente un certain nombre d'avantages (absence de contact, possibilité de réaliser le test de façon non destructive pour un test de qualité). En revanche, il ne peut être appliqué qu'à des couches transparentes au laser et d'épaisseurs modérées. Il peut également être utilisé comme méthode de décapage de surface en dépassant le seuil d'énergie nécessaire à l'éjection de la couche.

I.4.3 Conclusion et comparaison des tests

Tous ces tests présentent des limitations importantes dans leur utilisation et dans les niveaux d'adhérence qui peuvent être mesurés. Quand ils n'utilisent pas d'éléments intermédiaires (colle, ruban adhésif, pion, barreau etc...) pour générer la sollicitation lors du test, ils sont limités à des matériaux bien particuliers (couches transparentes au laser...) ou ne génèrent pas directement de sollicitations (ultra-sons).

La complexité de la mise en œuvre de ces tests rend leur utilisation difficilement automatisable dans le cadre d'une application industrielle. Le Tableau I-1 présente un résumé des limites des différents tests existant.

Méthodes mécaniques	Limites et défauts
<i>Méthodes qualitatives</i>	
test de la bande adhésive test de contrainte tangentielle test d'abrasion test de pliage et d'étirement	Pour toutes ces méthodes : - limités à de faibles adhérences (colle, adhésif) - interprétation des résultats - mise en œuvre et observation manuelle
<i>Méthodes quantitatives</i>	
test par traction directe	limite de l'élément intermédiaire, interprétation complexe
test du moment	limitation de l'élément intermédiaire
test du ruban	limité par l'élément intermédiaire, interprétation complexe
test d'indentation	mise en œuvre difficile
test de la rayure (scratch test)	interprétation des résultats, nécessité d'un revêtement fragile
test d'ultracentrifugation	substrat magnétique, équipement lourd, mise en œuvre complexe
test par gonflement	préparation de l'échantillon difficile, analyse complexe, matériaux étanches
Méthodes non mécaniques	
test de diffraction X	mise en œuvre, durée
méthode du choc thermique	durée, équipement
test de nucléation	méthode à l'échelle atomique, non transférable au macroscopique
méthode ultrasonore	sollicitations faibles
test par émission acoustique	matériau transparent au laser, interprétation des résultats difficile

Tableau I-1 Récapitulatif des principaux tests d'adhérence et de leurs défauts [43].

Il est donc intéressant de pouvoir créer un test qui soit à la fois facile à mettre en œuvre et dont les résultats puissent être exploités le plus rapidement possible. C'est ce que nous nous proposons de réaliser avec le démonstrateur du projet LASAT.

1.5 Le test d'adhérence par choc laser (LASAT)

1.5.1 Historique de l'endommagement dynamique des matériaux

Les premiers travaux scientifiques exploitant l'endommagement sous sollicitation dynamique datent de 1970 avec Vossen [44] mais sont longtemps restés confinés à des études qualitatives pour des interfaces de faible adhérence [45] afin de ne solliciter les matériaux que de façon élastique (généralement avec des céramiques).

Ce n'est qu'à partir des années 1980 avec l'utilisation de lasers plus puissants et surtout avec l'arrivée de nouvelles facilités dans le domaine de la simulation numérique que ces études se développent réellement avec les travaux de Nutt [46][47] et Gupta [48][49]. Cette concurrence entre équipes [50][51] a notamment débouché sur le dépôt d'un brevet en 1995 par Gupta [52].

Par la suite, différentes équipes travaillent sur le sujet en essayant à chaque fois d'affiner les résultats et de trouver des méthodes permettant d'étendre les capacités du test. L'équipe de Gupta, Pronin et Yuan [53][54][55] a ainsi été l'une des premières à utiliser des mesures de vitesse de surface libre obtenue par IDL ou par VISAR. L'analyse de ces signaux donne accès à une valeur du seuil d'adhérence de l'interface. Ils ont également étudié l'influence de la température sur l'adhérence [56]. D'autres équipes utilisent des impacts de plaques comme générateurs de choc [57].

Durant ces dernières années, les différentes équipes travaillant sur le sujet se sont surtout concentrées sur les possibilités industrielles du test, en étudiant par exemple des matériaux comme les alliages d'Hastelloy X et de platine [58][59], ainsi que des couches fines [60][61][62]. Un effort important dans les mesures de vitesse de face arrière et dans la modélisation a également été entrepris récemment en Chine par l'équipe de Zhou [63]-[66].

Dans sa thèse [43], Eric Auroux a posé les jalons du test d'adhérence par choc, mais il s'est limité à des revêtements de faible épaisseur et à des analyses post-mortem des échantillons pour détecter la rupture de l'interface.

Dans la plupart de ces travaux, la valeur du seuil de décohésion de l'interface ou de l'endommagement est obtenue à l'aide d'une formule analytique simple. De même, les signaux de vitesse de surface libre sont rarement reproduits numériquement et encore moins dans le cas de matériaux de structure complexe. En particulier, aucune étude complète n'a été menée sur les différents moyens de générer des états de traction à l'interface et leur analyse à l'aide des signaux de vitesse de surface libre.

C'est ce que se propose de réaliser cette étude à la fois sur des matériaux modèles mais également sur des cibles d'origine industrielle, avec en particulier l'étude de l'adhérence du cuivre déposé par projection plasma sur un substrat d'aluminium.

1.5.2 Principe du test d'adhérence par choc laser

Comme l'a montré le paragraphe précédent, les effets de la propagation d'une onde de choc créée à l'aide d'un laser impulsif de haute énergie et de courte durée sont maintenant connus avec une relative précision : lorsque l'onde de choc arrive à une interface, elle est réfléchiée en onde de choc ou en onde de détente en fonction des impédances des milieux de part et d'autre de l'interface. En particulier, sur une surface libre, l'onde de compression est intégralement réfléchiée en onde de traction. Lorsque le niveau de traction et la durée de sollicitation sont suffisants, cette onde de traction endommage le matériau et génère une écaille [67][68].

L'idée du test d'adhérence par choc laser est d'utiliser cette traction pour rompre non plus le matériau mais un point faible de la cible : l'interface entre deux couches. Cet effet de la création dynamique de la traction à l'interface est visible dans une expérience de la vie quotidienne avec le jeu du boulier (Figure I-23).

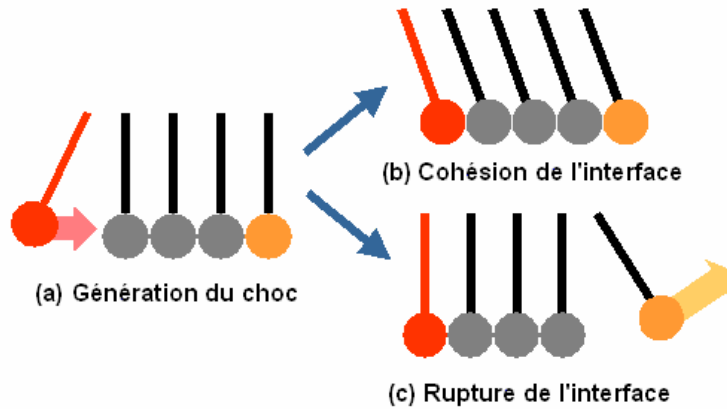


Figure I-23 Principe du test d'adhérence par choc (a) génération du choc, (b) cas où le choc est insuffisant pour rompre l'interface, (c) cas avec rupture de l'interface.

Dans ce jeu, le choc est généré par la mise en vitesse d'une boule (ici en rouge) et son impact. L'onde créée va alors se propager dans le substrat (en gris) puis dans la couche (en orange). Lors de la réflexion de l'onde sur la surface libre du substrat, une onde de traction va être générée et rompre ou non l'interface entre le substrat et la couche, en fonction du niveau d'adhérence du système et de l'énergie donnée au choc. C'est le même effet que l'on retrouve à une autre échelle dans le cadre du test par choc laser où l'interface rompt lorsqu'on a apporté suffisamment d'énergie à l'aide du laser (Figure I-24).

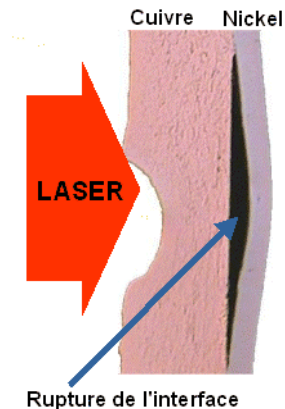


Figure I-24 Exemple de décohésion d'interface par choc laser. Tir au LALP, 38 J sur une tache de 1 mm, épaisseur totale de l'échantillon 500 µm.

Le principe du test d'adhérence par choc laser, présenté sur le schéma de la Figure I-25, est d'utiliser deux lasers. Le premier, impulsionnel et de forte puissance, est focalisé sur la surface du substrat pour générer l'onde de choc. Le second, continu et de faible puissance, est focalisé sur la surface de la couche, ce qui permet d'effectuer la mesure de la vitesse à l'aide d'un interféromètre Doppler VISAR et d'en déduire l'état de l'interface après le test.

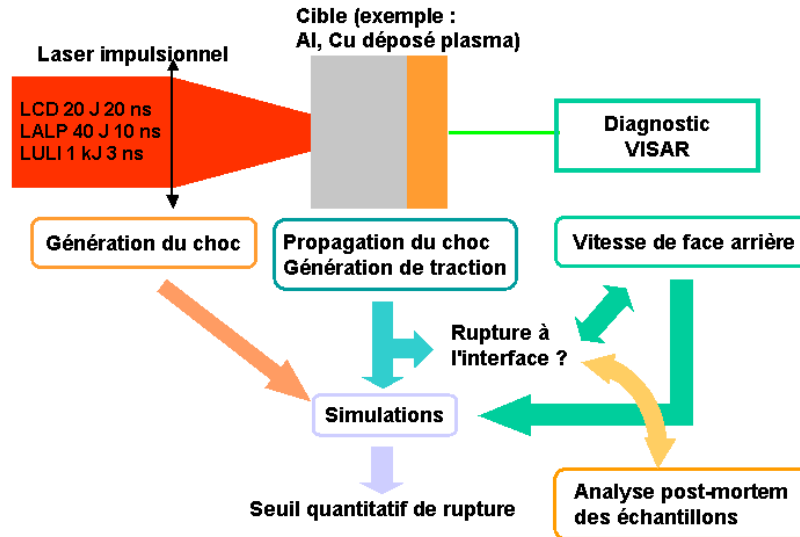


Figure I-25 Principe du test d'adhérence par choc laser.

A l'aide de la connaissance des conditions de génération de l'onde de choc (durée de l'impulsion laser, énergie) et de celle des paramètres de la cible (nature des matériaux, épaisseurs), l'analyse des signaux de vitesse de surface libre de la couche permet de savoir, pour chaque tir, si l'interface a rompu. Cette première détermination, généralement couplée à l'analyse post-mortem des échantillons, permet d'obtenir une première valeur du seuil d'adhérence en flux laser.

Les simulations numériques reproduisant les signaux de vitesse à partir des données expérimentales permettent alors de calculer les niveaux de traction générés à l'interface et donc d'en déduire un seuil quantitatif de rupture de l'interface.

Le test d'adhérence par choc laser peut donc être utilisé de deux manières, soit sous sa forme simplifiée, sans simulations numériques pour obtenir la comparaison des adhérences entre deux cibles identiques, soit à l'aide des simulations pour obtenir les seuils de rupture dynamique de l'interface. Ces deux utilisations ont été mises en œuvre lors de cette étude et ont permis d'étudier l'évolution des seuils de rupture des interfaces en fonction des variations des paramètres constitutifs (rugosité etc...).

1.5.3 Avantages et inconvénients du test d'adhérence par choc laser

Le principal inconvénient du test d'adhérence par choc laser est l'utilisation d'effets fortement dynamiques qui rendent, dans l'état actuel des connaissances, la comparaison des résultats avec les autres tests très difficile. Dans le cadre de notre projet, seule une comparaison qualitative de différents systèmes a pu être réalisée.

De plus, la limite de rupture de l'interface ne peut être obtenue qu'à l'aide de simulations reproduisant la vitesse de surface libre mesurée. Il est donc nécessaire d'avoir une très bonne modélisation des matériaux utilisés dans la cible, notamment de la porosité et de la rugosité des couches. Ceci peut être réalisé à l'échelle microscopique avec un modèle de type $P(\alpha)$ [4] ou à l'échelle macroscopique en modifiant directement le maillage des simulations numériques (chapitre VI).

D'un point de vue pratique, toutes les interfaces ne peuvent pas être testées facilement car il existe une corrélation entre l'énergie maximale disponible avec le laser utilisé, l'épaisseur

des différentes couches de la cible et la valeur du seuil d'adhérence de l'interface. Ainsi pour une interface fortement adhérente, il pourra être nécessaire d'augmenter l'énergie du laser ou de diminuer les épaisseurs des couches, ce qui dans les deux cas n'est pas toujours possible, surtout si on ne désire pas plastifier une partie de la cible ou l'endommager. Dans la suite de ce manuscrit, diverses méthodes seront présentées afin d'augmenter les épaisseurs utilisables pour le test sans augmenter la puissance du laser (chapitre IV).

En contrepartie, ce test, sans contact avec la pièce, peut être appliqué dans diverses conditions industrielles et pourrait être automatisé en le couplant avec un programme d'analyse des signaux de vitesse. Ce programme serait basé sur des études expérimentales et numériques préliminaires, à l'aide des divers codes de simulation numérique à notre disposition (chapitre III).

Notre étude a également montré son grand intérêt du fait de la possibilité d'effectuer des tests locaux (sur quelques millimètres carrés), ce qui permet de tester des zones sur des géométries relativement complexes. La très grande sensibilité du test par rapport aux différents effets influençant la tenue de l'interface a également été montrée (chapitre V et VI).

Bien que plus complexe que les autres tests d'adhérence, le test d'adhérence par choc laser permettrait de réaliser facilement des mesures d'adhérence ou de qualité directement sur une chaîne de montage, avec en particulier la possibilité d'effectuer des tirs calibrés n'endommageant la pièce que pour une adhérence en dessous de la norme.

I.6 Conclusion

Dans ce chapitre d'introduction, nous avons présenté un inventaire des paramètres intervenant dans la tenue des interfaces ainsi que différentes techniques permettant de déposer des revêtements. La compréhension des effets induits par ces paramètres et ces techniques sur l'interface et sur la propagation des ondes lors du test d'adhérence par choc laser est l'un des enjeux des trois thèses du projet LASAT.

La présentation des tests d'adhérence existant a montré la nécessité d'obtenir un test d'adhérence qui puisse être réalisé industriellement en minimisant les temps de préparation et de dépouillement pour chaque test. Durant cette thèse, l'accent a donc été mis sur la création d'un démonstrateur du projet LASAT qui soit automatisable et utilisable rapidement.

Cette thèse a pour objectifs la création et la validation du démonstrateur LASAT sur des cibles modèles ainsi que la modélisation du comportement des différentes interfaces et des matériaux rencontrés lors du projet. L'influence des paramètres de l'interface a été pris en compte, tant au niveau expérimental qu'au niveau numérique afin de mettre en évidence les avantages du test LASAT sur les autres tests d'adhérence.

I.7 Bibliographie du Chapitre I

- [1] BARBEZAT G., "High performance coatings produced by internal plasma spraying on engine blocks of new generation", Thermal Spray Solutions : Advances in Technology and Application, ITSC 2004, Osaka, may 2004, 4p.
- [2] BOILEAU S., GUIPONT V., JEANDIN M. *et al*, "LASer Shock Adhesion Test (LASAT) for the production control of thermally-sprayed ceramic coatings", submitted for oral presentation at ITSC 2005, Basel (Switzerland), 2-4 may 2005, E. Lugscheider *et al* eds, DVS Pub., Düsseldorf (Germany)
- [3] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004

- [4] ARRIGONI M., " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test).", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [5] BERNDT C.C., "The origins of thermal spray literature", in Thermal Spray 2001 : New Surfaces for a New Millennium, Ed. C.C. Berndt, K.A. Khor, E.F. Lugscheider, ASM, 2001, p. 1351-1354
- [6] SHANAHAN M.E.R., "Adhesion and wetting : Similarities and differences", Rubber World, October 1991, 28-36
- [7] MC BAIN J. W. AND HOPKINS D.G. (1925), J. Phys. Chem. **29**, 188
- [8] DERYAGIN B.V., KROTOVA N.A., KARASSEV V.V. et al, in 2nd Int. Congress on Surface Activity III, Butterworth, London, (1957), **417**
- [9] SHARPE L.H ET SCHONHORN H., Symposium on contact angles, Chem. Eng. News (1963). **15**, 67
- [10] LIENG-HUAN LEE, "Chemistry and Physics of solid adhesion, Fundamentals of Adhesion", Ed. L. H. Lee, chapter 1, Plenum Press, New York 1990
- [11] LAURENS C., OBER R., CRETON C., LÉGER L., "Role of the interfacial orientation in adhesion between semicrystalline polymers", Macromolecules, 2001, **34**, 2932-2936
- [12] WESTBROOK J.M. ed. (New York, WILEY, 1959), 1-55, 320
- [13] BARRADAS S., BORIT F., GUIPONT V *et al*, "Study of the role of (Cu, Al) intermetallics on adhesion of copper plasma-sprayed onto Aluminium using laser shock adhesion testing (LASAT)", ITSC 2002, p.592, Essen, Mars 2002
- [14] IWAMOTO N., MAKINO Y., UMESAKI N., ENDO S., KOBAYASHI H., "The effect of pretreatments of metal on bond adhesion", ITSC 83, DVS, 18-20.
- [15] FUKANUMA H., OHNO N., "Influences of Substrate Roughness and Temperature on Adhesive Strength" in Thermal Spray Coatings, Thermal Spray 2003:Advancing the Science and Applying the Technology, ed. C. Moreau and B. Marple, published by ASM international, Materials Park, Ohio, USA, 2003, 1361-1368.
- [16] CLYNE T.W., GILL S.C.: "Residual Stresses in thermal spray coatings and their effect on interfacial adhesion : a review of recent work", Journal of Thermal Spray Technology, December 1996, **5**, (4), 401-418
- [17] KURODA S., FUKUSHIMA T., KITAHARA S.: "Significance of quenching stress in cohesion and adhesion of thermally sprayed coatings", Journal of Thermal Spray Technology, December 1992, **1**, (4), 325-332
- [18] FEYEL F., Application des modèles d'interface pour la simulation de l'endommagement puis de la rupture, proceeding Mecamat 2003, Aussois, pp. 137-144
- [19] FREUND L.B., Dynamic fracture mechanics, Cambridge Monographs on Mechanics and Applied Mathematics, Cambridge University press, 1998
- [20] HERMANEK F.J., Thermal Spray Terminology and Company Origins, First Printing, 2001, ASM International, Materials Park, Ohio
- [21] BALLARD W. E., Metal Spraying and the Flame Deposition of Ceramics and Plastics, Fourth Revised, Edition, 1963, Charles Griffin and Company Limited, London, England
- [22] FOLIO F., BARBEZAT G., CODDET C *et al*, "Thermal spray deposition of metallic ceramic coating on aluminium and titanium alloys using the PROTAL® process", Proc. of the ITSC 1999 Düsseldorf, DVS Verlag. 196-201.
- [23] BARRADAS S., JEANDIN M., ARRIGONI M. *et al*, "Study of Adhesion of Copper Coating Obtained by Laser-Assisted Plasma Spraying-PROTAL using the LASer Shock Adhesion Test (LASAT), Journal of Materials Science 39(2004)2707
- [24] LI C-J., WANG Y-Y., "Effect of Particulate State on the Adhesive Strength of HVOF Sprayed Metallic Coating", Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 11 (4), December 2002, 523-529.
- [25] ALKIMOV A. P., KOSAREV V. F AND POPYRIN A. N., "A Method of Cold Gas-Dynamic Deposition", 1990, Sov. Phys. Dokl., Vol 35 (12)
- [26] ALKIMOV A. P., KOSAREV V. F, KLINKOW S. V. AND POPYRIN A. N. "On the Interaction of High Speed Particles With a Substrate Under the Cold Spray", Proceedings International Thermal Spray Conference (ITSC-2002, Essen, Germany, March 2002)
- [27] RICHER, KRÖMMER D. W. AND HEINRICH P., "Equipment and Engineering and Process Control for Cold Spraying", Proceedings International Thermal Spray Conference (ITSC-2002, Essen, Germany, March 2002)
- [28] BARRADAS S., JEANDIN M., ARRIGONI M. *et al*, "Application of LASer Shock Adhesion Testing (LASAT) to the Study of the Interlamellar Strength and Coating-Substrate Adhesion in Cold-Sprayed Coating Systems", 2003 European Congress on Advanced Materials and Processes (EUROMAT 2003), Lausanne, Switzerland, 1-5 Sept., 2003, accepted for publication in Surface and Coatings Technology, (2003).
- [29] NOBILI A., "The Explosion Bonding Process", NOBELCLAD TECHNICAL BULLETIN NT 200 Rivesaltes plant – France

- [30] BANKER, J.G., REINEKE, E.G., "Explosion Welding", ASM Handbook, Vol. 6, "Welding Brazing, and Soldering", Vol.6, ASM International, Materials Park, OH, pp. 303-30 (1993).
- [31] DEMURE O., AUBRY P., CHAVENTON F., SABATIER L., "Evaluation of rapid prototyping with filler wire and CO₂ or Yag laser" ICALEO 2000, Dearborn Michigan (USA), 2-6 Oct 2000, Section D-ICALEO 2000 p.40-46
- [32] CHALKER P.R., BULL S.J., RICKERBY D.S.: "A review of the methods for the evaluation of coating-substrate adhesion", Materials Science and Engineering, 1991, **A140**, 583-592
- [33] LIN C.K., BERNDT C.C.: "Measurement and analysis of adhesion strength for thermally sprayed coatings", Journal of Thermal Spray Technology, March 1994, **3**, (1), 75-102
- [34] DUCOS M. Séminaire de l'Ecole des Mines, Evry, Janvier 2004
- [35] VLASSAK J. J., "New experimental techniques and analysis methods for the study of mechanical properties of materials in small volumes", Ph.D. thesis, Department of Materials Science and Engineering, Stanford University, 1994
- [36] DUPEUX M., BOSSEBOEUF A., BOUROUINA T., BUTTARD D., Communication au MRS Spring Meeting 98, April 13-17 1998, San Francisco (Cal. USA). Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Series, Vol. 518, pp. 87-92 (1998)
- [37] TATTERSALL, H.G., 1973, "The ultrasonic pulse-echo technique as applied to adhesion testing", J. Phys. D: Appl. Phys., vol.6, pp819-832.
- [38] N. GENGEMBRE A. LHÉMERY, R. OMOTE *et al* "A semi-analytic-FEM hybrid model for simulating UT configurations involving complicated interactions of waves with defects", , Review of Progress in QNDE 23, ed. by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (AIP Conference Proceedings, Melville, 2004), pp. 74-80.
- [39] SILVA GOMES J.F., MONTEIRO J.M., VAZ M.A.P., "NDI of interfaces in coating systems using digital interferometry", Mechanics of Materials, 32 (2000), 837-843
- [40] CLELAND, D.J., AND MISRA A., "In-situ adhesion testing of concrete surface repairs", Fifth CANMET/ACI Conference on recent advances in concrete technology, Singapore, July 2001
- [41] SUGA Y., HARJANTO, TAKAHASHI J., "Study on the ultrasonix test for evaluating the adhesion of sprayed coatings to a substrate", in Thermal Spray : International Advances in Coatings Technology, C.C. Berndt (Ed.), ASM International, 1992, pp. 241-252
- [42] ROSA G., "Etude de l'adhérence de revêtements d'oxydes sur des substrats métalliques par activation laser", Thèse de l'Université de Bourgogne, 2001.
- [43] AUROUX E., "Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser", Thèse de l'université de Poitiers, 1999
- [44] 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. Mitall, Ed., American Society for Testing and Materials, 1978, pp. 122-133.
- [45] EPISHIN I.G., SUSLOV V.V., YANUSHKEVICH V.A., Determination of adhesion strength of film structures of components in electronic devices using laser shock waves, Fizika i Khimiya Obrabovki Materialov, 1998, 22(5), pp. 80-84
- [46] NUTT G.L., LAI W. FROESCHNERT K.E., KING W.E., Measurement of bond strength at metal/ceramic interfaces, Mat. Res. Soc. Symp. Proc., 1989, 153, pp. 385-390
- [47] NUTT G.L., Finite element simulation of exfoliation experiments, J. Matter. Res., 1992, 7 (1), pp. 203-213
- [48] YUAN J., GUPTA V., Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. I. Experiment and simulation of the spallation process, Journal of Applied Physics, Vol 74, No. 4, 1993, pp. 2388-2396
- [49] YUAN J., GUPTA V., Measurement of interface strength by the modified laser spallation technique. II. Application to metal / Ceramic interfaces, Journal of Applied Physics, Vol 74, No. 4, 1993, pp. 2397-2410
- [50] NUTT G.L., KING W.E., Comments on the bond strength measurements of Gupta and co-workers, Materials science & engineering A, Vol 159, 1992, pp. 135-142
- [51] ARGON A.S., CORNIE J.A., GUPTA V. *et al*, "Response to the comments of Nutt and King on the bond strength measurements of Gupta *et al*", Materials science & engineering A, Vol 237, 1997, pp. 224-228
- [52] GUPTA V., System and method for measuring the interface tensile strength of planar interfaces, United States Patent, 5,438,402, Août 1995
- [53] GUPTA V. YUAN J., PRONIN A., Nanosecond rise time laser-produced stress pulses with no asymptotic decay, Rev. Sci. Instrum., 1993, 64 (6), pp. 1611-1613
- [54] PRONIN A. GUPTA V., YUAN J *et al.*, Tensile strength of interface between SnO₂ coating and alumina substrate, Acta Metallurgica et Materiala, 1993, 28, pp. 1371-1376
- [55] KOBAYACHI A., JAIN A., GUPTA V. *et al*, "Study on the interface strength of zirconia coatings by a laser spallation technique", Vacuum, 73 (2004), pp. 533-539
- [56] GUPTA V., O'BRIEN M., PRONIN A.N., "Measurement of the interface tensile strength at elevated temperature", Journal de Physique IV, Vol 9, 1999, pp. 305-310

- [57] SNOWDEN W.E., AKSAY I.A., Measurement of thick film adhesion by impact separation technique, LLNL, Mater Sci. Res., 14 (81), pp. 651-660
- [58] AUROUX E., BOUSTIE M., ROMAIN J.P. *et al*, "Debonding study of Ni-base substrate / Pt coatings interfaces using laser shock waves : characterization of the targets and experimental study", Surface and Coatings Technology, Vol 138, 2001, pp. 269-277
- [59] BOUSTIE M., AUROUX E., ROMAIN J.-P. *et al*, "Determination of the bond strength of some microns coatings using laser shock technique", European Physical Journal Applied Physics, Vol 5, 1999, pp. 149-153
- [60] TAVERNIER P.R., CLARKE D.R., "Mechanics of laser assisted debonding of films", Journal of Applied Physics, Vol 89, No. 3, 2001, pp. 1527-1536
- [61] YOUSTSOS A.G., KIRIAKOPOULOS M., TIMKE Th., "Experimental and theoretical/numerical investigations of thin films bonding strength", Theoretical and applied fracture mechanics, Vol 31, No. 1, 1999, pp. 47-59
- [62] WANG J., WEAVER R.L., SOTTOS N.R., "A parametric study of laser induced thin film spallation", Experimental Mechanics, Vol 42, n° 1, March 2002, pp. 74-83
- [63] ZHOU M., ZHANG Y., CAI L., "Quantitative measurement of the film interface strength by laser spallation technique", Science in China (Series E), Vol. 44, n°6, December 2001
- [64] 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, 74, 475-480 (2002)
- [65] ZHOU M., ZHANG Y.K., CAI L., *et al*, "Optical interferometry diagnostic in laser-induced spallation on film-substrate systems", Surface and Coatings Technology, 165 (2003) 146-153
- [66] ZHOU M., ZENG D.Y., KAN J.P. *et al* "Finite element simulation on the film spallation process induced by the pulsed laser peening", Journal of Applied Physics, Vol. 94, n°5, September 2003, pp. 2968-2975
- [67] TOLLIER L., FABBRO R., BARTNICKI E., "Study of the laser driven spallation process by the velocity interferometer system for any reflector interferometry technique. I. laser shock characterization", Journal of Applied Physics, Vol 83, No. 3, 1998, pp. 1224-1230
- [68] TOLLIER L., FABBRO R., BARTNICKI E., "Study of the laser driven spallation process by the velocity interferometer system for any reflector interferometry technique. II. Experiment and simulation of the spallation process", Journal of Applied Physics, Vol 83, No. 3, 1998, pp. 1231-123

CHAPITRE II :

DISPOSITIF

EXPERIMENTAL

CHAPITRE II DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	48
II.1 INTRODUCTION	48
II.2 LES SOURCES LASER UTILISEES	48
II.3 GENERATION DES ONDES DE CHOC	49
II.1.1 <i>Le choc laser (direct ou confiné)</i>	49
II.1.2 <i>L'envol de plaque</i>	52
II.4 DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET VISAR.....	54
II.4.1 <i>Introduction</i>	54
II.4.2 <i>Sondeur optique</i>	55
II.4.3 <i>Principe général du VISAR</i>	56
II.4.3.1 <i>Présentation générale</i>	56
II.4.3.2 <i>Principe optique</i>	57
II.4.3.3 <i>Calcul de la figure d'interférence et de la vitesse</i>	58
II.4.4 <i>Présentation des deux VISARs utilisés</i>	59
II.4.4.1 <i>Le VISAR LALP</i>	59
II.4.4.2 <i>Le VISAR Barker</i>	60
II.4.5 <i>Influence des défauts sur le dépouillement et comparaison des VISARs</i>	62
II.4.5.1 <i>Introduction</i>	62
II.4.5.2 <i>Influence du facteur de frange</i>	63
II.4.5.3 <i>Influence des autres défauts</i>	64
II.4.5.4 <i>Conclusion sur le dépouillement des signaux de vitesse</i>	66
II.5 PROTOCOLE EXPERIMENTAL	67
II.6 CONCLUSION.....	69
II.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE II	69

Chapitre II Dispositif expérimental

II.1 Introduction

Après avoir vu au chapitre I les différents tests d'adhérence ainsi que le principe de fonctionnement du test LASAT, ce chapitre présente plus en détails la partie expérimentale.

Dans un premier temps, les sources laser utilisées durant l'étude ainsi que la méthode permettant d'obtenir le profil de pression du chargement seront détaillés.

Dans un second temps, le fonctionnement de la mesure de la vitesse de surface libre de la couche sera exposé et les caractéristiques des VISARs LALP et Barker seront comparées. Une première étude d'influence des paramètres de réglage des VISARs sur le dépouillement des signaux de vitesse sera menée.

Enfin, le protocole expérimental utilisé lors de nos expériences sera présenté. Nous concluons par la mesure des seuils qualitatifs d'adhérence.

II.2 Les sources laser utilisées

Cinq lasers de puissance ont été utilisés durant cette étude. Ces lasers sont des Néodyme : YAG ou des Néodyme : verre. En dehors du laser industriel Continuum Powerlite 9000+ qui peut tirer à la fréquence de 10 Hz et qui a été utilisé pour le démonstrateur, les autres lasers sont des lasers de laboratoire de faible cadence (1 tir toutes les six minutes à 1 toutes les deux heures). Il s'agit des lasers du GIP GERAIL/LALP à Arcueil (principalement la chaîne 40 J 10 ns fabriquée par Quantel (Figure II-1 a)), du Continuum 3 J 10 ns (Figure II-1 b), du laser du LCD à Poitiers 20 J 20 ns (Figure II-1 c), et des lasers du LULI avec la chaîne six faisceaux 6x100 J 3 ns (Figure II-1 d) et de la nouvelle chaîne LULI 2000 2x1000 J 4 ns (Figure II-1 e).

Ces lasers sont tous basés sur une cavité laser créant l'impulsion laser et fixant ses caractéristiques temporelles, suivie de barreaux amplificateurs servant à augmenter l'énergie du laser. Du fait des seuils de claquage des différentes optiques utilisées, l'énergie surfacique de l'impulsion laser ne peut dépasser un certain seuil. Afin d'obtenir une plus grande énergie, le faisceau doit être élargi pour occuper une plus grande surface. C'est pourquoi le diamètre des barreaux amplificateurs et leur nombre fixent l'énergie finale de l'impulsion laser. Ainsi, nous avons utilisé un diamètre de sortie de 45 mm sur le laser 40 J à Arcueil et un diamètre de sortie de 208 mm sur le laser LULI 2000. Différents éléments peuvent être insérés dans la chaîne afin de limiter les retours du laser (rotateur de Faraday couplé à des polariseurs) et d'épurer le faisceau (filtres spatiaux). Ces éléments occupent généralement la plus grande partie de la chaîne laser.

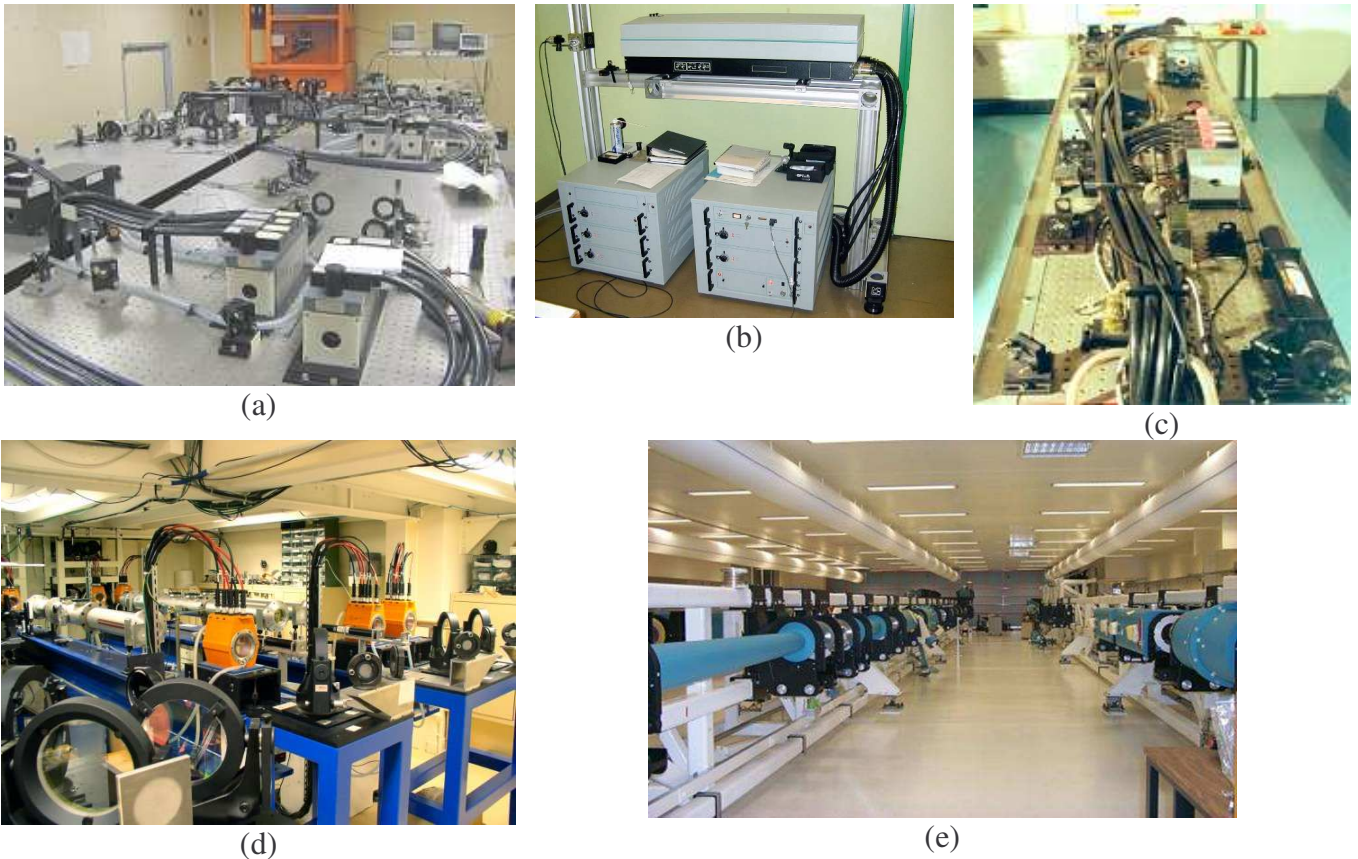


Figure II-1 Chaînes laser utilisées durant l'étude (a) Chaîne LALP (40 J 10ns), (b) laser Continuum (3 J 10 ns), (c) Chaîne LCD (20 J 20 ns), (d) Laser six faisceaux (2x100 J 3ns) et (e) LULI 2000 (2x1000 J 4 ns).

II.3 Génération des ondes de choc

Différentes techniques permettent de générer des ondes de choc, avec des pressions et des durées de chargement différentes. Durant cette étude, deux techniques ont été utilisées : d'une part, en utilisant directement l'énergie déposée à la surface de la cible par des lasers impulsionsnels de forte énergie pour générer l'onde de choc, d'autre part en utilisant cette énergie pour mettre en vitesse la plaque qui servira d'impacteur (configuration de l'envol de plaque).

II.3.1 Le choc laser (direct ou confiné)

Le dépôt rapide d'énergie (de quelques joules au millier en 3 à 20 ns) ablate une faible épaisseur de la matière de la cible et la transforme en plasma. L'expansion de ce plasma conduit alors par le principe de l'action/réaction à la création d'une onde de pression dans le matériau. Ce procédé, expérimenté pour la première fois durant les années 1960 [2][3], est maintenant bien maîtrisé et est utilisé dans certaines applications industrielles, en particulier en aéronautique [4].

Cette technique se présente sous deux formes : soit en régime d'ablation directe (Figure II-2, a), soit en régime d'ablation confinée (Figure II-2, b).

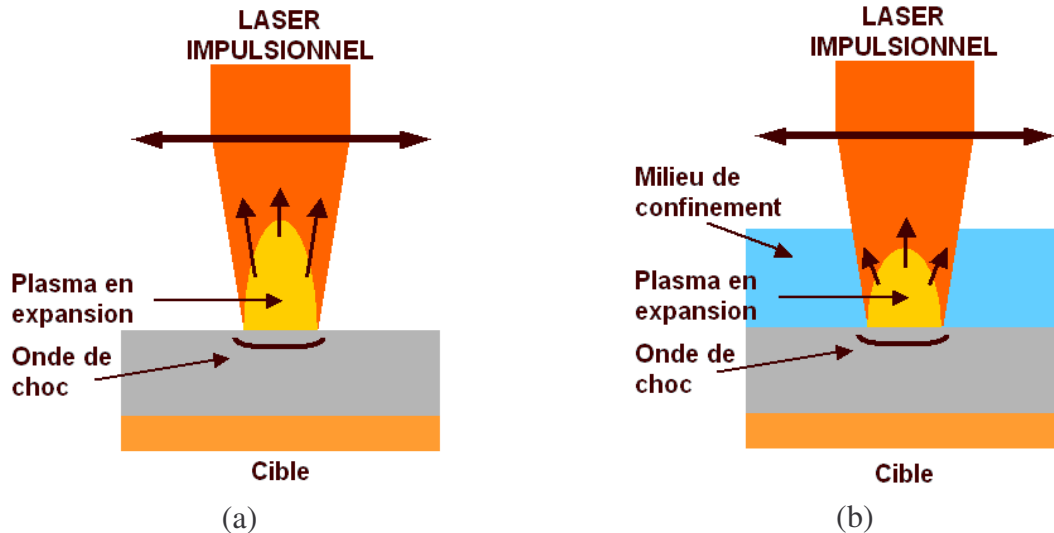


Figure II-2 Schémas de principe de la création d'onde de choc par impact laser (a) régime d'ablation direct, (b) régime d'ablation confiné.

Dans le cas du régime confiné, le milieu de confinement est constitué d'un matériau transparent à la longueur d'onde du laser (eau, verre, vernis) qui va contenir l'expansion du plasma. Cette retenue permet d'augmenter d'un facteur 4 environ le niveau de pression générée ainsi que la durée de l'onde de pression par rapport au régime direct [5][6]. En contrepartie, le flux du laser ne peut dépasser un certain seuil qui dépend du matériau de confinement et des caractéristiques du laser utilisé (longueur d'onde et durée d'impulsion). Au dessus de ce seuil, le matériau de confinement n'est plus transparent. Un plasma de claquage apparaît et absorbe une grande partie de l'énergie du faisceau, qui n'est plus alors disponible pour la création de l'onde de choc [4]. Dans le cas d'un confinement avec de l'eau, les seuils de claquage pour un laser de 25 ns de largeur d'impulsion sont de 10 GW/cm² à 1064 nm et de 6GW/cm² à 532 nm [7].

Dans le cadre de cette étude, la plupart des tirs ont été réalisés en régime d'ablation directe sous vide, ce qui permet de s'affranchir des problèmes de claquage et d'atteindre des flux pouvant aller de 1 GW/cm² à 3 TW/cm² avec les différents lasers utilisés. Cette gamme de flux nous a permis de générer des pressions de choc allant de 0.1 GPa à 100 GPa et donc de tester toutes les cibles dont nous disposons.

Le régime confiné a été choisi pour le démonstrateur LASAT car il permet d'utiliser des lasers de plus basse énergie tout en effectuant les tirs à l'air libre, ce qui présente un intérêt non négligeable au niveau industriel par rapport au régime d'interaction direct.

La transformation du profil temporel de l'impulsion laser et de son énergie au profil temporel de chargement en pression de la cible a été réalisée par deux méthodes distinctes :

- *utilisation de codes numériques* : différents codes d'interaction laser-matière nous permettent de calculer le profil de pression généré dans la cible, comme le code ACCIC [4] pour l'interaction confinée, ou le code FILM du LULI pour l'interaction directe. La Figure II-3 présente ainsi le profil de pression généré par FILM (en rouge) à partir de la donnée du profil temporel du laser LALP 40 J. Il faut toutefois préciser que le code FILM a été créé pour des flux supérieurs à ceux utilisés lors de notre étude et que le profil de pression doit être retravaillé pour correspondre aux signaux expérimentaux.

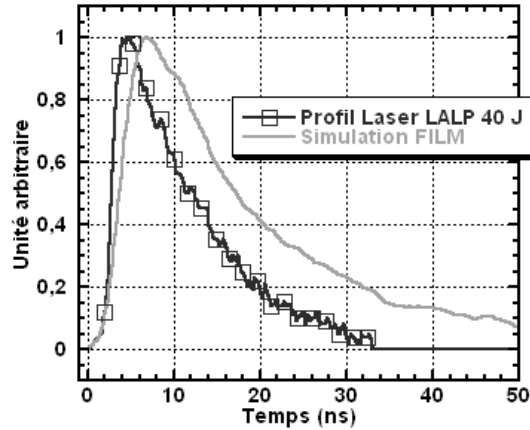


Figure II-3 Exemple de profil de pression obtenu à l'aide du code FILM à partir d'un profil temporel du laser 40 J du LALP.

- mesure de la vitesse maximale de face arrière : expérimentalement, en utilisant les mesures de vitesse de surface libre à l'aide d'un VISAR, il est possible de remonter à la pression générée en face avant et ainsi de tracer la courbe reliant le flux laser à la pression maximale générée sur la cible (Figure II-4).

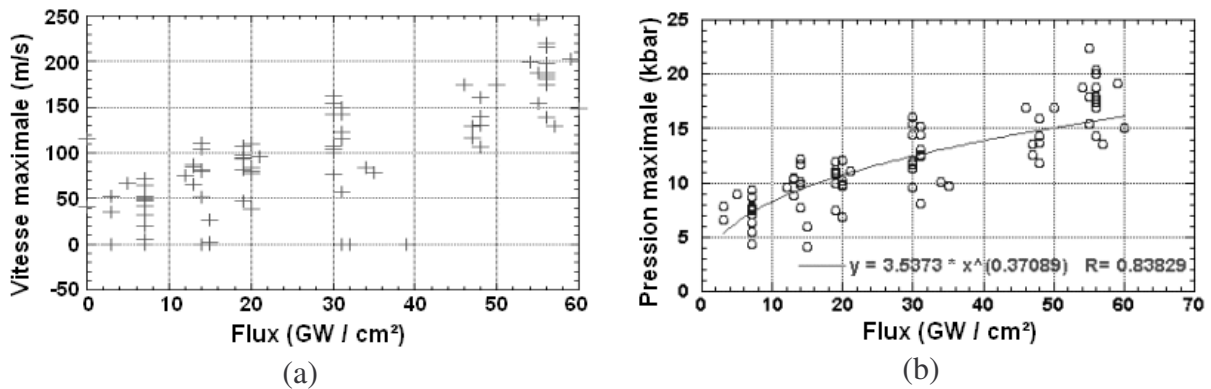


Figure II-4 Résultats expérimentaux sur la chaîne LALP 40 J 10 ns sur une cible d'aluminium de 250 µm d'épaisseur (a) vitesse maximale en face arrière en fonction du flux laser (b) pression maximale déduite en fonction du flux.

Sur ces graphiques, chaque point correspond à un tir durant lequel l'énergie incidente du laser de puissance et la vitesse de la surface libre opposée à la surface de chargement ont été relevées. L'énergie du laser est transformée en flux d'énergie, connaissant la durée de l'impulsion du laser et la surface de la zone de chargement :

$$\phi = \frac{E_i}{\tau S} \quad (\text{II.1})$$

où E_i est l'énergie incidente sur la cible, τ la durée à mi-hauteur de l'impulsion laser et S la surface de chargement = $\frac{1}{4}\pi d^2$ avec d le diamètre de la tache de chargement). La forte dispersion des points de ces courbes s'explique par l'utilisation du VISAR LALP et de son programme de dépouillement basé sur LABVIEW dont les défauts seront présentés dans ce chapitre.

Le passage de la vitesse maximale à la pression est réalisé par l'utilisation d'une formule basée sur l'approche analytique de la propagation des ondes de choc :

$$P_{\max} = \rho_0 \left(C_0 + s \frac{V_{\max}}{2} \right) \frac{V_{\max}}{2} + \frac{2}{3} Y_0 + \text{Atténuation},$$

avec ρ_0 la masse volumique de la cible, C_0 la vitesse du son, s le coefficient permettant d'estimer la vitesse réelle de l'onde de choc et Y_0 la limite élastique. L'atténuation de l'onde durant la propagation peut être estimée grâce à des tirs sur des cibles d'épaisseurs différentes ou par simulation numérique.

L'extrapolation de cette courbe à des flux plus importants a permis de vérifier l'accord de ces résultats avec les mesures et les simulations FILM effectuées par Laurent Tollier [8].

Afin d'obtenir, en plus de la pression maximale, la forme temporelle du profil de pression généré par l'impact laser, nous avons développé un programme de recherche basé sur un code numérique de propagation des ondes. A partir des 80 tirs sur des cibles d'aluminium (Figure II-4), nous avons déterminé, avec un très bon accord, le profil de pression en forme de double-gaussienne (une première largeur pour la partie avant le maximum et une seconde après), qui a toujours été utilisé par la suite et qui a également été validé sur les autres cibles.

L'utilisation d'un laser de puissance pour générer un choc est l'une des méthodes présentant la plus grande facilité d'utilisation, une fois que le chargement de pression induit est maîtrisé. Cette méthode présente toutefois l'inconvénient de générer des impulsions de pression de courte durée très sensibles à l'atténuation, comme nous le verrons au chapitre IV. L'envol de plaque par choc laser, présenté au paragraphe suivant, apporte des solutions à ce problème d'atténuation.

II.3.2 L'envol de plaque

Avant que les lasers ne soient utilisés pour ces applications, le chargement par détonation d'un explosif ou l'utilisation de canons à gaz ou à poudre pour mettre en vitesse un impacteur constitué de différentes couches de matériaux étaient souvent utilisés. Cette dernière technique permet en particulier de faire varier facilement les taux de déformation durant l'expérience tout en obtenant un choc parfaitement plan. Toutefois, les tirs avec des canons peuvent être complexes à mettre en œuvre et, dans la plupart des cas, ne permettent pas d'avoir à la fois les signaux de vitesse et de récupérer la cible.

C'est pourquoi une nouvelle technique, alliant à la fois les avantages du laser et ceux des canons, est apparue [9]. Le schéma de principe de l'envol de plaque est présenté à la Figure II-5. Il s'agit d'utiliser un laser pour fournir rapidement l'énergie cinétique à l'impacteur constitué d'une plaque d'un matériau choisi en fonction des caractéristiques du choc désiré. La mise en vitesse de cette plaque la détache de son support. Par impact, elle génère une onde de choc dans la cible. La distance entre l'impacteur et la cible est optimisée afin d'obtenir une vitesse d'impact la plus grande possible.

Par rapport au choc laser, cette technique permet de générer des chocs avec une durée plus longue, ce qui permet de tester des cibles plus épaisses. Durant le projet LASAT [10], des interfaces dans des cibles de plus de deux millimètres d'épaisseur ont pu être rompues, comme le montre les coupes de la Figure II-6, alors qu'avec un choc laser seul, la contrainte à l'interface n'atteignait pas la valeur seuil de décohésion. De plus, il est envisageable d'optimiser la dimension et la nature de l'impacteur en fonction de la cible à tester pour solliciter en priorité l'interface.

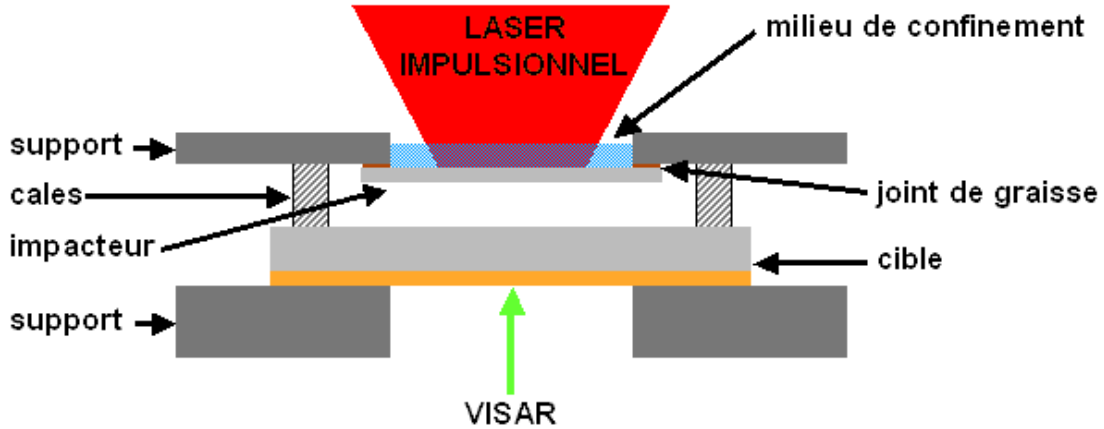


Figure II-5 Schéma de principe d'une expérience d'impact de plaque par choc laser [10].

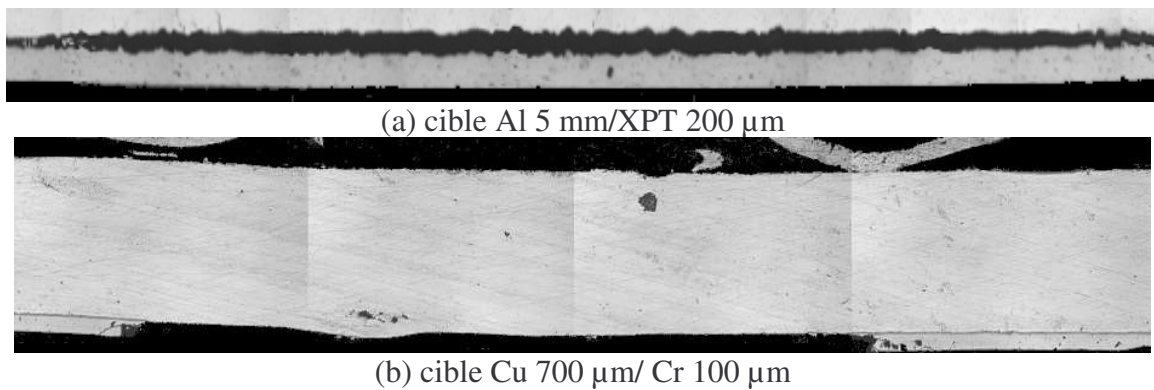


Figure II-6 coupes métallographiques après impact par une plaque Al 100 µm [10].

Par rapport aux expériences utilisant des canons, cette technique permet d'obtenir de très grandes vitesses sur des cibles de faible épaisseur. Elle permet donc de générer des chocs de grande amplitude sans avoir le problème de la récupération de l'échantillon après l'expérience. En contrepartie, la limitation de la taille de l'impacteur imposée par l'énergie disponible du laser limite la durée du chargement en pression. Pour une même énergie laser, la vitesse d'envol de la plaque et donc la pression générée lors de l'impact dépendra directement des dimensions de l'impacteur, comme le montre les mesures de vitesse de la Figure II-7.

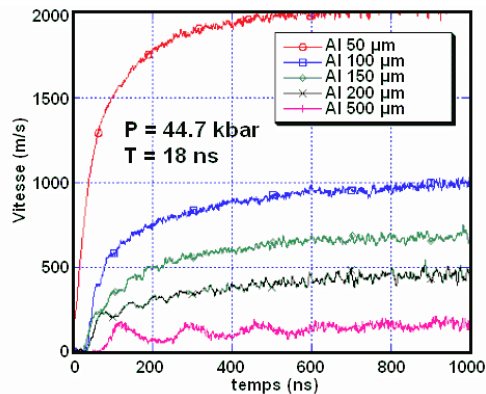


Figure II-7 Evolution de la vitesse d'envol des impacteurs pour différentes épaisseurs avec des tirs de 20 J utilisant de l'eau comme milieu de confinement avec le laser du LCD.

Cette configuration nécessite également d'apporter un soin tout particulier à l'homogénéité du faisceau laser mettant en vitesse l'impacteur. Dans le cas d'un laser inhomogène, l'impacteur partira de biais et ne générera plus un choc plan mais un choc oblique. Pour la même raison, le système de maintien de l'impacteur doit être suffisamment symétrique pour permettre un départ le plus plan possible.

L'ensemble de ces aspects est abordé en détails dans la thèse de Michel Arrigoni [10], ainsi que sous forme de simulations dans l'annexe B de cette thèse.

Ces deux procédés permettent de générer des ondes de choc intenses et extrêmement brèves. Notons qu'il est envisageable de réaliser des tirs reproductibles. Au cours de ce travail, nous avons essentiellement utilisé le laser 40 J 10 ns du LALP en régime d'interaction directe.

II.4 Dispositif expérimental et VISAR

II.4.1 Introduction

Lors des expériences de choc, il existe peu d'observables facilement accessibles sans une longue préparation. La seule technique permettant d'obtenir des résultats directs est la mesure de la vitesse de la surface libre de l'échantillon. Elle peut être réalisée à l'aide d'un interféromètre IDL ou par un interféromètre VISAR. Ce dernier présentant la meilleure résolution temporelle et étant le plus facile à mettre en œuvre (installation et dépouillement des résultats), il a été choisi pour nos mesures.

Le dispositif expérimental du test d'adhérence par choc laser est constitué de trois parties distinctes :

- La génération de l'onde de choc par un impact laser de forte puissance (voir le paragraphe précédent).
- Un sondeur optique qui éclaire la surface libre de la couche à l'aide d'un laser continu et qui renvoie la lumière réfléchie pour l'analyse à la troisième partie du dispositif.
- La mesure de la vitesse de surface libre par l'analyse du décalage Doppler à l'aide d'un interféromètre de type VISAR (Velocimetry Interferometer System for Any Reflector).

Ces deux derniers points sont présentés dans ce paragraphe. Dans le cas du VISAR, une comparaison des deux VISARs utilisés ainsi qu'une étude sur la reproductibilité des mesures seront menées.

II.4.2 Sondeur optique

Le principal but du sondeur optique, présenté à la Figure II-8, est d'éclairer une petite zone de la face arrière de la cible à l'aide d'un laser continu à 532 nm de type VERDI et de recueillir la lumière réfléchi qui a subi un décalage en longueur d'onde par effet Doppler.

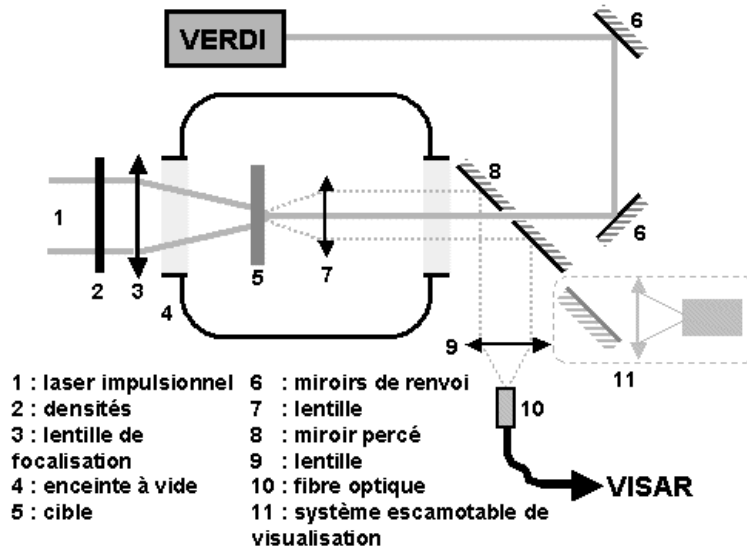


Figure II-8 Dispositif expérimental utilisé au LALP dans l'enceinte d'interaction du laser 40 J 10 ns.

Le système de collecte de la lumière réfléchi est basé sur l'utilisation d'une lentille achromatique (7) placée à la distance focale de la cible (5) servant à focaliser la lumière du laser et à collecter la lumière réfléchi. Celle-ci est séparée du faisceau incident par un miroir troué (8) qui la renvoie vers une seconde lentille achromatique (9). Cette dernière lentille réalise l'injection de la lumière dans la fibre optique (10) allant jusqu'au VISAR.

L'autocollimation du laser sonde avec la surface de la cible permet d'obtenir uniquement la composante perpendiculaire du vecteur vitesse de la cible. Le point de mesure de cette vitesse étant placé au centre de symétrie du chargement, la vitesse selon l'axe tangent à la surface de la cible peut être négligée. Cette vitesse selon l'axe Z de la cible sera donc l'observable que l'on cherchera à reproduire durant notre test. Un dispositif escamotable de visualisation permet de reprendre l'image de la face arrière de la cible et de positionner correctement la sonde sur la zone de chargement.

Dans le cas de l'interaction confinée, la différence réside dans l'orientation de la cible (verticale en régime directe et horizontale en confiné) en raison de la présence d'une épaisseur d'eau pour le confinement du plasma au-dessus de la cible. Dans le cas du démonstrateur que nous avons réalisé, le laser VERDI est transporté par fibre optique, ce qui rend l'ensemble plus compact et plus facile à déplacer (Figure II-9).

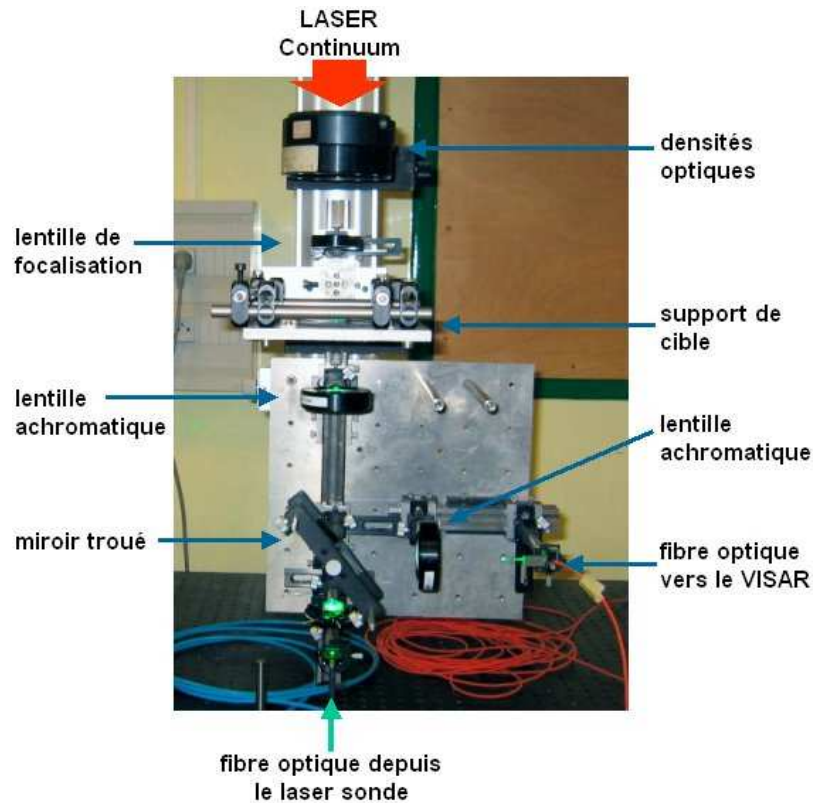


Figure II-9 Description du montage optique utilisé pour le démonstrateur du projet LASAT.

Ce dispositif optique, plus volumineux qu'une simple sonde optique à fibre, permet une plus grande flexibilité dans les mesures. L'utilisation d'optiques et de fibres de diamètre plus important que pour les sondes optiques permet l'utilisation de la totalité de la puissance du laser de sonde (5 W contre 1 W pour les fibres des sondes), mais également un rendement plus important en recueillant plus de lumière réfléchi par la cible.

Le dispositif de pointage a été particulièrement utile lors de tests réalisés sur des matériaux présentant des zones d'interface rugueuses mitoyennes de zones d'interface lisses. Les seuils de ces deux zones ont pu être ainsi déterminés.

II.4.3 Principe général du VISAR

II.4.3.1 Présentation générale

Le VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) a été développé au début des années 1970 par Barker et Hollenbach [12][13]. Les derniers perfectionnements apportés (passage en mesures multipoints) et son industrialisation font de cet appareil le système de mesure de vitesses utilisable pour la quasi-totalité des expériences de choc actuelles [14].

Du fait de l'effet Doppler, la longueur d'onde de la lumière réfléchi par la cible évolue avec le temps en fonction de la variation de la vitesse de la face arrière de la cible :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda(t) - \lambda_0}{\lambda_0} = -\frac{2v(t)}{c} \quad (\text{II.2})$$

où λ_0 est la longueur d'onde du faisceau sonde (532 nm ici), $v(t)$ la vitesse de la surface de mesure et c la vitesse de la lumière. Durant nos expériences, nous avons atteint des vitesses allant de 10 m.s^{-1} à 1000 m.s^{-1} , soit un $\Delta\lambda/\lambda_0$ variant entre 10^{-6} et 10^{-8} .

II.4.3.2 Principe optique

Le VISAR est basé sur un interféromètre de type Michelson dont un exemple est présenté à la Figure II-10. Il comporte une branche de référence et une branche à retard séparées par une lame semi-réfléchissante (4). La branche à retard permet d'introduire un décalage τ_E avec la lumière passant par la branche de référence. Ce décalage peut être réglé par l'utilisation d'étalons optiques (8) dans la branche à retard. La variation de la longueur d'onde de la lumière en entrée de l'interféromètre se traduit donc par une variation de la figure d'interférence en sortie mesurée à l'aide de photomultiplicateurs (12). La mesure de la figure d'interférence permet de connaître la variation de la longueur d'onde entre deux temps séparés de τ_E , et donc, en utilisant le formule (II.2), de connaître la variation de la vitesse.

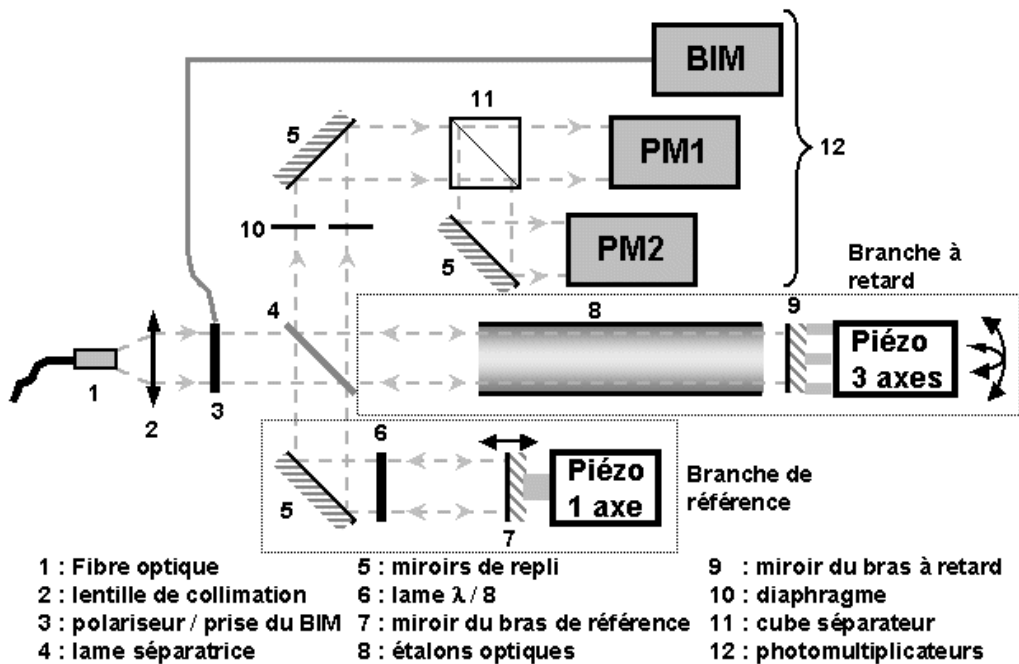


Figure II-10 Schéma et nomenclature du VISAR LALP

Du fait de la forme en cosinus des figures d'interférences, il est impossible, avec une seule figure, de déterminer si un extremum d'intensité lumineuse correspond à un extremum de la vitesse ou au passage d'une frange. Cette indétermination est présentée à la Figure II-11 où plusieurs franges défilent devant le PM1 tandis que la vitesse continue d'augmenter. Pour lever cette indétermination, le VISAR utilise deux figures d'interférences déphasées de $\pi/2$ sur deux polarisations orthogonales. Ce déphasage est créé par l'introduction d'une lame $\lambda/8$ (6) dans un des bras du VISAR et tournée à 45 degrés par rapport au polariseur placé à l'entrée (3). Du fait de leur déphasage, les deux figures d'interférences ne présentent pas d'extrema en commun en dehors de ceux du signal de vitesse (représenté par la ligne verticale pointillée sur la Figure II-11). La mesure des intensités sur les deux polarisations, obtenus après le passage par le cube séparateur (11), permet de lever l'indétermination et de connaître le signal de vitesse.

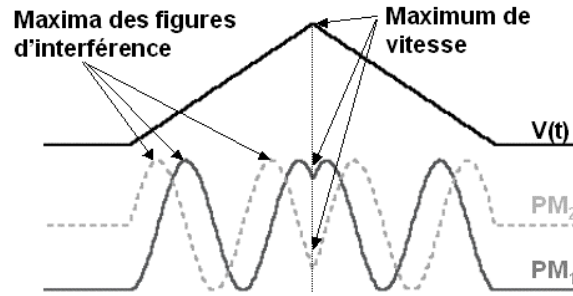


Figure II-11 Principe de la levée de l'indétermination sur les extrema de la vitesse.

Du fait de l'étendue latérale du spot de mesure sur la cible, la figure d'interférence se présente sous la forme d'anneaux concentriques. La technique de la compensation de champ [15] permet de limiter cet effet en diminuant l'influence des rayons lumineux non parallèles à l'axe optique. Cette technique consiste à déplacer l'un des deux miroirs de l'interféromètre de façon à avoir la relation suivante : $L_R - L_L = L_E \left(1 - \frac{1}{n_E} \right)$, où L_R est la longueur de la branche à retard, L_L la longueur de la branche de référence, L_E la longueur des étalons et n_E l'indice optique des étalons. Lorsque l'interféromètre est dans cette configuration, les calculs d'intensités montrent que le terme d'ordre 0 tenant compte des rayons obliques s'annule. L'utilisation de la compensation de champ permet d'obtenir un meilleur contraste sur les franges d'interférences et favorise la détermination de la vitesse.

II.4.3.3 Calcul de la figure d'interférence et de la vitesse

Le calcul de la figure d'interférence pour le VISAR combiné à la formule de l'effet Doppler pour une vitesse $V(t)$ permet de relier le nombre de franges $F(t)$ ayant défilé à la vitesse $V(t)$ sous la forme

$$V(t) = \frac{\lambda_0}{2\tau_E} \frac{F(t)}{1 + \delta} = K F(t)$$

où λ_0 est la longueur d'onde initiale du faisceau sonde, τ_E le retard introduit par les étalons optiques avec $\tau_E = \frac{2L_E}{c} \left(n_{E0} - \frac{1}{n_{E0}} \right)$, n_{E0} l'indice des étalons à la longueur d'onde λ_0 et

δ traduit la sensibilité à la longueur d'onde de l'indice des étalons optiques

$$\delta = - \frac{n_{E0}}{n_{E0}^2 - 1} \lambda_0 \left. \frac{dn_E}{d\lambda} \right|_{\lambda=\lambda_0}.$$

Les termes devant la fonction $F(t)$ étant des constantes caractéristiques des étalons et du laser utilisé, la formule se présente plus simplement sous la forme $V(t) = K F(t)$ où K , exprimé en m.s^{-1} , est appelé le facteur de frange. Lorsqu'une frange défile devant les photomultiplicateurs, cela signifie que la vitesse a augmenté de K .

Le facteur de frange est sélectionné en cours d'expérience en fonction des vitesses attendues afin de limiter les sources d'erreur : un facteur de frange trop grand induit une variation de l'interférogramme peu marquée et donc un dépouillement de la vitesse plus difficile. De même, un facteur de frange trop petit provoque un défilement rapide des franges devant les détecteurs, avec le risque que les photomultiplicateurs ne détectent pas une frange (saut de frange). Une rupture brusque apparaît alors généralement dans la forme du signal de vitesse ce qui permet de détecter ces sauts de franges et de les corriger.

II.4.4 Présentation des deux VISARs utilisés

II.4.4.1 Le VISAR LALP

Ce VISAR a été construit au Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance par Eric Bartnicki. Il s'agit d'un VISAR transportable et compact basé sur l'utilisation de trois photomultiplicateurs. Diverses modifications ont été apportées et ont permis d'automatiser les réglages fins de ce VISAR qui peut maintenant être contrôlé entièrement à l'aide d'une interface Labview [16][17][18].

Le bras de référence est replié à l'aide d'un miroir ainsi que la sortie, afin de pouvoir rendre l'ensemble plus compact. Au niveau du polariseur (3) à l'entrée du VISAR, une fibre optique récupère une fuite de faisceau qui permet de suivre l'intensité du faisceau à l'entrée au cours du temps : c'est le Beam Intensity Mean, ou BIM.

Le principe optique du VISAR présenté au précédent paragraphe permet de calculer les intensités mesurées par les photomultiplicateurs qui sont de la forme

$$I_1 = I_0 (1 + \cos(2\pi F(t))) \quad I_2 = I_0 (1 + \sin(2\pi F(t)))$$

où $F(t)$ est le nombre de franges défilant au cours du temps. Après la conversion par les photomultiplicateurs

$$PM_1 = -Y_0 (1 + \cos(2\pi F(t))) \quad PM_2 = -Y_0 (1 + \sin(2\pi F(t)))$$

On obtient donc deux signaux négatifs contenant le terme $F(t)$ à relier à la vitesse. Une acquisition numérique de ces signaux et l'utilisation d'un programme d'analyse et de dépouillement permet d'extraire le signal de vitesse des deux signaux électriques.

La phase de réglage consiste dans un premier temps à déplacer le miroir du bras de référence afin de le placer à la position correspondant à la compensation de champ afin d'obtenir le plus fort contraste. A la suite de ce premier réglage, un réglage grossier de l'orientation du miroir de référence permet d'obtenir les premières franges d'interférences.

Les réglages fins sont réalisés par la mise en mouvement du miroir du bras de référence (7) par l'activation du piézoélectrique auquel est appliquée une tension triangulaire. Ce mouvement permet de simuler une vitesse en accélération constante et de faire évoluer régulièrement les signaux des photomultiplicateurs comme on peut le voir sur les graphiques de la Figure II-12.

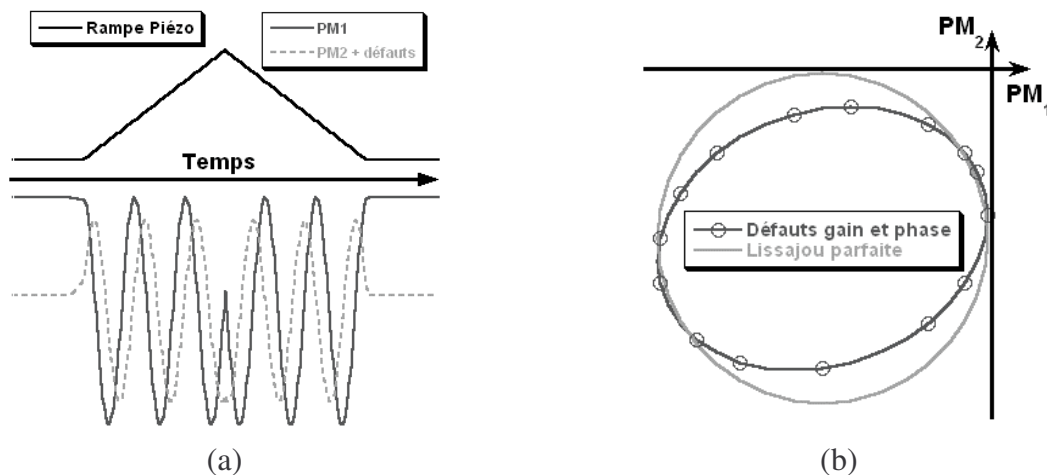


Figure II-12 (a) Evolution temporelle de la tension appliquée au piézoélectrique évoluant linéairement et conséquences sur les signaux des photomultiplicateurs avec des défauts de réglage en amplitude et en déphasage. (b) Tracé de la courbe de Lissajou PM2 en fonction de PM1.

Afin de mieux distinguer les différents défauts de réglage, la Lissajou de la courbe PM2 en fonction de PM1 est tracée et doit se rapprocher le plus possible d'un cercle tangent aux axes.

Différents défauts de réglage peuvent apparaître :

- le parallélisme des miroirs : ce défaut se traduit sur la Lissajou par un cercle qui ne tangente pas les axes de l'oscilloscope. Il peut être corrigé finement à l'aide du piézoélectrique trois axes (9) sur le miroir de la branche à retard ;
- différence d'amplitude des signaux : il se traduit par une forme elliptique de la Lissajou. Ce défaut est dû au mauvais réglage du polariseur en entrée (3) par rapport au cube séparateur ;
- déphasage entre les signaux : l'orientation de la lame $\lambda/8$ règle le déphasage entre les deux signaux. Si cette orientation n'est pas parfaite, le déphasage ne sera plus de 90° , ce qui se traduit sur la Lissajou par la formation d'une ellipse dont les axes ne sont pas parallèles aux axes de l'oscilloscope (Figure II-12 b).

Ces différents défauts peuvent être inclus dans la formule des signaux PM sous la forme

$$PM_1 = -Y_0^1 (1 + \cos(2\pi F(t) + p)) \quad PM_2 = -Y_0^2 (1 + \sin(2\pi F(t) + \varphi) + q)$$

où p et q traduisent l'offset sur les signaux dus au parallélisme, Y_0^1 et Y_0^2 traduisent les intensités différentes sur les deux polarisations et φ le déphasage introduit par le mauvais réglage de la lame $\lambda/8$.

En plus de ces défauts de réglage, des défauts supplémentaires peuvent apparaître lors des expériences : présence de bruit sur les signaux, problèmes d'échantillonnage et de perte de franges d'interférences. Bien que partiellement corrigés lors du traitement des données par le programme de dépouillement, ces défauts influencent la précision du signal de vitesse (voir le paragraphe II.4.5).

II.4.4.2 Le VISAR Barker

Ce VISAR, commercialisé par Barker, est plus complet que le VISAR LALP du fait d'une architecture mécanique plus complexe qui permet d'effectuer des changements de facteur de frange très rapidement.

Cet interféromètre, bien que basé sur le principe de l'interféromètre de Michelson, n'utilise pas le même dispositif afin de pouvoir recueillir les deux faisceaux de sortie lors du retour sur la lame séparatrice (6) (Figure II-13).

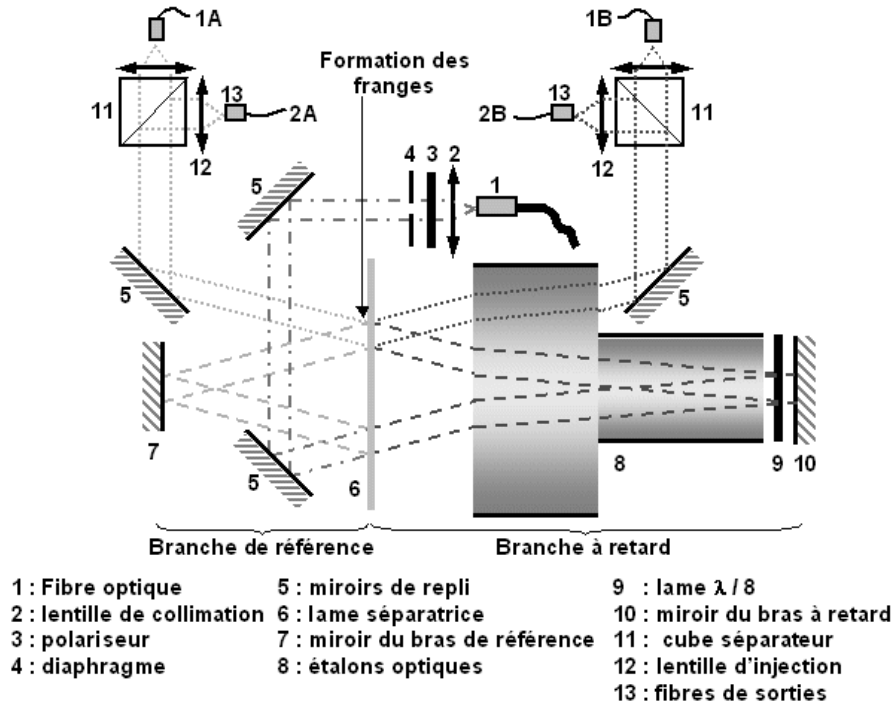


Figure II-13 Schéma de principe simplifié du VISAR BARKER et nomenclature (remarque : le dispositif de collecte du BIM a été enlevé pour ne pas surcharger le schéma).

Ce VISAR utilise une lame séparatrice (6) et des étalons optiques (8) plus grands afin de mettre un angle entre les faisceaux et les miroirs des deux bras. Du fait de cet angle, le second passage des faisceaux à travers la lame séparatrice ne se fait pas au même endroit que le premier passage. Le système est donc différent du VISAR LALP. Il permet de récupérer les deux faisceaux de part et d'autre de la séparatrice. Comme le nombre de réflexions sur une interface air/verre diffère d'un faisceau à l'autre, les deux faisceaux sont déphasés de 180° . Notons que les autres composants optiques sont les mêmes que dans le cas du VISAR LALP. En particulier, le système d'utilisation de deux polarisations différentes, dont les interférences sont déphasées de 90° et analysées séparément, est identique. Les quatre signaux mesurés par les photomultiplicateurs s'écrivent

$$PM_{1A} = -Y_0 (1 - \cos(2\pi F(t))) \quad PM_{2A} = -Y_0 (1 - \sin(2\pi F(t)))$$

$$PM_{1B} = -Y_0 (1 + \cos(2\pi F(t))) \quad PM_{2B} = -Y_0 (1 + \sin(2\pi F(t)))$$

Ces quatre signaux sont ensuite associés deux par deux à l'aide de montages amplificateurs soustracteurs pour donner les deux signaux définitifs

$$PM_1 = PM_{1A} - PM_{1B} = 2Y_0 \cos(2\pi F(t)) \quad PM_2 = PM_{2A} - PM_{2B} = 2Y_0 \sin(2\pi F(t))$$

L'utilisation des quatre signaux a pour effet, d'une part de doubler le niveau du signal à mesurer et donc le rapport signal sur bruit, et d'autre part, de supprimer la partie continue du signal c'est-à-dire une source d'erreur lors du dépouillement des signaux des photomultiplicateurs. La résolution temporelle est également améliorée du fait de la présence des quatre photomultiplicateurs.

Les autres défauts de réglage présentés sur le VISAR LALP existent aussi ici (déphasage, amplitude etc...) et peuvent s'écrire

$$PM_1 = 2Y_1 \cos(2\pi F(t)) + p \quad PM_2 = 2Y_2 \sin(2\pi F(t) + \varphi) + q$$

Ils peuvent être en partie éliminés par les procédures de réglage des miroirs et de la lame $\lambda/8$. Par rapport au VISAR LALP, ce VISAR utilise des fibres optiques afin de transporter le signal de sortie des différentes voies vers les photomultiplicateurs (ce qui permet, entre autres, de pouvoir réaliser des mesures multipoints en utilisant plusieurs fibres optiques sur chaque sortie). Ce passage par les fibres optiques nécessite un dispositif d'introduction et des réglages supplémentaires pour égaliser les quatre voies.

II.4.5 Influence des défauts sur le dépouillement et comparaison des VISARs

II.4.5.1 Introduction

Lors de notre étude s'est posée la question de connaître la fiabilité et la robustesse des deux programmes de dépouillement utilisés (le premier écrit sous Labview est inclus dans l'interface de contrôle de l'expérience, le second est écrit en Fortran).

Afin d'étudier la sensibilité des programmes de dépouillement aux différents défauts existant sur les signaux issus des photomultiplicateurs, nous avons développé un programme permettant de recréer ces signaux à partir d'un signal de vitesse. Les différentes sources de défaut ont pu être ajoutées à ces signaux : un gain Y_0 différent sur les deux voies, des offsets p et q , un déphasage différent de 90° et du bruit sur les signaux des photomultiplicateurs et sur le signal de vitesse initial

$$PM_1 = Y_0^1 (\cos(2\pi F(t)) + p) \quad PM_2 = Y_0^2 (\sin(2\pi F(t) + \varphi) + q)$$

Ces défauts sont corrigés dans les deux programmes de dépouillement par l'ajustement d'une ellipse sur la courbe de Lissajou des photomultiplicateurs. A l'aide de cet ajustement, les programmes déduisent les valeurs des erreurs et corrigent les données [17]. Cette correction n'étant pas faite de la même façon pour les deux programmes, il était nécessaire de la contrôler.

II.4.5.2 Influence du facteur de frange

Divers valeurs du facteur de frange ont été testées afin de déterminer le meilleur choix en fonction des vitesses attendues comme le montre la Figure II-14.

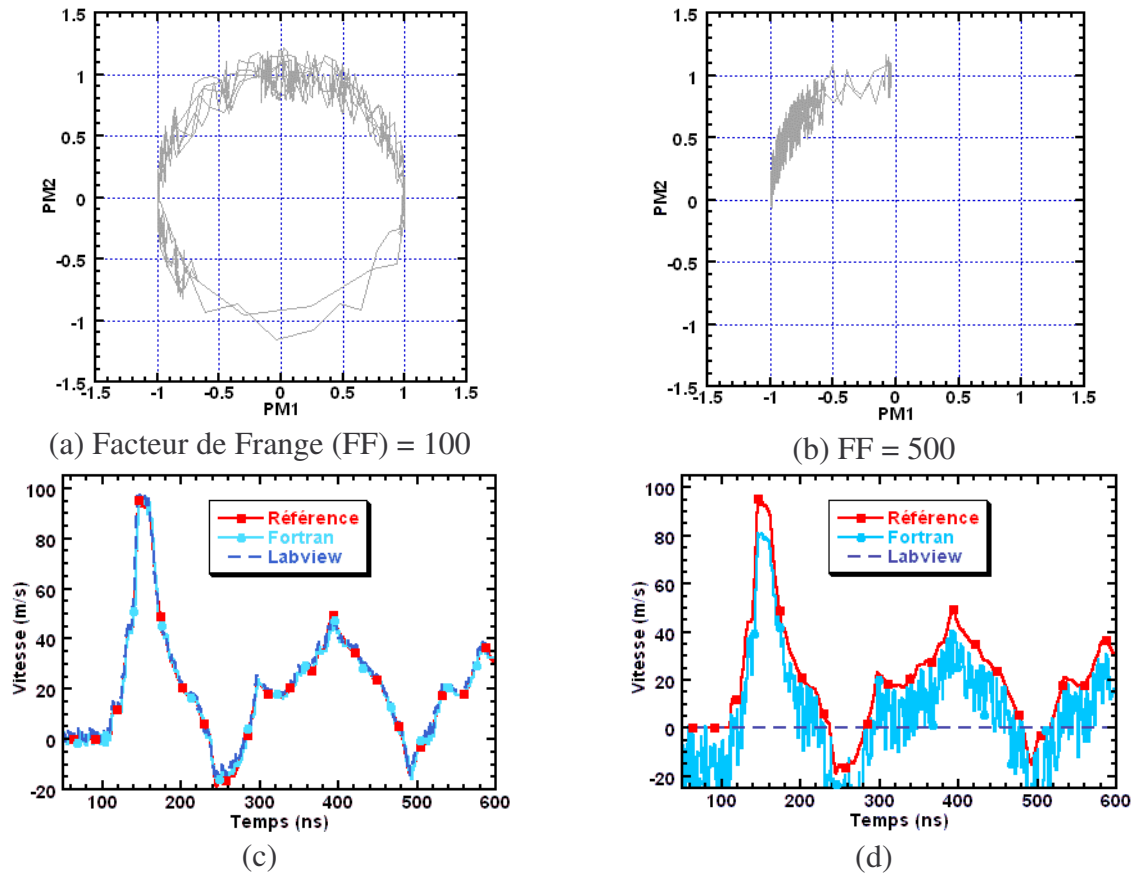


Figure II-14 (a) Lissajou des courbes des photomultiplicateurs pour un facteur de frange de 100 et un coefficient de bruit sur le PM1 de 0.22, (b) Lissajou des courbes pour un facteur de frange de 500, (c) et (d) comparaison entre le signal de référence et les deux signaux obtenus avec les programmes de dépouillement pour les deux facteurs de frange.

Les premiers résultats ont montré la sensibilité du programme de dépouillement sous Labview au facteur de frange. Les résultats de la Figure II-14 indiquent qu'il faut choisir un facteur de frange proche de la vitesse maximale. Dans ces conditions, la Lissajou décrit quasiment un cercle et il est plus facile de trouver les coefficient de l'ellipse correctrice. En revanche, lorsque le facteur de frange est trop élevé, la Lissajou est limitée à une petite zone.

Lors des expériences sur les cibles Al/Cu déposés par projection plasma, les vitesses maximales mesurées ont varié entre 10 et 80 m.s⁻¹. Le rapport de ces vitesses et du facteur de frange minimal des VISAR (99 m.s⁻¹) est donc inférieur à 1, ce qui correspond au cas décrit dans la Figure II-14 (b et d). Les valeurs des vitesses maximales mesurées sont donc entachées d'erreurs.

II.4.5.3 Influence des autres défauts

La modélisation par une ellipse devient plus aléatoire lorsque tous les défauts interviennent, et en particulier les offsets qui déplacent le centre de l'ellipse. Des résultats plus généraux ont été obtenus en comparant le signal de vitesse de référence aux signaux de vitesses re-dépouillés. La fonction erreur a été calculée selon la formule :

$$Err = \sum_i (V_{dep}(t_i) - V_{ref}(t_i))^2.$$

En automatisant les procédures de création des signaux PM et de dépouillement, divers résultats ont pu être mis en évidence en utilisant le profil de vitesse de la Figure II-14 c comme référence :

- *Influence de l'erreur sur le déphasage et les gains* : cette étude a montré l'absence quasi-totale d'influence de ces défauts sur le dépouillement. Ces défauts ne changent ni la forme ni l'amplitude du signal de vitesse, sauf dans le cas de valeurs extrêmes. Ils ne sont donc pas prédominants dans la phase de réglage.

- *Influence du bruit* : le bruit a été ajouté, soit sur les signaux simulés sur les photomultiplicateurs, soit directement sur le signal de vitesse afin d'étudier l'influence d'une corrélation possible du bruit avec les deux signaux PM. Le bruit a été ajouté sous forme d'un offset aléatoire variant entre $-B$ et $+B$. Différentes valeurs du facteur de frange ont été utilisées pour détecter une éventuelle influence (Figure II-15).

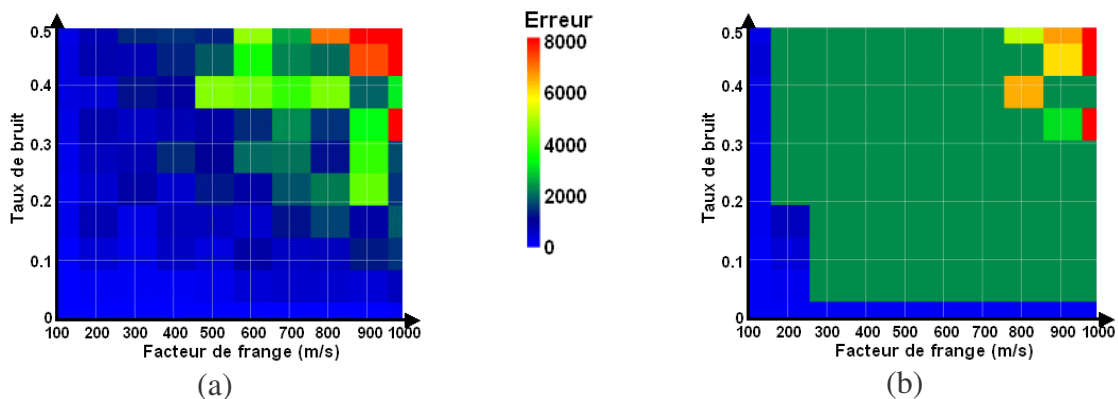


Figure II-15 Evolution de l'erreur de dépouillement en fonction du facteur de frange et du taux de bruit sur le PM1, (a) dépouillement à l'aide du programme Fortran, (b) dépouillement avec le programme Labview.

Les résultats comparatifs montrent que le programme de dépouillement en Fortran a une sensibilité moindre au bruit que le programme écrit avec Labview. En revanche, les deux programmes donnent des résultats aléatoires lorsque le taux de bruit est trop important avec un facteur de frange également trop grand.

Les mêmes calculs ont été effectués en introduisant le bruit, non plus sur un seul des photomultiplicateurs, mais directement sur le signal de vitesse (Figure II-16).

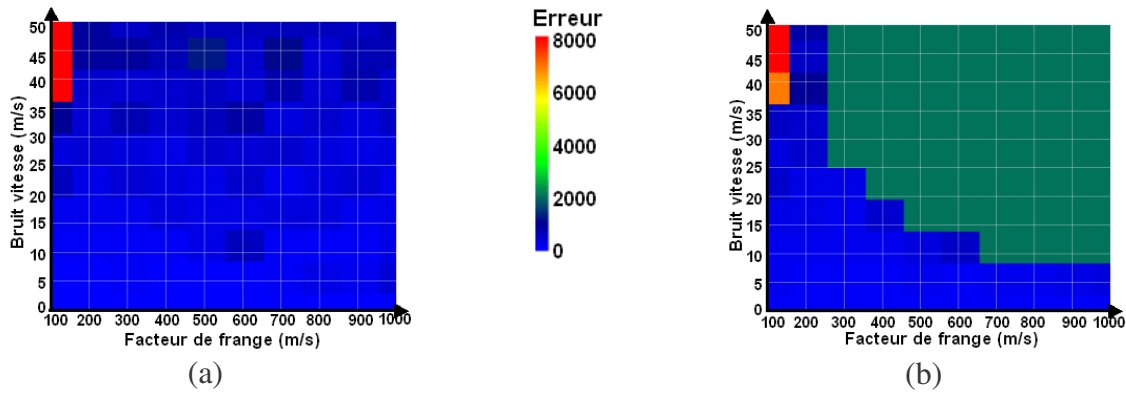


Figure II-16 Evolution de l'erreur de dépouillement en fonction du facteur de frange et du taux de bruit sur le signal de vitesse, (a) dépouillement à l'aide du programme Fortran, (b) dépouillement avec le programme Labview.

Dans les deux cas, l'influence du bruit sur le signal de vitesse est moins importante que celle d'un bruit sur l'un des deux photomultiplicateurs. Cet effet peut s'expliquer par la conservation de la corrélation entre les deux signaux PM dans le cas d'un bruit sur la vitesse, qui disparaît lorsque le bruit est appliqué séparément sur l'un des deux signaux PM.

- *Influence des offset* : le même type d'étude a été mené sur l'influence de l'offset sur le dépouillement du signal à l'aide du programme Fortran. L'influence de la correction automatique de ce programme [19] a également été testée (Figure II-18).

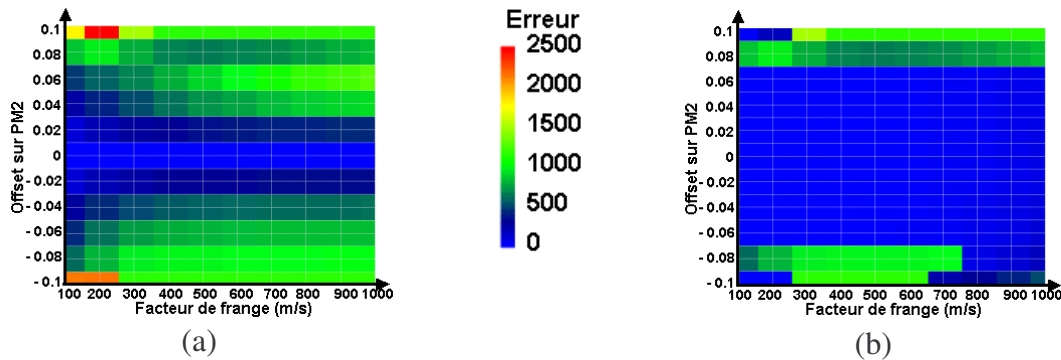


Figure II-17 Erreur de dépouillement en fonction du facteur de frange et de l'offset sur le signal du PM2 avec le programme de dépouillement en Fortran (a) sans la correction automatique (b) avec la correction automatique.

Ces résultats montrent l'importance de la correction automatique des signaux des photomultiplicateurs quel que soit le facteur de frange. Toutefois, l'effet de l'offset est moins important que celui observé sur les signaux expérimentaux. Afin de quantifier plus finement cette influence, cette étude a été prolongée à des signaux photomultiplicateurs expérimentaux auxquels nous avons appliqué différents offsets avant le dépouillement (Figure II-18).

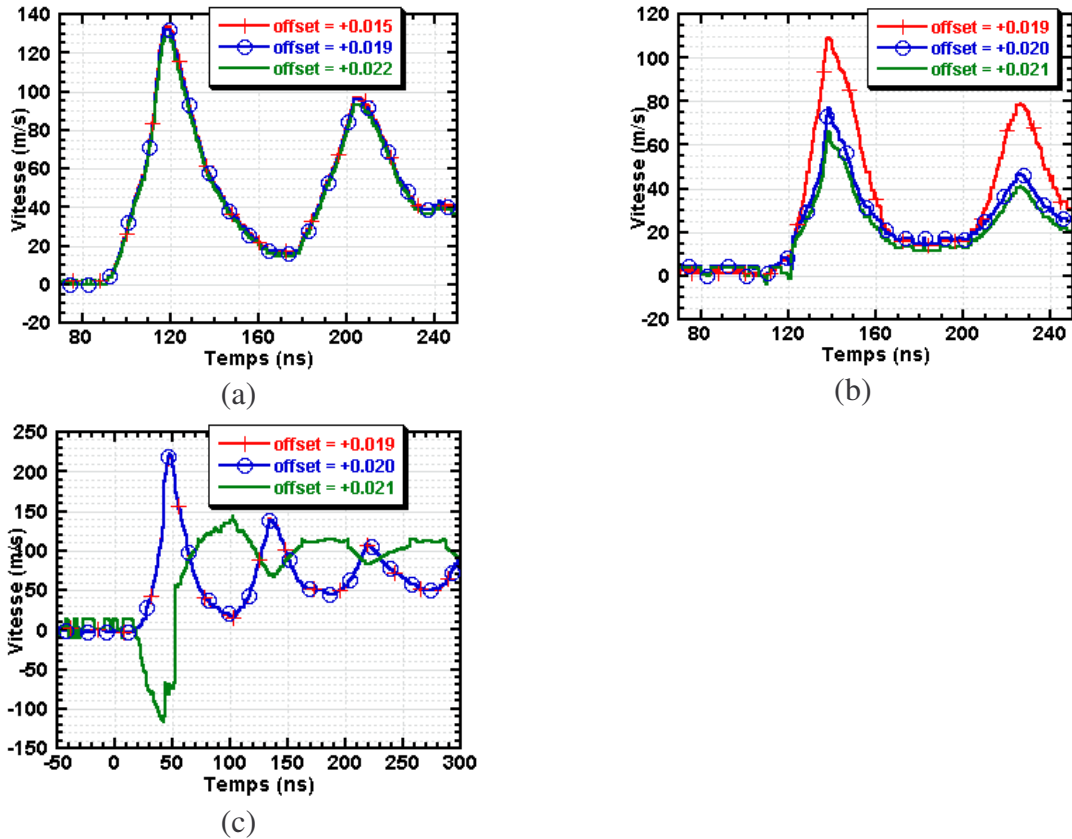


Figure II-18 Exemples de dépouillements utilisant le programme Fortran à partir de signaux PM expérimentaux obtenus au LALP sur des cibles d'aluminium $250\ \mu\text{m}$ avec le VISAR LALP réglé avec un facteur de frange de $192\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Les offsets optimaux sont de 0.020 (a) tir 01 à 57 GW/cm^2 , (b) tir 20 à 30 GW/cm^2 (c) tir 06 à 56 GW/cm^2 .

Ces résultats montrent une très grande sensibilité au choix de l'offset lors des traitements des signaux expérimentaux. Une différence même faible dans le choix de l'offset peut ne rien provoquer (Figure II-18 a), ou multiplier la vitesse d'un facteur proche de deux (Figure II-18 b) ou même provoquer le non dépouillement du signal de vitesse (Figure II-18 c).

II.4.5.4 Conclusion sur le dépouillement des signaux de vitesse

Du fait de sa construction, le VISAR du LALP est toujours soumis à des offsets non nuls. Cette étude montre que ce type de VISAR peut engendrer des erreurs non négligeables au niveau du calcul de la vitesse maximale, et donc au niveau des seuils calculés. Le VISAR Barker, du fait du déphasage de 180° entre ses deux branches, supprime directement cet offset et donc une importante source d'erreur.

Le taux de dépouillement (défini comme le nombre de signaux de vitesse obtenus sur le nombre de tirs effectués) est proche de 60 % lors de nos expériences avec le VISAR LALP et le programme de dépouillement sous Labview, tandis qu'il est proche de 98 % avec le VISAR Barker couplé au programme en Fortran. Cette dernière configuration est donc la configuration optimale que nous avons utilisée pour nos expériences.

Cette étude a également permis de préconiser un rapport entre la vitesse maximale attendue et le facteur de frange sélectionné proche de 1. Dans le cas où ce rapport est très inférieur à 1, l'étendue de la Lissajou n'est pas suffisante pour que les programmes puissent

calculer correctement l'ellipse de correction. Dans le cas inverse, le défilement rapide des franges devant les photomultiplicateurs augmente le risque d'apparition d'un saut de frange.

II.5 Protocole expérimental

Un même protocole expérimental a été utilisé sur l'ensemble de nos campagnes expérimentales. Il s'agit d'effectuer une série de tirs à différents flux laser et de mesurer le signal de vitesse de la surface libre à l'arrière de la cible. La forme de ce signal indique si l'interface a, ou non, rompu. Les signaux de vitesse de la Figure II-19 présentent un exemple de signaux de vitesse sans (133 GW/cm²) et avec décohésion de l'interface (370 GW/cm²).

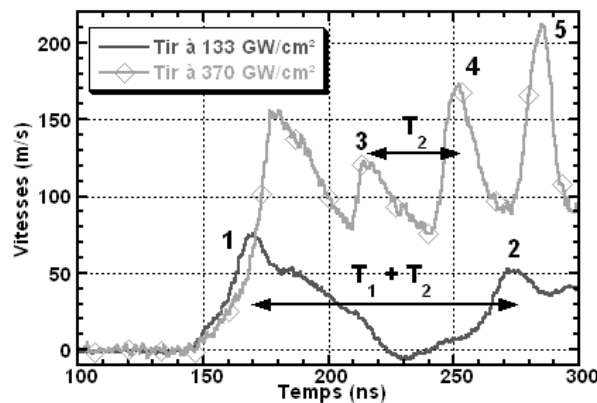


Figure II-19 Vitesses expérimentales obtenues avec l'installation sur la laser LALP 40 J 10 ns. Tirs effectués avec une tache laser de 1 mm de diamètre sur une cible d'environ 200 μm de substrat de cuivre et 100 μm de couche de nickel déposé par électrochimie.

A l'aide d'une approche analytique de la propagation des ondes de choc détaillée dans le Chapitre III, il est relativement facile d'identifier l'origine des différents points particuliers sur les signaux de vitesse. Les maxima 1 et 2 de la Figure II-19 représentent ainsi respectivement le premier débouché du choc sur la face arrière de la cible et le second débouché après un aller et retour complet dans la cible de durée $T_1 + T_2$. Ce temps est une caractéristique de la cible et peut être calculé en connaissant la vitesse de propagation des ondes dans les matériaux et les différentes épaisseurs. La présence sur le signal du débouché au point 2 est la signature d'un tir sans rupture de l'interface.

Au contraire, sur le tir à 370 GW/cm² de la Figure II-19, la présence du point 3 et des rebonds suivants aux points 4 et 5 avec une période T_2 sont caractéristiques d'une rupture de l'interface : la décohésion de l'interface provoque la libération d'une onde de choc qui reste confinée dans la couche à cause de la présence de vide entre les deux matériaux. La période T_2 est donc égale au temps d'aller et retour de l'onde dans la couche seule.

Ces différences dans la forme des signaux de vitesse permettent de déterminer un premier seuil en flux laser qui sert de base à des comparaisons qualitatives des interfaces. Ces observations sont ensuite confirmées par des coupes métallographiques.

Dans le cas de couches de cuivre déposé par projection plasma, l'analyse du signal de vitesse n'est pas aussi simple. Seule la comparaison entre la forme des signaux à haut flux avec ceux à bas flux, comme ceux présentés à la Figure II-20, permet une détermination du seuil d'adhérence.

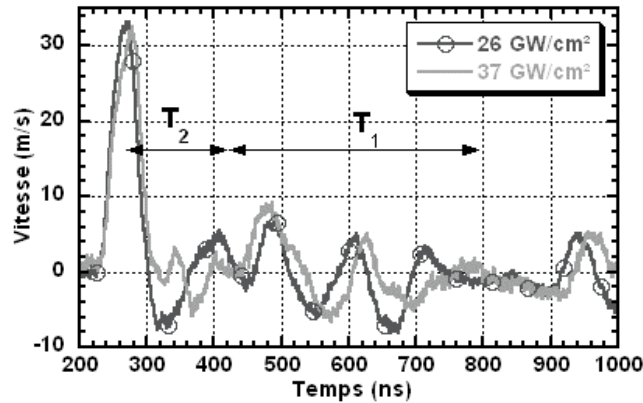


Figure II-20 Comparaisons de deux signaux de vitesse sur un système Al 1000 μm /Cu 300 μm , interface lisse et 4 préchauffages. Tirs effectués avec le laser LALP 40 J 10 ns avec une tache de 2 mm, campagne de décembre 2003.

Les coupes métallographiques ont permis de déterminer que le tir représenté sur la Figure II.22 à 20 GW/cm^2 correspond à un tir sans rupture à l'interface, alors que la décohésion est effective à 37 GW/cm^2 . Si le calcul des temps d'aller et retour T_2 dans la couche permet de reconnaître le débouché du signal de vitesse correspondant à la réflexion dans la couche sur les deux signaux, le calcul du temps d'aller et retour dans l'ensemble de la cible ($T_2 + T_1$) ne permet pas de retrouver de débouché clair, que ce soit pour le tir avec décohésion ou pour celui sans.

L'analyse de ces signaux de vitesse ne peut donc plus se faire directement à l'aide de l'approche analytique et nécessite une modélisation fine du comportement du cuivre déposé par projection plasma comme il sera montré dans le chapitre VI.

La détermination des seuils d'adhérence qualitatifs est donc possible par la reconnaissance des signes de la décohésion de l'interface sur le signal de vitesse. Le seuil est compris entre le tir de plus haut flux dont le signal de vitesse ne présente pas la signature de la rupture et le tir de plus bas flux présentant un signal de rupture sur la vitesse. Cette détermination qualitative des seuils d'adhérence à l'aide des signaux de vitesse permet une discrimination fine des différences de seuil entre des échantillons de même nature mais dont les interfaces diffèrent par leur mode de préparation

Le niveau de traction à l'interface n'étant pas une observable, l'obtention de seuils quantitatifs ne peut se faire qu'à travers l'utilisation de simulations numériques dont le protocole est présenté au Chapitre III. Le calcul de ces seuils dépend de la modélisation des cibles et de l'accord obtenu entre les signaux de vitesses expérimentaux et simulés. Cet accord n'a malheureusement pas pu être obtenu dans tous les cas, notamment pour des matériaux complexes. Dans ce cas, seule une valeur de seuil qualitatif a été estimée.

II.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de suivre le déroulement des tests LASAT, depuis la génération de l'onde de choc par impact laser direct ou par envol de plaque, jusqu'à la mesure de la vitesse de surface libre de la cible.

A chaque étape, un soin particulier a été apporté à la compréhension et au contrôle des phénomènes, que ce soit par la détermination et la validation expérimentale du profil de pression de chargement ou par l'analyse des différentes sources de défauts des VISARS.

Ces études et les améliorations apportées au montage expérimental font du test LASAT un procédé parfaitement contrôlé dont le démonstrateur peut être utilisé en dehors d'un laboratoire pour obtenir des seuils qualitatifs d'adhérence.

L'obtention des seuils quantitatifs nécessite un protocole numérique présenté dans le prochain chapitre et une modélisation de matériaux complexes (le cas du cuivre déposé par projection plasma est présenté dans les chapitres V et VI).

II.7 Bibliographie du Chapitre II

- [1] SAUTERET C., SAUTIVET A.M., ZOU J.P., MAIGNAN J., "Les structures amplificatrices de l'installation LULI 2000", rapport d'activité LULI, 2000
- [2] WHITE R.M., J. Appl. Phys., 34, 2123 (1963)
- [3] ASJAR'YNA G.A., MOROZ E.M., JETP Lett. 16, 1638 (1963)
- [4] SOLLIER A., "Etude des plasmas générés par interaction laser-matière en régime confiné. Application au traitement des matériaux par choc laser.", Université de Versailles et St Quentin, 2002
- [5] ANDERHOLM N.C., Bull. Am. Phys. Soc. 13, 388 (1968)
- [6] ANDERHOLM N.C., Appl. Phys. Lett. 16, 113 (1970)
- [7] BERTHE L., "Processus de claquage de milieux transparents sous irradiation laser. Application au choc laser en régime de confinement par eau", Université de Paris Sud, Orsay, 1998
- [8] TOLLIER L., Thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1996
- [9] GREENAWAY M., FIELD J., "The development of a laser driven flyer system", 3th SCCM APS Portland 2003, Juillet 2003
- [10] ARRIGONI M., " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test).", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [11] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004
- [12] BARKER L.M., HOLLENBACH R.E., "Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surfaces", J. Appl. Phys., Vol. 43, n° 11, November 1972
- [13] BARKER L.M., SCHULER K.W., "Correction to the velocity-per-fringe relationship for the VISAR interferometer", J. Appl. Phys., Vol. 45, n° 8, August 1974
- [14] BARKER L.M., "The development of the VISAR, and its use in shock compression science", Shock Compression of Condensed Matter, 1999, edited by M. D. Furnish, L.C. Chhabildas and R.S. Hixson, American Institute of Physics, 2000
- [15] ZWICK H.H., SHEPHARD G.G., Applied Optics, 10, 2569, 1971
- [16] LAINET A., "Modification et optimisation d'un démonstrateur de tests d'adhérences de systèmes multicouches par choc laser", stage de 5^{ème} année NFIO, 2003
- [17] DEVIN J. et GRANDIN T., "Automatisation et analyse d'un diagnostic VISAR", Stage de 3^{ème} année NFIO, 2001
- [18] MULLER M., "Optimisation et amélioration des systèmes d'analyse et de contrôle d'un diagnostic VISAR", Stage de 3^{ème} année NFIO, 2002
- [19] RAYMOND P., "Correction automatique par un programme des défauts de capteurs quadratiques utilisés en interférométrie. Application au traitement des signaux issus d'un interféromètre VISAR", Rapport de l'Institut Franco-Allemand de Recherches de Saint Louis, R127/89, 1989

CHAPITRE III :

PROPAGATION DES

ONDES MECANIQUES

CHAPITRE III PROPAGATION DES ONDES MECANIQUES	74
III.1 INTRODUCTION	74
III.2 APPROCHE ANALYTIQUE DE LA PROPAGATION DES ONDES	74
III.2.1 Construction des états de pression et de vitesse matérielle à l'aide des polaires de choc	74
III.2.2 Construction d'un exemple complet sur une cible bi-matériaux	76
III.2.3 Mesure de la traction lors de la rupture à partir du signal de vitesse de surface libre	80
III.2.4 La simulation analytique des chocs : HUGO.....	82
III.2.4.1 Description du code HUGO.....	82
III.2.4.2 Analyse d'un exemple de simulation analytique	82
III.2.4.3 Comparaison des résultats avec les signaux expérimentaux.....	85
III.2.4.4 Traitement de l'impact de plaque	86
III.2.4.5 Conclusion sur HUGO	86
III.3 LES CODES DE SIMULATIONS NUMERIQUES	87
III.3.1 Le code de simulation 1D : SHYLAC	87
III.3.1.1 Présentation du code	87
III.3.1.2 Fonctionnalités du code SHYLAC	88
III.3.1.3 Analyse d'un exemple sur une cible Al/Cu.....	90
III.3.2 Le code de simulation 2D/3D : RADIOSS.....	91
III.3.2.1 Présentation du code	91
III.3.2.2 Validation des résultats	92
III.4 L'ENDOMMAGEMENT SOUS SOLLICITATION DYNAMIQUE	94
III.4.1 Introduction.....	94
III.4.2 La rupture ductile.....	94
III.4.3 La rupture fragile.....	95
III.4.4 Rupture d'une interface par sollicitation dynamique	96
III.4.5 Modélisation de l'endommagement et de la rupture	98
III.4.5.1 Présentation des critères passifs	99
III.4.5.2 Les critères actifs :	99
III.4.6 Modélisation de l'interface, signaux de vitesses et validité des modèles.....	101
III.4.6.1 Principe de la modélisation de l'interface et signaux de vitesses.....	101
III.4.6.2 Validité du critère de Tuler-Butcher pour l'interface.....	102
III.4.7 Modélisation de l'endommagement : signaux de vitesse et validité du critère de Kanel.....	105
III.4.7.1 Exemple d'endommagement	105
III.4.7.2 Validité du critère de Kanel	109
III.5 CONCLUSION	109
III.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE III	111

Chapitre III Propagation des ondes mécaniques

III.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, le protocole expérimental du test LASAT a été présenté. En particulier, nous avons montré que la mesure du seuil d'adhérence quantitatif ne pouvait pas être obtenue directement et nécessitait une ou plusieurs étapes d'analyse.

Ce chapitre présente les différents outils pour comprendre les phénomènes apparaissant lors de la propagation des ondes dans les cibles ainsi que pour modéliser la cible et obtenir des niveaux de traction à l'interface lors de sa rupture.

Dans un premier, l'approche analytique de la propagation des ondes de choc sera présentée, la mécanique des ondes étant présentée à l'annexe A. Cette approche sera ensuite complétée par la description des codes numériques SHYLAC et RADIOSS et des avantages qu'ils apportent à la modélisation des expériences.

Les différents modes d'endommagement et de rupture de l'interface sous sollicitations dynamiques seront ensuite énoncées, avant de terminer par leur modélisation dans les codes numériques.

III.2 Approche analytique de la propagation des ondes

III.2.1 Construction des états de pression et de vitesse matérielle à l'aide des polaires de choc

La connaissance des polaires de choc et des conditions aux limites suffit pour donner un premier ordre de grandeur de la succession des états de pression et de vitesse matérielle dans la cible. Dans la plupart des cas rencontrés, avec des pressions inférieures à 10 GPa, l'hypothèse acoustique peut être appliquée, ce qui revient à considérer que l'ensemble des ondes (choc et détente) se propagent à la vitesse du son à la pression initiale. Cette hypothèse revient à considérer, dans le plan pression/vitesse matérielle, que les polaires sont des droites de pente l'impédance acoustique $Z = \rho_0 C_0$.

Considérons le milieu dans l'état 0, (pression et vitesse matérielle nulles). Lorsqu'une onde de choc, se propageant dans le sens positif des vitesses, le porte à une pression P_1 , l'intersection de la polaire de choc du matériau passant par l'état 0 avec la droite $P = P_1$ (Figure III-1 a) donne directement l'état 1. La vitesse matérielle u_1 derrière l'onde est égale à $u_1 = P_1 / Z$.

Dans le cas où l'onde se propage avec une vitesse négative, toujours à partir de l'état 0, le point de fonctionnement est déterminé par l'intersection de la droite $P = P_1$ et de la symétrique de la polaire de choc par rapport à l'axe $u = 0$ et passant par l'état 0 (Figure III-1 b). La vitesse matérielle derrière le choc est égale à $u_1 = -P_1 / Z$.

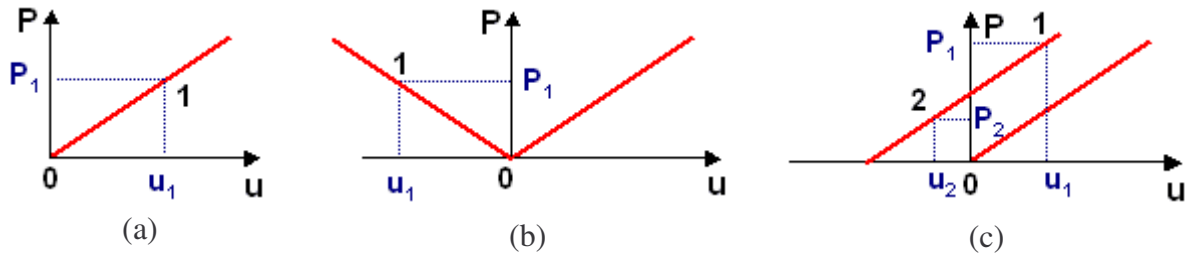


Figure III-1 Exemple de détermination d'états pression/vitesse matérielle à l'aide d'une polaire de choc.

Pour obtenir un état de pression P_2 à partir d'une onde de choc se propageant dans le sens direct à partir de l'état 1, il suffit de translater la polaire de choc de base selon l'axe des vitesses, pour la faire passer par l'état 1. Les coordonnées de l'état 2 se déterminent alors par l'intersection de cette nouvelle polaire avec la droite $P = P_2$ (Figure III-1 b). La vitesse matérielle u_2 est égale à $u_2 = u_1 + \frac{P_2 - P_1}{Z}$.

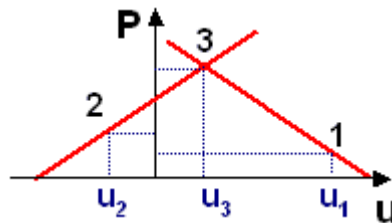


Figure III-2 Construction d'un état de pression vitesse matérielle à partir de deux ondes issues d'un état 1 et d'un état 2 quelconques.

Dans le cas général, un état est séparé des états antérieurs par deux ondes : une première onde se propageant dans le sens indirect (vitesse négative) qui fait passer la matière de l'état 1 à l'état 3, et une seconde onde se propageant dans le sens direct à partir de l'état 2. La première onde a pour état initial l'état 1 et se propage dans le sens indirect : la polaire de choc correspondante est donc la symétrique de la polaire initiale qui passe par l'état 1. La seconde onde se propage dans le sens direct à partir de l'état 2. La polaire correspondante est donc la translaturée de la polaire de base qui passe par l'état 2.

La continuité de la vitesse et de la pression à l'intérieur du matériau impose que la pression et la vitesse de l'état 3 soient les mêmes pour les deux ondes. L'état 3 est donc donné par l'intersection de la polaire indirecte passant par l'état 1 avec la polaire directe passant par l'état 2. Les coordonnées de l'état 3 sont alors : $u_3 = \frac{u_1 + u_2}{2} + \frac{P_1 - P_2}{2Z}$ et $P_3 = \frac{Z(u_1 - u_2) + P_1 + P_2}{2}$.

La connaissance de l'ensemble des états lors de la propagation des ondes dans le matériau peut ainsi être obtenue à l'aide des polaires de choc et de la chronologie des états. Cette chronologie est obtenue par la construction d'un diagramme espace/temps (ou X/t) dans lequel sont représentées les trajectoires des ondes.

III.2.2 Construction d'un exemple complet sur une cible bi-matériaux

Le procédé LASAT utilise les états de traction générés pour rompre l'interface entre les deux matériaux à tester, lors de la propagation d'une onde de choc dans une cible revêtue. La connaissance des mécanismes de création de ces états de traction est donc primordiale. Dans un premier temps, nous utilisons l'approche analytique qui permet de distinguer les différentes configurations de cible. Ces configurations sont classées par le rapport des impédances des deux matériaux, ainsi que par les épaisseurs des matériaux.

Commençons par l'exemple de la configuration particulière mise en évidence dans la thèse d'Eric Auroux [2]. Dans cette configuration, présentée à la Figure III-3, le temps T_2 d'aller et retour de l'onde dans la couche (= 2 x célérité de l'onde de choc dans la couche x épaisseur de la couche) est exactement égal à la durée de l'impulsion τ de l'onde de pression sur la face avant. La détente réfléchiée croise donc la détente incidente exactement à l'interface (les détentes étant représentées en pointillés sur le diagramme).

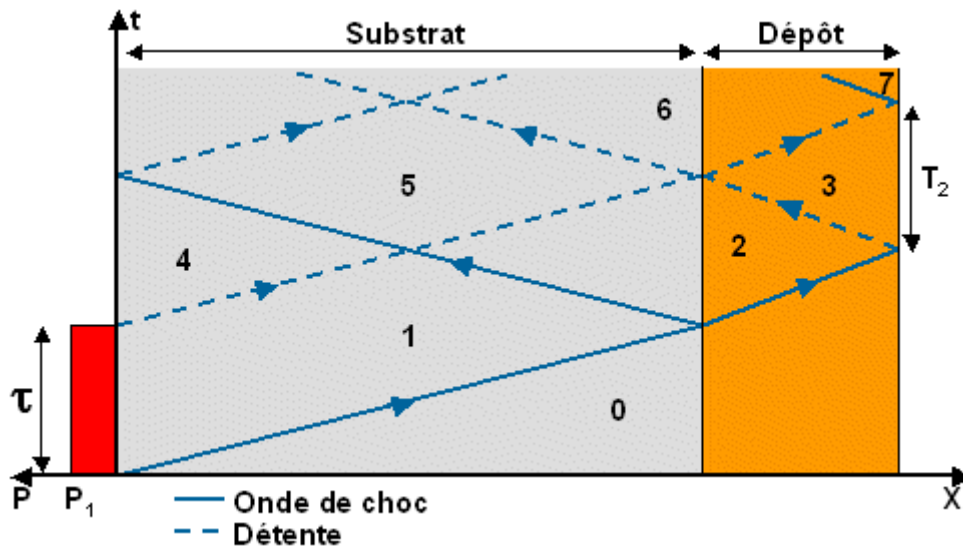


Figure III-3 Diagramme espace/temps dans la configuration présentée par Eric Auroux [2] dans le cas où $Z_{substrat} < Z_{couche}$.

Les diagrammes espace/temps (Figure III-3) permettent de déterminer la chronologie des états à l'intérieur de la cible. La vitesse des interfaces et des ondes se traduit par une pente plus ou moins importante : les grandes vitesses présentent une faible pente et inversement. Les ondes y sont également représentées, soit par des traits pleins pour les ondes de choc, soit par des pointillés pour les détentes. Chaque croisement d'onde et chaque passage par une interface génère un état supplémentaire. Le Tableau III-1 présente la liste des états de ce diagramme espace/temps en expliquant leur origine.

Etat	Origine
0	Etat initial de la cible : pression et vitesse nulle pour le substrat et pour la couche.
1	Pression générée par le chargement sur la surface libre du substrat. Pression P_1 et durée τ fixées par le chargement. Séparé de l'état 0 par l'onde de choc principale.
2	Passage de l'interface par l'onde principale : la pression et la vitesse matérielle de part et d'autre de l'interface doivent être identiques. Séparé de l'état 1 par l'onde réfléchie à l'interface et de l'état 0 de la couche par l'onde transmise.
3	Première mise en vitesse de la surface libre de la couche ou premier débouché de l'onde de choc principale. Généré par la réflexion de l'onde principale sur la surface libre de la couche en onde de détente.
4	Suite et fin du chargement en pression : retour à la pression nulle. Séparé de l'état 1 par la détente incidente de la fin du chargement.
5	Etat intermédiaire dans le substrat. Généré par le croisement de la détente incidente avec l'onde réfléchie lors du passage de l'onde de choc principale à l'interface.
6	Premier état de traction à l'interface. Généré par le croisement de la détente incidente avec la réflexion en détente de l'onde principale sur la surface libre de la couche.
7	Fin du premier débouché de vitesse de l'onde de compression : réflexion sur la surface libre de la couche de la détente incidente en onde de choc.

Tableau III-1 Liste des états correspondant au diagramme espace temps de la Figure III-3.

La transmission à travers une interface conserve la nature de l'onde (onde de choc incidente = onde de choc transmise). En revanche, la nature de la réflexion dépend des impédances des deux milieux : une onde de choc sera réfléchie en onde de choc si l'impédance du milieu amont est inférieure à l'impédance du milieu aval et en détente dans le cas contraire.

Les interfaces matière/air ou vide sont traitées de la même manière en considérant l'air ou le vide comme un milieu d'impédance nulle avec une polaire de choc confondue avec l'axe des abscisses ($P = 0$).

Une fois le diagramme espace/temps construit et la succession des états déterminée, les coordonnées de ces états dans le diagramme pression/vitesse matérielle sont déterminées à l'aide des polaires de choc des deux matériaux en présence.

La Figure III-4a présente les deux polaires de choc des matériaux de la cible, avec en rouge la polaire du substrat d'impédance Z_1 et en bleu la polaire de la couche d'impédance Z_2 . L'état 1 est fixé par le chargement en pression sur la face avant et génère une onde de choc se propageant dans le sens direct et portant le substrat de l'état 0 à l'état 1. Cet état se trouve donc à l'intersection de la polaire de choc du matériau du substrat passant par l'état 0 et de la droite $P = P_1$.

Lorsque cette onde de choc atteint l'interface entre les deux matériaux, elle est à la fois transmise dans la couche et réfléchie dans le substrat. L'état 2 est donc atteint à partir de l'état 0 par une onde se propageant dans le sens direct dans le matériau de la couche, et à partir de l'état 1 par une onde se propageant dans le sens indirect dans le substrat. Dans le diagramme P/u , l'état 2 est donc donné par l'intersection de la polaire directe de la couche passant par l'état 0 et de la polaire réfléchie (ou indirecte) du substrat passant par l'état 1.

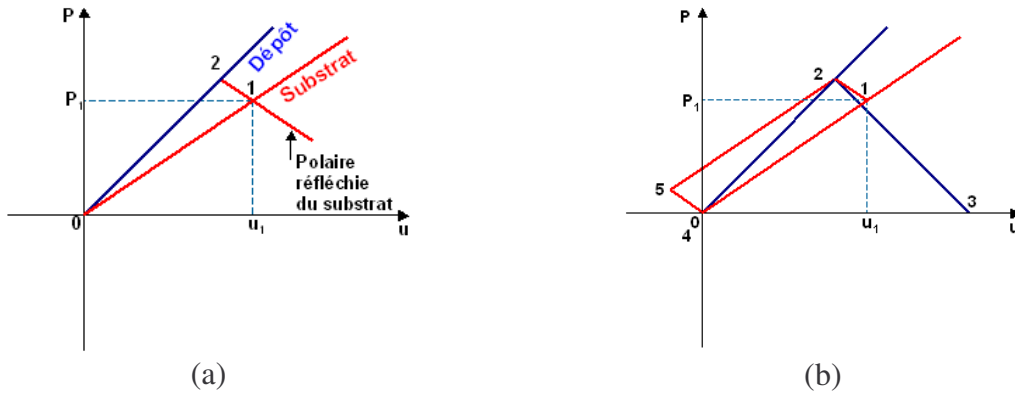


Figure III-4 Etapes successives de construction des états présents dans le diagrammes espace/temps de la Figure III-3.

Dans notre cas, l'impédance du substrat, inférieure à celle de la couche, induit un état 2 avec une pression plus élevée que celle de l'état 1. L'onde réfléchie dans le substrat est donc une onde de choc.

Remarque : sur ces diagrammes pression/vitesse matérielle, les polaires ne sont pas toutes représentées entièrement afin de ne pas charger la figure. Ces polaires ne s'arrêtent pas aux états qu'elles relient.

Les états présentés à la Figure III-4b sont construits grâce à cette méthode, en suivant sur le diagramme espace/temps les ondes qui construisent les états.

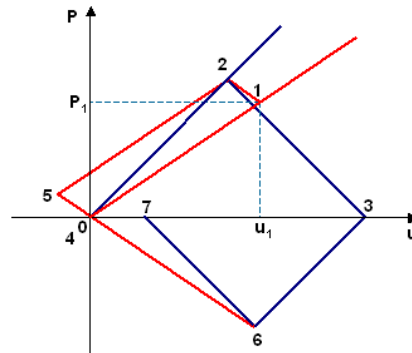


Figure III-5 Diagrammes pression/vitesse matérielle finale dans la configuration $T_2 = \tau$.

La Figure III-5 montre le diagramme pression/vitesse matérielle complet pour la configuration $T_2 = \tau$. L'état 6 est généré par le croisement de la détente issue de la fin du chargement et de la détente issue de la réflexion de l'onde de choc principale sur la surface libre de la couche. Ce croisement des détente génère le premier état de traction dans la cible ($P_6 < 0$), qui est exactement à l'interface dans cette configuration particulière. Les calculs permettent d'obtenir les coordonnées des différents états en fonction de P_1 , et des deux impédances Z_1 et Z_2 des deux matériaux.

Ces états permettent à la fois de connaître l'historique des niveaux de pression à l'interface (Figure III-6 a) mais également l'allure du signal de vitesse sur la surface libre de la couche (Figure III-6 b) qui sera notre observable durant les expériences.

Etat	Pression	Vitesse
1	P_1	$\frac{P_1}{Z_1}$
2	$\frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} P_1$	$\frac{2}{Z_1 + Z_2} P_1$
3	0	$\frac{4}{Z_1 + Z_2} P_1$
4	0	0
5	$\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} P_1$	$\frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 (Z_1 + Z_2)} P_1$
6	$-\frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1$	$\frac{4Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1$
7	0	$\frac{4(Z_2 - Z_1)}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1$

Tableau III-2 Coordonnées des états pression/vitesse matérielles pour la configuration $T_2 = \tau$.

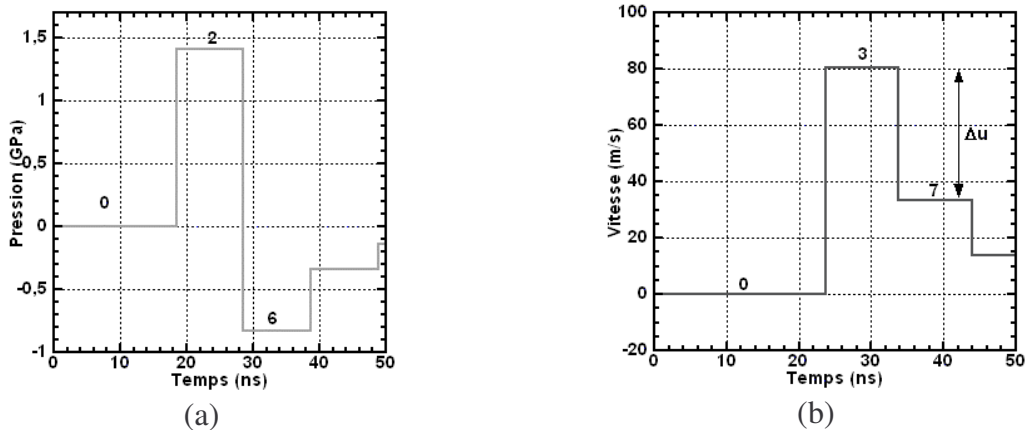


Figure III-6 (a) Pression à l'interface d'une cible de 100 μm de substrat d'aluminium avec 20 μm de couche de cuivre pour un chargement rectangulaire de 1 GPa durant 10 ns (b) Vitesse de surface libre de la couche de cuivre.

Les graphiques de la Figure III-6 montrent une application de ces formules pour une cible avec un substrat d'aluminium ($Z = 14,5 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) et une couche de cuivre ($Z = 35,1 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$) avec un chargement rectangulaire de 1 GPa durant 10 ns sur la surface libre de l'aluminium. L'évolution de la courbe de pression sur la Figure III-6a montre tout d'abord le passage de l'onde principale à l'interface (état 2), puis l'apparition de la traction avec l'état 6. Les passages successifs des autres ondes provoquent ensuite une variation du niveau de pression à l'interface qui évolue dans le temps.

La vitesse de surface libre de la couche de cuivre montre également le premier débouché de l'onde principale qui met en vitesse la face arrière de la cible (état 3), puis un aller et retour de l'onde dans la couche de cuivre (état 7) qui maintient une vitesse non nulle sur un débouché secondaire. Les formules analytiques permettent de connaître la valeur de la traction maximale à l'interface dans cette configuration : $-P_6 = 0,82 \text{ GPa}$.

Remarque : le formalisme analytique ayant été établi dans un premier temps, il est usuel de parler ici en termes de pression et non pas de contrainte. Dans le cadre des simplifications utilisées dans cette partie, la contrainte hydrostatique est obtenue comme étant l'opposé de la pression.

III.2.3 Mesure de la traction lors de la rupture à partir du signal de vitesse de surface libre

Lorsque la traction dépasse le seuil de tenue de l'interface, la rupture apparaît et crée une zone de vide à l'interface. Cette dernière génère deux ondes de choc créées par la relaxation des contraintes à l'interface.

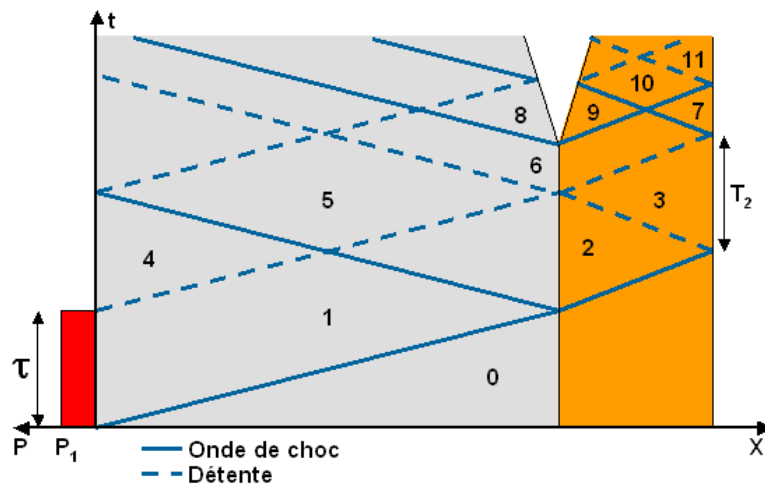


Figure III-7 Diagramme espace/temps dans la configuration $T_2 = \tau$ avec rupture de l'interface.

La Figure III-7 présente le diagrammes espace/temps pour la configuration $T_2 = \tau$, dans le cas où le niveau de traction de l'état 6 dépasse le seuil de rupture de l'interface. Deux états supplémentaires sont générés de part et d'autre de la fissure : l'état 8 et l'état 9 qui ramènent les matériaux à la pression nulle. Les coordonnées des nouveaux états sont calculées en utilisant la même technique que précédemment avec les polaires de choc.

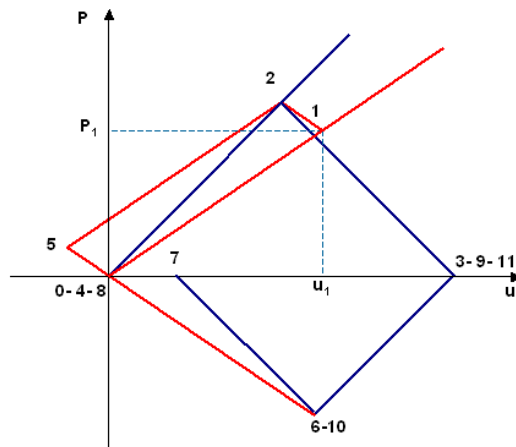


Figure III-8 Diagramme pression/vitesse matérielle dans la configuration $T_2 = \tau$ avec rupture à l'interface.

Les résultats de la Figure III-8 montrent qu'il est inutile ici de recalculer ces états qui rejoignent des états précédemment calculés. Ils permettent également de recalculer les signaux de pression à l'interface et de vitesse de surface libre de la couche.

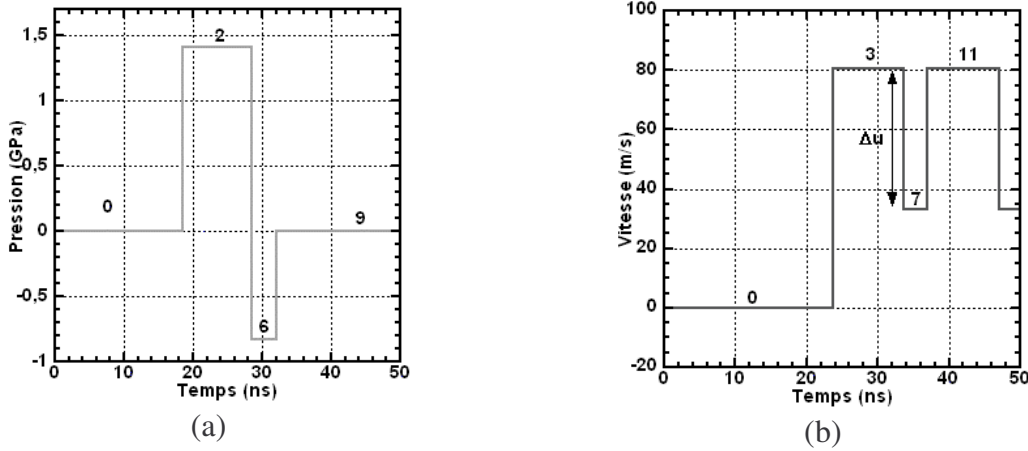


Figure III-9 (a) Pression à l'interface (b) Vitesse de la surface libre du cuivre pour une cible de 100 μm de substrat d'aluminium avec une couche de cuivre de 20 μm pour un chargement rectangulaire de 1 GPa durant 10 ns avec rupture de l'interface.

Les diagrammes de la Figure III-9 montrent l'évolution de la pression à l'interface ainsi que de la vitesse de la surface libre de la couche calculées d'après les formules analytiques et le diagramme espace/temps dans le cas de la rupture de l'interface. Par rapport au cas sans rupture, la pression à l'interface revient directement à 0 dès que la rupture a eu lieu. De même, la vitesse de face arrière montre un profil complètement différent par rapport à celle sans rupture de la Figure III-6b. La vitesse montre ainsi, comme dans le cas sans rupture, un premier débouché (état 3) puis un retour de la réflexion à l'interface (état 7), puis un second débouché qui est la signature de la rupture de l'interface (état 11).

En utilisant les formules analytiques et le signal de vitesse, il est possible de déterminer la valeur de la traction à l'interface lors de la rupture. Pour cela, il est nécessaire de mesurer sur le signal de vitesse la différence de vitesse Δu entre le premier débouché de l'onde (état 3) et la dernière valeur de la vitesse avant le signal de la rupture de l'interface (état 7)

$$\Delta u = u_3 - u_7 = \frac{4}{Z_1 + Z_2} P_1 - \frac{4(Z_2 - Z_1)}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1 = \frac{8Z_1}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1 \quad (\text{III.1})$$

Dans le cas de l'endommagement des matériaux seuls, la formule (III.2) a été démontrée [3] et permet d'obtenir la valeur de la traction lors du début de l'endommagement d'un matériau d'impédance Z

$$\sigma = \frac{1}{2} Z \Delta u \quad (\text{III.2})$$

En injectant la formule (III.1) dans l'équation (III.2), appliquée au matériau de la couche d'impédance Z_2 , on obtient :

$$\sigma = \frac{1}{2} Z_2 \Delta u = \frac{1}{2} Z_2 \left(\frac{8Z_1}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1 \right) = \frac{4Z_1 Z_2}{(Z_1 + Z_2)^2} P_1 = -P_6 \quad (\text{III.3})$$

On retrouve donc bien la valeur attendue de $-P_6$ qui est la valeur de la traction à l'interface lors de la rupture.

Une démonstration plus générale peut être effectuée et montrerait la validité de cette formule dans l'ensemble des cas de rupture d'interface. Toutefois, étant donnée que cette formule est basée sur une approche analytique simplifiée de la propagation des ondes dans les matériaux, elle ne permet de donner qu'un ordre de grandeur du niveau de traction à l'interface. Seule une modélisation fine permet d'obtenir une valeur correcte de la valeur de la traction à l'interface lors de la rupture.

III.2.4 La simulation analytique des chocs : HUGO

III.2.4.1 Description du code HUGO

L'approche analytique de la propagation des ondes de choc permet à la fois d'obtenir une évaluation de la contrainte de traction maximale à l'interface ainsi qu'une idée de la forme des signaux de vitesse et de pression. Son utilisation est toutefois limitée du fait du temps nécessaire à sa mise en oeuvre.

Le programme de simulation analytique, nommé HUGO d'après les courbes de Hugoniot, utilise les règles énoncées précédemment pour calculer les états de pression et de vitesse matérielle pour n'importe quelle configuration de cible et de chargement. Le programme se plaçant dans le cadre de l'approximation acoustique, il ne nécessite de connaître que la célérité du son afin de calculer le diagramme espace/temps, ainsi que la masse volumique pour le calcul de l'impédance acoustique.

A l'aide de ces paramètres, HUGO calcule toutes les informations nécessaires à la propagation des ondes : les diagrammes espace/temps avec les trajectoires des ondes et les différents niveaux de pression, les pressions positives étant représentées en rouge, les pressions négatives en bleu (Figure III-10), ainsi que le diagramme pression/vitesse matérielle (Figure III-11).

III.2.4.2 Analyse d'un exemple de simulation analytique

La Figure III-10 présente un exemple de diagramme espace/temps pour une cible constituée d'un substrat de 550 μm d'aluminium et d'une couche de 200 μm de cuivre. L'onde principale est représentée en bas du diagramme en rouge. Durant sa propagation, elle porte les matériaux à l'état 1 puis à l'état 3 avant de mettre en vitesse la face arrière du cuivre avec l'état 6. L'onde de compression est réfléchiée par la surface libre de la couche en onde de traction avec l'état 7 puis vient solliciter l'interface avec l'état 9. Cet état, le premier état de traction à l'interface, est généré par le processus classique de réflexion de l'onde principale sur la surface libre de la couche. La traction est générée en premier lieu dans la couche avant d'atteindre l'interface ce qui peut provoquer un endommagement de la couche pour les matériaux fragiles.

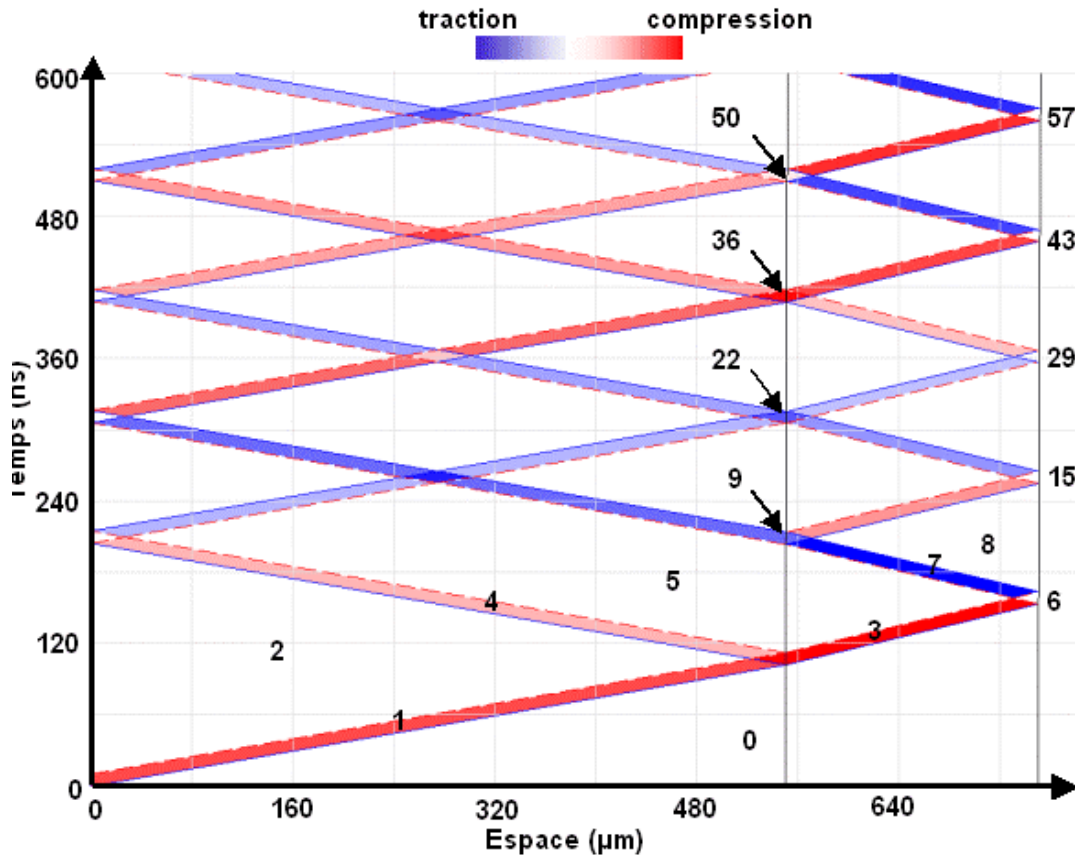


Figure III-10 Diagramme espace/temps obtenu à l'aide de Hugo: cible de 550 μm en aluminium, et de 200 μm en cuivre, chargement 10 ns, 1 GPa (onde de choc en traits pleins, détente en pointillés).

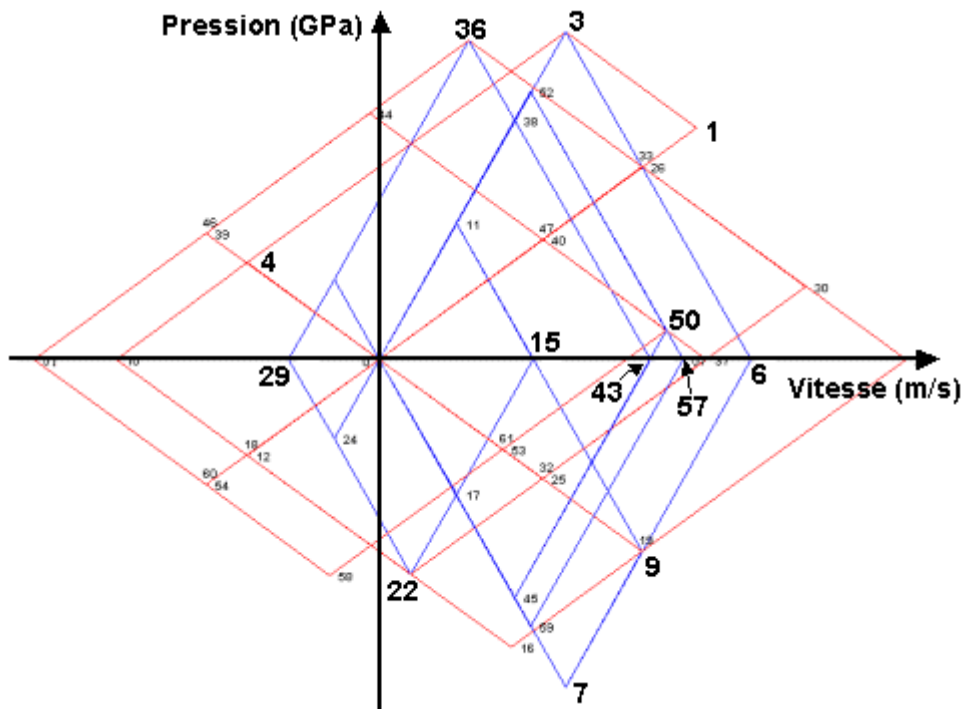


Figure III-11 Diagramme pression/vitesse matérielle obtenu à l'aide de Hugo: cible Al 550 μm , Cu 200 μm , chargement 10 ns, 1 GPa (en rouge les polaires de l'aluminium et en bleu celles du cuivre).

La Figure III-11 présente le diagramme pression/vitesse matérielle correspondant au diagramme espace/temps de la Figure III-10. Seuls les états intéressants ont été mis en gras afin de simplifier le diagramme. Ces diagrammes permettent de connaître les états de traction à l'interface mais aussi de comprendre les effets qui permettent de les créer, ainsi que l'évolution de leur niveau lorsque les impédances de choc évoluent.

A partir de ces diagrammes, HUGO calcule l'historique de la pression à l'interface (Figure III-12 a) et de la vitesse sur la surface libre de la couche (Figure III-12 b).

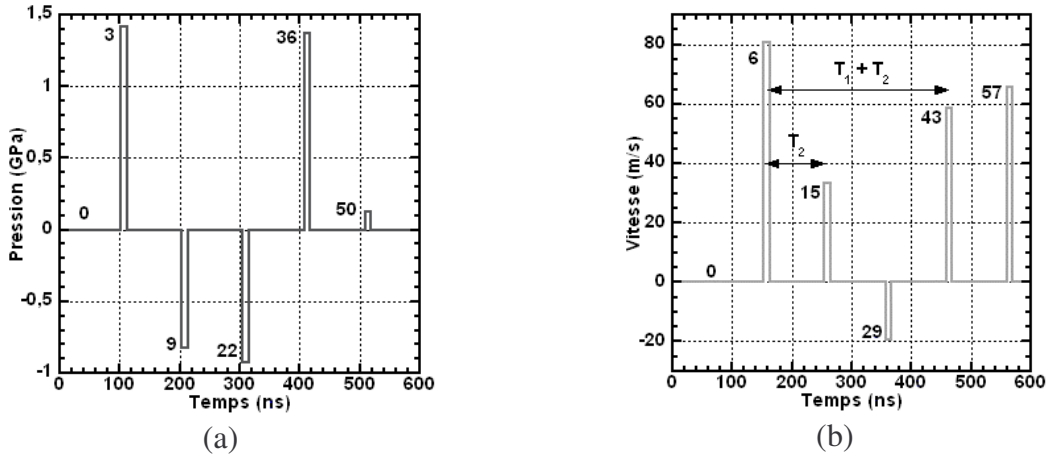


Figure III-12 (a) Historique de la pression à l'interface et (b) de la vitesse sur la surface libre de la couche pour une cible de 550 μm d'aluminium avec une couche de 200 μm de cuivre, pour un chargement de 1 GPa avec un profil rectangulaire de 10 ns de large.

a) Profil de pression à l'interface

L'historique de la pression à l'interface donne accès à la succession des différents états à l'interface, avec en premier lieu l'état 3 qui correspond au premier passage de l'onde principale par l'interface, puis l'état 9 pour son retour en onde de traction.

Lorsque l'onde principale a atteint l'interface, une partie a été réfléchiée dans le substrat, le faisant passer à l'état 4. Cette onde réfléchiée atteint par la suite la surface libre du substrat pour être renvoyée vers l'interface en onde de traction. Le même effet apparaît lors du retour de la face arrière de l'onde principale : au passage de l'interface, une partie de cette onde est réfléchiée dans la couche puis atteint la face arrière qui est mise en vitesse à l'état 15. Le temps entre l'état 3 et l'état 15 est donc caractéristique de la couche et correspond au temps d'aller et retour $T_2 = 2 E p_{couche} / C_{couche}$ de l'onde dans la couche de cuivre. Cette onde est ensuite renvoyée vers l'interface en onde de traction.

Dans cette configuration, les deux ondes de traction issues de ces réflexions arrivent exactement au même moment à l'interface et génèrent l'état de traction à l'interface 22 qui est légèrement plus important que l'état 9. Cette synchronisation des ondes de traction à l'interface permet de montrer l'importance de la compréhension des mécanismes de propagation des ondes dans la cible afin de pouvoir déceler les configurations les plus intéressantes pour le test. Ces synchronisations seront davantage étudiées au Chapitre V.

b) Profil de vitesse de surface libre de la couche

L'analyse du diagramme espace/temps permet d'identifier les sauts sur le signal de vitesse. L'état 29 de vitesse négative correspond ainsi à l'arrivée sur la face arrière de l'onde réfléchiée à l'interface lors du premier passage de l'onde principale. L'état 43 correspond à l'aller et retour dans l'ensemble de la cible de l'onde principale. La différence de temps entre les débouchés de l'état 3 et de l'état 43 est donc une caractéristique de la cible et est égale à T_1

+ T_2 , où $T_1 = 2 E p_{substrat} / C_{substrat}$ est le temps d'aller et retour de l'onde dans le substrat. Dans le cas où la rupture de l'interface a eu lieu, la présence de vide bloque la transmission des ondes du substrat vers la couche et réciproquement. Il sera donc impossible d'observer cet aller et retour sur le signal de vitesse.

La présence ou l'absence de ce débouché de vitesse sera donc l'un des critères expérimentaux qui permettra de décider à partir de l'analyse du signal de vitesse si l'interface a, ou non, rompu.

La mesure des temps d'aller et retour T_1 et T_2 permet également, en connaissant la vitesse de propagation des ondes, de calculer les épaisseurs des matériaux sans avoir à les observer par coupes. Cette mesure peut être réalisée à basse pression sans induire aucune modification dans la cible.

III.2.4.3 Comparaison des résultats avec les signaux expérimentaux

Bien que basés sur une approche simplifiée, les calculs analytiques permettent une première reconnaissance des signaux expérimentaux (Figure III-13).

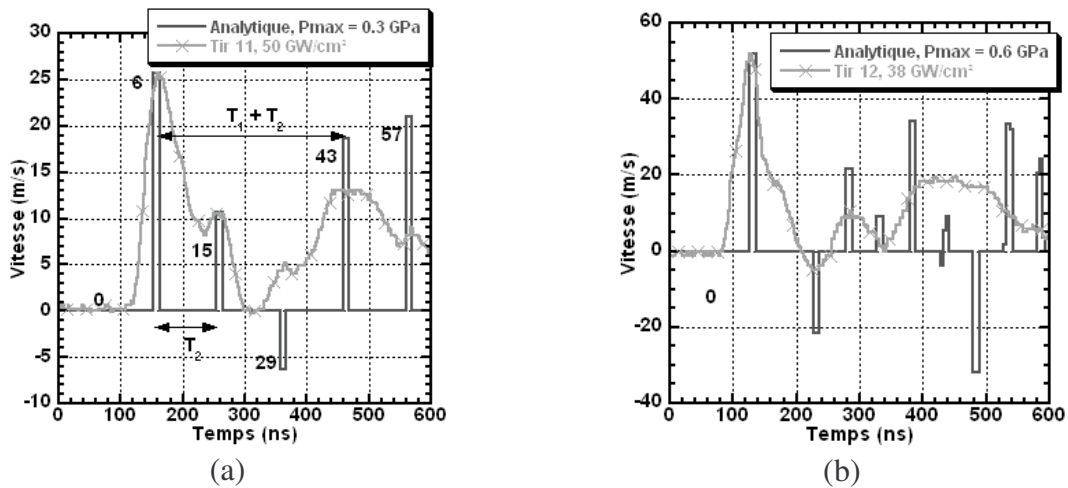


Figure III-13 Comparaison entre des signaux expérimentaux de vitesse de surface libre et les signaux analytiques, cible APS P T256 Ep200 (a) $550 \mu\text{m}$ d'aluminium, $200 \mu\text{m}$ de cuivre, (b) $270 \mu\text{m}$ d'aluminium et $300 \mu\text{m}$ de cuivre.

Ces simulations permettent d'obtenir une valeur approximative de la traction maximale à l'interface (environ 0,3 GPa pour le tir 11 et 0,7 GPa pour le tir 12). Remarquons qu'il existe un assez bon accord des positions des débouchés sur les deux signaux de vitesse. Du fait de l'absence de prise en compte de l'élargissement des ondes et de leur atténuation, la forme complète du signal de vitesse ne peut pas être reproduite par HUGO.

Remarque : notons que ces deux tirs ont été effectués sur la même cible qui devaient présenter la même épaisseur. Les différences d'épaisseur s'expliquent d'une part par la présence d'une forte rugosité de la couche de cuivre mais surtout par sa porosité qui modifie profondément les paramètres du cuivre (vitesse et masse volumique) et qui n'est pas prise en compte lors de la modélisation analytique.

III.2.4.4 Traitement de l'impact de plaque

Le code HUGO permet également de traiter les cas de l'impact de plaque en entrant les états initiaux des différents matériaux (Figure III-14). L'impacteur est constitué d'une plaque de cuivre de $50 \mu\text{m}$ ayant une vitesse de 400 m.s^{-1} . Cette plaque se propage dans le vide avant l'impact sur le substrat d'aluminium. Lors de l'impact, deux ondes de choc sont générées : la première partant dans le substrat et la seconde dans l'impacteur. Le retour de cette dernière fixe la durée de l'onde de compression qui se propage dans la cible et qui est donc égal à $2 \times C_{\text{impacteur}} / E_{\text{impacteur}}$.

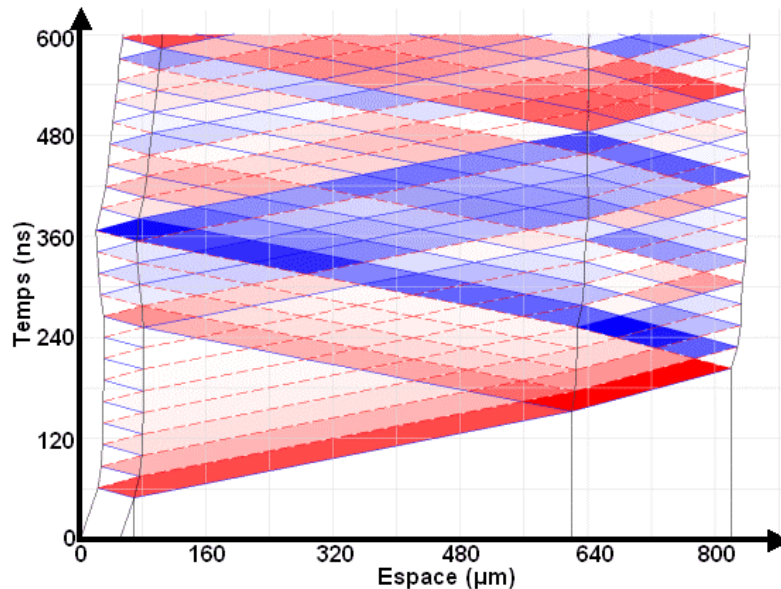


Figure III-14 Diagramme espace/temps d'un impact d'une plaque de $50 \mu\text{m}$ de cuivre à 400 m.s^{-1} sur une cible de $550 \mu\text{m}$ d'aluminium et $200 \mu\text{m}$ de cuivre.

Comme pour le cas du chargement en pression, HUGO permet d'obtenir tous les renseignements concernant la chronologie et les états de pression et de vitesse matérielle dans la cible. En revanche, HUGO ne prend en compte ni l'endommagement des matériaux ni la rupture des interfaces, ce qui induit une divergence avec les observations expérimentales. Ainsi, dans le cas de la Figure III-14, la mise en traction de l'interface entre l'impacteur de cuivre et le substrat d'aluminium devrait provoquer la rupture immédiate de cette interface qui n'a aucune cohésion intrinsèque.

III.2.4.5 Conclusion sur HUGO

L'approche analytique permet d'expliquer une partie de la forme du signal de vitesse, tout en étant limitée par les mesures des épaisseurs qui sont prédominantes pour la construction du diagramme espace/temps et donc pour les profils de pression et de vitesse. Cette approche est limitée par l'absence de la prise en compte de phénomènes comme l'élargissement des profils de pression et l'atténuation mis en évidence avec la comparaison d'un signal de vitesse de surface libre obtenu par HUGO et celui obtenu pour la même pression avec le code SHYLAC (Figure III-15).

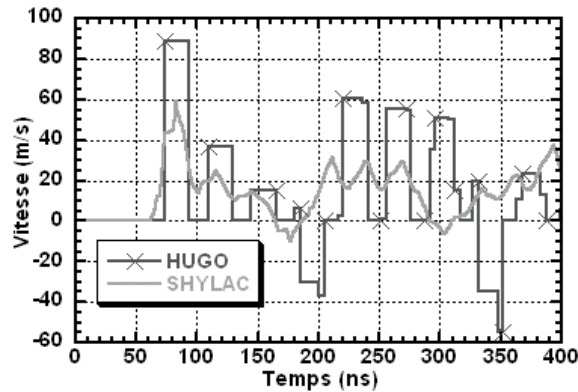


Figure III-15 Comparaison entre les signaux de vitesse HUGO et SHYLAC pour une cible Al 300 μm /Cu 70 μm , chargement 1,13 GPa, (HUGO : carré 20 ns, SHYLAC : type LALP).

Le code HUGO et l'approche analytique sont donc utilisés afin de donner une première évaluation des niveaux de traction à l'interface pour l'ensemble des cibles utilisées, ainsi qu'un premier profil de vitesse de surface libre. L'avantage de cette technique par rapport aux simulations numériques est qu'elle permet d'identifier directement les processus physiques de propagation qui sont impliqués, soit dans la création des états de traction à l'interface, soit dans la mise en vitesse de la surface libre de la couche.

III.3 Les codes de simulations numériques

L'utilisation de codes de simulation numérique est nécessaire lorsque l'on souhaite obtenir un très bon accord de la simulation sur l'unique observable expérimentale dont nous disposons : le signal de vitesse de la surface libre de la couche. Seul cet accord permet de valider la simulation et donc de déduire la traction à l'interface ayant généré la décohésion de l'interface.

En fonction des cibles et de la modélisation souhaitée, deux codes de simulation ont été utilisés lors de cette étude : le code 1D SHYLAC et le code 2D/3D RADIOSS, tous les deux présentés dans ce qui suit.

III.3.1 Le code de simulation 1D : SHYLAC

III.3.1.1 Présentation du code

Le code de Simulation HYdrodynamique LAGrangienne de Choc ou SHYLAC a été développé au Laboratoire de Combustion et de Détonique à Poitiers [8] et mis à jour au LCD et au LALP depuis. Comme son intitulé le précise, ce code utilise le formalisme lagrangien et est spécialisé dans la propagation mono-dimensionnelle des ondes de choc dans les milieux condensés.

Il est basé sur les équations présentées à l'annexe A, avec d'une part la partie hydrodynamique pure, et d'autre part une partie élasto-plastique parfaite qui peut être activée à la demande de l'utilisateur. Les trois équations de conservation et de l'équation d'état de Mie-Grüneisen sont intégrées en utilisant la méthode classique des différences finies pour les dérivées spatiales et du formalisme explicite pour les dérivées temporelles.

Du fait du manque de données expérimentales sur le comportement dynamique des matériaux en traction [9], SHYLAC utilise une formule approchée qui suppose que la polaire

de choc des matériaux se prolonge dans le domaine des pressions négatives sous la forme de la droite tangente à l'origine de la courbe de Hugoniot

$$\left. \frac{dP}{dV} \right)_{V_0} = -\frac{C_0^2}{V_0^2} \text{ dans le plan } (P < 0) \quad (\text{III.4})$$

d'où :

$$P - P_0 = \frac{C_0^2}{V_0} \left(1 - \frac{V}{V_0} \right) \quad (\text{III.5})$$

Différents chargements peuvent être appliqués à la cible, que ce soit un chargement de pression comme c'est le cas ici, un chargement en vitesse pour reproduire les configurations d'impact de plaque et un chargement énergétique pour simuler les tirs d'interaction confinée. SHYLAC traite les différents modèles d'endommagement et de rupture d'interface qui seront présentés au paragraphe III.4.5. Le pas de temps est calculé à partir de la condition de Courant-Friedrichs-Lévy et dépend donc directement de la taille des mailles utilisées (de l'ordre du micron généralement)

Au cours de cette étude, le code a subi plusieurs modifications et mises à jours, notamment:

- passage en Fortran 90 et optimisation sous la forme de modules ;
- fonctionnalités supplémentaires : diagrammes X/t, profils de vitesse de face arrière ;
- application de diverses corrections, en particulier sur les critères d'endommagement ;
- insertion dans des programmes de traitement automatique présentés en annexe C.

Ces modifications ont fait de SHYLAC un outil de développement et d'utilisation simple pour notre test.

III.3.1.2 Fonctionnalités du code SHYLAC

SHYLAC permet d'accéder aux variables (pression P , contrainte σ , contrainte déviatoire, énergie interne E , volume massique V , masse volumique ρ , taux d'endommagement et vitesse v), que ce soit en fonction du temps, de l'espace ou encore sous la forme d'un diagramme espace/temps (Figure III-16). Le code permet ainsi d'obtenir directement la vitesse de la surface libre opposée à la surface où le tir a été effectué (appelée aussi face arrière) comme le montre la Figure III-17.

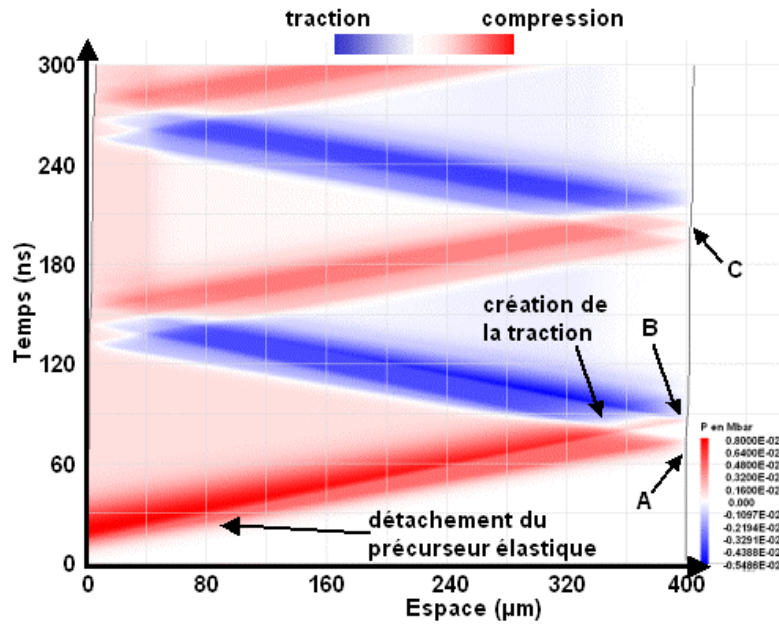


Figure III-16 Diagramme espace/temps en pression obtenu pour une simulation SHYLAC d'une cible d'aluminium de 400 µm d'épaisseur avec un chargement de type LALP et une pression maximale de 1 GPa.

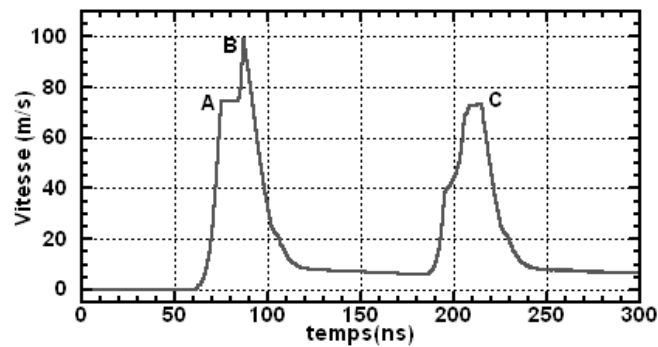


Figure III-17 Vitesse de surface libre obtenue pour une simulation SHYLAC d'une cible d'aluminium de 400 µm d'épaisseur avec un chargement de type LALP et une pression maximale de 1 GPa.

L'analyse combinée du diagramme espace/temps en pression représentant la propagation des différentes ondes avec la courbe de vitesse de face arrière permet de mieux comprendre les différents phénomènes apparaissant lors de la propagation et leurs effets sur le signal de vitesse.

Dans le cas simple présenté à la Figure III-16 et à la Figure III-17, le diagramme espace/temps permet d'identifier le débouché A sur le signal de vitesse comme étant le précurseur élastique qui s'est détaché de l'onde hydrodynamique durant la propagation. Le reste de cette onde arrive à la face arrière au niveau du point B. Le point C correspond ensuite à l'aller et retour de l'onde à travers l'ensemble de la cible.

La lecture du diagramme espace/temps permet de déterminer que la traction maximale est générée à environ 350 µm de la face avant, aux alentours de 80 ns par le croisement de la détente incidente et de la détente issue de la réflexion du précurseur élastique sur la face arrière. Dans le cas où le niveau de traction sera suffisamment important, l'endommagement apparaîtra à ce niveau de la cible.

III.3.1.3 Analyse d'un exemple sur une cible Al/Cu

Le même type d'analyse peut être réalisé sur des cibles multicouches (jusqu'à cinq couches) et permet de comprendre les signaux de vitesses et la façon dont est générée la traction à l'interface lors des expériences du projet LASAT.

La Figure III-18 présente un signal de vitesse typique des cibles substrat d'aluminium et couche de cuivre qui ont été le plus étudiées durant ce projet. Les paramètres de chargement et d'endommagement de cette simulation ont été obtenus à l'aide du programme de recherche de paramètres présenté à l'annexe C. Ce signal de vitesse présente plusieurs caractéristiques des cibles sans rupture d'interface que l'on retrouve également sur le diagramme espace/temps (Figure III-19). Sur ce diagramme, les trajets des ondes ont été renforcés par des traits en pointillés afin de mieux identifier les ondes générant les différents débouchés du signal de vitesse.

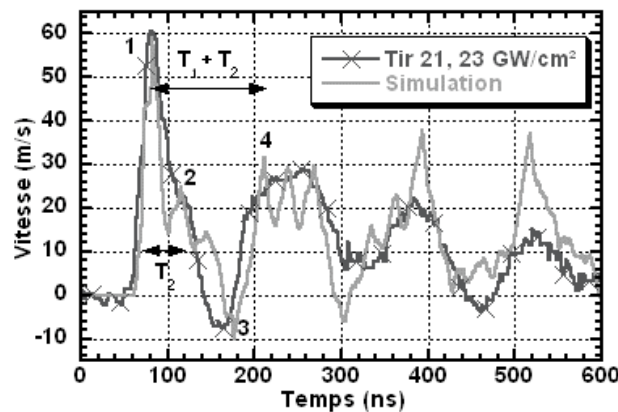


Figure III-18 Comparaison entre vitesse expérimentale et simulée pour une cible de type APS P T256 Ep70 (substrat Al 300 μm , couche Cu 70 μm) : simulation avec un chargement de type LALP à 1,13 GPa obtenue à l'aide du programme d'optimisation.

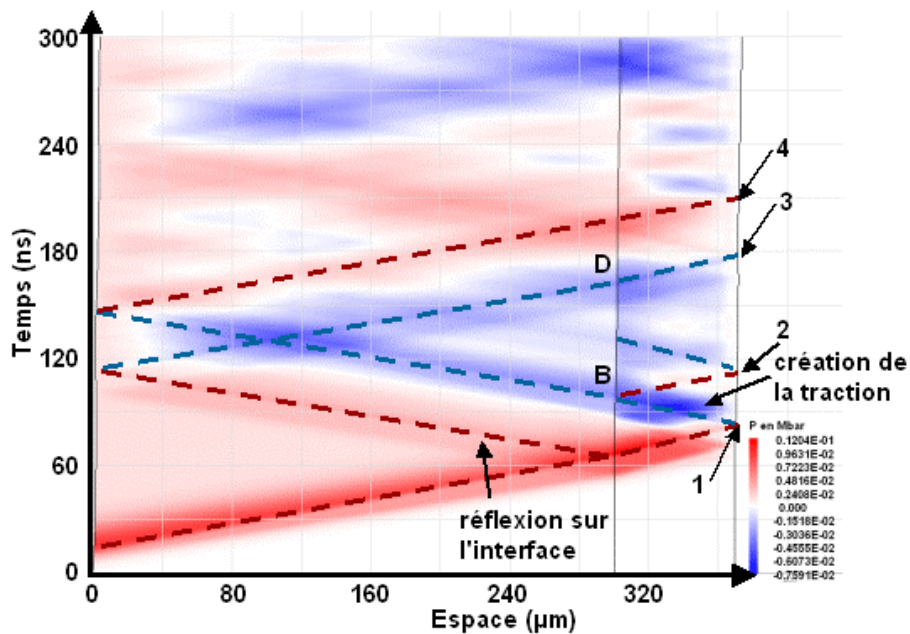


Figure III-19 Diagramme espace/temps en pression correspondant à la simulation de la Figure III-18.

Tout comme pour le cas d'une cible mono-couche, on retrouve le premier débouché de l'onde de compression sur la face arrière au point 1, ainsi que l'aller et retour de l'onde principale dans l'ensemble de la couche au point 4 après un temps $T_1 + T_2$. Du fait de la présence d'une interface et de la différence des impédances, des ondes supplémentaires sont créées par réflexion sur l'interface. Le passage par l'interface de l'onde principale après sa réflexion sur la surface libre de la couche provoque un débouché secondaire au point 2 lors de la diminution de la vitesse derrière le premier débouché. De même, la vitesse négative du point 3 s'explique par l'arrivée sur la face arrière de la réflexion de l'onde principale à son premier passage à l'interface.

Cet exemple montre également le mécanisme de création de la traction à l'interface qui a déjà lieu dans la couche de cuivre par le croisement des ondes de détente incidentes et réfléchies. L'onde de traction ainsi créée se propage vers la face avant de la cible et atteint l'interface au point B, pouvant le cas échéant provoquer sa décohésion. Le même mécanisme apparaît avec l'onde réfléchie par l'interface lors du premier passage de l'onde principale. Cette onde est réfléchie en onde de traction par la surface libre du substrat et atteint l'interface au point D.

Le code SHYLAC et ses différents modules permettent de prendre en compte un grand nombre de phénomènes apparaissant lors de la propagation des ondes dans les milieux. Il permet ainsi de pouvoir obtenir les niveaux de traction générés à l'interface lorsque les signaux de vitesses simulés correspondent aux signaux expérimentaux. En contrepartie, le fait qu'il soit un code mono-dimensionnel limite ses applications aux cibles minces ayant une structure plane.

III.3.2 Le code de simulation 2D/3D : RADIOSS

III.3.2.1 Présentation du code

Le code RADIOSS est un code commercial de simulation par éléments finis créé en 1986 à partir de DYNA-2D. Son champ d'application initial est le traitement des crashes automobiles. Le code a ensuite été élargi aux applications multi-physiques afin de traiter, entre autres, les interactions fluide/structure, comme dans le cas de la modélisation d'impact de volatiles sur des cockpits d'avions [11].

Dans sa version actuelle, le code RADIOSS est un code aux éléments finis explicite comprenant une large bibliothèque d'éléments et plus de 35 lois de comportement, allant du solide élastique pur aux composites, fluides visqueux ou nids d'abeilles. Au cours de cette thèse, seule deux lois furent utilisées : une loi élasto-plastique ainsi que la loi de Johnson Cook [12]. Ces deux lois sont explicitées à l'annexe A.

Le code utilise indifféremment les systèmes de coordonnées lagrangiennes, euleriennes et ALE (Arbitrary Lagrangian/Eulerian) qui permettent de traiter des cas complexes comprenant une frontière lagrangienne et un intérieur eulerien. Il peut réaliser des calculs avec des géométries axisymétriques, dans l'hypothèse des déformations planes ou encore en trois dimensions. Tout comme SHYLAC, le code utilise la condition CFL pour déterminer son pas de temps.

L'utilisation des différentes interfaces de contact allant du contact solide/solide pour les expériences d'impact au contact ALE/lagrangien pour les expériences d'interaction fluide/structure permet la modélisation d'un très grand nombre d'expériences. Le code est donc utilisé dans des domaines variés de l'industrie comme l'automobile, l'aéronautique, la défense et la médecine avec la modélisation du corps humain pour les expériences de crash.

Durant cette étude, RADIOSS a été surtout utilisé sur des cibles simples, essentiellement en bi-dimensionnel lagrangien (axisymétrique et plan) avec des mailles rectangulaires ou triangulaires et un chargement de pression sur une partie de la face supérieure du maillage. Une étude de maillage a été réalisée sur les configurations typiques de notre test et est présentée à l'annexe F.

Différents points de mesure doivent être placés sur les sites intéressants afin de pouvoir par la suite extraire l'évolution de la vitesse ou de la pression sur la face arrière ou à l'interface. Le code permet également de réaliser des animations visualisant la propagation des ondes ou de l'endommagement au cours du temps.

Des études annexes ont toutefois nécessité l'utilisation de maillages ALE ainsi que d'interfaces, par exemple pour la simulation des impacts de plaque ou de l'impact d'une particule de cuivre sur un substrat d'aluminium pour reproduire le procédé de fabrication Cold Spray.

III.3.2.2 Validation des résultats

Les résultats obtenus à l'aide du code RADIOSS ont été dans un premier temps comparés à ceux obtenus à l'aide du code SHYLAC, validé auparavant plusieurs fois sur des signaux expérimentaux. La Figure III-20 présente ainsi la comparaison entre SHYLAC et RADIOSS des signaux de vitesses sur une cible simple. La simulation RADIOSS a été réalisée avec une tache de chargement quasi-infinie pour retrouver les conditions mono-dimensionnelles de SHYLAC.

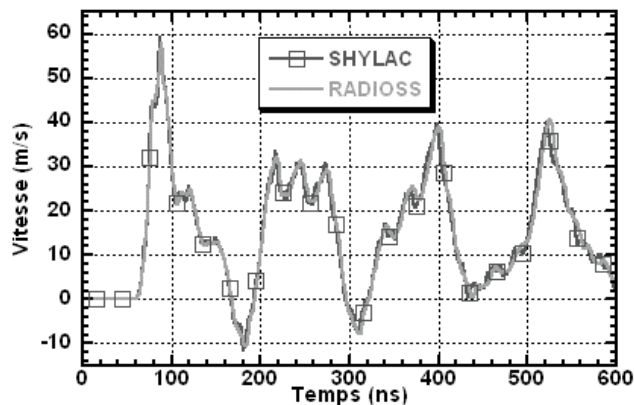


Figure III-20 Comparaison entre les signaux de vitesses obtenus par SHYLAC et par RADIOSS (loi élasto-plastique parfaite, tache laser de 4 mm de diamètre, simulation axisymétrique). Cible Al 400 μm , Cu 70 μm avec un chargement de type LALP 1 GPa.

Le très bon accord obtenu permet de valider la loi élasto-plastique dans RADIOSS. Les paramètres de la loi de Johnson Cook n'étant pas tout à fait identiques à ceux de la loi élasto-plastique, les signaux de vitesse ne correspondent pas exactement comme le montre la Figure III-21. Ces paramètres, ainsi que ceux des différents matériaux utilisés avec les codes SHYLAC et RADIOSS, sont présentés en annexe E.

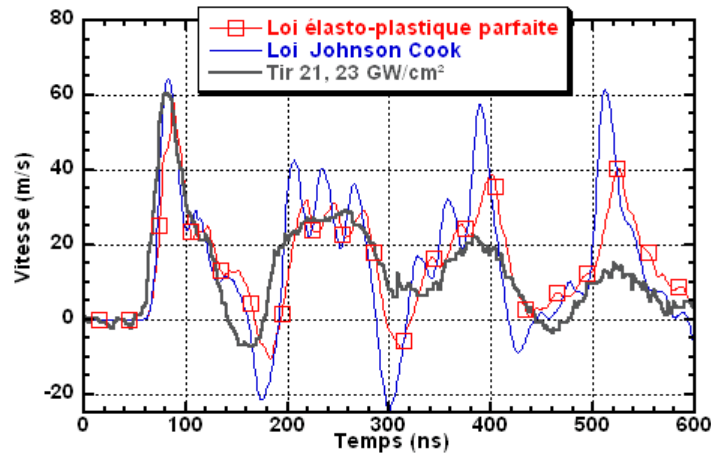


Figure III-21 Comparaison entre deux signaux de vitesse obtenus à l'aide de RADIOSS pour une cible Al 400 μm Cu 70 μm avec la loi élasto-plastique parfaite et la loi de Johnson Cook. Le signal expérimental correspondant est donné pour comparaison.

Les deux lois présentent des différences avec le signal expérimental : la loi de Johnson Cook représente mieux la forme et l'amplitude du premier débouché, alors que la loi élasto-plastique simule de façon plus correcte les amplitudes des débouchés successifs du signal de vitesse. Toutefois, la loi de Johnson Cook présente l'intérêt supplémentaire d'inclure un critère d'endommagement Tuler-Butcher. C'est donc elle qui a été choisie majoritairement pour les simulations.

Par rapport à SHYLAC, le grand avantage de RADIOSS est de pouvoir, entre autres, traiter l'influence de la taille de la tache de chargement sur le signal de vitesse comme le montre les courbes de vitesse de la Figure III-22.

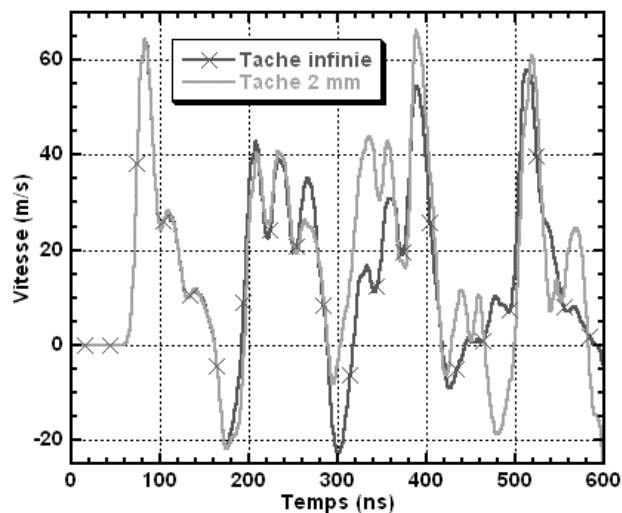


Figure III-22 Comparaison entre deux signaux de vitesse obtenus à l'aide de RADIOSS pour une cible Al 400 μm Cu 70 μm avec une tache de chargement infinie ou une tache de 2 mm de diamètre.

L'utilisation du code RADIOSS a permis de prendre en compte des effets qui avaient été négligés lors des précédentes études. Il a ainsi permis de montrer l'influence des effets de bord

sur la rupture de l'interface pour des cibles épaisses (cf. Chapitre IV et Chapitre V), ainsi que les influences des défauts de la couche telles que les porosités et les rugosités (cf. Chapitre VI).

III.4 L'endommagement sous sollicitation dynamique

III.4.1 Introduction

Nous avons vu que la propagation des ondes engendre l'apparition d'états de traction dans la cible, que ce soit au niveau de la couche, du substrat ou de l'interface. Lorsque ces niveaux de traction atteignent les seuils d'endommagement des matériaux ou de l'interface, ceux-ci subissent une altération pouvant aller jusqu'à la fracture.

Les chargements de pression utilisés dans nos expériences engendrant des vitesses de déformation de l'ordre de 10^7 s^{-1} , il est nécessaire de tenir compte du caractère fortement dynamique des phénomènes d'endommagement. L'importance de ce caractère dynamique de l'endommagement a été mise en évidence dans des travaux antérieurs portant sur l'évolution du seuil d'endommagement avec la durée du chargement [5].

En fonction de la nature des matériaux, deux comportements vis-à-vis de la rupture doivent être distingués : la rupture ductile d'une part, et la rupture fragile d'autre part. La rupture de l'interface sera traitée comme un cas particulier de l'un ou l'autre de ces comportements.

III.4.2 La rupture ductile

Lorsqu'un matériau subit de fortes déformations plastiques, il y a accumulation des dislocations sur les micro-défauts du matériau, avec par la suite amorçage de micro-cavités. Lorsque la traction dans le milieu augmente, ces cavités croissent pour devenir des porosités. Puis ces porosités coalescent, provoquant l'apparition d'une ligne de fissure. Cet endommagement en trois phases, connu sous le nom de NAG (Nucleation And Growth), est caractéristique des matériaux ductiles. Les observations par coupes de ces matériaux montrent l'évolution de l'endommagement sur les deux phases finales, avec d'une part une zone de porosité (Figure III-23 a), puis une ligne de fissure avec création d'une cloque sur la face arrière de la cible (Figure III-23 b). Lorsque la sollicitation est suffisamment importante, cette cloque peut se détacher et s'envoler (Figure III-23 c).

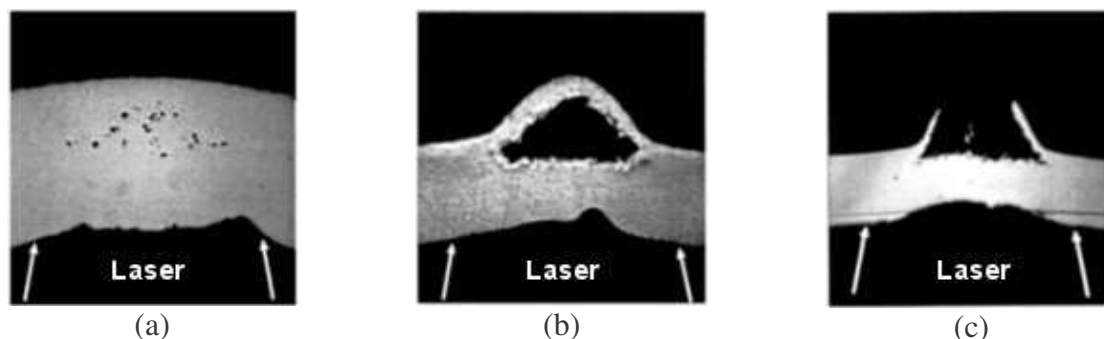


Figure III-23 Evolution en fonction du flux laser de l'endommagement induit par un tir laser sur une plaque d'aluminium de $250 \mu\text{m}$ [5].

La fracture ductile étant due à la coalescence des porosités et non à la propagation d'une fissure, le faciès de rupture présente une surface déchiquetée avec des traces des porosité initiale (Figure III-24 a).

La rupture ductile apparaît essentiellement dans les matériaux ayant des duretés et des limites élastiques faibles, tels que la plupart des métaux à température ambiante. Ces matériaux seront utilisés comme cibles dans ce travail. Dans la plupart des cas, la rupture ductile nécessite, pour apparaître, un niveau de contrainte élevé, ce qui limitera dans nos expériences les risques d'endommagement du substrat ou de la couche au profit de l'interface (1,8 GPa pour Al et 3,0 GPa pour Cu par exemple).

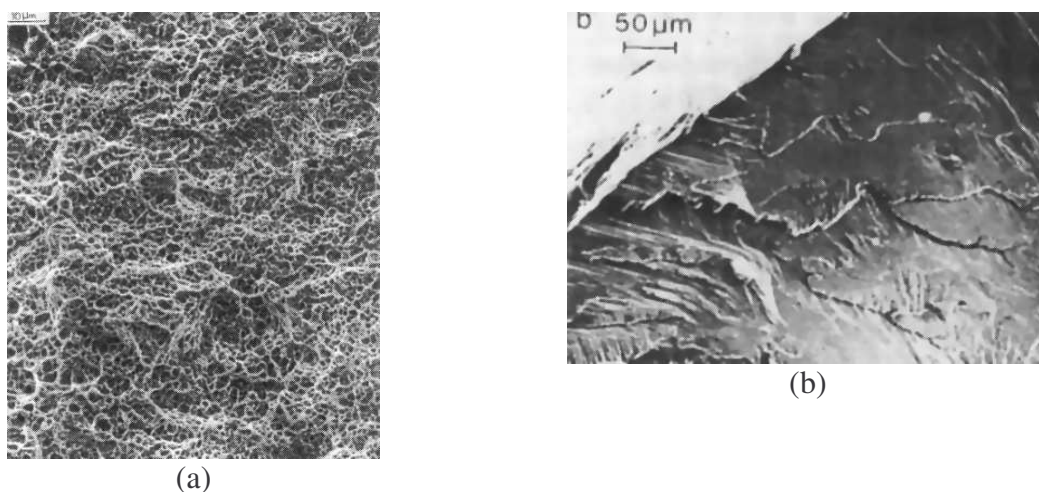


Figure III-24 (a) Rupture ductile transgranulaire dans un acier 0.30 C-1 Cr-0.25 Mo (d'après A. Pineau) (b) Rupture fragile par clivage dans un acier faiblement allié, microscope à balayage (d'après A. Pineau) [6].

III.4.3 La rupture fragile

La rupture fragile intervient lorsque l'énergie de déformation locale due aux sollicitations extérieures devient égale à l'énergie de cohésion inter-atomique. La rupture fragile apparaît sans déformation plastique globale appréciable. Elle est généralement initiée autour des défauts cristallins qui engendrent des concentrations de contrainte, puis se propage le long des plans cristallographiques. Le faciès d'une rupture fragile est caractérisé par la présence de plans correspondant aux différents plans cristallographiques dans lesquels la fissure se propage (Figure III-24 b). Les orientations des plans sont fixées à la fois par la nature de la sollicitation et par l'organisation du cristal. La rupture fragile peut également suivre les joints de grains ou encore traverser les grains (transgranulaire) en particulier pour de grandes déformations.

Lors de l'application d'une sollicitation dynamique, les matériaux fragiles se comportent avec les mêmes phases que pour la rupture ductile : amorçage, croissance et coalescence. Toutefois, alors qu'il s'agissait de la croissance et de la coalescence de porosités pour la rupture ductile, ce sont ici de micro-fissures suivant les plans cristallographiques qui sont observées.

La rupture fragile est facilitée par la présence de fractures initiales qui engendrent une forte concentration de contraintes en bout de fissure et qui vont se propager pour des contraintes inférieures à la limite élastique. La présence de bandes de glissement peut également provoquer l'évolution des fissures qui seront alors transgranulaires lorsqu'elles sont

amorçées par les bandes de glissement ou le long des joints de grains lors des déformations plastiques.

Ce type de rupture apparaît essentiellement pour les matériaux ayant une dureté et une limite élastique importante comme les céramiques et les oxydes [7], mais également pour l'ensemble des matériaux à basse température. La transition entre les types de rupture en fonction des paramètres extérieurs, mais également en fonction du type de chargement utilisé, peut alors être observée. A température ambiante, il est possible d'avoir des matériaux purement ductiles, ou purement fragiles, ou encore ayant un comportement mixte comme le fer et certains alliages de titane [6].

III.4.4 Rupture d'une interface par sollicitation dynamique

Dans le cas d'une interface entre deux matériaux, deux types de rupture peuvent apparaître : une rupture dite adhésive dans le cas où la rupture a lieu exactement à l'interface entre les deux matériaux, ou une rupture dite cohésive qui correspond à l'endommagement d'un des deux matériaux, proche de l'interface ou en dehors de la zone d'interface. Pour des interfaces complexes, présentant par exemple plusieurs matériaux à l'interface, on peut observer une rupture à la fois adhésive et cohésive en fonction de l'emplacement sur l'interface.

Dans le cadre de la détermination du seuil d'adhérence de l'interface, seule la rupture adhésive doit être observée. Dans le cas contraire, l'endommagement du matériau fausse l'ensemble des résultats et ne permet plus une détermination directe de l'adhérence.

Lors de notre étude, les interfaces des systèmes étudiés ont montré une grande variété de comportements vis-à-vis de la rupture par sollicitation rapide. Ainsi, les cibles avec un substrat cuivre et chrome électrolytique ont présenté une rupture adhésive de leur interface du fait de l'endommagement du chrome proche de l'interface (Figure III-25 a).

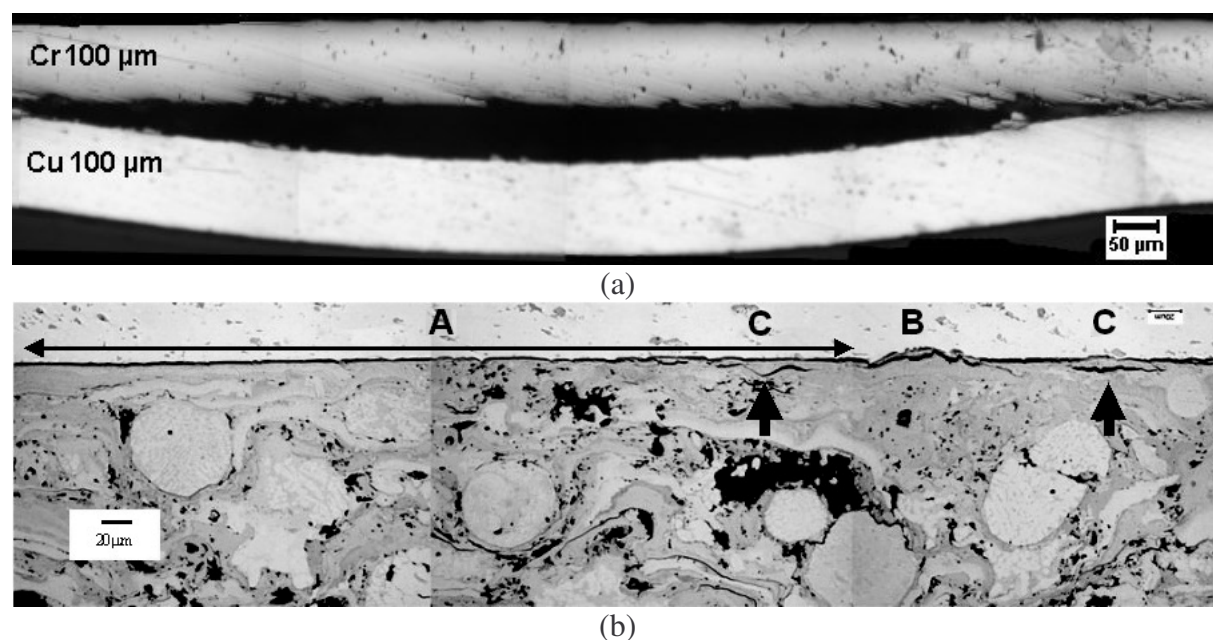


Figure III-25 (a) Interface d'une cible de chrome électrolytique/cuivre pour un tir à 81 GW/cm² (b) Observation optique après sollicitation par choc laser de l'interface d'une cible constituée d'un substrat d'aluminium et d'un dépôt de cuivre créé par projection plasma.

Remarque : dans toute ce manuscrit, sauf mention contraire, les coupes métallographiques sont toujours présentés avec le chargement sur la partie supérieure de la cible.

Les cibles de substrat d'aluminium avec un dépôt de cuivre projeté plasma présentent trois types de rupture de l'interface du fait de sa complexité (Figure III-25 b). Sur les zones non perturbées, la rupture est entièrement cohésive et peut s'étendre sur une grande partie de l'interface (zone A). Les parties de l'interfaces contenant des intermétallique voient la fissure éviter ces zones de duretés plus élevées pour suivre l'interface à travers le cuivre (zone B). Enfin, dans certains cas, du fait du procédé de fabrication de la couche de cuivre, des fissures supplémentaires qui suivent les joints entre les différentes splats de cuivre peuvent apparaître dans le cuivre proche de l'interface (zones C).

Des cibles comportant des couches plus sensibles à l'endommagement ont également été testées, comme par exemple les cibles de nickel projeté par Cold Spray sur des substrats de cuivre (Figure III-26). Ces cibles montrent toutes un endommagement important de la couche de nickel, avec dans certains cas la rupture de l'interface avec le cuivre.

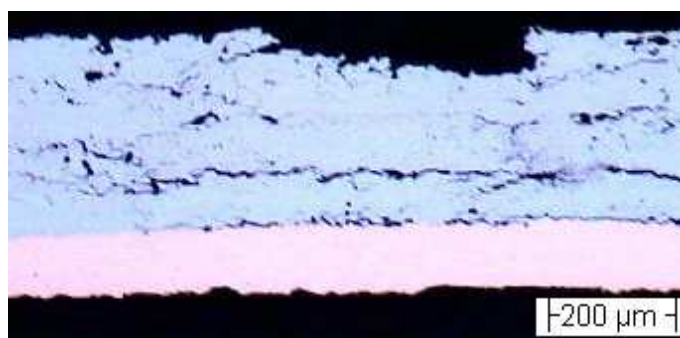


Figure III-26 Observation optique sur les échantillons de nickel Cold Spray sur cuivre après chocs, tirs effectués au LALP avec une tache de 1 mm, tir sur le cuivre à 352 GW/cm^2 .

Les différents comportements des matériaux et des interfaces nécessitent la modélisation de l'endommagement des matériaux et de la rupture de l'interface afin de pouvoir accéder à la limite de rupture de l'interface à l'aide de simulations numériques adéquates.

Le Tableau III-3 récapitule les différentes configurations rencontrées lors de notre étude, que ce soit pour l'endommagement ou pour la rupture de l'interface.

Type de rupture	Cibles (substrat / couches)	Remarques
Endommagement de la couche	Ta, Ti, Al Cu/Ni (CS) Al/Cu (CS) Al/Cu (HVOF) Al/Cu (électrolytique)	- Modélisée à l'aide du critère de Kanel (cf. III.4.5). - Validée sur cibles mono-matériaux (cf. Chap. V). - Mesure de seuils réalisables dans certaines conditions (cf. Chap. IV et V). - Pour la même énergie laser, les niveaux de traction à l'interface sont plus faibles avec endommagement de la couche (cf. Chap IV). => Configuration la plus défavorable
Rupture ductile de l'interface	Cu/Ni (électrolytique) Cu/Cr	- Interface modélisée soit par Cut-Off et Tuler Butcher, soit par Kanel. - Seuils d'adhérence généralement élevés. - Difficultés de modélisation de l'interface sur les premiers instants de la rupture (cf. Chap. V et tirs Cu/Ni). - Signaux de vitesse avec et sans rupture nettement séparés pour les seuils d'adhérence faibles (cf. Chap V) => configuration intermédiaire qui donne de bons résultats pour des seuils faibles.
Rupture fragile de l'interface	Al/Cu (plasma)	- Interface modélisée par Cut-Off ou Tuler Butcher. - Seuils d'adhérences généralement faibles. - Signaux de vitesses de forme distincte entre un tir avec rupture et un tir sans, pour les faibles épaisseurs de Cu (cf. Chap. VI). - Modélisation du Cu (porosité et rugosité) nécessaire dans le reste des configurations (cf. Chap. VI) => configuration la plus étudiée.

Tableau III-3 Récapitulatif des configurations de rupture rencontrées.

III.4.5 Modélisation de l'endommagement et de la rupture

La simulation des profils de vitesse expérimentaux nécessite de décrire l'ensemble des comportements des matériaux et de l'interface. En particulier, les modélisations de l'endommagement des matériaux et de la rupture de l'interface ont constitué une très grande part du travail effectué.

Afin de modéliser l'endommagement lors de nos expériences de choc laser, il est nécessaire d'utiliser des modèles spécifiques tenant compte du caractère fortement dynamique de la sollicitation générée. Les modèles existant vont de la modélisation simple de l'endommagement par création d'une rupture, dès qu'un critère est atteint, à ceux plus complexes tenant compte de la microstructure initiale des matériaux [3].

Parmi ces modèles, on peut distinguer des critères dits passifs qui n'agissent pas sur les caractéristiques du matériau et des critères actifs qui font intervenir le taux d'endommagement dans le calcul des paramètres des matériaux.

Le choix des modèles s'est porté sur des modèles simples mais généraux qui ont déjà été validés lors des études précédentes. Leurs applications ont pu être étendues aux configurations testées et aux simulations 2D à l'aide du code RADIOSS.

III.4.5.1 Présentation des critères passifs

Les critères passifs ne font pas intervenir l'endommagement sur la propagation tant que celui-ci n'a pas atteint une valeur seuil. Nous avons utilisé deux critères : le critère du "Cut Off" et le critère de Tuler-Butcher.

Le critère du Cut-Off est un critère sur le niveau de la contrainte : lorsque la contrainte dépasse un seuil donné, la rupture a lieu (III.6) :

$$\begin{cases} \sigma < \sigma_{\text{seuil}} & \Rightarrow & \text{sans rupture} \\ \sigma > \sigma_{\text{seuil}} & \Rightarrow & \text{rupture} \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

De par sa simplicité, ce critère est très avantageux pour la compréhension et l'implémentation numérique. Toutefois, il ne prend pas en compte le caractère dynamique de la création de l'endommagement et la valeur du seuil dépend fortement de la source de la sollicitation. Or, des études précédentes ont montré une évolution du seuil avec la durée du profil de chargement en pression [5].

Le critère de Tuler-Butcher permet d'obtenir des seuils indépendants du profil de chargement. Pour cela, le seuil d'endommagement est déterminé à partir d'une intégration temporelle qui permet de prendre en compte un endommagement cumulatif et le fait que plus le niveau de traction est élevé, moins il faut de temps pour que la fracture apparaisse. Il s'agit d'un modèle empirique qui repose sur une approche énergétique de la rupture [13][14]. Il est donc plus réaliste que le seul critère de Cut-Off qui n'est en fait qu'un cas particulier du critère de Tuler-Butcher. Le critère s'écrit

$$I = \int (\sigma - \sigma_{\text{seuil}})^A dt \quad \text{tant que } \sigma \geq \sigma_{\text{seuil}} \quad (\text{III.7})$$

La rupture apparaît lorsque l'intégrale I dépasse un seuil K . Notons que σ_{seuil} , A et K sont des paramètres propres à chaque matériau.

III.4.5.2 Les critères actifs :

Durant les expériences de choc laser, l'endommagement des matériaux influence fortement la propagation des ondes dans le milieu. Il est donc nécessaire de tenir compte de l'influence de cet endommagement sur les équations de propagation des ondes.

Différents modèles, initiés par le modèle de Johnson (basé sur l'évolution d'un vide sphérique dans la matière [15]), puis par des modèles plus complexes décrivant les trois phases de la rupture ductile, existent. Ils sont basés sur une approche microscopique et statistique des vides initiaux développée par Seaman *et al.* [3][16][17].

Nous avons essentiellement travaillé sur des critères simples, ne demandant qu'un nombre limité de paramètres. Ces critères sont ainsi plus faciles à exploiter tant au niveau de l'implémentation numérique qu'au niveau de l'utilisation. Le critère sélectionné a été élaboré par Kanel d'après un grand nombre de résultats expérimentaux [18] et a déjà été largement validé dans les études précédentes.

Ce critère est une loi d'évolution du volume de vide dans le matériau au cours du temps. Il permet à la fois de gérer l'ouverture des pores, ainsi que la fracture complète, tout en pouvant provoquer leur fermeture s'ils subissent une compression. L'évolution du volume de vide se présente sous la forme suivante

$$\begin{cases} \frac{dV_t}{dt} = -k \text{ signe}(P) (|\sigma| - \sigma_{\text{seuil}}) (V_t + V_{t1}) & \text{lorsque } |\sigma| > \sigma_{\text{seuil}} \\ \frac{dV_t}{dt} = 0 & \text{lorsque } |\sigma| < \sigma_{\text{seuil}} \end{cases} \quad (\text{III.8})$$

avec de plus

$$\sigma_{\text{seuil}} = \sigma_{\text{seuil}}^0 \frac{V_{t1}}{V_t + V_{t1}} \quad (\text{III.9})$$

où k , V_{t1} et σ_{seuil}^0 sont des paramètres ne dépendant que du matériau. Ces paramètres permettent de modéliser une des caractéristiques de l'endommagement. Ainsi, le seuil σ_{seuil} défini positif en traction diminue lorsque l'endommagement augmente (il est plus facile d'endommager ou de compacter un matériau déjà endommagé). La viscosité du matériau intervient à travers le coefficient multiplicateur k . Enfin, l'accroissement rapide de la taille des pores est permis à l'aide du coefficient V_{t1} qui est une valeur critique pour V_t : lorsque V_t devient beaucoup plus grand que V_{t1} , l'équation différentielle (III.8) équivaut à une équation ayant pour solution une exponentielle croissante qui accélère rapidement l'évolution des pores.

La présence des valeurs absolues autour de la contrainte, ainsi que la fonction $\text{signe}(P)$, permettent à cette équation de gérer à la fois l'ouverture des pores lorsque la pression est négative (donc $-\text{signe}(P) > 0$) et leur fermeture lorsque la pression est positive ($-\text{signe}(P) < 0$).

Afin de modéliser la coalescence des pores et la rupture complète, un dernier paramètre V_{idmax} est introduit. Il bascule la gestion du volume de vide de cette équation aux équations purement mécaniques. Lorsque $V_t > V_{idmax}$, le critère de Kanel n'est plus calculé et la matière est considérée comme entièrement rompue. Seules les équations de la mécanique régissent alors l'ouverture ou la fermeture de la fracture.

Ce critère est dit actif car il intervient sur la propagation des ondes dans le milieu à deux niveaux :

- au niveau de l'équation d'état et donc du calcul de la pression, le volume massique est remplacé par le volume réel de matière : $V_{\text{matière}} = V - V_t$. Ce nouveau volume permet de tenir compte dans le calcul de la pression du volume de vide réellement présent.

- au niveau des constantes élastiques : plus le volume de vide augmente, plus la limite élastique et le module élastique équivalents à l'ensemble (matière + vide) doivent diminuer. Par conséquent, ces paramètres du matériau sont reliés au volume de vide par les équations

$$\left\{ \begin{array}{l} Y_0 = Y_0^0 \frac{V_{t1}}{V_{t1} + V_t} \\ G = G_0 \frac{V_{t1}}{V_{t1} + V_t} \end{array} \right. \quad (\text{III.10})$$

Comme nous le verrons par la suite, le critère de Kanel, bien qu'empirique, permet de modéliser fidèlement le comportement d'un grand nombre de matériaux et nous permet de comprendre les signaux de vitesses de surface libre dans les cas les plus complexes.

III.4.6 Modélisation de l'interface, signaux de vitesses et validité des modèles

III.4.6.1 Principe de la modélisation de l'interface et signaux de vitesses

La modélisation de la rupture de l'interface est réalisée en considérant une fine épaisseur de matériau identique à celui de la couche ou du substrat mais avec des valeurs de paramètres de rupture spécifiques à l'interface (Figure III-27).

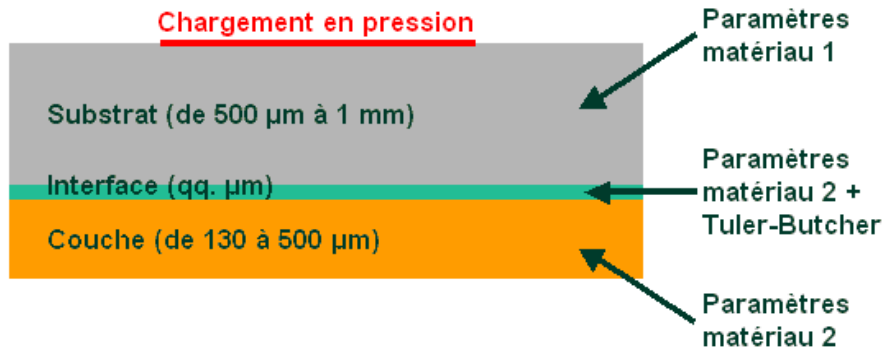


Figure III-27 Exemple de modélisation d'une cible bi-matériaux pour les simulations du test d'adhérence par choc laser.

Les simulations à l'aide du code RADIOSS utilisent de plus des maillages suffisamment étendus latéralement pour ne pas être perturbés par les réflexions sur les surfaces libres latérales de la cible.

Les codes SHYLAC et RADIOSS permettent de déterminer les conditions nécessaires à la rupture de l'interface. En particulier, ces programmes reproduisent le signal de vitesse de la surface libre de la couche qui permettra de diagnostiquer ou non la rupture de l'interface comme le montre les vitesses de la Figure III-28 avec les diagrammes espace/temps en pression correspondant à la Figure III-29.

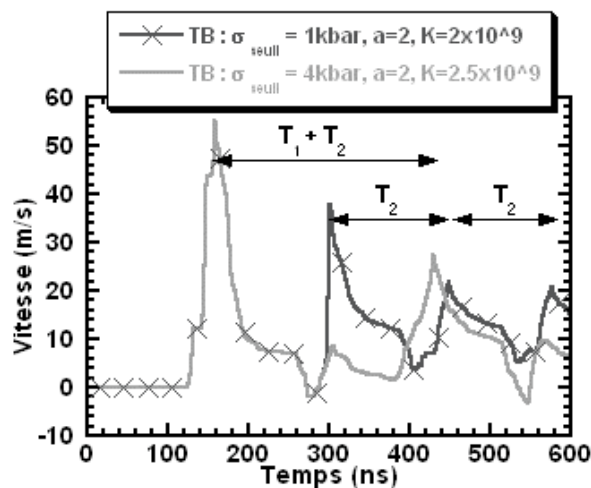


Figure III-28 Simulations numériques avec SHYLAC sur une cible de 400 µm d'aluminium et 300 µm de cuivre profil LALP, $P_{max} = 1,5$ Gpa.

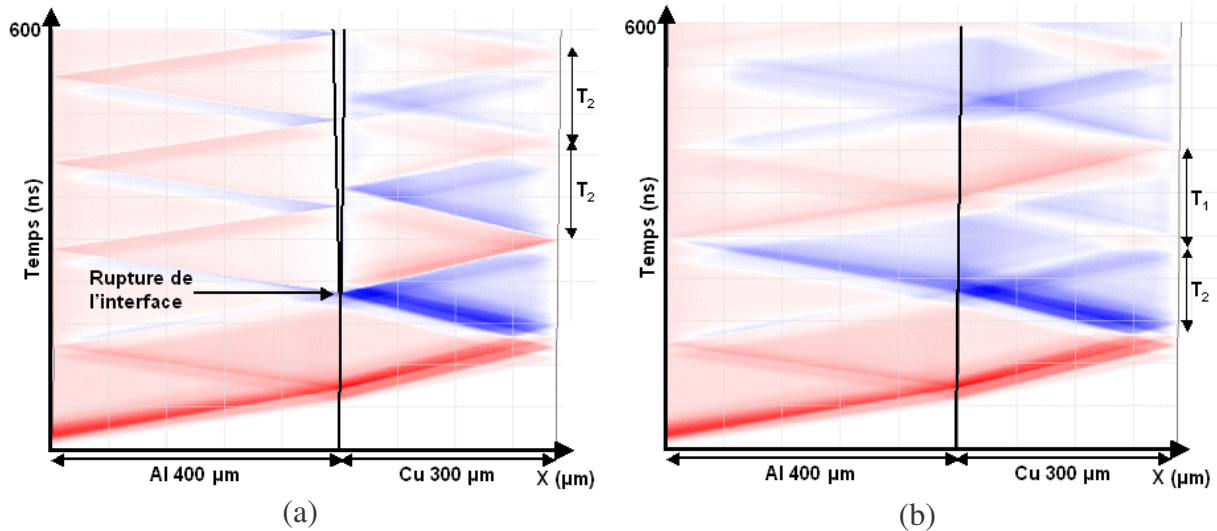


Figure III-29 Diagrammes espace temps en pression correspondant aux vitesses de la Figure III-28 (a) paramètres Tuler Butcher à l'interface : $\sigma_{seuil} = 0,1 \text{ GPa}$, $a = 2$, $K = 2 \times 10^9$ (b) $\sigma_{seuil} = 0,4 \text{ GPa}$, $a = 2$, $K = 2,5 \times 10^9$.

La Figure III-28 montre deux signaux de vitesse utilisant le critère de Tuler-Butcher à l'interface pour une même cible, un même chargement de pression et deux jeux de paramètres.

Le premier jeu (vitesse en rouge sur la figure) montre un signal typique de rupture de l'interface avec l'apparition de plusieurs débouchés, tous séparés par le temps T_2 d'aller et retour de l'onde dans la couche. Le diagramme espace/temps correspondant de la Figure III-29 a, permet de comprendre à quel moment a lieu la rupture de l'interface. La présence des seuls allers et retours dans la couche après la rupture de l'interface s'explique ainsi par l'impossibilité pour les autres ondes de la traverser.

Le signal en bleu montre le cas sans rupture où le second débouché principal correspond à l'aller et retour complet de l'onde principale dans l'ensemble de la cible avec un temps de parcours $T_1 + T_2$ correspondant bien, d'après la diagramme espace/temps de la Figure III-29 b, au passage de l'onde principale à travers l'interface non rompue.

Les codes numériques nous permettent donc d'interpréter la forme des signaux de vitesse et de distinguer les signaux pour les tirs avec rupture de l'interface ou sans. Le principal intérêt de la modélisation de la rupture de l'interface est de pouvoir en déduire les seuils d'adhérence des différents échantillons (voir Chapitre V).

III.4.6.2 Validité du critère de Tuler-Butcher pour l'interface

Le critère de Tuler Butcher étant utilisé pour déterminer les seuils d'adhérence des interfaces, il a été nécessaire de tester sa validité ainsi que l'influence de la variation de ses paramètres sur la forme des signaux de vitesse simulés.

Des séries de simulations ont donc été menées. Les signaux de vitesse obtenus ont été comparés à un signal simulé pris comme référence (paramètres $\sigma_{seuil} = 0,1 \text{ GPa}$, $A = 2$ et $K = 2 \times 10^9$). Pour chaque jeu de paramètre, l'erreur entre le signal de vitesse et le signal de référence a été calculée par la méthode de la distance entre deux courbes. La Figure III-30 présente ces résultats avec des profils types LALP et LULI.

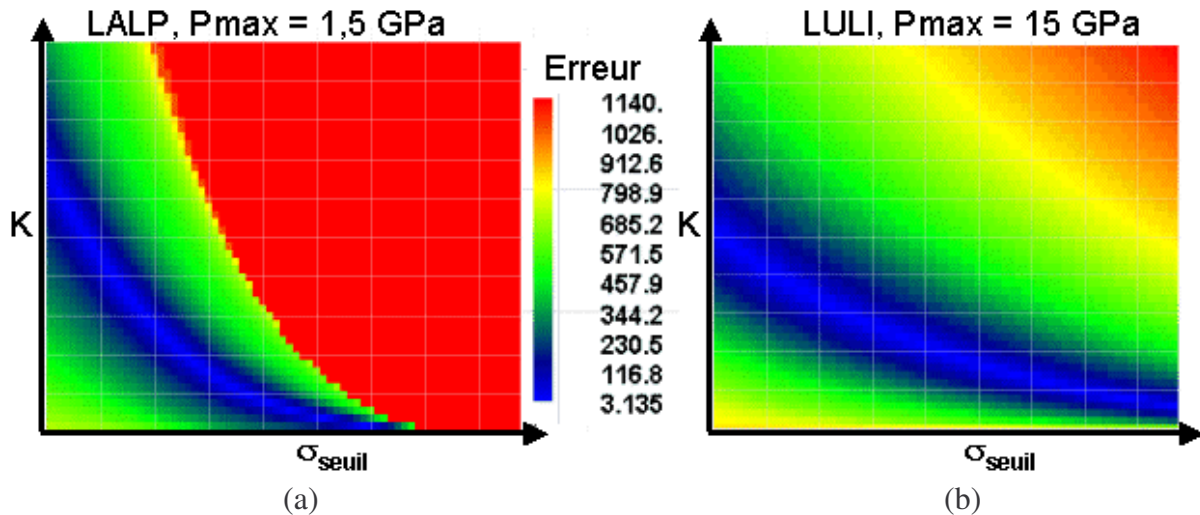


Figure III-30 Evolution de l'erreur des simulations pour une cible d'aluminium 400 µm et une couche de cuivre de 300 µm avec différentes valeurs des paramètres Tuler-Butcher à l'interface et un signal simulé avec $\sigma_{seuil} = 0,1 \text{ GPa}$, $A = 2$ et $K = 2 \cdot 10^9$ (a) avec un profil type LALP à 1,5 GPa, (b) avec un profil type LULI à 15 GPa.

Sur ces deux graphiques, la présence d'une vallée avec une erreur minimale (en bleu) montre l'existence d'une infinité de jeux de paramètres de Tuler-Butcher menant au même signal de vitesse (Figure III-31). Pour ces deux simulations, le signal de vitesse obtenu reste le même malgré des seuils distincts.

Ces graphiques montrent également qu'il est possible d'obtenir le même signal de vitesse avec une valeur K nulle qui correspond au cas le plus simple du Cut-Off. L'utilité du critère de Tuler-Butcher à l'interface serait donc discutable.

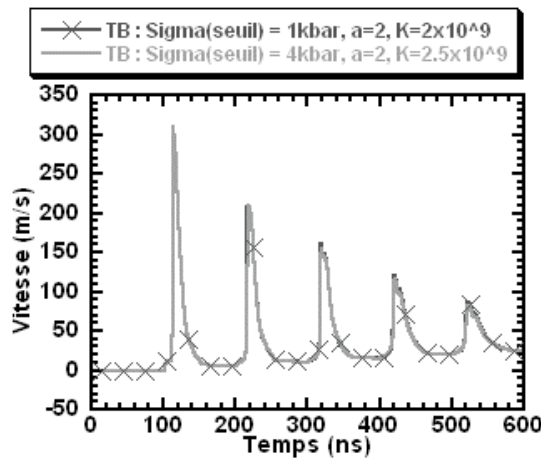


Figure III-31 Simulations numériques avec SHYLAC sur une cible de 400 µm d'aluminium et 300 µm de cuivre, Profil LULI 15 GPa.

Afin de déterminer si cette vallée évolue avec le niveau de chargement en pression, la corrélation entre deux graphiques d'erreur pour deux valeurs de pression maximale a été réalisée. Pour établir cette corrélation, un seuil a été appliqué aux tableaux d'erreurs E^1 et E^2 correspondant aux deux pressions afin de déterminer la zone d'erreur minimale

$$\begin{cases} E_{seuillés}^k(i, j) = 0 & \text{si } E^k(i, j) > \text{seuil} \\ E_{seuillés}^k(i, j) = 1 & \text{si } E^k(i, j) < \text{seuil} \end{cases}$$

Une fois ce seuil appliqué, les deux tableaux d'erreurs seuillés sont sommés afin d'établir le tableau des corrélations ($E_{corr} = E_{seuil}^1 + E_{seuil}^2$). On obtient ainsi un tableau valant 1 lorsqu'un jeu des paramètres correspondant donne une erreur minimale pour une seule pression et 2 lorsque le jeu des paramètres implique une erreur minimale pour les deux niveaux de pression. Les résultats de ces calculs de corrélations pour des profils LALP et LULI sont présentés à la Figure III-32.

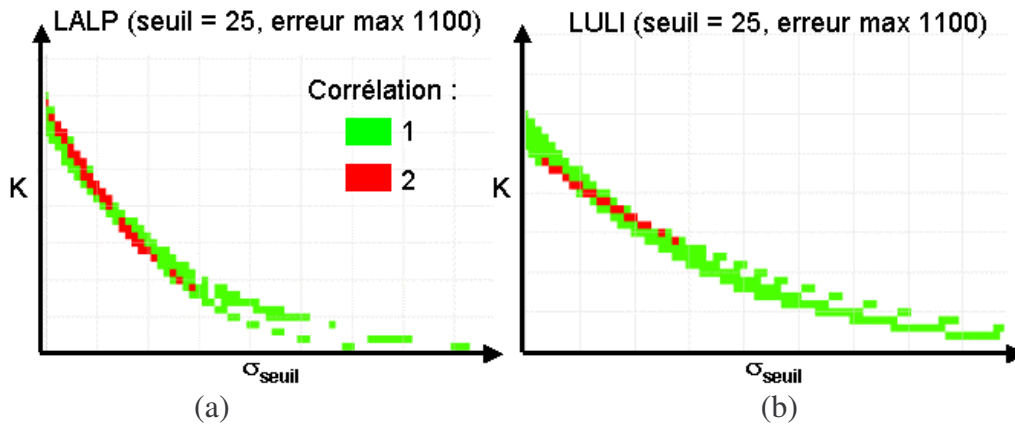


Figure III-32 Evolution de la corrélation de l'erreur entre les différents jeux de paramètres Tuler-Butcher et le jeu de référence pour deux niveaux de pression de chargement : (a) chargement type LALP avec $P_{max} = 1,5$ et $3,0$ GPa, (b) chargement type LULI avec $P_{max} = 10$ et 15 GPa.

Ces résultats montrent que la connaissance des signaux de vitesses pour différents niveaux de pression initiale ne suffit pas à déterminer complètement le bon jeu de paramètres. En revanche, elle permet d'éliminer le cas $K = 0$ correspondant au critère du Cut-Off.

Le critère de Tuler-Butcher devant en particulier permettre une comparaison directe entre des tirs effectués à l'aide de différents lasers, l'étape suivante a consisté à comparer les graphiques d'erreurs entre les deux profils utilisés (avec à chaque fois les deux pressions initiales). La Figure III-33 présente la corrélation obtenue pour l'ensemble des simulations.

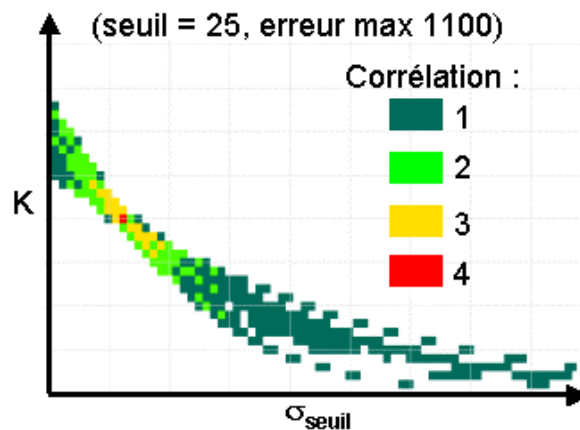


Figure III-33 Corrélation entre les erreurs des quatre graphiques d'erreurs pour les deux niveaux de pression et les deux profils de chargement.

Cette corrélation montre la possibilité d'obtenir un seul jeu de paramètres avec l'utilisation d'au moins deux profils de pression initiale pour les expériences. Avec un seuil de corrélation à 25, la corrélation donne un seul jeu de paramètres. Toutefois, pour un seuil de corrélation plus élevé, la zone de meilleure corrélation correspond à une zone plus ou moins étendue, centrée autour de ce point.

Il convient donc d'être critique vis-à-vis des valeurs de seuils obtenues à l'aide du critère de Tuler-Butcher à l'interface et de réaliser plusieurs séries d'expériences avec différentes sources lasers. Dans le cas contraire, et afin de simplifier la recherche des valeurs, les simulations peuvent être réalisées avec un simple critère de Cut-Off à l'interface.

III.4.7 Modélisation de l'endommagement : signaux de vitesse et validité du critère de Kanel

III.4.7.1 Exemple d'endommagement

Le critère de Kanel permet de modéliser l'endommagement par rupture ductile. Il s'applique donc principalement aux métaux comme l'aluminium sur lequel ont porté de nombreuses études [5]. La Figure III-34 présente des signaux de vitesse de surface libre typiques obtenus pour une cible de 400 μm d'aluminium avec endommagement par critère de Kanel.

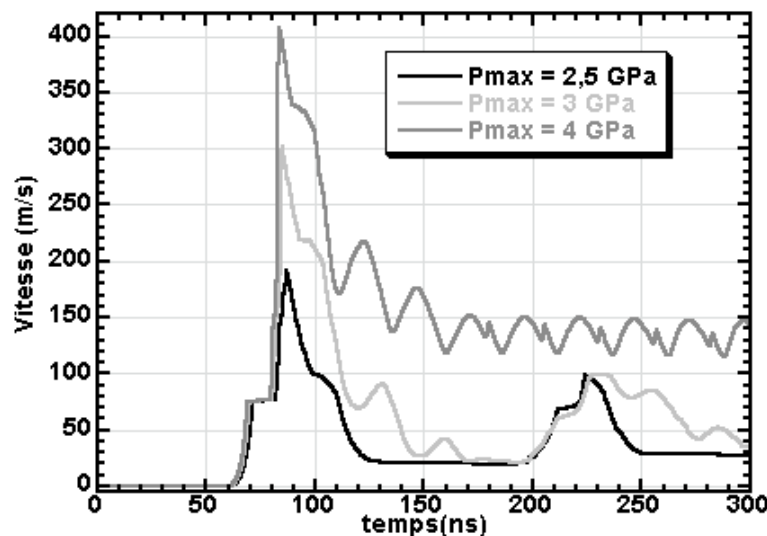


Figure III-34 Signaux de vitesse de surface libre simulés pour une cible de 400 μm d'aluminium avec un profil de pression type LALP.

Les paramètres du critère de Kanel utilisés pour ces simulations sont $\sigma_{\text{seuil}}^0 = 1,5 \text{ GPa}$, $k = 0,24 \text{ Pa}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $Vt_l = 0,03 V_0$ [5]. Ces trois signaux de vitesse sont caractéristiques des signaux obtenus à l'aide du critère de Kanel qui permet de retrouver les étapes de la rupture ductile :

a) absence d'endommagement : le profil avec un chargement de 2,5 GPa correspond à un signal sans endommagement, classique pour une simulation élasto-plastique. Le signal montre ainsi le débouché du précurseur élastique à $80 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ puis le débouché principal. La même structure est présente sur le second débouché qui correspond à l'aller et retour de l'onde principale dans l'ensemble de la cible.

b) nucléation et croissance : la vitesse avec un chargement de 3 GPa présente les mêmes caractéristiques que la vitesse à 2,5 GPa mais avec des débouchés secondaires à la suite du débouché principal. Ces débouchés correspondent à la signature de l'endommagement dans l'aluminium. La création de pores dans un matériau soumis à une sollicitation en traction relâche les contraintes et génère des ondes de choc supplémentaires dans le matériau. La Figure III-35 présente les diagrammes espace/temps correspondant à ce signal de vitesse. Le diagramme en pression montre les ondes supplémentaires qui sont créées lors de l'ouverture des pores. Du fait de la création des pores, l'impédance du matériau change localement et provoque la réflexion des ondes dans cette zone. Le diagramme d'endommagement montre l'augmentation de l'endommagement par la création de la traction puis sa diminution par le retour de l'onde de choc principale qui referme partiellement les pores.

c) rupture : la vitesse avec un chargement de 4 GPa constitue un signal d'écaillage typique avec, immédiatement derrière le premier débouché, le signal d'endommagement suivi des allers et retours des ondes dans la couche écaillée. L'endommagement étant plus important pour la simulation à 4 GPa, la fracture du matériau est complète et l'onde principale ne peut plus atteindre la surface arrière. Le diagramme espace/temps en endommagement de la Figure III-36b montre l'ouverture de cette fracture dont les effets sont visibles sur le diagramme espace/temps en pression de la Figure III-36a, avec la création de la zone endommagée à cause de la traction ainsi que les réflexions des différentes ondes sur les vides.

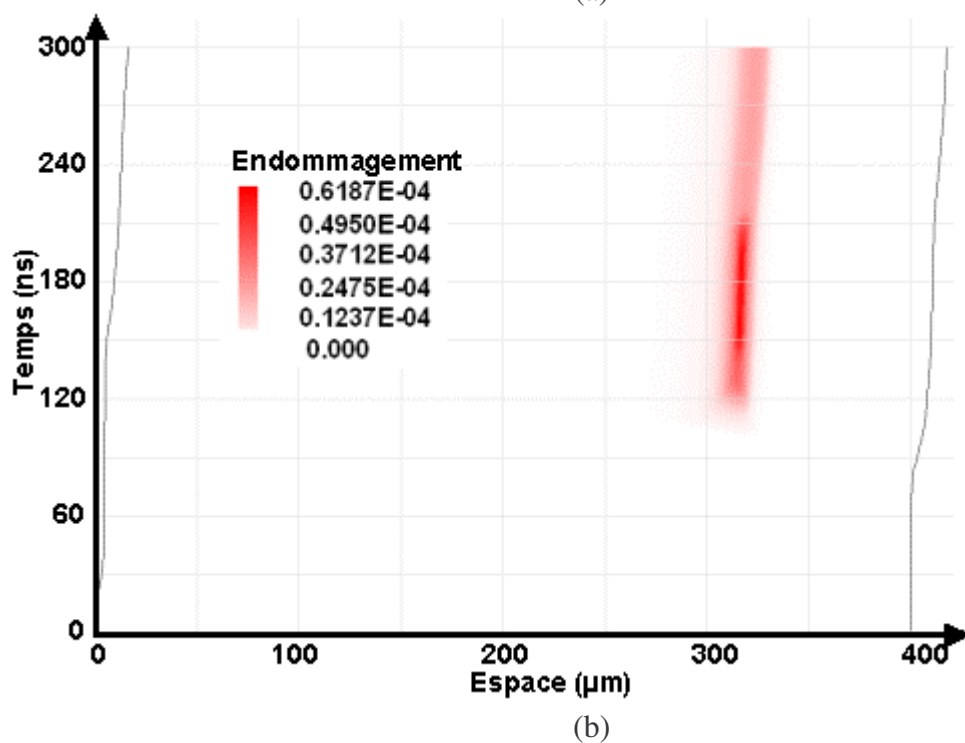
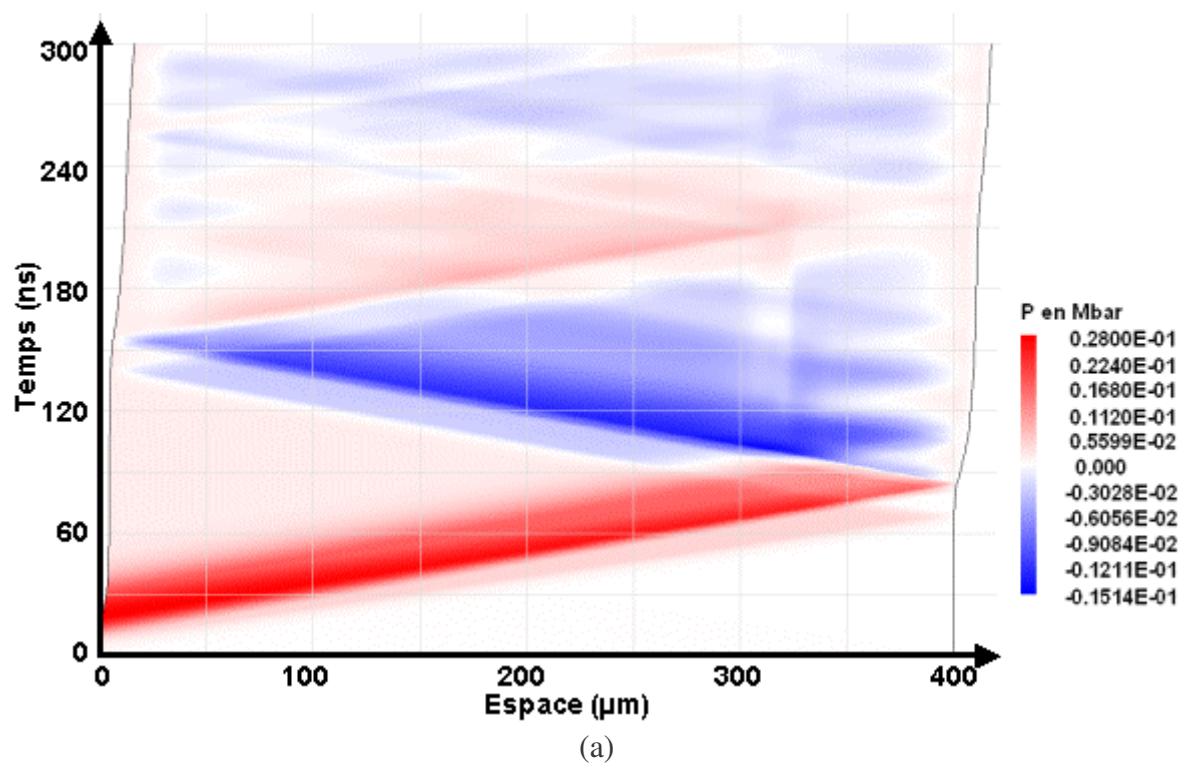


Figure III-35 Diagrammes espace/temps correspondant à la simulation sur de l'aluminium 400 μm pour un profil LALP avec $P_{\text{max}} = 3 \text{ GPa}$: (a) diagramme en pression (b) diagramme en niveau d'endommagement.

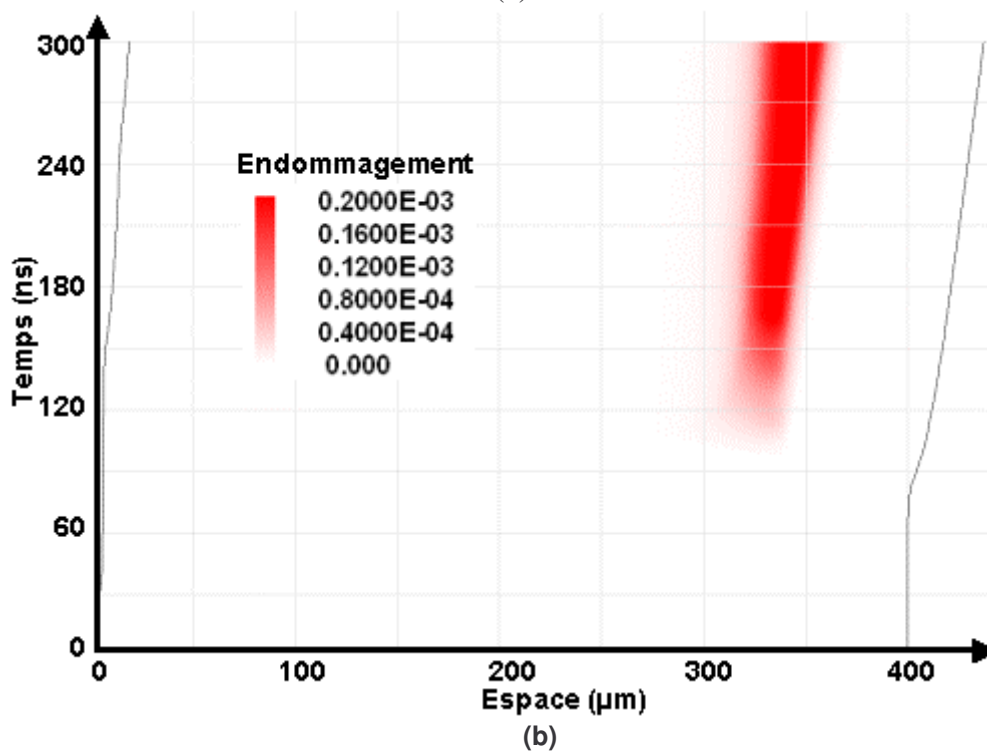
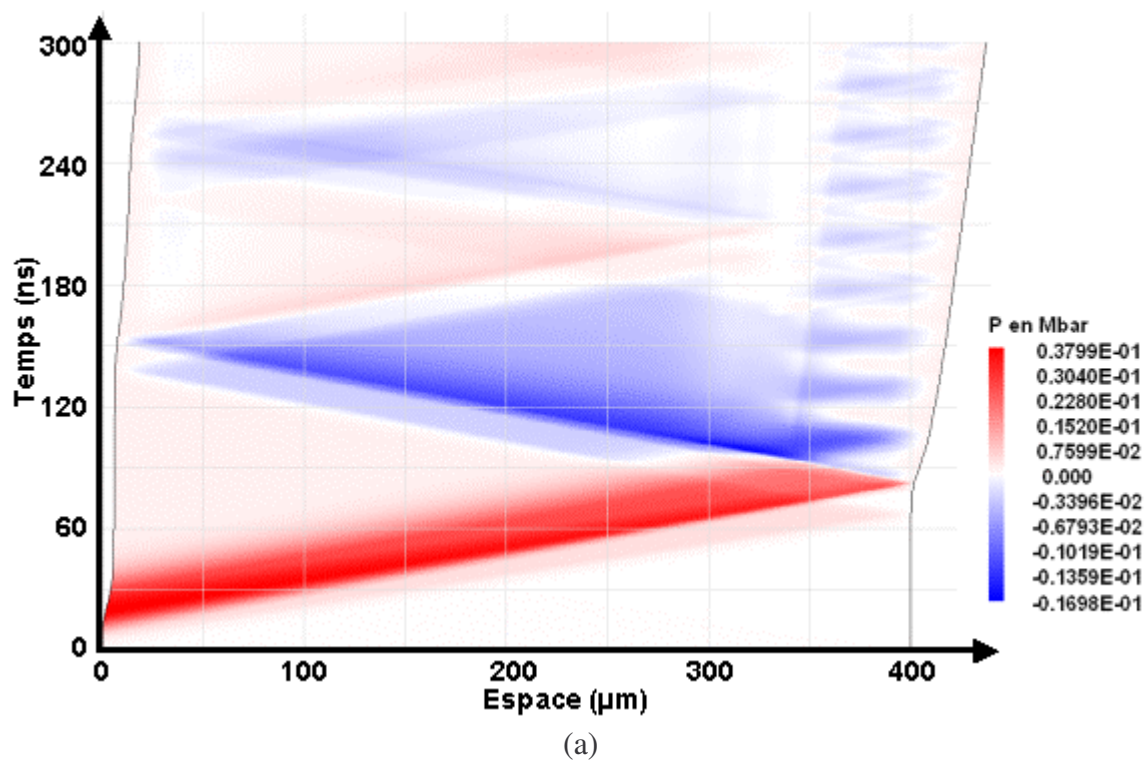


Figure III-36 Diagrammes espace/temps correspondant à la simulation sur de l'aluminium 400 μm pour un profil LALP avec $P_{\text{max}} = 4 \text{ GPa}$: (a) diagramme en pression (b) diagramme en niveau d'endommagement.

III.4.7.2 Validité du critère de Kanel

Comme pour le critère de Tuler-Butcher, la validité des paramètres du critère de Kanel a été vérifiée en comparant les signaux de vitesse pour différents jeux de paramètres à un signal de vitesse expérimental. Les signaux sélectionnés ont été obtenus lors de tirs au LULI sur des plaques de tantale de 50, 70 et 150 μm d'épaisseur.

Les comparaisons des différents signaux de vitesse montrent tous les mêmes tendances dont une série d'exemples est présentée à la Figure III-37.

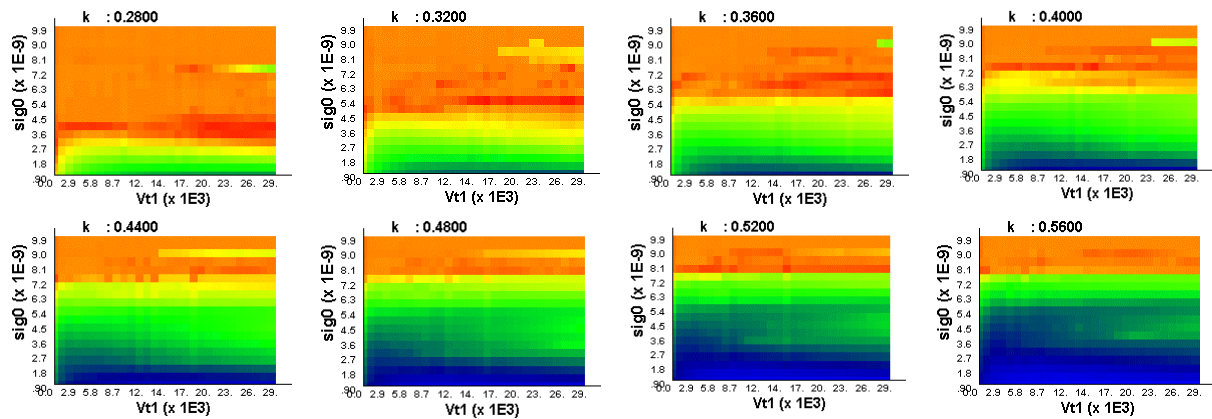


Figure III-37 Evolution de l'erreur en fonction de k dans le plan $\sigma_{\text{seuil}}^0/Vt_1$.

Tout comme pour le critère de Tuler-Butcher, les comparaisons avec les signaux expérimentaux montrent qu'il existe un grand nombre de jeux de paramètres possibles pour obtenir une erreur minimale entre le signal expérimental et le signal simulé.

Toutefois, dans le cas de l'endommagement modélisé par le critère de Kanel, l'association des signaux de vitesse et de la localisation de l'endommagement sur les coupes, permettent de diminuer les incertitudes sur le jeu de paramètres à sélectionner.

Le critère de Kanel, malgré son incertitude sur les paramètres, permet dans bien des cas de modéliser l'endommagement de multiples matériaux (chapitre V).

III.5 Conclusion

Après avoir vu le protocole expérimental du test LASAT au chapitre II, ce chapitre a présenté l'utilisation des différents moyens théoriques et numériques à notre disposition pour modéliser les signaux de vitesse expérimentaux et calculer le niveau de traction à l'interface lors de la rupture. Le Tableau III-4 reprend les différentes étapes de ce protocole numérique en l'illustrant à partir d'exemples sur une cible substrat Al/couche Cu en énumérant les avantages et les inconvénients de chaque méthode.

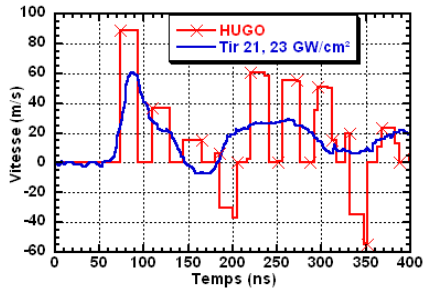
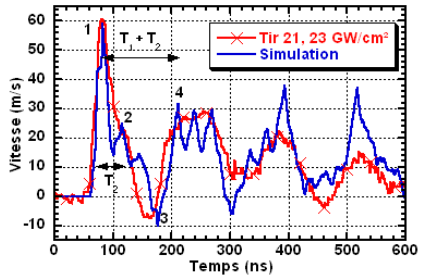

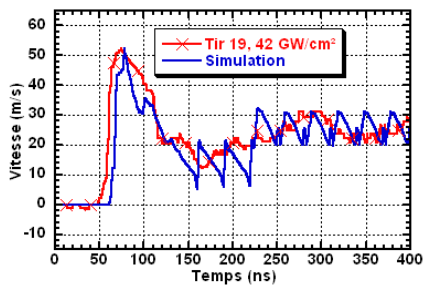
Analytique / HUGO	
	<p><u>Avantages</u> : approche analytique simple. Permet de dégager les mécanismes et de calculer les temps d'aller et retour correspondant à la cible. Premier ordre de grandeur du profil de vitesse et de pression à l'interface.</p> <p><u>Inconvénients</u> : trop d'hypothèses simplificatrices.</p>
=> Première approche des cibles, faisabilité et calcul des épaisseurs.	
Numérique 1D / SHYLAC	
	<p><u>Avantages</u> : prise en compte de l'atténuation et de l'élargissement de l'onde, outil complet d'analyse, utilisation dans un programme de recherche de paramètres, ouvert aux changements de modélisation.</p> <p><u>Inconvénients</u> : peu de lois matériaux, 1D.</p>
=> Etudes statistiques et développement des critères.	
Numérique 2D / RADIOSS	
	<p><u>Avantages</u> : 2D/3D : prise en compte des effets de bord, modélisation de cibles épaisses et de couches complexes (porosité, rugosité).</p> <p><u>Inconvénients</u> : influence du maillage, temps de calcul et de traitement, code industriel.</p>
=> Finitions et modélisation complexes.	
Critères d'endommagement et de rupture : Kanel / Tuler Butcher	
	<p><u>Avantages</u> : critères simples, peu de paramètres, bonne modélisation du comportement de l'interface et/ou de l'endommagement de la couche.</p> <p><u>Inconvénients</u> : unicité des jeux de paramètres non assurée, Kanel : temps de calcul et de recherche des paramètres.</p>
=> Mesure du seuil d'adhérence de l'interface et d'endommagement des couches.	

Tableau III-4 Protocole numérique mis en place pour la modélisation des expériences du test LASAT.

Ce protocole a été appliqué tout au long de cette étude pour déterminer les différents paramètres correspondant aux cibles rencontrées, que ce soient les épaisseurs des matériaux, leurs paramètres mécaniques ou le seuil d'adhérence de l'interface. Dans le cadre d'une utilisation industrielle, ces outils permettent d'obtenir différents niveaux de précision sur les seuils d'adhérence en fonction de ce qui est recherché. Nous dresserons dans le chapitre suivant un inventaire des configurations de cibles possibles, ainsi que des différents effets permettant de générer des niveaux de traction à l'interface, que ce soit à l'aide de l'approche analytique ou des simulations numériques 1D et 2D.

III.6 Bibliographie du Chapitre III

- [1] ARRIGONI M., "influence de la rugosité, porosité et de l'épaisseur sur des cibles bimatériaux soumises au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [2] AUROUX E., "Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser", Thèse de l'université de Poitiers, 1999
- [3] ANTOUN T., SEAMAN L., CURRAN D.R., KANEL G.I., RAZORENOV S., UTKIN A., "Spall Fracture", Ed Springer Verlag, 2003
- [4] SEAMAN L., CURRAN D.R., SHOCKEY D.A., J. Appl. Phys., (1976),47, (11)
- [5] TOLLIER L., "Caractérisation de chocs-laser à éclaircissements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques", thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1996
- [6] LEMAITRE J., CHABOCHE J.L., "Mécanique des matériaux solides", Edition Dunod, 1996
- [7] de RESSEGUIER T., "Etude expérimentale et numérique du comportement de matériaux de type verre soumis à des ondes de choc", Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1993
- [8] MARTY L., "Etude numérique et expérimentale d'une onde de choc induite par impact laser dans une cible solide", Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 1988
- [9] DANDEKAR D.P., "Shock, release and tension response of soda lime glass", proceedings of Shock Wave in Condensed Matter in Amherst, (1997), p 525
- [10] NELDER J.A., MEAD R., "A simplex method for function minimisation", The Computer Journal, Vol. 7, pp. 308-313, 1965
- [11] LANGRAND B., BAYART A-S, DELETOMBE E., CHAUVEAU Y., "Assessment of multi-physics FE methods for brid strike modelling – Application to a metallic riveted airframe", proceeding of ICRAH 2002, Melbourne
- [12] JOHNSON G.R., COOK W.H., "A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures," in Proceedings of the Seventh International Symposium on Ballistics, The Hague, The Netherlands, 541–547 (1983).
- [13] TULER F.R., BUTCHER B.M., "A criterion for time dependence of dynamic fracture", Internal Journal of Fracture Mechanics, (1968), 4, (4)
- [14] GILMAN J.J., TULER F.R., Internal Journal of Fracture Mechanics, (1970), 6, (2), p169
- [15] JOHNSON J.N., "Dynamic fracture and spallation in ductile solids", J. Appl. Phys., (1981), 52, (4)
- [16] BARBEE JR T.W., SEAMN L., CREWDSON R., CURRAN D.R., "Dynamic fracture criteria for ductile and brittle metals", J. of Materials, JMLSA, (1972), 7, (3), p 393
- [17] SEAMAN L., CURRAN D.R., SHOCKEY D.A., J. Appl. Phys., (1976), 47, (11)
- [18] KANEL G.I., FORTOV V.E., Adv. Mech, (1987), 10, (3)

CHAPITRE IV :

CREATION DE LA

TRACTION A L'INTERFACE :

APPROCHE ANALYTIQUE

ET NUMERIQUE

CHAPITRE IV CREATION DE LA TRACTION A L'INTERFACE : APPROCHES ANALYTIQUE ET NUMERIQUE	116
IV.1 INTRODUCTION	116
IV.2 CIBLES SUBSTRAT/COUCHE : PRESENTATION DES CONFIGURATIONS POSSIBLES	116
IV.3 APPROCHE ANALYTIQUE.....	118
IV.3.1 Configuration $T_2 < \tau$	118
IV.3.2 Configuration $T_2 = \tau$	120
IV.3.3 Configuration $\tau < T_2 < T_1$	121
IV.3.4 Configuration $\tau < T_2 = T_1$	124
IV.3.5 Configuration $\tau = T_2 = T_1$	126
IV.3.6 Configuration $\tau < T_1 < T_2$	126
IV.3.7 Bilan des configurations.....	128
IV.4 APPROCHE NUMERIQUE MONO-DIMENSIONNELLE, APPLICATION AUX CIBLES AL/CU.....	129
IV.4.1 Choix des épaisseurs des matériaux de la cible	130
IV.4.2 Résultats expérimentaux sur la synchronisation des ondes 1D.....	132
IV.4.3 Effet de la pression de chargement	135
IV.4.3.1 Evolution des niveaux de traction en fonction du chargement pour une cible donnée... 136	
IV.4.3.2 Evolution avec le rapport d'impédance	138
IV.4.3.3 Lien entre la vitesse maximale de surface libre et le niveau de traction à l'interface 138	
IV.4.4 Influence de l'endommagement dans la couche sur la traction à l'interface.....	139
IV.4.4.1 Configuration $Z_1 < Z_2$	139
IV.4.4.2 Configuration $Z_1 > Z_2$	141
IV.4.4.3 Endommagement du substrat.....	142
IV.4.5 Influence du profil de pression, évolution en fonction du laser utilisé.....	144
IV.5 APPROCHE NUMERIQUE BI-DIMENSIONNELLE	146
IV.5.1 Introduction : nécessité des simulations bi-dimensionnelles.....	146
IV.5.2 Formation des tractions 2D sur des cibles mono-couches.....	148
IV.5.2.1 Mécanisme de formation des effets bi-dimensionnels.....	148
IV.5.2.2 Influence du diamètre du chargement sur les signaux de vitesse	150
IV.5.2.3 Effets de bord et endommagement	151
IV.5.2.4 Evolution de la pression en fonction de l'épaisseur et du temps.....	152
IV.5.2.5 Evolution des extrema de pression en fonction de l'épaisseur.....	153
IV.5.2.6 Influence du profil de pression	154
IV.5.2.7 Conclusion sur les effets de bord dans les cibles mono-matériaux.....	155
IV.5.3 Evolution de la traction à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat	155
IV.5.3.1 Introduction	155
IV.5.3.2 Evolution pour un niveau de chargement	156
IV.5.3.3 Evolution des courbes avec la pression de chargement.....	158
IV.5.3.4 Analyse des signaux de contrainte et de vitesse.....	159
IV.5.4 Discussion et comparaison entre les signaux simulés et expérimentaux.....	160
IV.5.4.1 Rupture de l'interface comparative 1D/2D.....	160
IV.5.4.2 Comparaison expériences/simulations	162
IV.5.4.3 Conclusion.....	163
IV.6 CONCLUSION	164
IV.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE IV	165

Chapitre IV Création de la traction à l'interface : approches analytique et numérique

IV.1 Introduction

Les précédents travaux menés notamment par Eric Auroux [1] ont déjà montré l'importance des rapports des épaisseurs entre le substrat et la couche. Toutefois, cette étude s'était limitée à des configurations pour lesquelles le temps d'aller et retour dans la couche (T_2) restait voisin de la durée d'impulsion. Dans cette étude, les cibles étudiées présentent des épaisseurs plus importantes avec, en particulier, des couches dont le temps T_2 est largement supérieur à la durée de l'impulsion.

Le but de ce chapitre est de présenter les outils nécessaires pour analyser les cibles utilisées lors de nos expériences, tout en restant suffisamment général pour pouvoir facilement les adapter à l'expertise de futures cibles.

Ce chapitre est décomposé en trois sous-parties :

- les calculs analytiques généraux pour des cibles substrat/couches ;
- une approche numérique mono-dimensionnelle permettant de valider les calculs analytiques en tenant compte d'effets supplémentaires ;
- l'approche complète bi-dimensionnelle permettant de gérer les effets de bord pour les cibles présentant de grandes épaisseurs par rapport à la surface de chargement.

Dans chaque cas, il s'agit de mettre en évidence les configurations qui génèrent le maximum de traction à l'interface et de déterminer les paramètres qui les contrôlent. Les configurations les plus intéressantes seront appliquées aux matériaux de l'étude.

Remarque : dans toute la suite du chapitre et de la thèse, on appellera substrat le matériau subissant l'impact et couche le second matériau en dehors de toute considération de fabrication de la cible.

IV.2 Cibles substrat/couche : présentation des configurations possibles

Le but de cette première partie est de déterminer les formules donnant les niveaux de traction à l'interface dans les différentes configurations substrat/couche. Les calculs sont effectués en utilisant l'approximation acoustique ainsi que le code HUGO qui ont été présentés au chapitre III. Les données caractéristiques permettant de déterminer analytiquement les états de traction à l'interface dans les différents matériaux sont :

$Z_i = \rho_i \cdot C_i$	Impédance acoustique du milieu i
$T_i = 2 E_p(i) / C_i$	Temps d'aller et retour d'une onde dans la couche i
P_0, τ	Pression maximale et largeur du créneau de pression

Tableau IV-1 Paramètres utilisés pour l'approche analytique du calcul des états de traction à l'interface.

Dans ce tableau, les indices i se réfèrent au milieu considéré ($i = 1$ pour le substrat et 2 pour la couche), ρ_i est la masse volumique initiale du milieu i , C_i la célérité de l'onde sonore et $Ep(i)$ l'épaisseur du milieu i dans la cible.

Afin de simplifier les notations, les rapports Z et P sont introduits

$$Z = Z_1 / Z_2 \quad \text{et} \quad P = P_j / P_0$$

L'ensemble des configurations possibles de la cible en fonction des trois temps caractéristiques est présenté dans le Tableau IV-2. Ces configurations sont classées par temps d'aller et retour dans la couche (T_2) croissant. Les traits fins correspondent aux ondes (onde de choc / détente) alors que les traits épais correspondent à un train d'onde complet (par exemple onde de choc suivi de l'onde de détente associée).

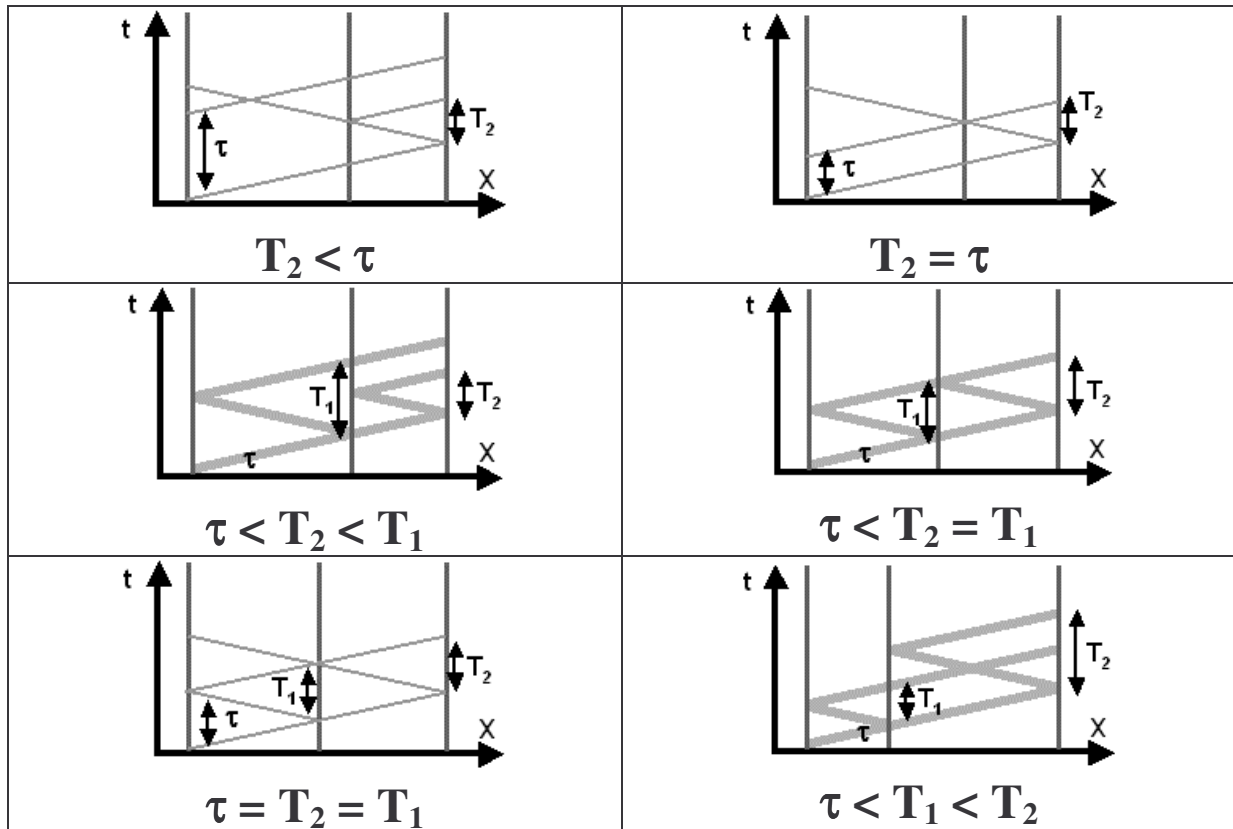


Tableau IV-2 Représentation schématique des configurations de cible traitées analytiquement.

En plus de ces configurations, d'autres cas particuliers existent comme le cas pour lequel $2 T_2 = T_1$. Ces configurations seront prises en compte lors de l'étude numérique globale utilisant les codes SHYLAC et RADIOSS.

L'approche analytique présentée dans les paragraphes suivants permet de comprendre les mécanismes engendrant la création de la traction. Elle permettra également de déterminer quelles sont les configurations générant le maximum de traction à l'interface ou dans la couche.

IV.3 Approche analytique

Dans ce paragraphe, les calculs analytiques sur les différentes configurations du Tableau IV-2 seront présentées, avec les formules donnant les valeurs des états de traction à l'interface et dans la couche. La comparaison entre les deux permet de déterminer les configurations les mieux adaptées au test d'adhérence par choc laser, y compris pour des couches constituées de matériaux s'endommageant facilement.

IV.3.1 Configuration $T_2 < \tau$

Le diagramme espace/temps de la Figure IV-1 a représente le trajet des ondes pour la configuration $T_2 < \tau < T_1$ qui correspond à des cibles présentant un dépôt dont le temps d'aller et retour T_2 est inférieur à la durée de l'impulsion de pression τ .

Le cas présenté ici correspond au cas particulier $\tau = 2 T_2$, ce qui permet de simplifier les calculs. Les états pouvant générer un état de traction à l'interface ont été notés de A à D. Leurs valeurs sont calculées à l'aide du formalisme présenté au Chapitre III et sont présentées dans le Tableau IV-3 en fonction du rapport des impédances des matériaux.

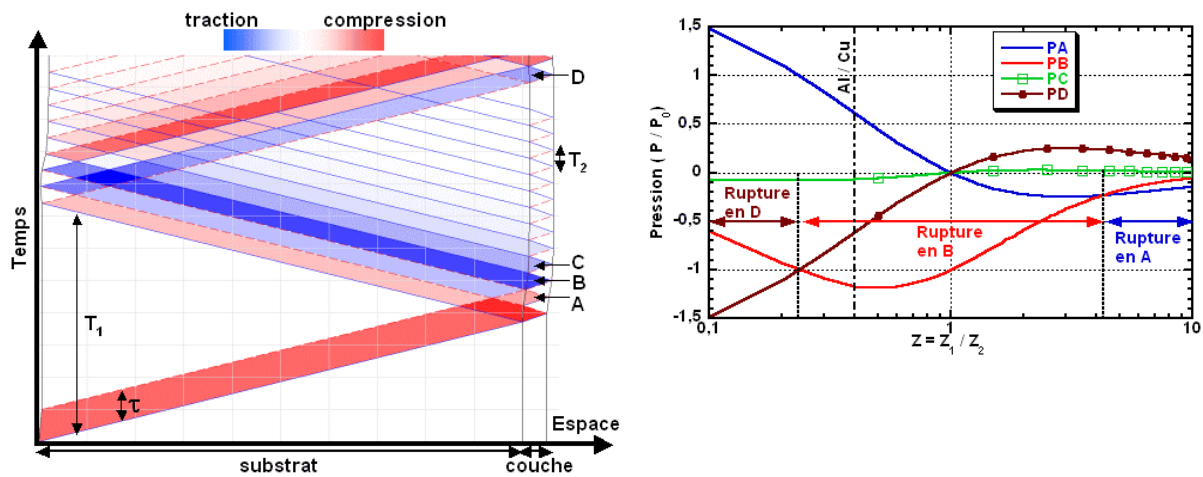


Figure IV-1 (a) Diagramme espace/temps obtenu avec HUGO dans la configuration $T_2 < \tau < T_1$ pour une cible Al/Cu (b) Evolution de la pression en fonction du rapport des impédances pour les états de traction à l'interface dans la configuration $T_2 < \tau$.

$P_A = -2 \frac{(Z - 1)}{(Z + 1)^2}$	$P_B = -8 \frac{Z}{(Z+1)^3}$	$P_C = 8 \frac{Z(Z - 1)}{(Z+1)^4}$	$P_D = 2 \frac{Z - 1}{(Z+1)^4}$
--------------------------------------	------------------------------	------------------------------------	---------------------------------

Tableau IV-3 Etats de traction à l'interface pour la configuration $T_2 < \tau$.

Seul l'état B produit de la traction à l'interface, quel que soit le rapport des impédances entre les deux matériaux. La Figure IV-1 b présente l'évolution du rapport P_i / P_0 en fonction du rapport des impédances. Elle permet de se rendre compte de l'influence du rapport d'impédance sur les mécanismes générant les états de traction. La connaissance de l'état de traction maximale pour une cible donnée détermine l'instant où la rupture de l'interface va apparaître en premier. Trois zones peuvent être distinguées, selon l'état de traction maximal :

- pour $Z < \sqrt{5} - 2 \approx 0.24$, la rupture de l'interface sera générée par l'état D qui est créé par la réflexion sur la surface libre du substrat de l'onde réfléchi par l'interface lors du premier passage de l'onde incidente ;
- pour $\sqrt{5} - 2 \approx 0.24 < Z < \sqrt{5} + 2 \approx 4.23$, la rupture de l'interface sera générée par l'état B créé par le croisement d'une onde de détente réfléchi par la surface libre de la couche avec l'onde de détente incidente. Ce mécanisme est semblable à celui apparaissant pour les cibles mono-matériau ;
- pour $Z > \sqrt{5} + 2 \approx 4.23$, l'état A sera le maximum de traction. Cet état est généré par la réflexion sur l'interface de la détente issue de la réflexion de l'onde de choc incidente.

La rupture de l'interface peut donc apparaître à différents moments en fonction du rapport des impédances. Cette analyse permet, connaissant les impédances et les épaisseurs, de prédire ce moment. Dans le cas particulier $Z = 1$, l'interface ne génère aucune réflexion lors du passage des ondes. Tout se passe comme si la cible était constituée d'un seul matériau. En plus de ces points particuliers, il est intéressant de reporter les rapports d'impédance des cibles étudiées (Tableau IV-4).

Z	Cible	Rupture
0,4	Al/Cu	durant l'état B
1	Cu/Ni, Cu/Cr	durant l'état B

Tableau IV-4 Localisation de la rupture pour les cibles utilisées.

Dans cette configuration de cible, nous pouvons noter que les niveaux de traction à l'interface pour $Z < 1$ sont toujours supérieurs à ceux pour $Z > 1$. Cette différence de comportement est due à la dissymétrie intrinsèque du test pour lequel l'onde de choc est toujours générée sur la surface libre du substrat.

L'état C est issu des réflexions des ondes générant l'état B. Il suit l'évolution de l'état B tout en lui restant nettement inférieur. Dans la suite de cette étude, il sera donc ignoré ainsi que les états similaires. Seuls seront considérés les premiers états issus d'un même mécanisme.

Il est à noter que même si les niveaux de traction à l'interface peuvent être importants dans la configuration $T_2 < \tau$, la durée d'application de cette traction est égale au temps T_2 comme on peut le voir sur la Figure IV-2 avec deux épaisseurs de cuivre.

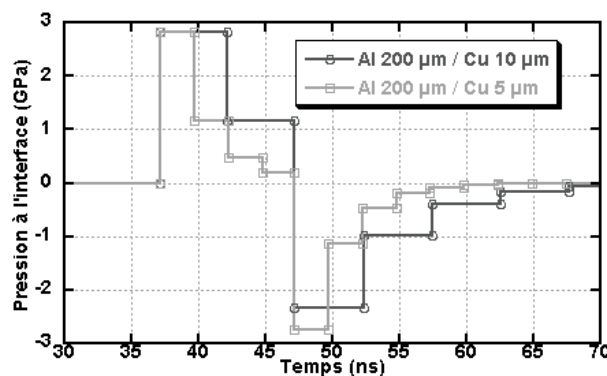


Figure IV-2 Evolution, en fonction du temps, de la pression à l'interface pour deux épaisseurs de couche de cuivre. Chargement carré 10 ns, 2 GPa.

Pour des temps d'aller et retour faibles, la traction, même très grande, ne suffira pas à provoquer la décohésion de l'interface en un temps court [1]. Cette constatation est une première limitation du test d'adhérence par choc laser qui ne peut généralement traiter que des cibles ayant un temps d'aller et retour dans la couche voisin de la durée de l'impulsion laser.

IV.3.2 Configuration $T_2 = \tau$

Cette configuration, mise en évidence par Eric Auroux lors de sa thèse [1], est le premier cas de synchronisation des ondes de détente à l'interface. Cette configuration est représentée à la Figure IV-3 sous la forme d'un diagramme espace/temps en pression.

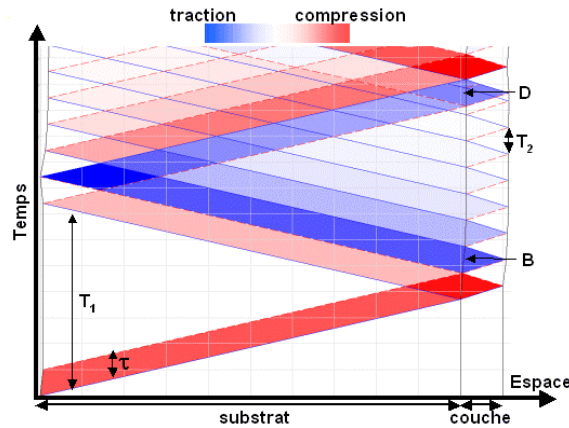


Figure IV-3 Diagramme espace/temps obtenu avec HUGO dans la configuration $T_2 = \tau < T_1$ pour une cible Al/Cu.

La détente incidente croise la première détente réfléchie exactement à l'interface. L'état A n'existe donc plus. Les formules du Tableau IV-5 donnent les valeurs des états B et D dont l'évolution en fonction du rapport des impédances est décrite sur la Figure IV-4.

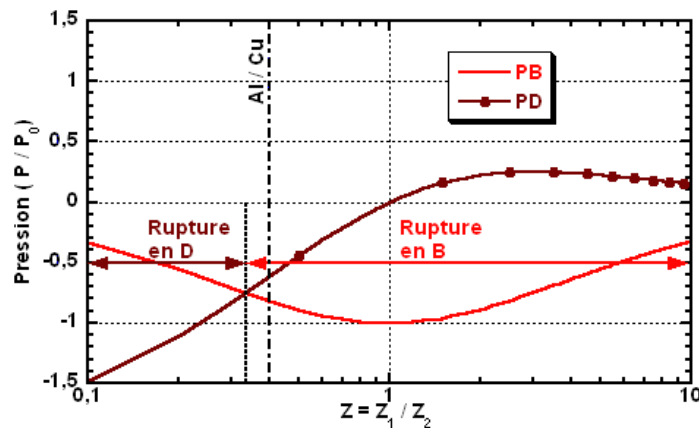


Figure IV-4 Evolution de la pression en fonction du rapport des impédances pour les états de traction à l'interface dans la configuration $T_2 = \tau$.

$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$	$P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$
------------------------------	-------------------------------

Tableau IV-5 Etats de traction à l'interface pour la configuration $T_2 = \tau$

L'évolution de la traction maximale présente ici un unique changement : pour $Z < 1/3$, l'état D sera l'état de traction maximale, tandis que ce sera l'état B pour $Z > 1/3$. Pour nos cibles, la configuration restera identique au cas précédent (Tableau IV-6).

Z	Cible	Rupture
0,4	Al/Cu	durant l'état B, mais proche de D
1	Cu/Ni, Cu/Cr	durant l'état B, mais proche de D niveau de traction optimale avec l'état B

Tableau IV-6 Localisation de la rupture pour les cibles utilisées

On retrouve dans cette configuration le fait qu'il est préférable d'avoir un rapport d'impédance inférieur à 1 pour obtenir la décohésion de l'interface. En revanche, contrairement au cas précédent, la durée d'application de la traction est ici égale à τ qui est sa valeur maximale (Figure IV-5).

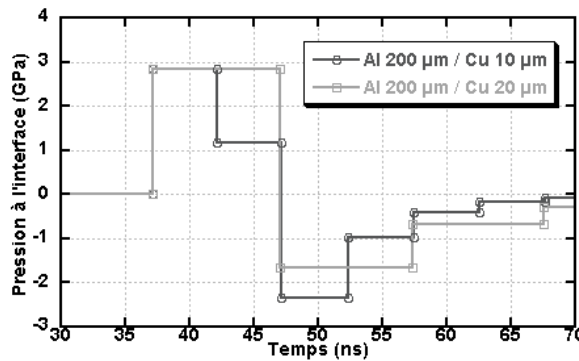


Figure IV-5 Evolution, en fonction du temps, de la pression à l'interface pour deux épaisseurs de couche de cuivre. Chargement carré 10 ns, 2 GPa.

Cette configuration est préférable à la précédente pour la rupture de l'interface, d'autant plus que la traction est générée à l'interface avant d'atteindre la couche. Cette configuration est donc également adaptée pour tester l'adhérence de couches fragiles.

IV.3.3 Configuration $\tau < T_2 < T_1$

Cette configuration a été la plus couramment rencontrée lors de cette étude. Elle est présentée sous la forme d'un diagramme espace/temps à la Figure IV-6. Les valeurs des différents états sont présentées dans le Tableau IV-7.

$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$	$P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}$	$P_b = -2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$
------------------------------	-------------------------------	------------------------	--------------------------------

Tableau IV-7 Etats de traction à l'interface et dans la couche pour la configuration $\tau < T_2 < T_1$.

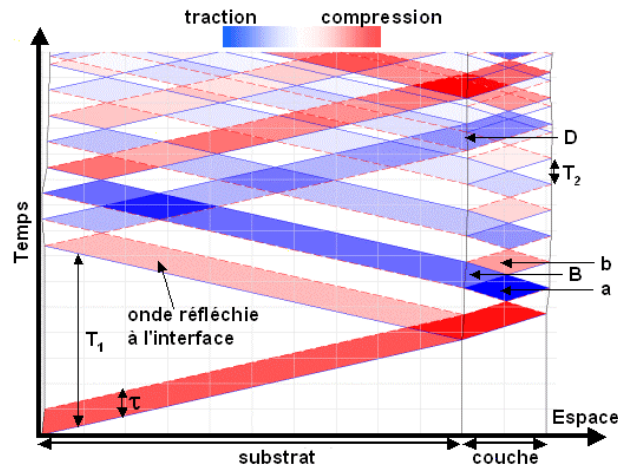


Figure IV-6 Diagramme espace/temps obtenu : configuration $\tau < T_2 < T_1$. Cible Al/Cu.

Cette configuration permet de mieux comprendre l'origine des états de traction à l'interface:

- L'état B est généré par la réflexion de l'onde de compression principale sur la surface libre de la couche. Cette réflexion sur une surface libre transforme l'onde de compression en une onde de traction qui se propage en sens inverse et retourne donc à l'interface. Cet état de traction est indépendant du rapport des impédances et sera donc toujours présent.

- L'état D a une origine plus complexe qui dépend du rapport des impédances : lorsque Z est inférieur à 1 (impédance du substrat inférieure à l'impédance de la couche), la réflexion de l'onde principale lors de son premier passage à l'interface se présente sous la forme d'une onde de compression qui retourne vers la face avant de la cible. Cette onde est ensuite réfléchiée par la surface libre à l'avant de la cible et retourne vers l'interface sous la forme d'une onde de traction qui va générer l'état D.

Il faut noter que, contrairement aux cas précédents, la traction est générée dans la couche avant d'arriver à l'interface (états a et b). Il est donc possible d'obtenir un endommagement du matériau de la couche qui empêchera la décohésion de l'interface.

Dans tous les cas, l'endommagement de la couche provoque l'impossibilité pour notre diagnostic de détecter les signaux issus de la décohésion de l'interface. Seules les coupes métallographiques permettent de décider du seuil de rupture.

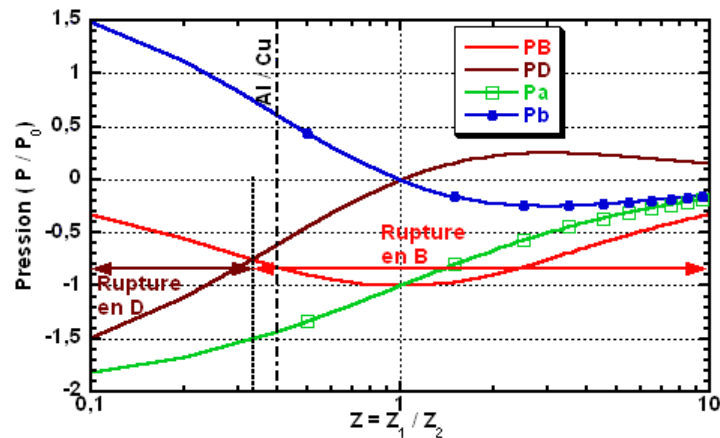


Figure IV-7 Evolution de la pression en fonction du rapport des impédances pour les états de traction à l'interface et dans la couche dans la configuration $\tau < T_2 < T_1$.

Les deux valeurs des niveaux de traction à l'interface sont exactement égales à celles déterminées dans le cas précédent. Leur évolution en fonction de Z est donc identique (Figure IV-7). Le temps d'application à l'interface est également τ , comme on peut le voir sur la Figure IV-8 où les états B et D ont été remplacés.

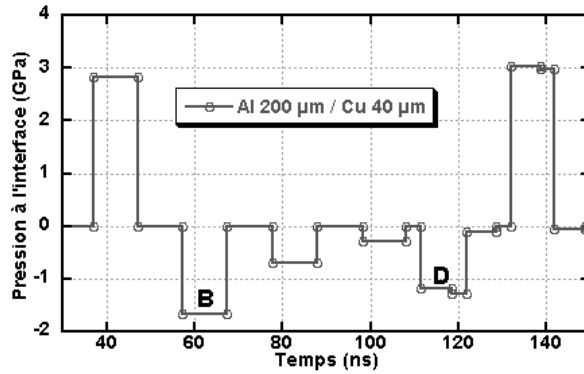


Figure IV-8 Evolution, en fonction du temps, de la pression à l'interface. Chargement carré 10 ns, 2 GPa.

Remarquons que si les cibles de Z inférieure à 1 sont favorisées pour les niveaux de traction à l'interface, elles le sont également pour la traction dans la couche. Pour toutes les valeurs de Z inférieures à 1, la traction dans la couche est supérieure à celle générée à l'interface. Ces configurations de cible favorisent l'endommagement de la couche par rapport à la rupture de l'interface et doivent donc être évitées pour les cibles ayant des couches fragiles.

Dans le cas où le rapport des impédances est supérieur à 1, l'effet inverse est observé, avec des valeurs de traction à l'interface toujours supérieures à celles dans la couche. Le Tableau IV-6 reprend ces résultats pour les cibles traitées.

Z	Cible	Rupture
0,4	Al/Cu	état B, mais proche de D risque d'endommagement
1	Cu/Ni, Cu/Cr	état B traction interface = traction couche

Tableau IV-8 Localisation de la rupture pour les cibles utilisées.

La pression générée dans la couche par la réflexion sur l'interface de l'onde de traction issue de la face arrière de la cible (état b) est soit positive pour les valeurs de Z inférieures à 1, soit toujours inférieure à la traction générée à l'état a . Cet état peut donc être négligé dans notre étude.

IV.3.4 Configuration $\tau < T_2 = T_1$

Cette configuration particulière permet une optimisation de la valeur de la traction à l'interface en combinant les effets de l'état B avec ceux de l'état D. Elle est représentée sous la forme d'un diagramme espace/temps à la Figure IV-9

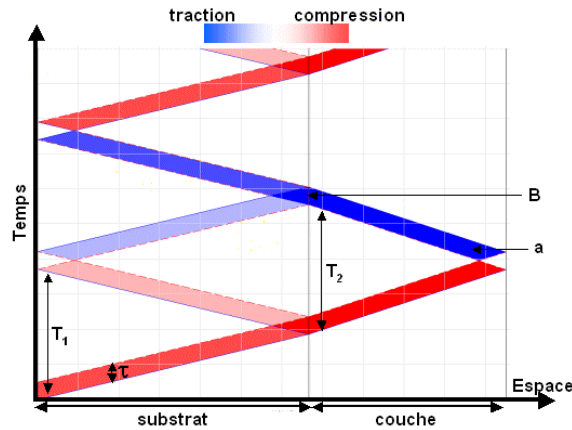


Figure IV-9 Diagramme espace/temps obtenu avec HUGO dans la configuration $\tau < T_2 = T_1$ pour une cible Al/Cu.

Les deux réflexions sur les deux surfaces libres arrivent exactement au même moment à l'interface. Le premier effet visible de cette synchronisation des ondes à l'interface est l'absence de réflexion dans la couche.

Les états de traction pouvant apparaître à l'interface sont, d'une part l'état B qui est ici juxtaposé avec l'état D des cas précédents, et d'autre part l'état a dans la couche. Leurs valeurs sont données dans le Tableau IV-9 et représentées sur la Figure IV-10 en fonction de Z .

$P_B = \frac{-2}{Z+1}$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}$
------------------------	------------------------

Tableau IV-9 Etats de traction à l'interface et dans la couche pour la configuration $\tau < T_2 = T_1$.

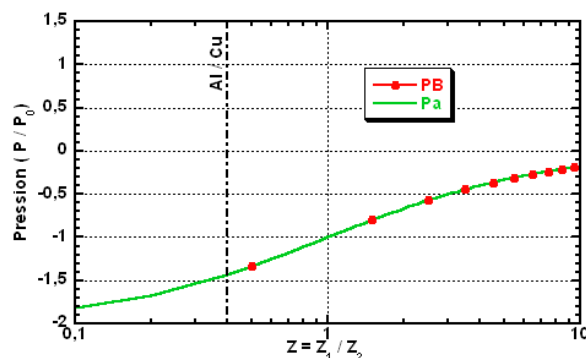


Figure IV-10 Evolution de la pression en fonction du rapport des impédances pour les états de traction à l'interface et dans la couche dans la configuration $\tau < T_2 = T_1$.

Dans cette configuration, l'état de traction à l'interface est exactement égal à celui dans la couche. La synchronisation des ondes à l'interface revient donc à considérer la cible non plus comme une cible bi-matériaux mais comme une cible mono-matériau d'impédance $\frac{Z_1 + Z_2}{2}$.

Par rapport aux configurations précédentes, la synchronisation des ondes permet d'augmenter le niveau de traction à l'interface pour des valeurs de Z inférieures à un. En effet, les états B et D qui se superposent à l'interface sont tous les deux des états de traction pour $Z < 1$, comme on peut le constater sur les profils de pression à l'interface pour une cible non optimisée et une cible optimisée (Figure IV-11). Dans le cas où $Z > 1$, l'état D est un état de compression. Il diminue donc l'effet de l'état B.

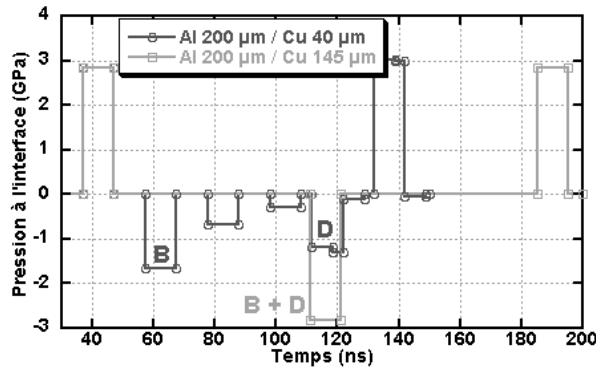


Figure IV-11 Evolution, en fonction du temps, de la pression à l'interface pour deux épaisseurs de cuivre (40 µm = non optimisé, 145 µm = optimisé). Chargement carré 10 ns, 2 GPa.

Cette configuration est très intéressante pour les cibles ayant un rapport d'impédances inférieur à 1 car elle permet d'amplifier la valeur de la traction à l'interface avec le même apport de pression en face avant. De plus, la traction générée à l'interface est identique à celle générée dans la couche, ce qui limite les risques d'endommagement de cette dernière. Ces avantages sont résumés pour les cibles Al/Cu et Cu/Ni et Cu/Cr dans le Tableau IV-8.

Z	Cible	Rupture
0,4	Al/Cu	état B, traction interface = traction couche
1	Cu/Ni, Cu/Cr	

Tableau IV-10 Localisation de la rupture pour les cibles utilisées.

Pour des rapports T_1/T_2 entiers, d'autres synchronisations sont également possibles mais génèrent un niveau de traction moindre que celui observé pour un rapport égal à 1. Cette synchronisation a l'avantage, par rapport au cas idéal $\tau = T_2$, d'être indépendante de la durée d'impulsion du laser et donc d'être valable pour différentes conditions de création de l'onde de choc initiale.

IV.3.5 Configuration $\tau = T_2 = T_1$

Dans certains cas (cibles ayant un substrat et des couches fines, un impact de plaque), les deux configurations optimisées peuvent être regroupées. Cette double synchronisation est présentée sur la Figure IV-12 sous la forme d'un diagramme espace/temps en pression.

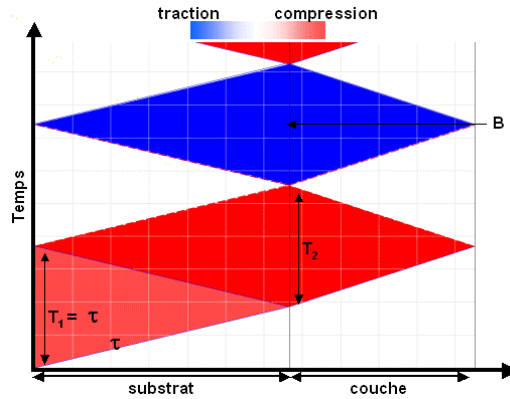


Figure IV-12 Diagramme espace/temps obtenu avec HUGO dans la configuration $\tau = T_2 = T_1$ pour une cible Al/Cu.

Dans cette configuration, un unique état de traction est créé, à la fois à l'interface, dans la couche et dans le substrat : $P_B = \frac{-2}{Z+1}$.

Les résultats sont identiques à ceux de la configuration précédente. Il n'y a pas d'apport supplémentaire du fait de la synchronisation de τ et de T_2 , si ce n'est que la traction est générée à l'interface avant d'apparaître dans la couche. Dans la mesure du possible, cette solution est à réserver aux cibles présentant un seuil d'interface élevé avec une couche s'endommageant facilement.

IV.3.6 Configuration $\tau < T_1 < T_2$

Lors des essais expérimentaux, cette configuration a été utilisée plusieurs fois en générant le choc sur le dépôt et non plus sur le substrat. La configuration est présentée sur la Figure IV-13.

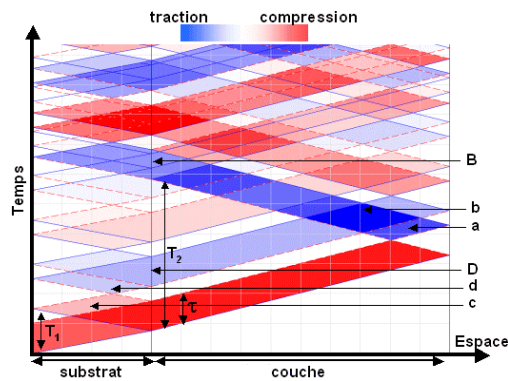


Figure IV-13 Diagramme espace/temps obtenu avec HUGO dans la configuration $\tau < T_1 < T_2$ pour une cible Al/Cu.

Cette configuration présente des états de traction à l'interface et dans la couche. Afin de reprendre les notations des exemples précédents, nous avons représenté les états non plus dans l'ordre chronologique, mais en fonction de leur origine. Par ailleurs, il est également intéressant de considérer les états *c* et *d* dans le substrat. En effet, cette configuration a été souvent utilisée expérimentalement en renversant la cible. La couche fragile se situe donc ici à la place du substrat et inversement. Les différentes valeurs des niveaux de pression sont présentées dans le Tableau IV-11.

$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$	$P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$
$P_a = \frac{-2}{Z+1}$	$P_b = \frac{-4}{(Z+1)^4}$
$P_c = -\frac{Z-1}{Z+1}$	$P_d = \frac{Z-1}{Z+1}$

Tableau IV-11 Etats de traction à l'interface et dans la couche pour la configuration $\tau < T_1 < T_2$.

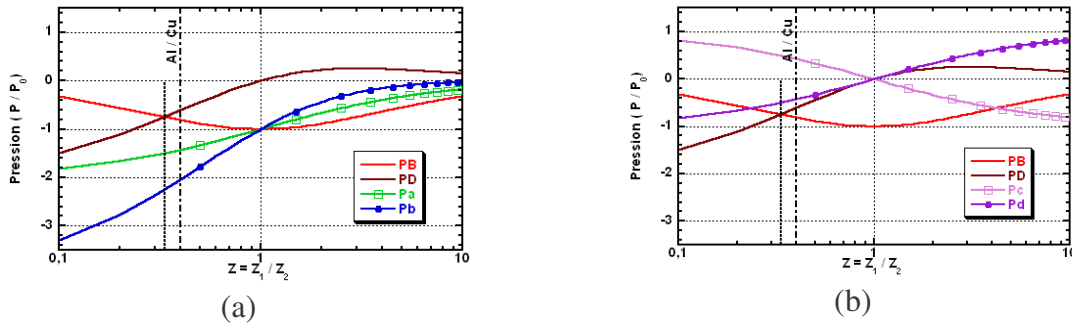


Figure IV-14 Evolution de la pression en fonction du rapport des impédances pour les états de traction à l'interface et dans la couche dans la configuration $\tau < T_1 < T_2$, (a) comparaison avec les états dans la couche (b) avec les états dans le substrat.

Les valeurs de P_B , P_D et P_a sont identiques aux valeurs obtenues dans le paragraphe IV.3.6. L'état *b* correspond à la juxtaposition, dans la couche, de l'onde issue de la réflexion sur la face arrière avec celle issue de la réflexion sur la face avant. Comme dans le cas de la synchronisation à l'interface, on observe une nette augmentation du niveau de traction dans la couche lorsque Z est inférieur à 1, puis une diminution lorsque Z est supérieur à 1. Dans le cas où $Z < 1$, cet état sera donc l'état le plus à même d'endommager la couche.

Au niveau du substrat, les deux états pouvant générer de la traction, ainsi que des états à l'interface, sont symétriques. Dans le cas où $Z < 1$, le niveau de traction à l'interface est toujours supérieur à celui créé dans le substrat. Le risque d'endommagement du substrat avant la rupture de l'interface est donc limité. En revanche, pour $Z > \sqrt{5} + 2 \approx 4.23$, la traction dans le substrat dépasse celle à l'interface.

Z	Cible	Rupture
0,4	Al/Cu	état B, mais proche de D risque d'endommagement en <i>b</i> , risque faible en <i>d</i>
1	Cu/Ni, Cu/Cr	état B, traction interface = traction couche = traction substrat

Tableau IV-12 Localisation de la rupture pour les cibles utilisées.

Remarque : cette configuration a été étudiée plus en détails dans la thèse de Michel Arrigoni [2] dans le cas où T_2 tend vers l'infini, ce qui correspond à une couche infinie, ou plus précisément, à des tirs sur des couches déposées sur des substrats infinis. Cette configuration est courante au niveau industriel puisque les épaisseurs des substrats peuvent atteindre plusieurs millimètres. Dans ce cas, seul l'état D subsiste à l'interface et la traction à l'interface n'est alors créée que pour des rapports d'impédances inférieurs à 1, ce qui limite les possibilités d'applications.

IV.3.7 Bilan des configurations

Le Tableau IV-13 reprend l'ensemble de ces résultats en fonction du rapport des impédances, en comparant les états de traction à l'interface et les risques d'endommagement de la couche.

	Z < 1	Z = 1	Z > 1
niveaux de traction à l'interface	état B ou D	état B	état B (ou A) inférieur au deux autres configurations
interface/couche	traction interface < traction couche	traction interface = traction couche	traction interface > traction couche
endommagement de la couche	risque si le seuil d'endommagement n'est pas largement supérieur à celui de l'interface	uniquement si le seuil d'endommagement est égal à celui de l'interface	si le seuil d'endommagement est inférieur à celui de l'interface

Tableau IV-13 Bilan récapitulatif des résultats en fonction du rapport des impédances.

Dans le cas où $Z < 1$, les calculs permettent de déterminer, pour un seuil d'adhérence de l'interface donné, le seuil minimal d'endommagement de la couche permettant d'obtenir la rupture de l'interface sans que la couche se détériore. Ainsi dans une configuration $\tau < T_2 < T_1$ avec $Z = 1/2$, un seuil de rupture de l'interface de 1 GPa impose que le seuil d'endommagement de la couche soit supérieur à 1,5 GPa.

Le Tableau IV-14 présente un bilan des états de traction à l'interface et dans la couche pour les différentes configurations.

Configuration	Interface	Couche	
$T_2 < \tau < T_1$	$P_B = -8 \frac{Z}{(Z+1)^3}$ $P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^4}$		
$\tau = T_2 < T_1$	$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$ $P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$		
$\tau < T_2 < T_1$	$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$ $P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}$	$P_b = -2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$
$\tau \leq T_2 = T_1$	$P_B = \frac{-2}{Z+1}$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}$	
$\tau < T_1 < T_2$	$P_B = -4 \frac{Z}{(Z+1)^2}$ $P_D = 2 \frac{Z-1}{(Z+1)^2}$	$P_a = \frac{-2}{Z+1}$	$P_c = -\frac{Z-1}{Z+1}$
		$P_b = \frac{-4}{(Z+1)^4}$	$P_d = \frac{Z-1}{Z+1}$

Tableau IV-14 Bilan des états de traction à l'interface et dans la couche.

Ces calculs permettent à la fois de prédire les niveaux de traction obtenus lors du test, pour les différentes configurations, mais également de choisir la configuration la plus adaptée au type de matériau utilisé.

Le paragraphe suivant traite du système Al/Cu à l'aide de la simulation numérique 1D du code SHYLAC. Cette étude permettra de compléter l'approche analytique en tenant compte des effets supplémentaires tels que l'atténuation et l'élargissement de l'onde lors de la propagation.

IV.4 Approche numérique mono-dimensionnelle, application aux cibles Al/Cu

Après avoir déterminé les configurations de cible possibles à l'aide de l'approche analytique, nous nous sommes plus particulièrement intéressés au système substrat aluminium/couche cuivre. Ce système a été le plus étudié expérimentalement car c'était celui pour lequel les épaisseurs de substrat et de couche étaient les plus faciles à faire varier.

L'utilisation du code numérique mono-dimensionnel SHYLAC permet de prendre en compte une partie des effets liés à la propagation des ondes dans les matériaux. Nous l'avons modifié afin de pouvoir effectuer des études automatiques en faisant varier les paramètres de la simulation (épaisseurs, niveau de chargement) et en calculant à chaque fois les niveaux de traction à l'interface et dans les matériaux.

Nous avons étudié l'influence des paramètres de la cible et des tirs sur les niveaux de traction à l'interface d'une cible Al/Cu. Nous allons alors retrouver les précédentes configurations dans le cas où $Z = 0,4$.

Cette étude a également été menée sur d'autres cibles du projet LASAT sans être exposée ici.

IV.4.1 Choix des épaisseurs des matériaux de la cible

Lors des tests, l'épaisseur de la couche était souvent fixée alors que le substrat devait être aminci. Nous avons alors cherché à optimiser l'épaisseur du substrat. La technique présentée ici est générale et peut être appliquée à n'importe quel couple de matériaux.

Des séries de simulations ont été réalisées à l'aide du code SHYLAC en faisant varier l'épaisseur du substrat et la pression maximale du chargement, et en calculant la traction maximale à l'interface et dans les matériaux comme le montre la Figure IV-15.

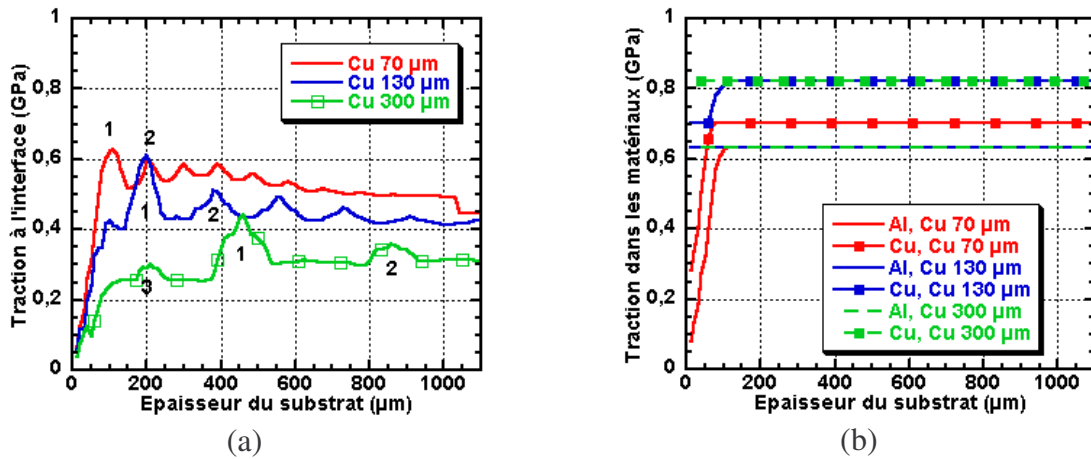


Figure IV-15 Evolution de la traction maximale à l'interface (a) et dans les couches (b) en fonction de l'épaisseur du substrat d'aluminium pour différentes épaisseurs de couche de cuivre pour un chargement d'entrée type LALP à 0.5 GPa.

La Figure IV-15b présente l'évolution de la contrainte de traction maximale dans la couche d'aluminium et dans celle de cuivre en fonction de l'épaisseur du substrat, dans le cas où le comportement des matériaux reste élastique. La traction dans les matériaux est toujours plus importante que celle à l'interface.

Dans le cas de la couche de 70 μm de cuivre, la traction dans le cuivre est inférieure à celle des couches de plus grande épaisseur. Cet effet s'explique par la durée de l'aller et retour de l'onde dans la couche qui est inférieure à la durée de l'onde de compression. On est typiquement dans le cas $T_2 < \tau$.

La Figure IV-15a présente l'évolution de la traction à l'interface en fonction de l'épaisseur de substrat pour trois épaisseurs de cuivre. Cette courbe présente plusieurs points caractéristiques :

- la croissance de la traction avec l'épaisseur du substrat correspond à l'évolution du cas $T_1 < \tau < T_2$, au cas $\tau < T_1 < T_2$. Le plateau peut être expliqué par le fait qu'on retrouve les mêmes états de traction quelles que soient les configurations lorsque la durée de l'impulsion n'est plus un paramètre déterminant et lorsqu'on ne se trouve pas dans un cas particulier ;

- la première synchronisation des ondes, notée 1 sur la figure, correspond à la configuration $T_2 = T_1$ présentée au paragraphe IV.3.4. Elle apparaît par exemple pour un substrat de $410 \mu\text{m}$ d'aluminium avec une couche de $300 \mu\text{m}$ de cuivre ($T_1 = T_2 = 152 \text{ ns}$) ;
- les pics secondaires qui suivent cette première synchronisation correspondent à des synchronisations pour des valeurs de T_1 multiples de T_2 . Les points 2, par exemple, correspondent ainsi à $2 T_2 = T_1$ (Figure IV-16) ;

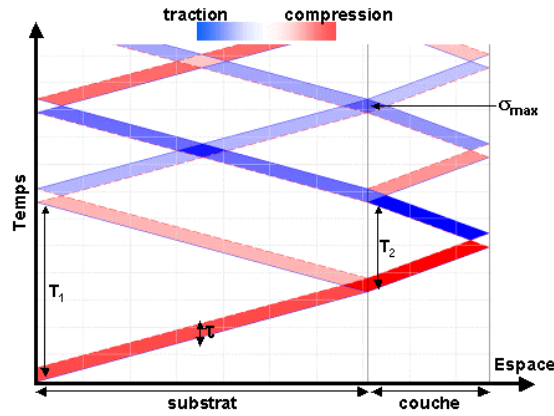


Figure IV-16 Diagramme espace/temps en pression pour une configuration $T_1 = 2 T_2$ avec une cible de substrat aluminium et dépôt cuivre.

- la légère augmentation de la traction au point 3 sur la courbe de traction de la couche de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur correspond à un autre effet de synchronisation présenté sur la Figure IV-17 pour laquelle $2 T_1 = T_2$.

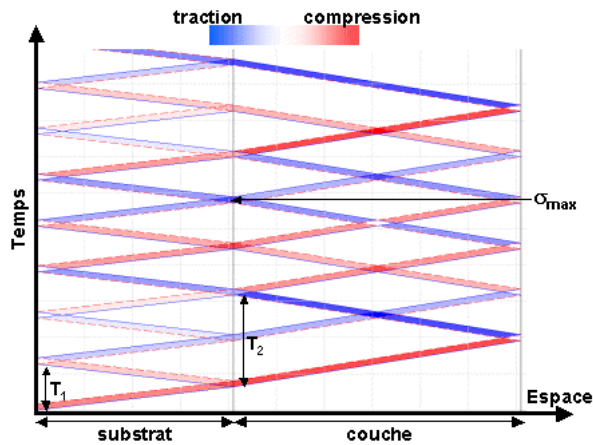


Figure IV-17 Diagramme espace/temps en pression pour une configuration $2 T_1 = T_2$ avec une cible de substrat aluminium et dépôt cuivre.

Dans cette configuration, l'augmentation du niveau de traction par synchronisation des ondes n'est plus immédiate mais intervient après un certain nombre d'allers et retours au niveau, non plus des ondes principales, mais des ondes réfléchies.

On retrouve ces résultats en étudiant l'évolution des niveaux de traction maximale en fonction de l'épaisseur de la couche de cuivre (Figure IV-18).

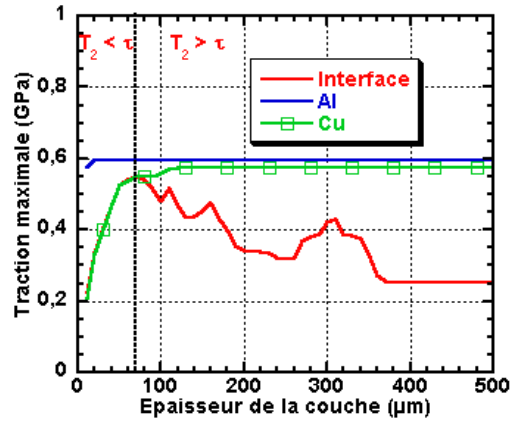


Figure IV-18 Evolution de la traction maximale à l'interface et dans les matériaux en fonction de l'épaisseur de la couche de cuivre pour un substrat d'aluminium de 470 μm d'épaisseur et pour un chargement d'entrée type LALP à 0.5 GPa.

Après la première phase d'augmentation conjointe de la traction maximale dans l'interface et la couche, les deux courbes se séparent lorsqu'on atteint la configuration présentée par Eric Auroux où $\tau = T_2$. Cette configuration correspond ici à une épaisseur de couche de cuivre d'environ de 60 μm , en utilisant un profil de chargement de type LALP (Figure IV-19).

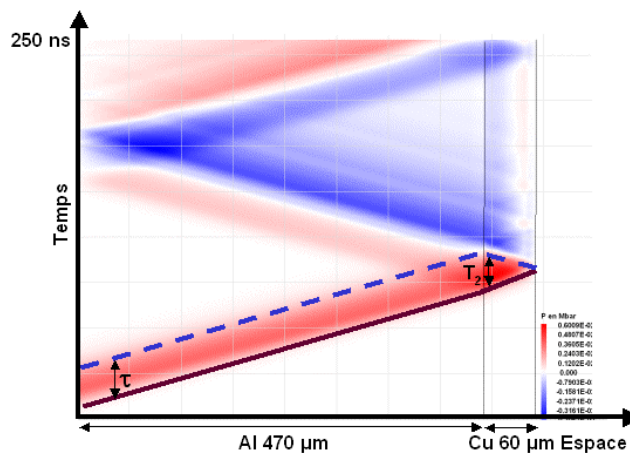


Figure IV-19 Diagramme espace/temps obtenu à l'aide de SHYLAC pour un chargement LALP de 0,5 GPa et une cible d'aluminium 470 μm et de cuivre 60 μm .

Contrairement à l'approche analytique, le code SHYLAC tient compte de l'atténuation des ondes et de l'élargissement du profil de pression lors de sa propagation. Par conséquent, même si la synchronisation des ondes pour $T_1 = T_2$ permet d'obtenir une traction plus importante à l'interface, elle n'atteint pas le niveau de traction générée dans les différents matériaux.

IV.4.2 Résultats expérimentaux sur la synchronisation des ondes 1D

Afin de mettre en évidence l'augmentation du niveau de traction à l'aide de la synchronisation des ondes de traction à l'interface, différentes expériences ont été menées avec une série d'échantillons d'épaisseur de substrat entraînant l'égalité $T_1 = T_2$ et avec une autre série d'échantillons dont l'épaisseur de substrat était telle que $T_1 < T_2$.

Le choix de la deuxième configuration de test a été réalisé afin d'obtenir une traction maximale à l'interface inférieure au cas synchronisé, et cela malgré une épaisseur de substrat inférieure et donc une atténuation moins importante. Dans ce cas, l'effet de la synchronisation des ondes serait directement visible sur les seuils en flux laser.

La Figure IV-20 présente les résultats obtenus à bas flux pour des cibles Al/Cu électrolytique. Du fait de problèmes liés à la fabrication des couches, l'épaisseur du cas optimisé ne correspond pas exactement à celle calculée. Toutefois, même s'il ne s'agit pas de l'épaisseur optimale, elle en est proche, et l'augmentation de la traction est visible.

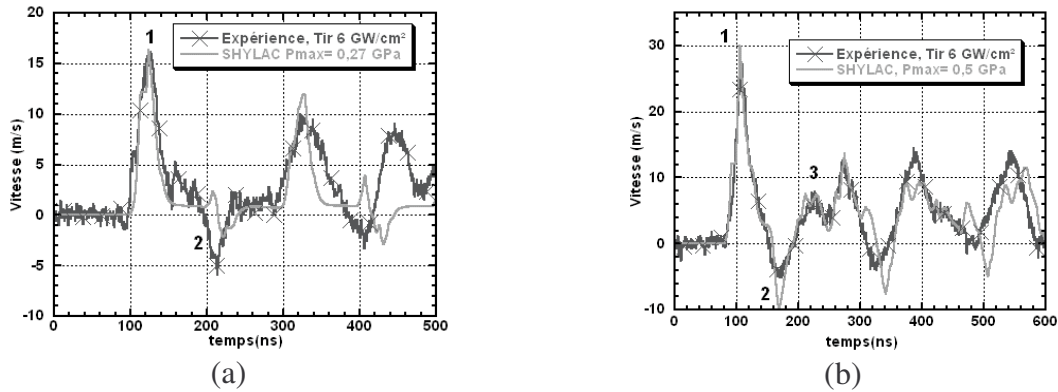


Figure IV-20 Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et les signaux simulés à l'aide du code SHYLAC pour de bas flux laser : (a) configuration $T_1 = T_2$ (substrat Al 330 μm Cu 230 μm), (b) configuration $T_1 < T_2$ (substrat Al 210 μm , couche Cu 230 μm).

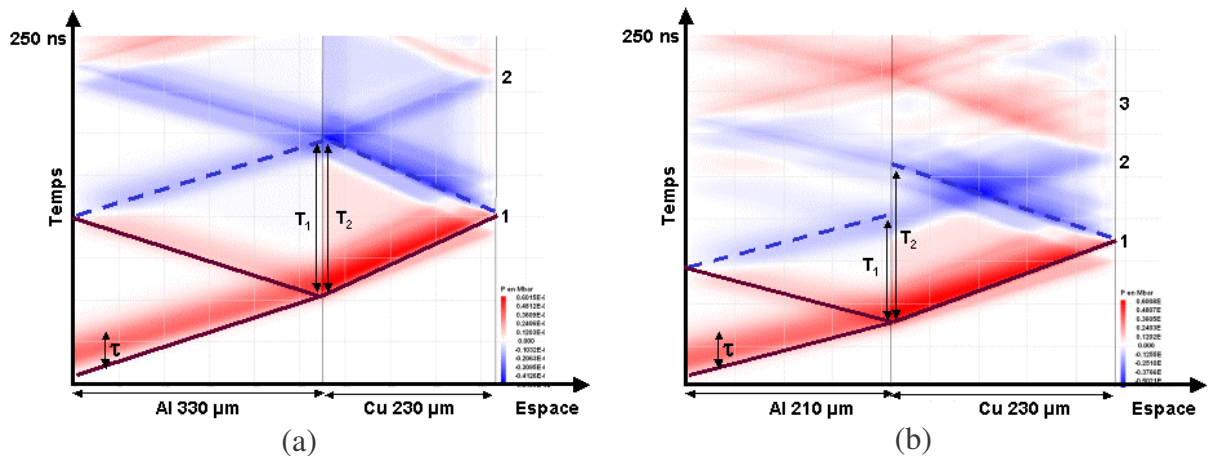


Figure IV-21 Diagramme espace/temps obtenu à l'aide du code SHYLAC (a) configuration $T_1 = T_2$ (substrat Al 330 μm Cu 230 μm), (b) configuration $T_1 < T_2$ (substrat Al 210 μm Cu 230 μm).

La traction à l'interface dans le cas Al 330 μm /Cu 230 μm (0,46 GPa pour un chargement à 5 GPa) est supérieure à celle du cas Al 210 μm /Cu 230 μm (0,25 GPa pour le même chargement).

Le bon accord entre les signaux de vitesse expérimentaux et simulés permet de déterminer le niveau de traction maximale obtenu dans les deux configurations représentées sous forme de diagramme espace/temps à la Figure IV-21. Les numéros représentés sur ces

diagrammes permettent de reconnaître l'origine des différents débouchés sur les profils de vitesse (1 : premier débouché de l'onde de choc, 2 : débouché de l'onde de traction réfléchi par la surface libre du substrat et 3 : aller et retour dans la couche).

La Figure IV-22 présente les résultats obtenus pour des flux supérieurs sur les deux cibles avec une comparaison entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés avec et sans rupture de l'interface.

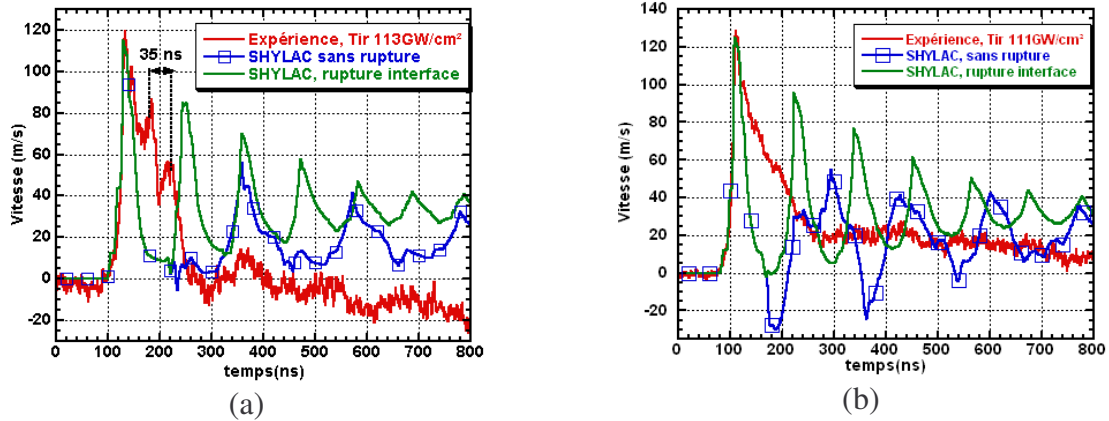


Figure IV-22 Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et les signaux simulés à l'aide du code SHYLAC pour de hauts flux laser : (a) configuration $T_1 = T_2$ (substrat Al 330 μm Cu 230 μm), (b) configuration $T_1 < T_2$ (substrat Al 210 μm Cu 230 μm).

Les résultats à hauts flux ne présentent plus d'accord avec les vitesses simulées, que ce soit avec ou sans rupture de l'interface. En particulier, la Figure IV-22a présente un signal expérimental avec des rebonds apparaissant dans la détente du premier débouché de vitesse. Ces débouchés secondaires sont typiques de la création d'endommagement dans la couche.

La mesure du temps d'aller et retour dans la zone endommagée entre deux débouchés secondaires a permis de situer l'endommagement à environ 65 – 70 μm (35 ns pour un aller et retour) de la surface libre du cuivre. Cette position correspond à l'endroit de la création de la traction dans la couche.

Cette mesure a pu être vérifiée sur un tir à très haut flux durant lequel la partie endommagée du cuivre a été complètement éjectée.

L'effet de synchronisation des ondes n'a pas pu être vérifiée expérimentalement sur les seuils en flux laser, même si les signaux expérimentaux à bas flux confirment l'existence de cette synchronisation, avec en particulier la quasi-disparition du débouché de vitesse (3) correspondant aux allers et retours dans le cuivre.

IV.4.3 Effet de la pression de chargement

Influence de la pression de chargement sur les courbes de traction en fonction de l'épaisseur du substrat

La célérité des ondes de choc dépendant de la pression, celle-ci doit exercer une influence sur la synchronisation des ondes et donc sur le niveau de traction à l'interface. La Figure IV-23 présente l'évolution de la traction maximale à l'interface rapportée à la pression de chargement pour des couches de cuivre de 130 μm et de 300 μm , en fonction de l'épaisseur du substrat d'aluminium.

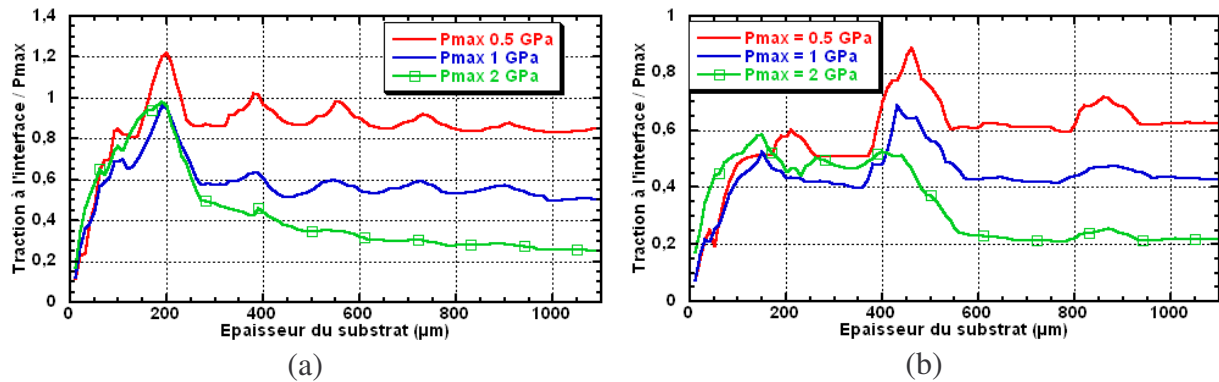


Figure IV-23 Evolution de la traction maximale à l'interface normalisée par la pression maximale en face avant pour des cibles Al/Cu : (a) couche de cuivre de 130 μm , (b) couche de cuivre de 300 μm .

Nous pouvons déduire de ces courbes que le rendement du test (= traction à l'interface/pression maximale de chargement) diminue lorsque la pression du chargement augmente. Ainsi, pour une cible Al 1000 μm /Cu 300 μm , le rendement passe de 0,6 pour un chargement à 0,5 GPa à 0,2 pour un chargement à 2 GPa.

Cette différence de rendement est due à l'atténuation qui est proportionnellement plus importante aux pressions moyennes qu'aux pressions basses pour lesquelles le comportement est proche du comportement élastique.

IV.4.3.1 Evolution des niveaux de traction en fonction du chargement pour une cible donnée

Afin de mieux comprendre la diminution des rendements, une cible présentant un substrat d'aluminium de 1 mm d'épaisseur et une couche de 300 μm de cuivre a été simulée en augmentant le niveau du chargement. L'évolution des niveaux de traction dans les matériaux et à l'interface est reportée sur la Figure IV-24 (a).

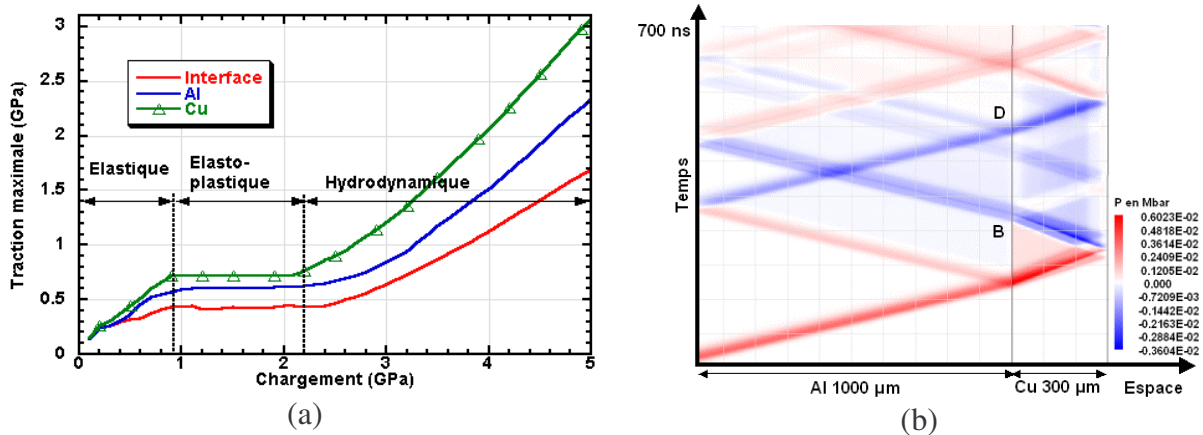


Figure IV-24 (a) Evolution des niveaux de traction en fonction du niveau de chargement, cible Al 1000 μm , Cu 300 μm (b) Diagramme espace/temps pour des cibles Al 1000 μm /Cu 300 μm , chargement de type LALP 0,5 GPa.

Trois zones apparaissent très nettement sur cette courbe :

- une première zone, pour les pressions faibles, où le comportement est totalement élastique dans l'aluminium. Dans ce cas (voir la Figure IV-24 b), la traction à l'interface est contrôlée par les ondes ne voyageant que dans l'aluminium sans atténuation, et en particulier par l'état D. L'onde créant l'état B, voyageant dans le cuivre, subit une atténuation élasto-plastique (la limite élastique pour Al est de 0,3 GPa contre 0,12 GPa pour Cu) et induit donc un niveau de traction inférieur ;

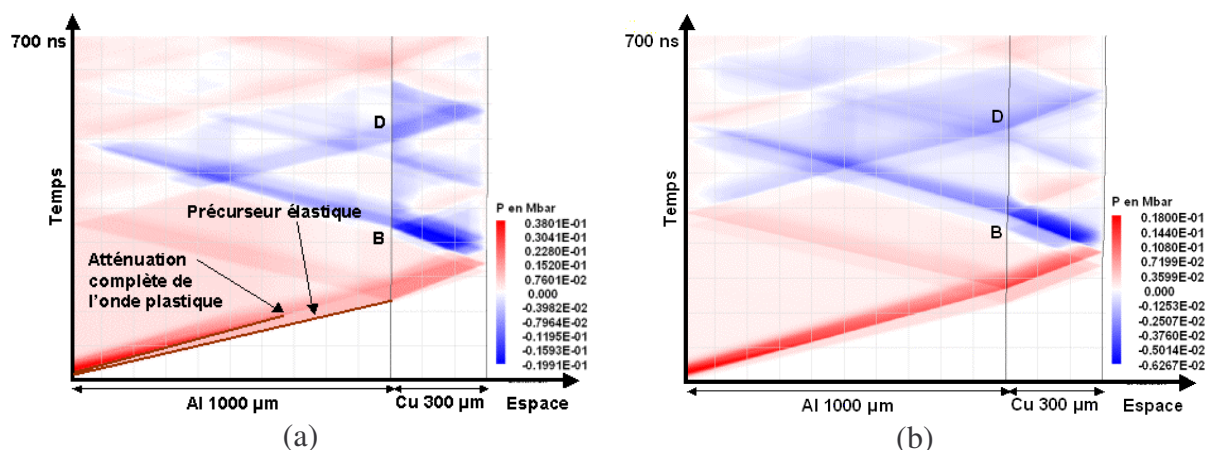


Figure IV-25 Diagramme espace/temps pour des cibles Al 1000 μm /Cu 300 μm , (a) chargement de type LALP 2,0 GPa (b) chargement 4,0 GPa.

- une deuxième zone en forme de palier apparaît entre 1,0 GPa et 2,2 GPa environ. Dans ce cas, le comportement de l'aluminium devient, lui aussi, élasto-plastique, avec le

détachement du précurseur élastique nettement visible sur le diagramme espace/temps de la Figure IV-25 (a). Pour ces niveaux de pression, l'onde plastique est complètement atténuée avant d'atteindre l'interface. Seule subsiste l'onde élastique qui a un niveau constant. L'état B, ainsi que l'état D, auront donc toujours la même valeur pour l'ensemble de ces pressions ;

- la troisième zone correspond aux pressions pour lesquelles l'onde incidente reste plastique durant l'ensemble de sa propagation (se reporter au diagramme espace/temps en pression de la Figure IV-25 b) pour une pression de chargement de 4 GPa.

Avec ces niveaux de chargement, seul l'état B peut générer un niveau de traction suffisant. L'onde créant l'état D a en effet parcouru trois fois le substrat d'aluminium et est donc beaucoup plus atténuée que celle qui génère l'état B ayant un parcours plus court (substrat + 2 x la couche). Ces différentes phases sont visibles sur les profils de pression à l'interface comme le présente la Figure IV-26.

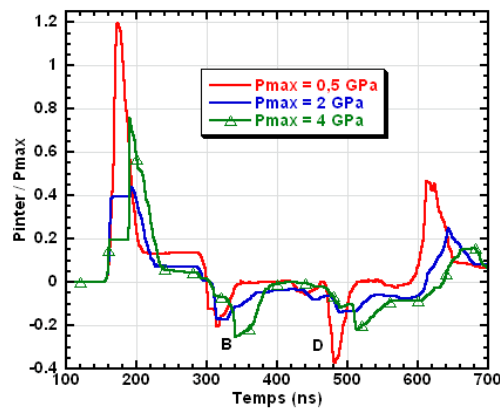


Figure IV-26 Profils temporels de la pression à l'interface normalisée par la pression de chargement pour une cible Al 1000 µm/Cu 300 µm, chargement LALP.

Dans le cas du chargement à 0,5 GPa, l'atténuation dans l'aluminium est quasiment nulle. L'état D correspond bien au maximum de traction à l'interface. En revanche, lorsque la pression de chargement augmente, le niveau de l'état D diminue du fait de l'atténuation tandis que celui de l'état B continue d'augmenter. Pour des pressions supérieures, l'atténuation devenant importante dans l'aluminium, l'état D tombe quasiment à zéro avant d'augmenter avec le chargement.

Ces résultats montrent que si l'approche analytique permet bien de déterminer les configurations intéressantes, elle est insuffisante pour donner les niveaux de traction à l'interface sur la totalité de la gamme de pression de chargement. La prise en compte de l'atténuation peut inverser les résultats, comme c'est le cas pour le système Al/Cu où les niveaux de états B et D sont proches.

La simulation numérique mono-dimensionnelle complète donc les résultats et prouve que, dans la plupart des cas, seul l'état B intervient dans la rupture de l'interface. On verra toutefois au chapitre VI que pour des seuils d'interface faibles, les expériences ont montré des ruptures au niveau de l'état D.

Lors de nos expériences, les pressions générées au LALP étaient inférieures à 3 GPa ce qui correspond à la fin du plateau sur la courbe de traction maximale à l'interface. Plus de la moitié de la gamme des niveaux de chargement a donc induit un niveau de traction à l'interface constant. Cet effet peut expliquer en partie les erreurs sur les seuils d'adhérence.

Toutefois, comme nous le verrons au chapitre VI, les simulations sur ces systèmes complexes n'ont montré qu'un accord relatif avec les expériences. Ces résultats ne peuvent donc pas être appliqués directement à ces cibles.

IV.4.3.2 Evolution avec le rapport d'impédance

Afin de vérifier la tendance observée lors de l'étude analytique, la comparaison entre des cibles Al/Cu ($Z_1 < Z_2$) et Cu/Al ($Z_1 > Z_2$) a été faite en fonction du niveau de chargement. Cette évolution de la traction à l'interface est présentée à la Figure IV-27 pour ces deux cibles.

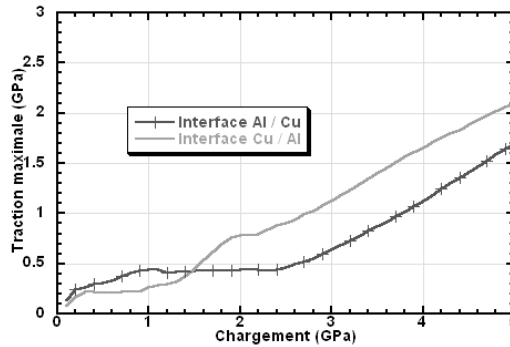


Figure IV-27 Comparaison entre les niveaux de traction maximale à l'interface pour une configuration $Z_1 > Z_2$ (Cu/Al) et une configuration $Z_1 < Z_2$ (Al/Cu), cible substrat $1000 \mu\text{m}$, couche $300 \mu\text{m}$.

Pour les pressions faibles ($< 1,5 \text{ GPa}$), on retrouve le résultat analytique pour lequel la traction à l'interface dans une configuration $Z_1 < Z_2$ est supérieure à celle obtenue dans la configuration $Z_1 > Z_2$. Cet effet s'inverse pour un chargement supérieur à $1,5 \text{ GPa}$ du fait des différences d'atténuation dans l'aluminium et le cuivre. Ces résultats confirment donc l'approche analytique tout en la complétant pour les pressions élevées.

IV.4.3.3 Lien entre la vitesse maximale de surface libre et le niveau de traction à l'interface

L'utilisation du programme de simulation numérique mono-dimensionnelle permet d'obtenir rapidement les niveaux de traction à l'interface pour une cible et un chargement donnés.

En particulier, en connaissant les caractéristiques des matériaux, leurs épaisseurs et le profil de chargement qui leur est appliqué, il est possible de calculer la courbe reliant la vitesse maximale de face arrière au niveau de traction maximale générée à l'interface. Un exemple est présenté à la Figure IV-28 pour une cible d'aluminium 1 mm avec une couche de $300 \mu\text{m}$ de cuivre.

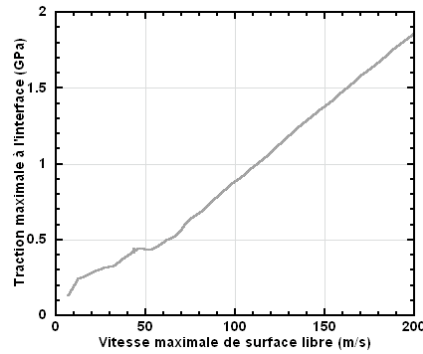


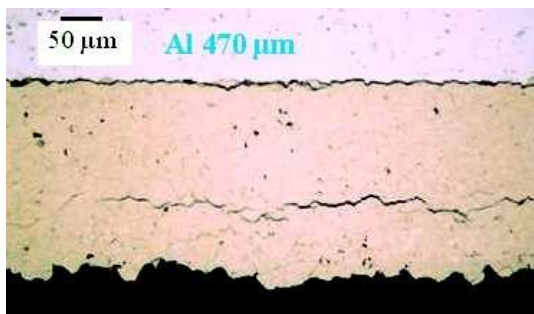
Figure IV-28 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de la mesure de la vitesse maximale de surface libre de la couche pour une cible de 1000 μm d'aluminium et de 300 μm de cuivre, chargement LALP.

Cette vitesse étant une des observables de notre test, il est possible, lors des expériences, de déduire directement le seuil en traction sans simulations supplémentaires. En revanche, l'utilisation de cette courbe dépend du bon accord entre les signaux de vitesse simulés et expérimentaux. Elle ne peut être utilisée que sur des matériaux déjà connus. Cette technique a été utilisée pour les cibles Cr/Cu présentées au chapitre V.

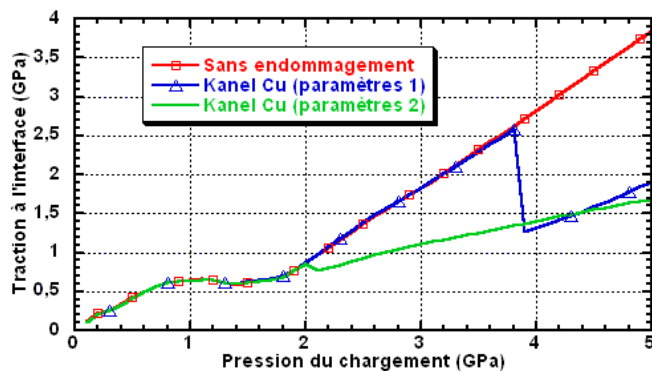
IV.4.4 Influence de l'endommagement dans la couche sur la traction à l'interface

IV.4.4.1 Configuration $Z_1 < Z_2$

Certaines cibles utilisées lors de notre étude ont présenté des zones d'endommagement dans la couche en plus de la rupture de l'interface (Figure IV-29 a). Cet endommagement apparaît à l'endroit où est créée l'onde de traction qui génère l'état B. On peut donc s'attendre à un effet non négligeable de cet endommagement sur le niveau de traction à l'interface, comme le présentent les courbes de la Figure IV-29 b.



(a)



(b)

Figure IV-29 (a) Coupe métallographique d'une cible Al 470 μm /Cu (Cold-Spray) 300 μm . Tir LALP 80 GW/cm^2 (b) Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de la pression maximale de chargement pour une cible Al 470 μm , Cu 300 μm sans endommagement de la couche de cuivre. L'endommagement a été simulé à l'aide du critère de Kanel pour deux séries de paramètres.

Les paramètres utilisés pour le critère de Kanel sont :

{ $k = 1.5 \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$, $V_{tl} = 0.005 V_0$ et $\sigma_{seuil0} = 3 \text{ GPa}$ } pour le jeu de paramètres 1 ;
 { $k = 0.5 \text{ s}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$, $V_{tl} = 0.005 V_0$ et $\sigma_{seuil0} = 1 \text{ GPa}$ } pour le jeu de paramètres 2.

La diminution de la traction maximale à l'interface est due à la quasi-disparition de l'onde de traction provenant de la réflexion sur la face libre de la couche. Il ne reste alors que l'onde générant l'état D et une fraction de celle générant l'état B comme le montre la Figure IV-30 (a). Cette onde sera d'une amplitude plus faible que sans l'endommagement, mais elle sera également de durée inférieure.

Dans le cas où $Z_1 < Z_2$, l'état D est un état de traction non affecté par l'endommagement de la couche. Cet état va donc assurer la croissance du niveau de traction à l'interface malgré l'endommagement.

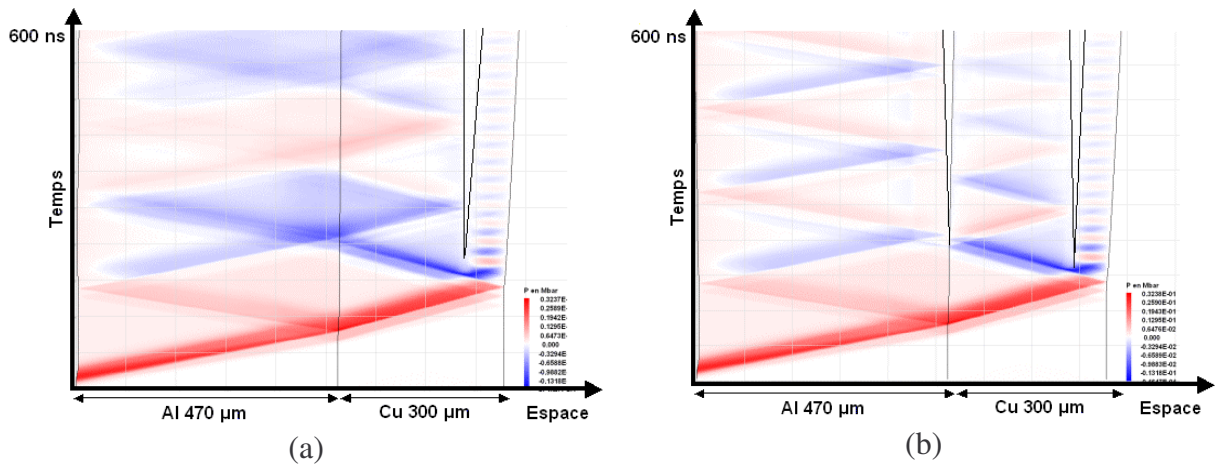


Figure IV-30 (a) Diagramme espace/temps en pression pour une cible Al 470 µm/Cu 300 µm avec un chargement de type LALP 3 GPa et endommagement de la couche de cuivre avec le jeu de paramètres Kanel n°2 (b)idem + rupture de l'interface à 3,0 GPa

L'endommagement de la couche lors du test rend la détection de la rupture de l'interface impossible à réaliser à l'aide des signaux de vitesse de surface libre de la couche. La Figure IV-31 présente les signaux de vitesse, sans endommagement, avec rupture de l'interface, avec endommagement et avec endommagement et rupture de l'interface.

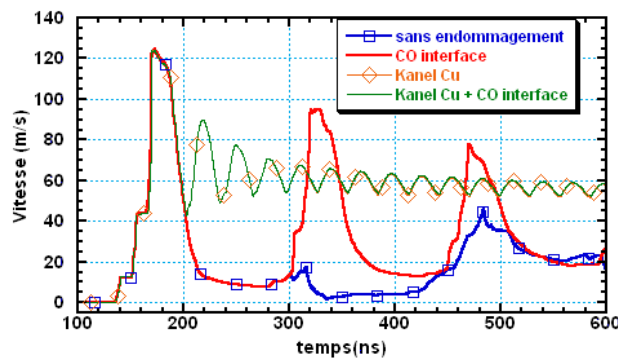


Figure IV-31 Signaux de vitesse de surface libre de la couche pour une cible Al 470 µm/Cu 300 µm pour un chargement de type LALP à 3 GPa.

Dans le cas où la couche subit un endommagement, le signal de vitesse est rigoureusement identique qu'il y ait ou non rupture de l'interface. En effet, l'endommagement de la couche crée une zone de vide plus ou moins prononcée entre l'interface et la surface libre. Lorsque l'interface rompt, comme sur la Figure IV-30 (b), le signal de rupture de l'interface est réfléchi par cette zone de vide avant d'atteindre la surface de mesure. Le diagnostic VISAR ne détecte alors que les allers et retours dans l'écaillage qui s'est séparée de la couche.

Dans cette configuration, l'endommagement de la couche diminue le niveau de traction à l'interface sans toutefois stopper sa croissance avec le chargement grâce à la présence de l'état D.

La mesure d'un seuil d'adhérence est donc toujours possible même si sa détection est impossible à l'aide des signaux de vitesse. Dans ce cas, seules les coupes métallographiques permettront de déterminer le seuil.

IV.4.4.2 Configuration $Z_1 > Z_2$

Dans le cas d'une cible où $Z_1 > Z_2$, comme pour une cible substrat cuivre/dépôt aluminium, l'évolution de la traction maximale à l'interface en fonction du niveau de chargement présente une allure différente qui est représentée à la Figure IV-32.

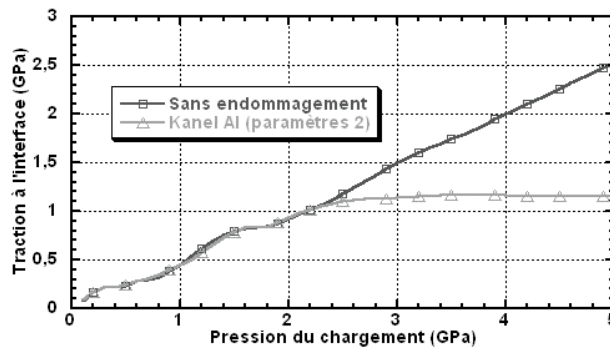


Figure IV-32 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de la pression maximale de chargement pour une cible Cu 470 μ m, Al 300 μ m sans endommagement de la couche de cuivre et avec de l'endommagement simulé à l'aide du critère de Kanel.

Dès que l'endommagement apparaît, on observe une saturation du niveau de traction à l'interface. En effet, à la différence du cas précédent, l'état D est un état de compression et non plus un état de traction. Seule la partie sous le seuil d'endommagement de l'onde générant l'état B atteint l'interface comme on peut le constater sur la Figure IV-33.

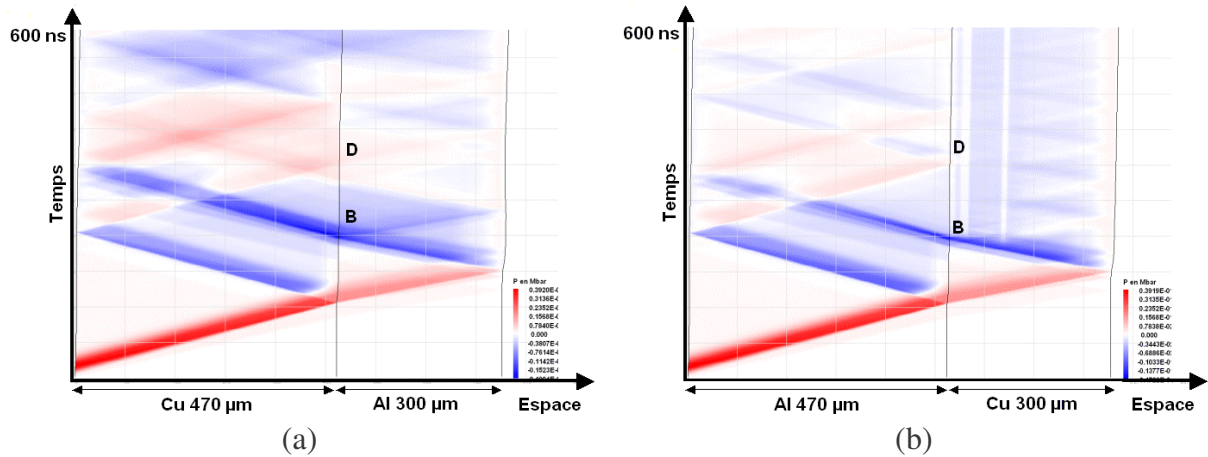


Figure IV-33 Diagrammes espace/temps SHYLAC pour une cible Cu 470 µm/Al 300 µm avec un chargement LALP à 4 GPa (a) sans endommagement, (b) avec endommagement de la couche d'aluminium simulé par le critère de Kanel avec le jeu de paramètres 2.

Lorsque l'endommagement apparaît, des zones de vide se créent à plusieurs endroits de la couche par le jeu de réflexions sur les nouvelles interfaces. Par rapport au cas sans endommagement, l'onde de traction générée par la réflexion sur la face arrière de la cible est presque complètement absorbée par la création des vides dans la couche.

Dans cette configuration, un seul mécanisme permet de générer de la traction à l'interface et il est limité par le seuil d'endommagement de la couche. Il est donc impossible d'atteindre le seuil de l'interface si celui-ci est supérieur au seuil d'endommagement de la couche, et cela quelle que soit la pression générée lors du chargement.

IV.4.4.3 Endommagement du substrat

Afin de limiter l'endommagement de la couche, des tirs ont été effectués directement sur les couches. L'endommagement peut alors apparaître dans le substrat, tandis que la couche restera intacte.

La Figure IV-34 présente l'évolution de la traction à l'interface dans le cas où le critère de Kanel est activé pour le substrat avec le jeu de paramètres n°2 pour une cible ayant un substrat de cuivre de 470 µm et une couche d'aluminium de 300 µm.

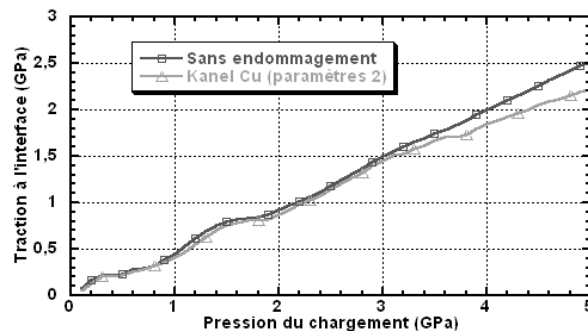


Figure IV-34 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de la pression du chargement pour une cible Cu 470 µm/Al 300 µm avec et sans endommagement du substrat.

La traction à l'interface étant principalement générée par l'état B, le niveau de traction ne dépend donc pas de l'endommagement du substrat, comme il est observé ici. De même les signaux de vitesse avec ou sans rupture de l'interface ne présentent quasiment aucune différence entre eux comme le montre la Figure IV-35.

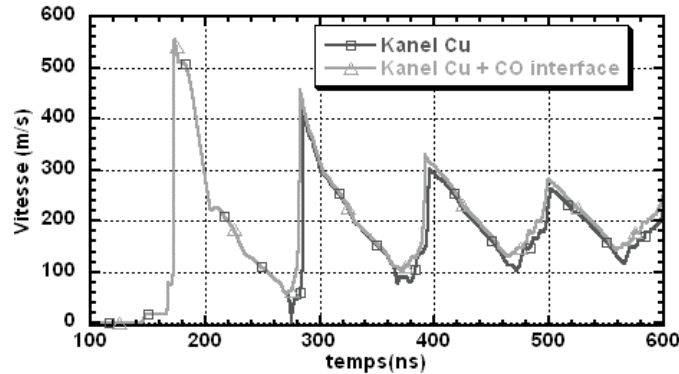


Figure IV-35 Vitesse de surface libre d'une cible Cu 470 µm/Al 300 µm avec endommagement du substrat de cuivre et/ou rupture de l'interface. Chargement LALP à 5 GPa.

Dans ce cas l'absence de différence entre les deux signaux de vitesse s'explique par le fait que le substrat de cuivre est endommagé par le retour de l'onde principale de la face arrière de la cible. Le substrat est donc endommagé dans la zone voisine de l'interface, ce qui correspond à une rupture cohésive de l'interface (ce n'est pas l'interface qui rompt mais le matériau proche). Cet endommagement est visible sur le diagramme espace/temps en pression de la Figure IV-36.

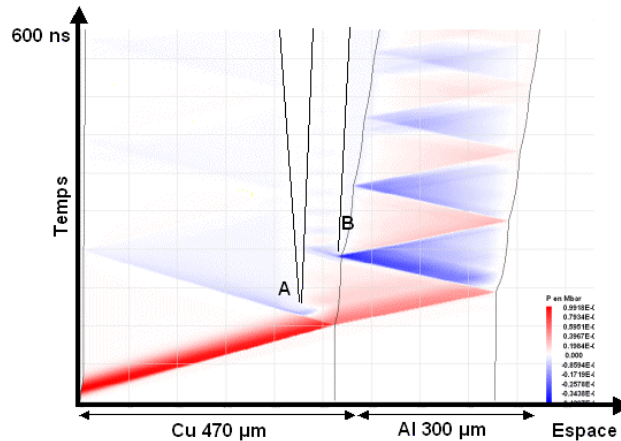


Figure IV-36 Diagramme espace/temps en pression d'une cible Cu 470 µm/Al 300 µm avec endommagement du substrat (Kanel, paramètres n°2). Chargement LALP 5 GPa.

Cette étude montre l'importance de la connaissance des seuils d'endommagement des matériaux utilisés lors du test LASAT. Par ailleurs, il est primordial de déterminer quelle sera la configuration la plus adéquate pour ne pas endommager la couche et donc mener le test à bien. Cependant, il faut noter que si les paramètres d'endommagement sont connus, la simulation numérique permet d'obtenir le niveau de traction maximale atteint à l'interface. Le test pourra donc toujours donner des seuils d'adhérence de l'interface, en se basant non plus uniquement sur les signaux de vitesse mais sur l'analyse des coupes métallographiques réalisées *a posteriori*.

IV.4.5 Influence du profil de pression, évolution en fonction du laser utilisé

Différents lasers ont été utilisés avec des durées d'impulsion et des gammes d'énergie différentes. La Figure IV-37 présente l'évolution de la traction à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat d'aluminium pour une couche de cuivre de 300 μm d'épaisseur.

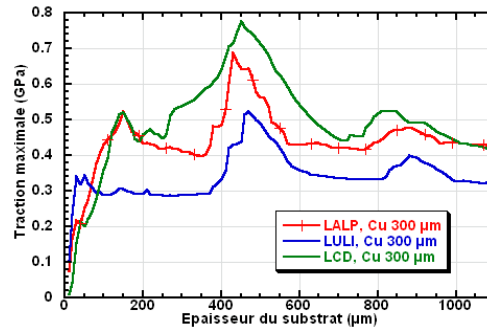


Figure IV-37 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat d'aluminium pour une couche de cuivre de 300 μm et une pression maximale de 1 GPa pour les trois profils de pression incidente.

Les différents effets de synchronisation sont visibles pour les trois profils car ils ne dépendent pas de la durée d'impulsion. Les profils utilisés sont présentés sur la Figure IV-38.

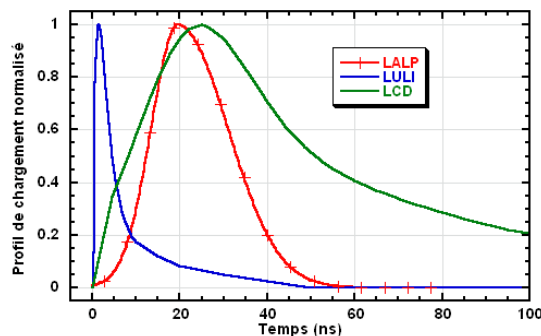


Figure IV-38 Comparaison entre les profils de chargement normalisé pour les lasers LALP 40 J, LULI 6x100 J et LCD en interaction confinée.

Le profil de pression pour le laser du LCD (impulsion laser de 20 ns) correspond à un profil simulé pour des tirs en régime confiné et est donc plus large que les deux autres profils de chargement, en particulier celui du LULI (interaction directe, impulsion laser 3 ns).

Les niveaux de traction à l'interface suivent l'atténuation des ondes qui dépend directement de la durée du chargement. La Figure IV-39 présente les trois diagrammes espace/temps pour les trois profils de chargement en pression.

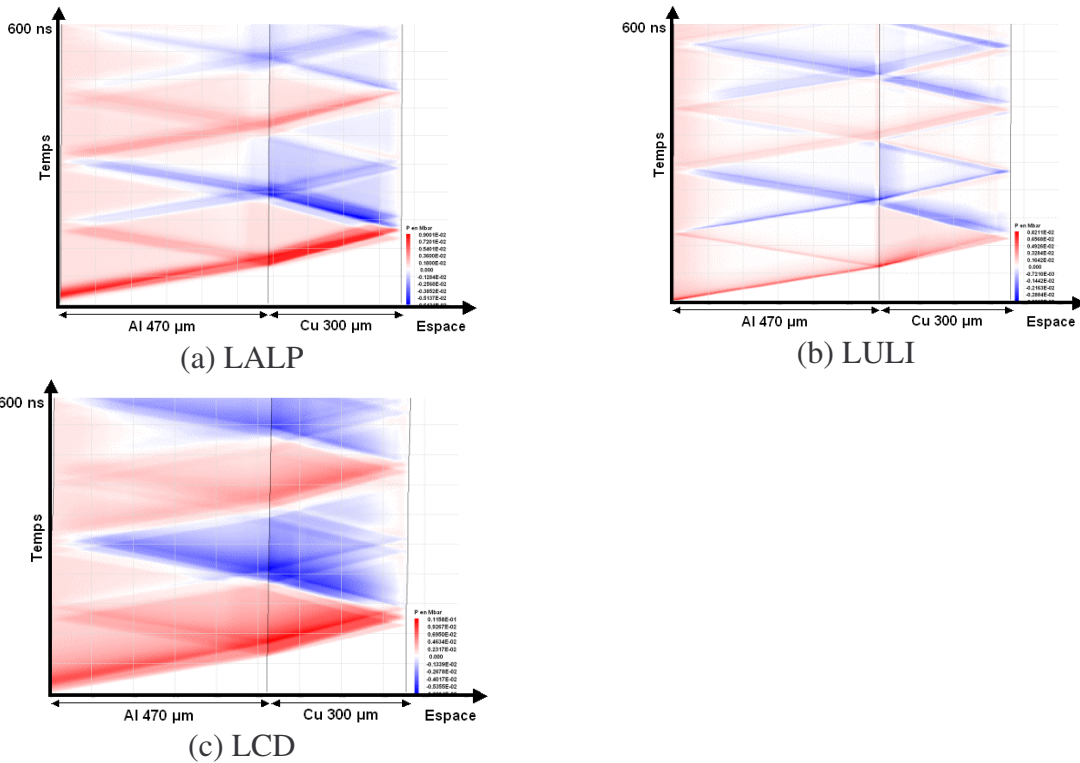


Figure IV-39 Diagrammes espace/temps obtenus à l'aide de SHYLAC pour une cible Al 470 μm/Cu 300 μm pour un chargement de 1 GPa (a) chargement LALP, (b) chargement LULI, (c) chargement LCD.

La différence des atténuations est nettement visible sur les diagrammes espace/temps et se traduit directement sur les courbes de traction à l'interface en fonction de la pression de chargement (Figure IV-40 a).

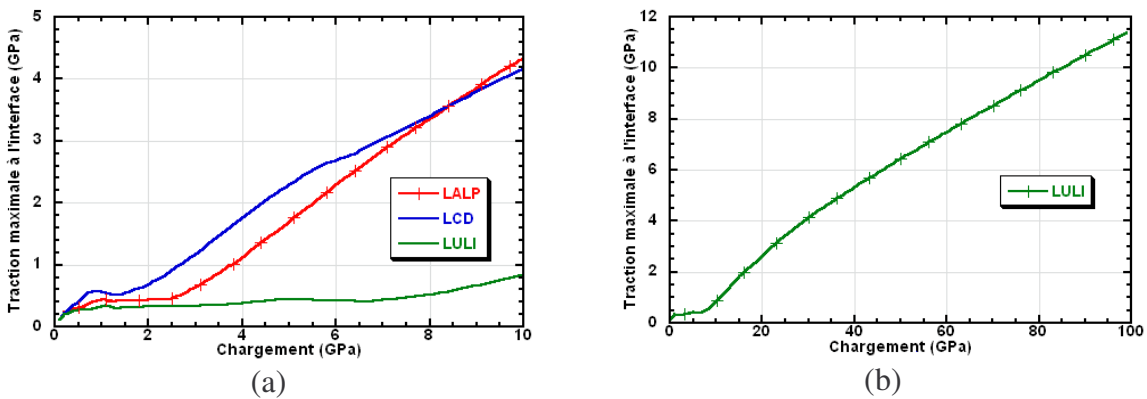


Figure IV-40 (a) Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de la pression maximale de chargement pour les trois chargements utilisés avec une cible Al 1000 μm/Cu 300 μm. (b) Evolution de la traction maximale à l'interface dans la gamme d'utilisation du laser 6F du LULI.

Plus la durée du chargement est grande, moins l'atténuation de l'onde de compression est importante. Notons toutefois que les énergies disponibles pour les différents lasers ne sont pas identiques. Ainsi, la pression de chargement du laser LALP peut atteindre la dizaine de GPa (pour un laser très focalisé). L'utilisation du régime confiné pour le laser LCD le limite à 6

GPa (confiné eau) ou à 8 GPa (confiné verre). En revanche, la grande énergie disponible du laser 6F du LULI lui permet d'atteindre la centaine de GPa, ce qui autorise des niveaux de traction à l'interface supérieurs à 10 GPa comme le montre la Figure IV-40 b.

Pour la plupart des cibles utilisées durant cette étude, le laser le plus approprié s'est avéré être celui du LALP qui autorise des tractions à l'interface suffisantes pour bien des matériaux. Ce laser possède également une plus grande facilité d'utilisation (un tir toutes les six minutes environ contre un toutes les vingt minutes pour le LULI 6F).

Afin d'être moins limité par l'atténuation des ondes lors du test, différentes méthodes ont été testées durant cette étude afin d'augmenter le niveau de pression du chargement ou la durée de celui-ci. Les résultats obtenus sont présentés plus en détails dans la thèse de Michel Arrigoni [2].

IV.5 Approche numérique bi-dimensionnelle

IV.5.1 Introduction : nécessité des simulations bi-dimensionnelles

Nous avons essentiellement travaillé avec des cibles de forte épaisseur pour déterminer les limites du test d'adhérence par choc laser et se rapprocher des spécifications industrielles. Du fait de l'épaisseur et de l'atténuation nécessitant alors des flux plus importants, le rapport épaisseur de la cible/diamètre de la tache d'impact du laser était plus souvent proche de 1 que de 0,5 comme préconisé pour réaliser des expériences mono-dimensionnelles [3].

La présence des effets de bord a donc été observée, que ce soit sur des cibles simples ou revêtues. Ils se sont manifestés sur les signaux de vitesse expérimentaux par l'apparition de débouchés inexplicables dans le cadre d'une approche mono-dimensionnelle (voir la Figure IV-41a pour une cible d'aluminium épaisse de 1 mm avec une surface de chargement de 1 mm de diamètre).

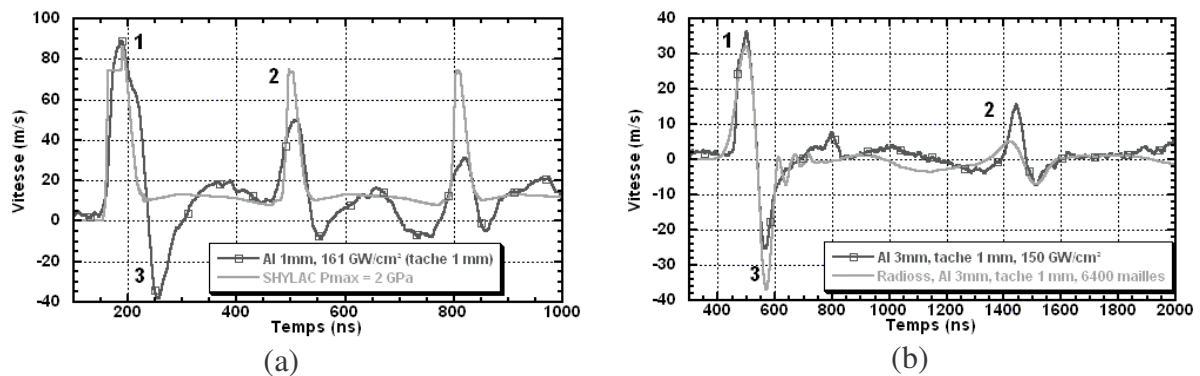


Figure IV-41 Comparaison entre des signaux de vitesse expérimentaux et simulés (a) par SHYLAC pour une cible d'aluminium 1 mm, (b) par RADIOSS pour une cible d'aluminium 3 mm.

En effet, si sur ces signaux, le premier débouché (1) et l'aller et retour dans la cible (2) sont bien reproduits, le débouché de vitesse négative (3) n'est reproduit ni par la simulation 1D ni par l'approche analytique. L'utilisation du code 2D-3D RADIOSS permet alors de retrouver ce débouché supplémentaire, y compris pour des cibles encore plus épaisses (Figure IV-41b).

Ces signaux de vitesse expérimentaux présentent tous les deux des débouchés de vitesse négative (**3**) du même ordre de grandeur que le débouché de vitesse de l'onde incidente (**1**). Ces niveaux se traduisent, en terme de pression, par des niveaux de traction proches en valeur absolue de ceux de l'onde de compression issue de l'onde principale. Cette onde de traction supplémentaire ne peut donc pas être négligée dans notre étude.

Remarque : les oscillations observées sur le signal simulé par RADIOSS sont des oscillations numériques dues au choix d'un maillage grossier pour cette simulation (6400 mailles contre 500 000 pour une simulation complète Al/Cu). Une étude de l'évolution des résultats en fonction du maillage est présentée en annexe F.

Le but de ce travail sur l'approche bi-dimensionnelle consiste à comprendre l'origine de ce débouché négatif sur les cibles mono-matériaux et de quantifier son effet sur les niveaux de traction à l'interface pour les cibles revêtues de forte épaisseur.

IV.5.2 Formation des tractions 2D sur des cibles mono-couches

IV.5.2.1 Mécanisme de formation des effets bi-dimensionnels

L'analyse des cartes de pression simulées au cours du temps permet de déterminer l'origine de l'onde de traction générant le débouché négatif. La Figure IV-42 en est une illustration pour une cible d'aluminium de 4 mm d'épaisseur soumise à un chargement de 2 mm de diamètre.

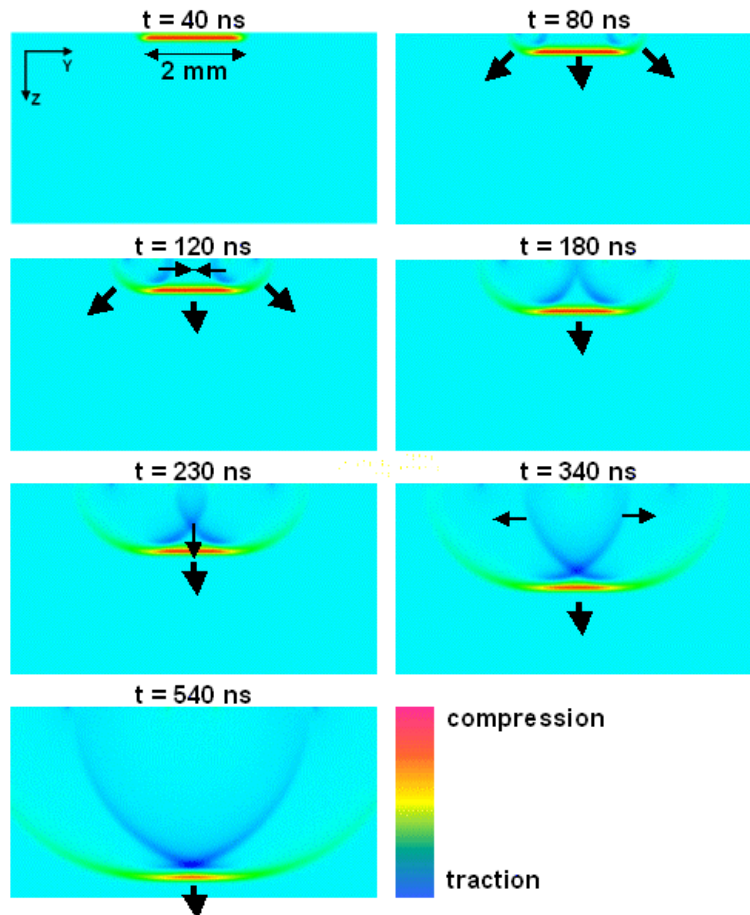


Figure IV-42 Evolution au cours du temps de la carte des pressions dans une cible d'aluminium de 4 mm d'épaisseur avec un chargement de type LALP sur une tache de 2 mm de diamètre.

Cette évolution se décompose en plusieurs étapes :

- **t = 40 ns** : l'onde de compression est entièrement formée. Seule la zone de chargement est affectée par cette onde. La matière placée de chaque côté de la zone de chargement ne subit pas de mise en pression.

- **t = 80 ns** : l'onde de choc s'étend, en mettant en pression les zones latérales non soumises au chargement. Cette onde de choc de sillage se propage à la fois selon l'axe Z et selon l'axe Y.

La quantité de mouvement selon l'axe Z étant générée par le chargement en pression, l'onde apporte au matériau une certaine quantité de mouvement selon Y qui doit être

compensée pour respecter la loi de conservation de la quantité de mouvement. Une onde de signe opposée se propageant vers le centre du chargement est donc créée.

Cet effet, schématisé à la Figure IV-43, apparaît dans un premier temps au niveau du point A (limite de la zone de chargement) où l'onde de choc du chargement crée à la fois une onde de compression latérale (trait plein) et une onde de détente (en pointillés). A la fin du chargement, l'onde de détente du chargement crée à son tour au point B une détente latérale et une onde de choc.

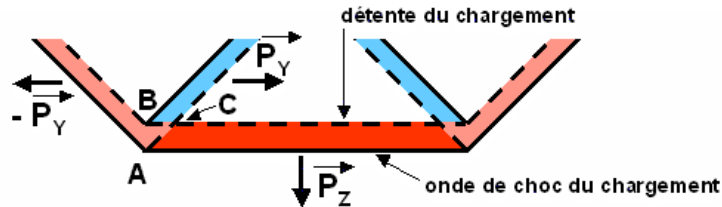


Figure IV-43 Schéma analytique de création du sillage de l'onde de choc. \vec{P}_z et \vec{P}_y représentent les vecteurs quantités de mouvement selon Z et Y (les ondes de chocs sont en traits pleins et les détente en pointillés).

La détente supplémentaire générée au point A va rencontrer la détente du chargement au point C et provoquer l'apparition d'un état de traction (en bleu). Cet effet apparaît de façon symétrique de part et d'autre de la zone de chargement.

- **t = 120 ns** : les ondes de traction latérales se propagent vers le centre du chargement tout en suivant l'onde de choc initiale. Elles induisent une diminution de la pression sur les bords de la zone de chargement au fur et à mesure où elles rattrapent l'onde de choc du chargement.

- **t = 180 ns** : les deux ondes de traction générées de part et d'autre du chargement se rencontrent et se combinent pour donner un niveau de traction plus élevé sur l'axe de symétrie du chargement au point D de la Figure IV-44.

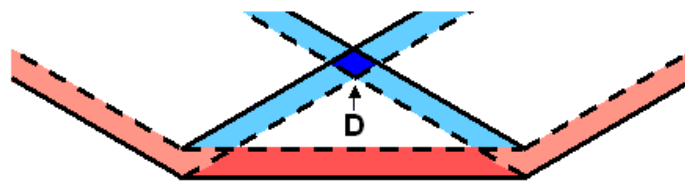


Figure IV-44 Schéma analytique de la création d'un point de concentration de traction sur l'axe de symétrie par rencontre des détente latérales.

- **t = 230 ns et 340 ns** : le niveau de traction du point D rattrape petit à petit l'onde principale tout en augmentant en amplitude. L'onde principale continue à être atténuée sur les bords.

- **t = 230 ns** : le point D entre au contact avec l'onde de compression incidente et diminue son amplitude tant sur les bords qu'au centre.

Ces étapes arrivent d'autant plus tôt au cours de la propagation que le diamètre de la zone de chargement est petit.

IV.5.2.2 Influence du diamètre du chargement sur les signaux de vitesse

Les différents effets sont visibles sur les signaux de vitesse de surface libre pour différentes diamètres de la tache de chargement comme le montre la Figure IV-45 .

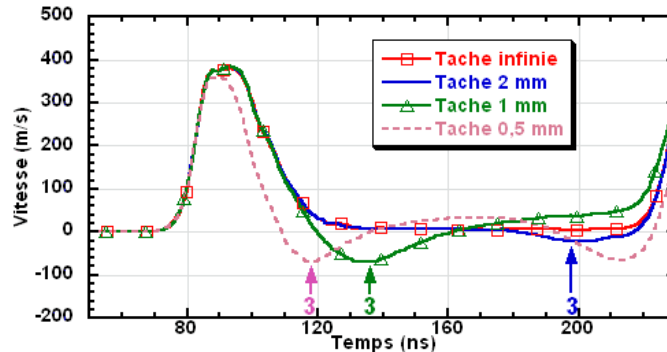


Figure IV-45 Comparaison des signaux de vitesse pour une cible Al 470 μm avec un chargement type LALP à 4 GPa et pour différents diamètres de tache de chargement.

Tandis qu'aucun débouché négatif n'apparaît dans le cas du chargement sur une tache infinie, il apparaît dès que la tache de chargement prend une extension finie (3).

Plus le rapport (dimension du chargement)/(épaisseur de la cible) diminue, plus le niveau du débouché (3) devient important (18 m.s^{-1} pour une tache de 2 mm et 70 m.s^{-1} pour une tache de 1 mm). De plus, le retard τ_{2D} sur le premier débouché de l'onde principale diminue avec la taille du chargement : 110 ns derrière le premier débouché pour une tache de 2 mm, contre 40 ns pour une tache de 1 mm. Dans les cas extrêmes, pour une tache de 0,5 mm, les effets de bord rejoignent l'onde principale. Ils l'atténuent tout en réduisant sa durée à mi-hauteur (26 ns pour les taches supérieures et 20 ns pour une tache de 0,5 mm).

La règle selon laquelle il est nécessaire que la taille de la tache soit au moins deux fois plus grande que l'épaisseur de la cible afin que les effets restent mono-dimensionnels entre deux débouchés de l'onde de choc principale est donc vérifiée sur ces courbes pour la tache de 2 mm de diamètre. Notons toutefois l'apparition d'un débouché de vitesse négative avant le second débouché de l'onde principale représentant environ 4 à 5 % de la vitesse maximale.

IV.5.2.3 Effets de bord et endommagement

La connaissance de ces effets est d'autant plus importante que, pour un chargement important, l'état de traction généré peut être suffisant pour endommager des matériaux à bas seuil d'endommagement comme représenté sur la Figure IV-46.

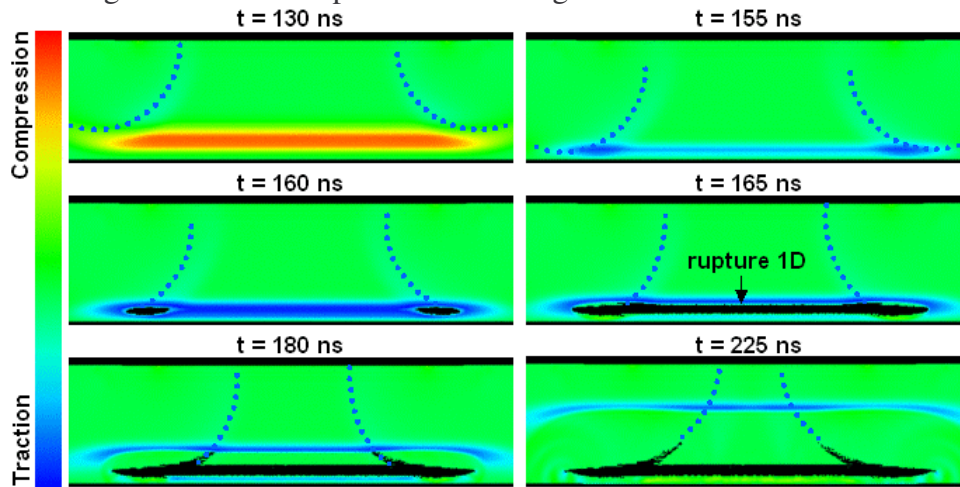


Figure IV-46 Evolution de la pression au cours du temps dans une cible de cuivre $600 \mu\text{m}$ avec un niveau d'endommagement à $0,55 \text{ GPa}$ et un chargement type LALP à 1 GPa (les ondes de traction latérales ont été renforcées en pointillés).

Sur les cartes de pression de la Figure IV-46, les ondes de traction latérales formées lors de la propagation de l'onde de choc incidente ($t = 130 \text{ ns}$) provoquent une augmentation de la traction sur les bords de l'onde de traction réfléchie ($t = 155 \text{ ns}$). Cette augmentation est suffisante pour endommager le matériau sur les bords ($t = 160 \text{ ns}$). L'endommagement principal généré par l'onde de traction 1D apparaît peu après sur l'ensemble de la zone de chargement ($t = 165 \text{ ns}$). L'onde de traction réfléchie n'étant pas complètement atténuée par l'ouverture de la fracture, elle se combine avec les effets de bord incidents pour générer deux autres zones d'endommagement à l'intersection de ces deux ondes ($t = 180 \text{ ns}$ et $t = 255 \text{ ns}$).

Le renforcement de l'onde de traction réfléchie par les effets de bord et l'apparition d'un endommagement supplémentaire sont observés expérimentalement, y compris sur des expériences d'impact produisant un profil de pression triangulaire (voir la coupe de la Figure IV-47).

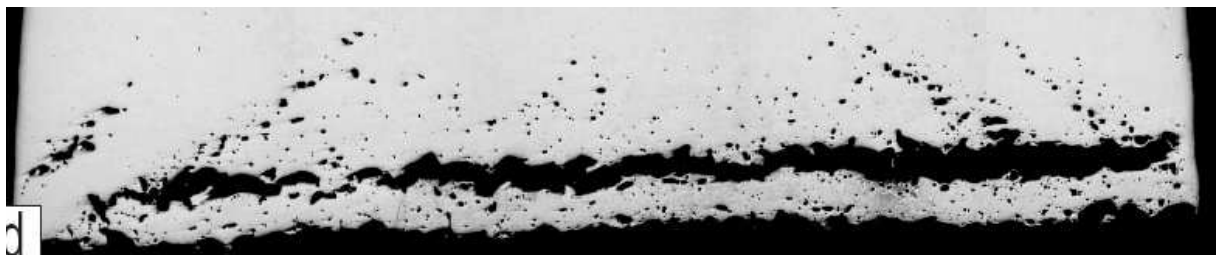


Figure IV-47 Endommagement d'une plaque de cuivre soumise à un profil de pression triangulaire de 8 GPa [4].

IV.5.2.4 Evolution de la pression en fonction de l'épaisseur et du temps

Les effets de bords peuvent générer des états de traction supplémentaires sans utiliser une réflexion sur une surface libre. Ces états de traction peuvent être contrôlés par la pression de chargement mais également par la dimension de la tache de chargement.

Cette traction peut être utilisée sur les cibles revêtues pour rompre l'interface dans la cas où le substrat est épais (cas des cibles Al 1 mm/Cu 300 μ m), mais également dans le cas où un revêtement est déposé sur un substrat infini (> 1 cm par exemple). En réalisant un tir à fort flux sur une très petite surface de ce revêtement, les états de traction générés par les effets de bord pourraient permettre la rupture de l'interface et donc la mesure du seuil d'adhérence.

Il est donc important de pouvoir quantifier l'évolution de ces états de traction lors de la propagation en fonction de l'épaisseur de la cible et du temps.

Nous allons maintenant nous consacrer à l'étude de la formation de ces effets en fonction de la dimension du chargement et de sa pression. Les simulations ont été menées sur des cibles de 4 mm d'épaisseur afin que les effets de bord puissent se développer, tout en évitant la création de la traction par la réflexion de l'onde sur la surface libre de la cible.

La mesure de la pression et des différents éléments du tenseur des contraintes est réalisée sur toute l'épaisseur de la cible. Ces simulations ont été effectuées sur des cibles d'aluminium décrites par une loi de comportement de type Johnson Cook. Les simulations ont été faites pour trois niveaux de pression (1, 2 et 4 GPa), pour deux tailles de tache de chargement (1 et 2 mm de diamètre), et pour les trois profils de chargement présentés à la Figure IV-38.

La Figure IV-48 présente des résultats obtenus lors de cette étude. Les diagrammes montrent l'évolution de la pression en fonction du temps (en abscisse) et de la position Z du point de mesure (le code de couleurs utilisées est le rouge pour la face avant, et le bleu pour la face arrière).

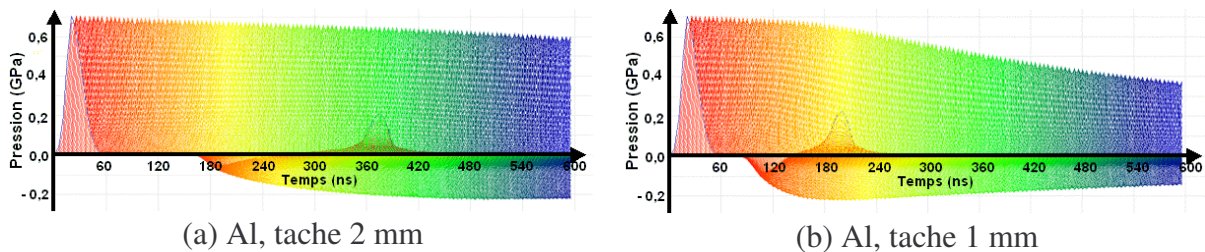


Figure IV-48 Evolution de la pression sur l'axe de symétrie de la cible en fonction du temps (abscisse) et de l'épaisseur (couleur) pour une cible de 4 mm d'épaisseur avec un chargement type LALP 1,0 GPa (loi Johnson Cook, cas d'une déformation plane).

Ces premiers résultats permettent de comparer directement les effets du changement de taille de la tache de chargement. De façon cohérente avec les résultats précédents, nous trouvons que les effets de bord, présents sous forme de pression négative, se manifestent d'autant plus vite que la taille de la tache de chargement est petite. La division par deux de la tache de chargement entraîne également une division par deux du temps d'apparition de l'état de traction au centre

Remarquons également l'apparition de pics secondaires sur les éléments proches de la face avant de la cible (à 360 ns et à 180 ns pour l'aluminium 2 et 1). Ces pics correspondent au passage sur la face avant des ondes latérales qui s'y réfléchissent en ondes de compression pour se propager dans le matériau.

IV.5.2.5 Evolution des extrema de pression en fonction de l'épaisseur

L'évolution de la pression en fonction de l'épaisseur permet la comparaison immédiate des différentes configurations des cibles (matériaux, géométrie, diamètre et pression du chargement). Ces effets sont visualisés sur la Figure IV-49.

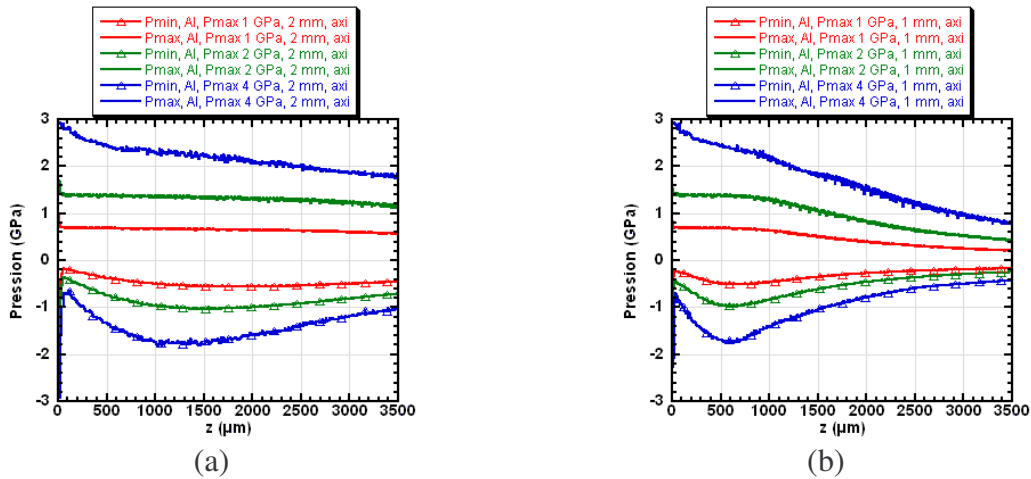


Figure IV-49 Evolution des extrema de pression en fonction de l'épaisseur pour différentes valeurs de chargement, cible Al 4 mm (loi de Johnson Cook), chargement de type LALP (a) tache 2 mm, géométrie axisymétrique, (b) tache 1 mm, géométrie axisymétrique.

A partir de ces courbes, nous pouvons tirer deux conclusions importantes :

- l'atténuation est d'autant plus importante que le chargement l'est aussi. Cet effet s'explique par la transition d'un régime purement élastique, pour les pressions faibles, à un régime plastique pour les pressions plus élevées. Cette atténuation est nettement visible sur le profil de pression maximale sur la Figure IV-49a : sur les premiers 500 μm de la propagation, l'onde de choc perd 0,5 GPa pour les ondes à 4GPa, tandis que la perte est quasiment nulle pour les ondes à 2 et 1 GPa ;

- l'influence de la taille de la zone de chargement est confirmée. Si la taille n'influe pas sur le niveau de traction généré par les effets de bord atteignant pour des taches de 2 et 1 mm les mêmes amplitudes, elle influe sur la rapidité avec laquelle ce niveau va apparaître. Ainsi, dans le cas de la géométrie axisymétrique, le maximum de traction est atteint à environ 1200 μm de la face avant de la cible pour une tache de 2 mm, alors qu'il est atteint à 600 μm pour une tache de 1 mm. A partir de ce maximum, on observe une décroissance de cet état de traction en même temps qu'une accélération de la décroissance de la pression de l'onde principale. Cette décroissance est due au fait que l'onde de traction a rattrapé l'onde principale. Ces deux ondes s'annihilent mutuellement au fur et à mesure de la propagation.

Remarque : l'épaisseur des courbes s'explique par des problèmes de discrétisation de la mesure temporelle visibles sur les graphiques de la Figure IV-48 sous la forme de créneaux triangulaires.

L'évolution des composantes du tenseur des contraintes suit la même évolution que la pression comme le montre la Figure IV-50.

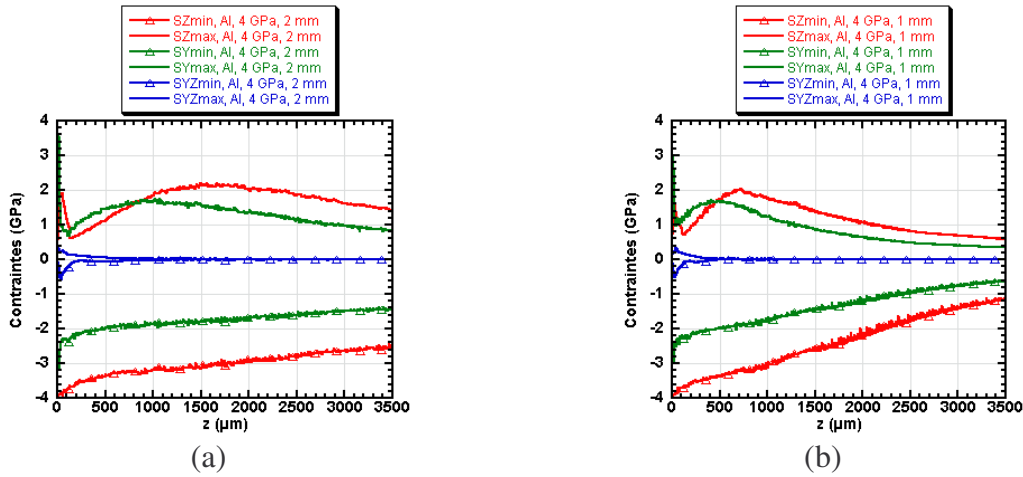


Figure IV-50 Evolution des composantes du tenseur des contraintes en fonction de l'épaisseur. Chargement LALP à 4 GPa, (a) tache de 2 mm, (b) tache de 1 mm.

La différence entre les valeurs de σ_z et de σ_y montre que la simulation ne peut pas être considérée uniquement comme une simulation hydrodynamique. Ceci explique que le niveau de pression des figures précédentes n'atteint pas le niveau de pression maximale du chargement.

Le fait que la composante σ_{yz} soit négligeable durant toute la propagation de l'onde montre bien qu'il n'y a pas de création de cisaillement lors de ces expériences de choc, en dehors de la zone de chargement.

La composante σ_z est ici la composante principale du tenseur, ce qui est cohérent avec la géométrie du chargement. Cette composante interviendra lors de l'endommagement et de la rupture de l'interface. Il est donc important de connaître son évolution.

IV.5.2.6 Influence du profil de pression

Les mêmes simulations ont également été menées avec deux autres profils de pression correspondant aux lasers 6F du LULI et au laser du LCD. Les résultats sont présentés à la Figure IV-51.

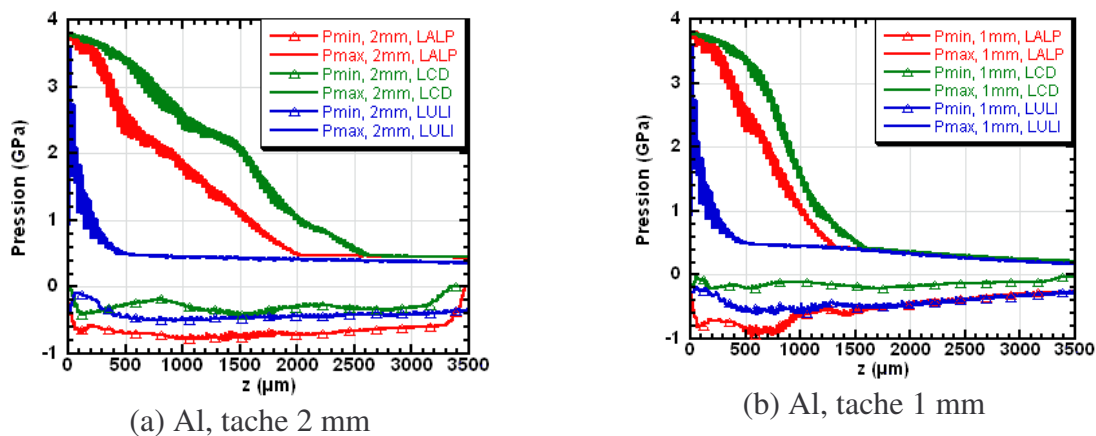


Figure IV-51 Evolution des extrema de pression en fonction de l'épaisseur pour différents profils de chargement laser. Géométrie axisymétrique, loi élasto-plastique parfaite.

En accord avec la théorie, plus le profil de chargement est court, plus l'atténuation de l'onde de compression est importante. Dans notre cas, les profils, présentés à la Figure IV-38, ont une largeur à mi-hauteur de 20 ns pour le profil LALP, de 42 ns pour le profil LCD et de 4 ns pour le profil LULI. L'atténuation obtenue suit bien cette loi d'évolution, avec une très forte atténuation pour les simulations utilisant le profil LULI et des atténuations bien moins importantes pour les deux autres profils.

La création des effets de bord est la conjugaison de deux effets antagonistes :

- le profil doit être suffisamment long pour ne pas s'atténuer trop rapidement (voir le profil LULI) ;

- la détente du profil de chargement doit présenter un gradient de pression rapide pour ne pas inhiber les effets de bord. C'est le cas du profil LCD qui présente une détente très longue.

Le profil LALP est celui qui crée le plus d'effets de bord du fait à la fois d'une durée d'impulsion suffisante pour minimiser l'atténuation et de la forme de son profil qui présente une détente plus rapide que celle du profil LCD.

IV.5.2.7 Conclusion sur les effets de bord dans les cibles mono-matériaux

L'analyse de la création des effets de bord sur les cibles mono-couches a permis de comprendre leur origine ainsi que les mécanismes mis en jeu. Leur quantification a été rendue possible grâce à l'utilisation du code de simulation 2D/3D RADIOSS.

Ce travail explique les débouchés supplémentaires observés sur les signaux de vitesse pour des cibles épaisses, mais il permet également de proposer un mécanisme supplémentaire de création d'état de traction dans la liste donnée par l'approche analytique.

A l'aide de ces résultats, il est possible de sélectionner, pour une cible revêtue, l'épaisseur du substrat ou la dimension de la zone de chargement afin que ces états de traction soient maximaux lorsqu'ils atteindront l'interface testée. Dans cette configuration, l'interface verra les états de traction avant la couche, ce qui supprime le problème de l'endommagement de la couche avant la rupture de l'interface.

L'obtention d'états de traction à l'interface a été étudiée dans la suite de cette étude sur les cibles substrat Al/couche Cu.

IV.5.3 Evolution de la traction à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat

IV.5.3.1 Introduction

Nous avons mené, à l'aide de RADIOSS, la même étude que celle présentée au paragraphe IV.4, afin de déterminer l'évolution de la traction maximale à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat. La prise en compte des effets de bord dans ces simulations laisse envisager la possibilité de nouvelles configurations présentant un maximum de traction à l'interface, en plus de celles déjà mises en évidence par l'analyse mono-dimensionnelle.

Ce travail s'est concentré sur des cibles présentant les épaisseurs les plus utilisées expérimentalement : un substrat d'aluminium dont l'épaisseur varie entre 200 et 1000 μm , et des couches de cuivre de 130 ou 300 μm .

IV.5.3.2 Evolution pour un niveau de chargement

La Figure IV-52 présente l'évolution de la traction à l'interface sur l'axe de symétrie et à 500 μm de l'axe pour un chargement de 1 GPa avec une tache de chargement de 1 mm.

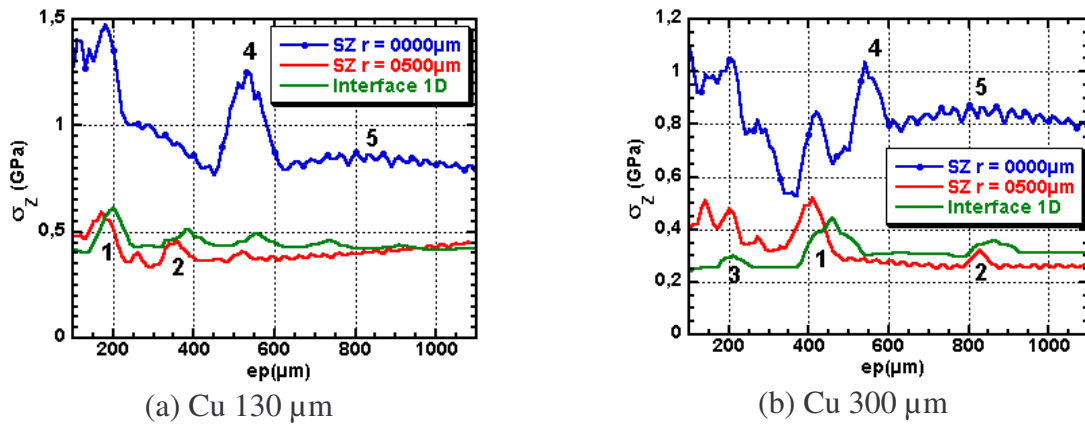


Figure IV-52 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat (chargement LALP, 1 GPa, simulation axisymétrique, lois matériaux de Johnson Cook, tache 1 mm).

On retrouve les optimisations par synchronisation des ondes (1) pour $T_1 = T_2$ (vers 200 μm d'aluminium pour la couche de 130 μm de cuivre et 420 μm d'aluminium pour le cuivre de 300 μm d'épaisseur), ainsi que (2) et (3). Ces optimisations, basées sur la propagation mono-dimensionnelle, sont visualisables de façon plus marquée sur les courbes obtenues à 500 μm de l'axe de symétrie que sur les courbes tracées sur l'axe de symétrie. Par ailleurs, un pic supplémentaire apparaît nettement sur ces graphiques autour de 500 μm de substrat d'aluminium (4). Ce pic est présent uniquement sur l'axe de symétrie et correspond à une synchronisation des ondes de traction 1D et 2D comme nous le verrons par la suite. L'augmentation de la traction sur l'axe de symétrie de la cible visible au point (5) est expliquée par la traction directement générée par les effets de bord (Figure IV-50). Le même travail a été effectué avec une tache de 2 mm, et est présenté sur la Figure IV-53.

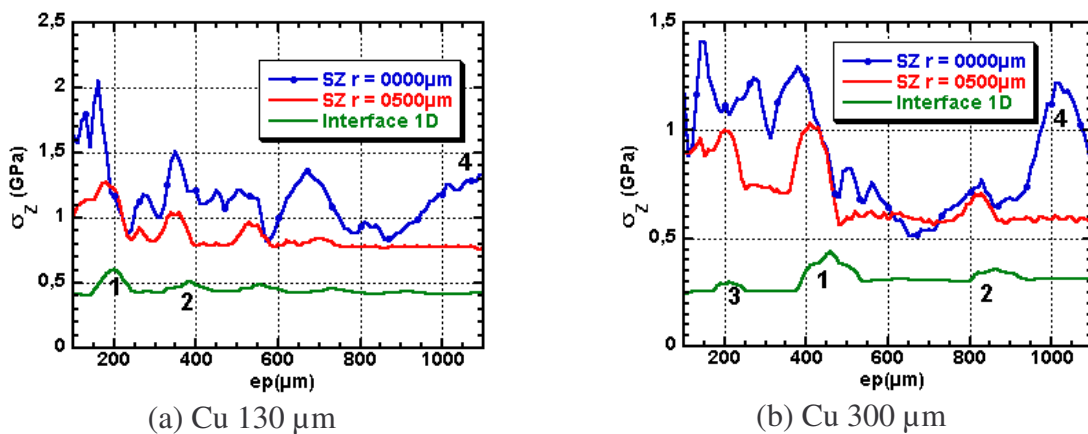


Figure IV-53 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat pour un chargement type LALP de 1 GPa, simulation axisymétrique, lois matériaux de Johnson Cook, tache 2 mm.

Remarque 1 : les courbes de traction sur l'axe de symétrie présentent un faciès moins régulier que celles hors de l'axe. Ceci est dû aux artefacts introduits par les blocages imposés sur l'axe de symétrie dans le cadre d'une simulation axisymétrique.

Remarque 2 : les différences entre les courbes 1D et 2D s'expliquent par l'utilisation d'une loi de Johnson Cook pour le cuivre et l'aluminium. Les paramètres matériaux pour les deux types de simulations ne sont donc pas identiques.

On retrouve encore une fois les points (1), (2) et (3) mais le point (4) a été déplacé à plus de 1,1 mm pour la couche de 130 μm de cuivre et à environ 1 mm pour la couche de 300 μm de cuivre. La valeur de ce point a donc doublé avec la taille de la zone de chargement, ce qui confirme l'origine bidimensionnelle de l'optimisation de traction. L'analyse de la succession des cartes de pression en fonction du temps (Figure IV-54) permet de comprendre l'origine de ce pic.

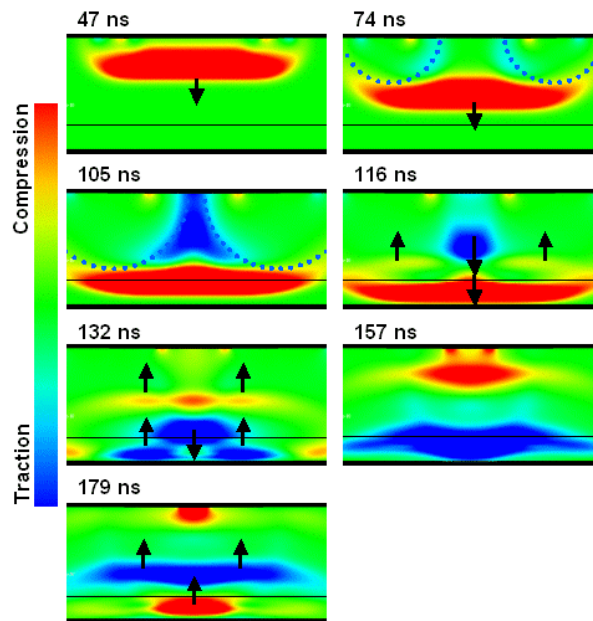


Figure IV-54 Evolution de la carte de pression (rouge = compression, bleu = traction) pour une cible Al 530 μm , Cu 130 μm (simulation axisymétrique, chargement LALP 1 GPa sur une tache de 1 mm de diamètre).

Cette évolution se décompose en plusieurs étapes :

- **t = 47 ns** : création de l'onde de compression incidente ;
- **t = 74 ns** : formation des ondes de bord de part et d'autre de la zone de chargement ;
- **t = 105 ns** : les deux ondes de bord se combinent et s'amplifient sur l'axe de symétrie de la cible. Cette combinaison sur l'axe de symétrie explique que les effets de bord sont essentiellement vus sur l'axe de symétrie et non à 500 μm ;
- **t = 116 ns** : l'onde principale est réfléchiée et transmise à l'interface ;
- **t = 132 ns** : l'onde principale est réfléchiée en onde de traction par la surface libre du cuivre. L'onde de traction générée par les effets de bord n'a pas encore atteint l'interface ;
- **t = 157 ns** : l'onde de traction principale et l'onde de traction générée par les effets de bord arrivent en même temps à l'interface : elles se combinent pour former un état de traction maximale. Dans cette configuration, le temps de retard τ_{2D} du maximum des effets de bord sur l'axe de symétrie (paragraphe IV.5.2.2) est égal au temps T_2 d'aller et retour de l'onde principale dans la couche ;

• **$t = 179 \text{ ns}$** : l'onde de traction des effets de bord est réfléchiée en onde de compression par la surface libre de la couche et suit l'onde principale.

Cette analyse permet de mettre en évidence les paramètres contrôlant l'existence de cette seconde méthode de synchronisation des ondes de traction à l'interface : les épaisseurs du substrat et de la couche, ainsi que la dimension de la zone de chargement.

Connaissant les épaisseurs des matériaux, il est envisageable de pouvoir régler la taille de la zone de chargement afin de se placer dans le cas le plus favorable avec la synchronisation des ondes. De plus, si l'épaisseur du substrat est un paramètre réglable, il peut être intéressant d'utiliser les courbes du paragraphe IV.5.2.4 pour sélectionner l'épaisseur de substrat telle que les effets de bord soient les plus importants lorsque la synchronisation apparaît.

Nous avons donc mis en évidence une nouvelle configuration d'optimisation de la traction à l'interface. Cette configuration est d'autant plus intéressante qu'elle peut être obtenue en ne faisant varier que la taille de la zone de chargement, paramètre facilement modifiable lors des expériences. Lors des mesures d'adhérence réalisées sur les cibles Al/Cu, plusieurs cibles ont été réalisées avec un substrat d'aluminium de 1 mm d'épaisseur et une couche de 300 μm de cuivre. Les tirs effectués avec une tache de 2 mm ont été réalisés dans la nouvelle configuration optimale. Toutefois, si la rupture des interfaces a bien été obtenue à l'aide des effets de bord (voir le paragraphe IV.5.4), les tirs à 1 et 2 mm n'ont pas montré de différence sensible.

IV.5.3.3 Evolution des courbes avec la pression de chargement

Afin de compléter cette étude, trois niveaux de chargement ont été testés, à savoir 1, 2 et 3 GPa. Les résultats sont présentés sur la Figure IV-55.

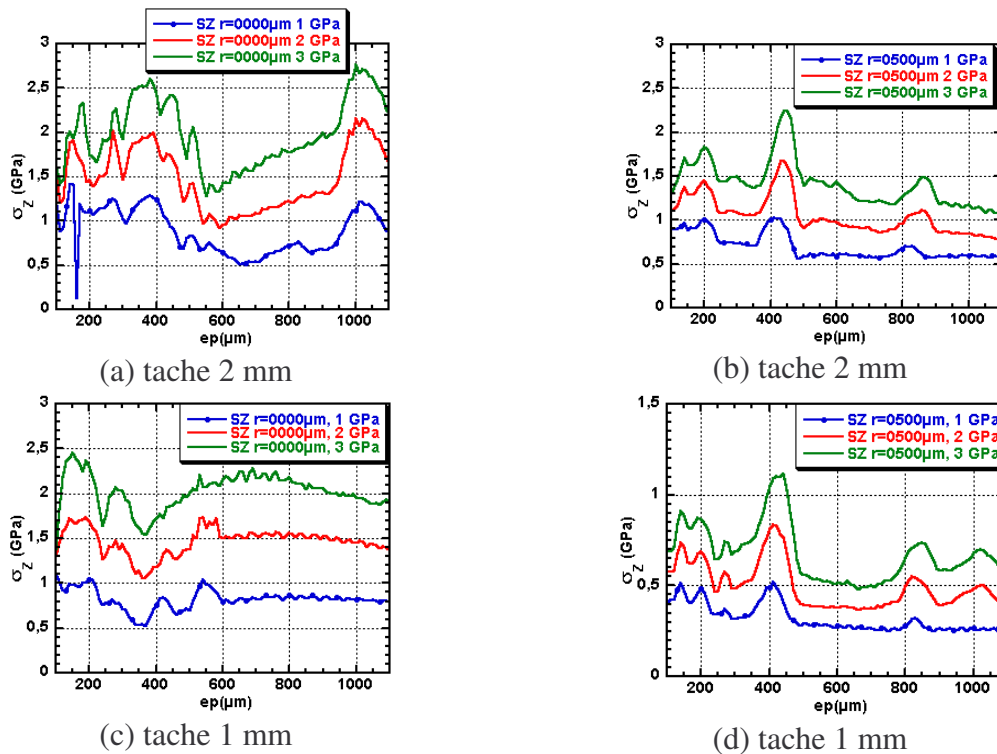


Figure IV-55 Evolution de la traction maximale à l'interface en fonction de l'épaisseur du substrat et du niveau de chargement (a) au centre de la tache, tache 2 mm, (b) à 500 μm de l'axe de symétrie, tache 2 mm (c) au centre, tache 1 mm, (d) à 500 μm , tache 1 mm.

Comme dans le cas mono-dimensionnel, l'influence de la pression de chargement sur les phénomènes de synchronisation mono-dimensionnelle est faible. En revanche, les effets de bord sont d'autant plus importants qu'on est proche du centre de la tache (numéro 5 de la Figure IV-52). En particulier, pour la Figure IV-55d, la courbe à 3 GPa ne présente presque plus de phénomène de synchronisation 1D/2D, mais une évolution sur un large domaine où l'on retrouve la courbe de la Figure IV-50 avec l'extremum de contrainte présent à une épaisseur donnée. Dans ce cas, les effets mono-dimensionnels sont inférieurs aux états de traction générés par les effets de bord.

Les courbes à 500 μm de l'axe de symétrie ne présentent quasiment aucun état de traction issu des effets de bord, si ce n'est pour une épaisseur de 1 mm de substrat dans le cas d'une tache de 1 mm. Cette absence de maximum supplémentaire est due au fait que les effets de bords sont essentiellement prépondérants sur l'axe de symétrie du chargement (par juxtaposition de l'ensemble des effets). En dehors de l'axe de symétrie, ces effets sont plus faibles et peuvent souvent être négligés face aux effets mono-dimensionnels.

IV.5.3.4 Analyse des signaux de contrainte et de vitesse

Les profils temporels de contrainte normale à l'interface permettent de déterminer l'origine de la traction maximale générée à l'interface et donc également de connaître l'instant le plus favorable à la rupture de l'interface. La Figure IV-56 présente les résultats obtenus pour une cible ayant un substrat d'aluminium de 600 μm d'épaisseur et une couche de cuivre de 130 μm .

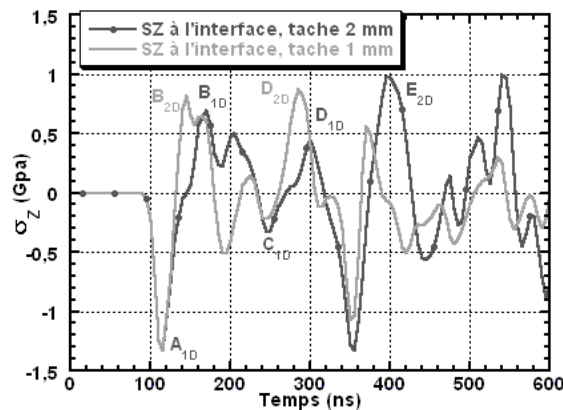


Figure IV-56 Evolution temporelle de σ_Z à l'interface entre un substrat d'aluminium 600 μm et une couche de cuivre 130 μm pour un chargement de type LALP à 1 GPa.

En plus des pics issus de la propagation de l'onde principale (notés 1D sur la figure), ces profils présentent de nombreux pics issus des effets de bord. Les points B et D sur la figure correspondent aux notations du paragraphe IV.3, B étant l'état de traction généré par la réflexion de l'onde principale sur la surface libre du cuivre, et D l'état de traction généré par l'aller et retour dans le substrat d'aluminium de la réflexion de l'onde principale au premier passage de l'interface. Ces deux états sont amplifiés dans la simulation pour la tache de 1 mm du fait de leur synchronisation avec les états générés par les effets de bord et leurs réflexions sur les surfaces libres. Dans le cas de la simulation avec une tache de 2 mm, les effets de bord sont visibles principalement dans l'état E qui intervient après le second débouché de l'onde principale. L'état C correspond à l'aller et retour dans la couche de cuivre de la réflexion lors du passage de l'interface du retour de l'onde principale.

Pour cette configuration de cible, la traction maximale, donc la plus à même de générer la rupture, apparaît à deux endroits différents selon la taille de la zone de chargement : soit au point B pour une tache de 1mm, soit au point E pour une tache de 2 mm. Nous retrouvons ces différences sur les signaux de vitesse de surface libre du cuivre. Les signaux correspondants à des taches de 1 et 2 mm sont profondément différents (Figure IV-57).

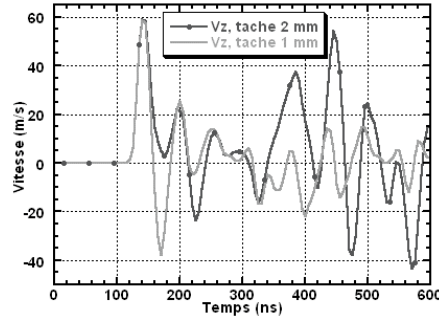


Figure IV-57 Evolution temporelle de V_z sur l'axe de symétrie du chargement pour une cible substrat aluminium $600\ \mu\text{m}$ et couche cuivre $130\ \mu\text{m}$, chargement de type LALP à 1 GPa.

La figure précédente illustre l'influence non négligeable des effets de bord sur l'analyse des signaux de vitesse, y compris pour des cibles dont l'épaisseur totale est inférieure à la dimension du chargement en pression. L'analyse de ces signaux de vitesse ne peut plus être uniquement faite à l'aide des calculs analytiques et nécessite la prise en compte des effets de bord.

IV.5.4 Discussion et comparaison entre les signaux simulés et expérimentaux

IV.5.4.1 Rupture de l'interface comparative 1D/2D

La Figure IV-58 présente une comparaison des signaux de vitesse de surface libre de la couche de cuivre pour une cible Al 1 mm/Cu $300\ \mu\text{m}$ pour des simulations SHYLAC et RADIOSS avec et sans rupture de l'interface.

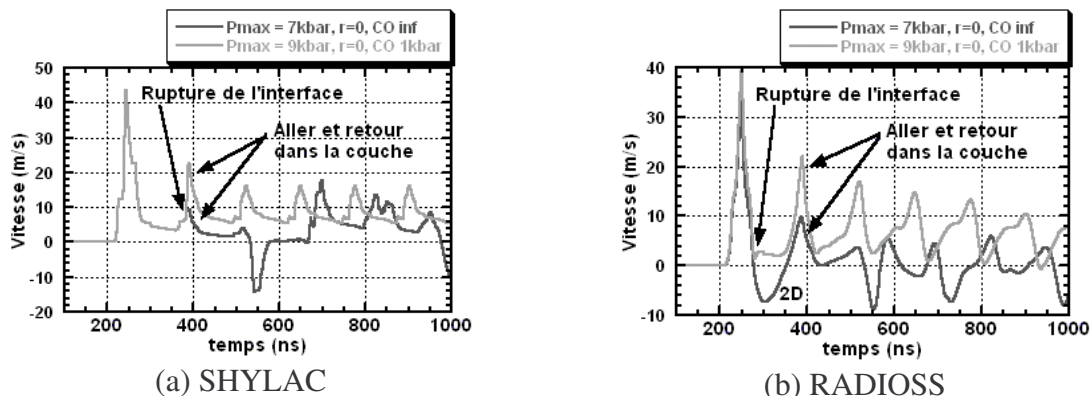


Figure IV-58 Cible Al 1 mm/Cu $300\ \mu\text{m}$, vitesse de surface libre de la couche de cuivre avec et sans rupture de l'interface (a) simulation SHYLAC (b) simulation RADIOSS pour une tache de 2 mm.

En regardant sur les courbes à quel instant le signal de vitesse avec rupture de l'interface se différencie de celui sans rupture, nous obtenons le temps au bout duquel l'interface s'est rompue. Dans le cas 1D, la rupture de l'interface se traduit par une nette augmentation du niveau de l'aller et retour dans la couche. En plus de ce changement d'amplitude, le signal avec rupture ne présente plus que les allers et retours dans la couche, et non plus les autres débouchés correspondant aux parcours de l'onde dans le substrat. Dans ce cas, l'analyse présentée à la Figure IV-59 nous permet de déduire que c'est l'état B qui a généré la rupture de l'interface.

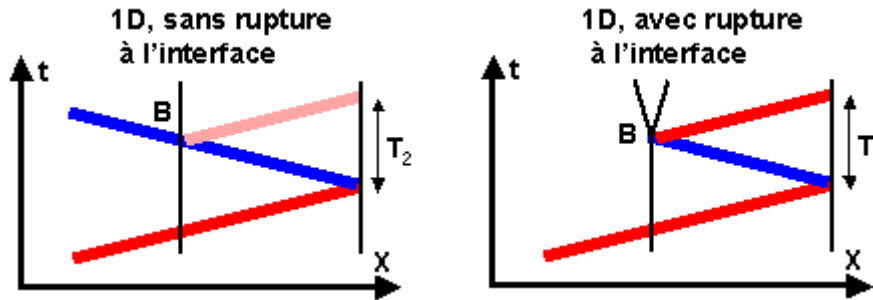


Figure IV-59 Schéma de la rupture 1D.

Dans le cas 2D, la rupture de l'interface se traduit par la disparition de la partie négative du signal de vitesse, qui a pour origine les effets de bord. Comme dans le cas 1D, on retrouve ensuite seulement la succession des allers et retours de l'onde dans la couche. Cette chronologie des événements ne peut s'expliquer que par la rupture de l'interface grâce aux effets de bord (Figure IV-60) : la rupture de l'interface générée par ces effets contraint l'onde de traction des effets de bord à rester dans le substrat. Ils ne peuvent donc pas mettre en vitesse la surface libre du cuivre.

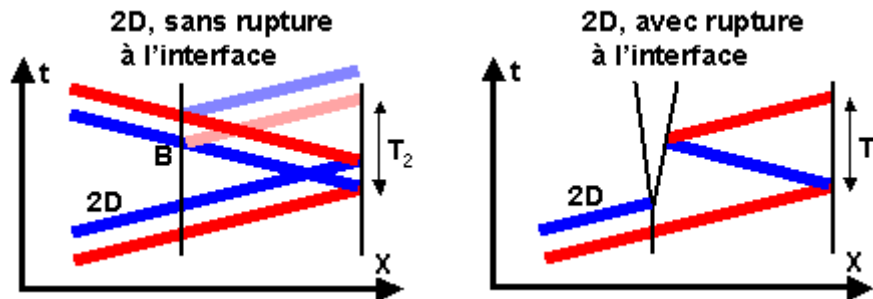
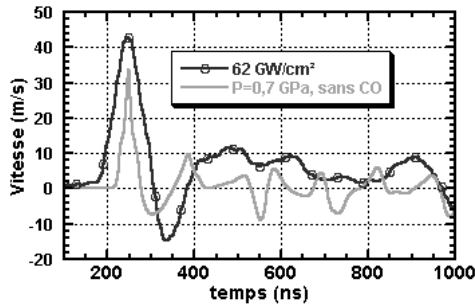


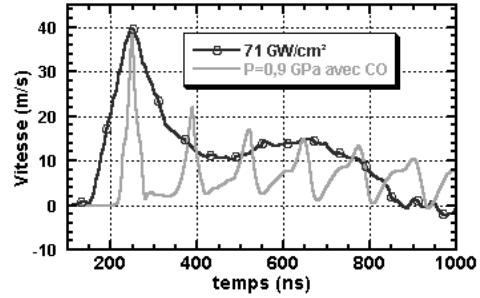
Figure IV-60 Schéma de la rupture 2D.

IV.5.4.2 Comparaison expériences/simulations

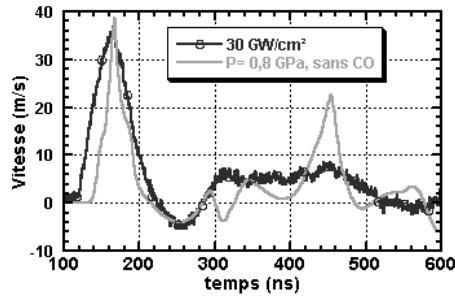
La rupture grâce aux effets de bord, visibles par la disparition du débouché de vitesse négatif sur le signal de vitesse, a été observée sur plusieurs séries d'expériences, que ce soit pour des substrats minces (Al 470 μm) ou épais (Al 1 mm). Les résultats de ces expériences sont exposés sur la Figure IV-61 pour des couches de cuivre déposées par projection plasma et par Cold-Spray.



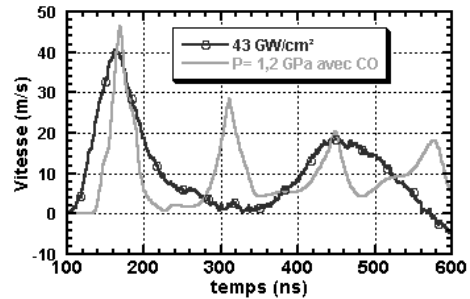
(a) Al 1 mm, Cu (plasma) 300 μm



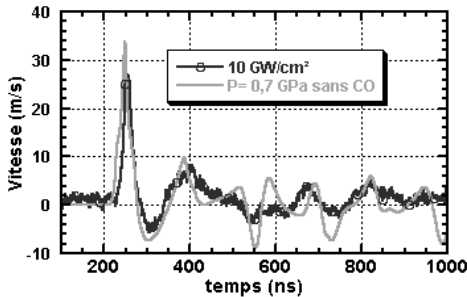
(b) Al 1 mm, Cu (plasma) 300 μm



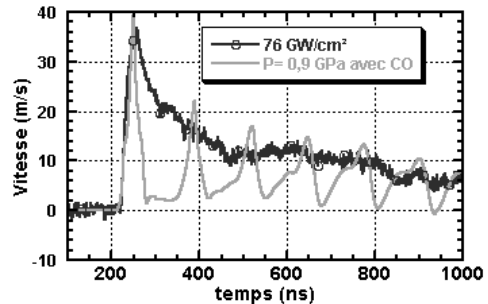
(c) Al 470 μm Cu (plasma) 300 μm



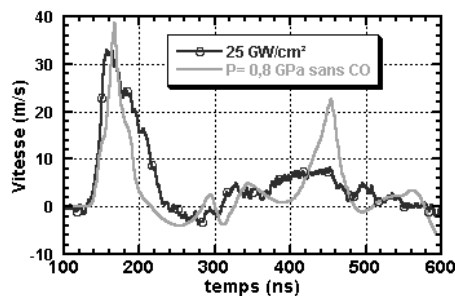
(d) Al 470 μm Cu (plasma) 300 μm



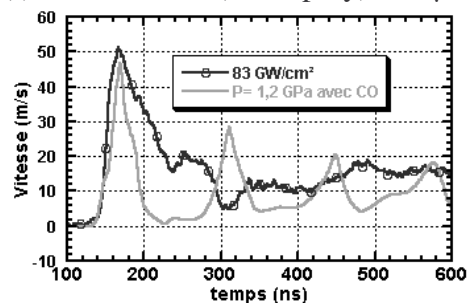
(e) Al 1 mm, Cu (cold spray) 300 μm



(f) Al 1 mm, Cu (cold spray) 300 μm



(g) Al 470 μm , Cu (cold spray) 300 μm



(h) Al 470 μm , Cu (cold spray) 300 μm

Figure IV-61 Comparaison entre les signaux des vitesses de surface libre expérimentaux et simulés à l'aide du code RADIOSS pour des cibles substrat aluminium/couche cuivre déposé par projection plasma ou par Cold Spray. Chargement type LALP sur une tache de 2 mm.

Du fait de la complexité du comportement du cuivre, seuls les premiers instants permettent une réelle comparaison entre les signaux expérimentaux et numériques.

Les quatre signaux sans rupture de l'interface par Cut-Off (CO) présentent tous un débouché négatif de vitesse après le premier débouché de l'onde principale. Ces débouchés négatifs sont particulièrement visibles pour les cibles ayant un substrat de 1 mm d'épaisseur et correspondent aux états de traction générés par les effets de bord.

Pour la plupart des tirs sans rupture de l'interface, un assez bon accord est obtenu entre la simulation et les expériences, en particulier pour les cibles de 1 mm de substrat à bas flux (courbes (a) et (e)).

Ce débouché négatif disparaît lorsque la rupture de l'interface est observée. Cette disparition est à la fois visible sur les signaux expérimentaux et sur les signaux numériques. L'analyse de la chronologie proposée précédemment permet de déduire que les effets de bord sont à l'origine de la rupture de ces interfaces.

Les cibles Cold Spray à bas flux (courbes (e) et (g)) ne permettent toutefois pas une analyse aussi catégorique du fait de la présence d'endommagement de la couche de cuivre. En particulier, le signal (e) présente un profil de vitesse typique de l'endommagement.

Les coupes métallographiques [5] ont néanmoins montré la rupture de l'interface malgré la présence d'un endommagement non négligeable dans la couche de cuivre. Le paragraphe IV.4.4 ayant prouvé que la traction à l'interface était nettement diminuée lorsque l'endommagement apparaît, il est probable que la rupture de l'interface soit due aux effets de bord pour ces cibles également.

IV.5.4.3 Conclusion

L'ensemble de ces analyses permet de mieux comprendre les phénomènes de création des états de traction par les effets de bord et les différentes actions qu'ils peuvent avoir lors du test d'adhérence par choc laser.

Leur utilisation dans le cadre de ce test permet une extension du domaine de validité du test à des cibles d'épaisseurs supérieures à celles initialement utilisées, mais également à des cibles dont la couche peut être endommagée comme c'est le cas pour le cuivre Cold-Spray.

En contrepartie, le comportement complexe du cuivre déposé par projection plasma n'a pas permis une comparaison complète entre les signaux expérimentaux et numériques. Des efforts de modélisation ont été menés durant cette étude, tant microscopiquement avec le modèle $P(\alpha)$ utilisé par Michel Arrigoni [2], que macroscopiquement avec l'utilisation de maillages réalistes pour les couches de cuivre.

IV.6 Conclusion

Ce chapitre a permis de dresser la liste des phénomènes générant des états de traction à l'interface, que ce soit par une approche analytique, numérique 1D et numérique 2D. L'apparition de la traction par les effets de bord, qui n'avait pas été mise en évidence dans les études précédentes, a pu être étudiée. Le Tableau IV-15 résume les résultats obtenus sur les configurations les plus intéressantes et les plus utilisées expérimentalement.

Configuration	Interface / couche	Remarques
$T_2 = \tau$ (1D)	$\sigma_{interface} = \sigma_{couche}$ traction à l'interface en premier	- configuration "Eric Auroux" - le choix du laser détermine l'épaisseur de la couche - endommagement de la couche seulement si le seuil de l'interface est supérieur à celui de la couche
$T_1 > T_2$ (1D)	$\sigma_{interface} < \sigma_{couche}$ traction dans la couche en premier	- cas le plus général - risque d'endommagement de la couche
$T_1 = T_2$ (et multiples) (1D)	$\sigma_{interface} = \sigma_{couche}$ traction dans la couche en premier	- limité aux configurations $Z_1 < Z_2$ - niveau de traction 1D à l'interface le plus important - risque d'endommagement de la couche
$T_2 > \tau_{2D}$ (2D)	$\sigma_{interface} ? \sigma_{couche}$ traction à l'interface en premier	- contrôlé par l'épaisseur du substrat et la surface de chargement - détection de la rupture de l'interface à l'aide du VISAR même en cas d'endommagement
$T_2 = \tau_{2D}$ (2D)	$\sigma_{interface} > \sigma_{couche}$ traction maximale à l'interface	- combinaison de la traction 1D avec la traction 2D : contrôlée par l'épaisseur des matériaux et la dimension de la surface de chargement

Tableau IV-15 Bilan des configurations d'optimisation de la traction à l'interface.

La comparaison des niveaux des états de traction 1D et 2D ne peut être réalisée que pour chaque cible. L'atténuation joue en effet un rôle important sur ces états et dépend de l'épaisseur du substrat.

Connaissant les caractéristiques d'une cible, il est possible de déterminer la configuration la plus adaptée pour le test. Les outils présentés dans ce chapitre permettent de traiter l'ensemble des cibles et des matériaux.

Ces configurations peuvent également être atteintes en utilisant le procédé d'impact de plaque. Ce procédé permet en particulier de régler facilement la durée de l'impulsion τ en choisissant l'épaisseur de l'impacteur.

Ces résultats sont utilisés aux Chapitres V et VI pour analyser les résultats expérimentaux et donner, dans la mesure du possible, les seuils de traction à l'interface.

IV.7 Bibliographie du Chapitre IV

- [1] AUROUX E., "Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser", Thèse de l'université de Poitiers, 1999
- [2] ARRIGONI M., "Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [3] ANTOUN T., SEAMAN L., CURRAN D.R., KANEL G.I., RAZORENOV S., UTKIN A., "Spall Fracture", Ed Springer Verlag, 2003
- [4] HIXSON R. S., GRAY G. T., RIGG P. A. *et al*, "Dynamic Damage Investigations Using Triangular Waves", AIP Conference Proceedings Vol 706(1) pp. 469-472. July 20, 2004
- [5] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004

CHAPITRE V :

RESULTATS

EXPERIMENTAUX ET

NUMERIQUES DU TEST

LASAT

CHAPITRE V RESULTATS EXPERIMENTAUX ET NUMERIQUES DU TEST LASAT : VALIDATION DU PROTOCOLE LASAT	170
V.1 INTRODUCTION	170
V.2 LES CIBLES MONO-MATERIAUX, VALIDATION DU CRITERE DE KANEL	170
V.2.1 <i>Les cibles d'aluminium et de tantale</i>	171
V.2.1.1 <i>Présentation des cibles</i>	171
V.2.1.2 <i>Résultats numériques sur le tantale</i>	172
V.3 LE COUPLE SUBSTRAT CUIVRE/DEPOT CHROME.....	174
V.3.1 <i>Présentation des cibles et résultats qualitatifs</i>	174
V.3.2 <i>Comparaisons expériences/simulations</i>	175
V.3.3 <i>Mesure de l'épaisseur par analyse des signaux de vitesse</i>	177
V.3.4 <i>Conclusion sur le système Cr/Cu</i>	178
V.4 LE COUPLE SUBSTRAT CUIVRE/DEPOT NICKEL.....	179
V.4.1 <i>Cibles substrat cuivre/dépôt de nickel électrolytique</i>	179
V.4.1.1 <i>Présentation des cibles</i>	179
V.4.1.2 <i>Résultats qualitatifs : seuils en flux laser</i>	180
V.4.1.3 <i>Simulations numériques : seuils quantitatifs d'adhérence</i>	183
V.4.1.4 <i>Résultats en tirs multiples et discussion sur la nature de la rupture de l'interface</i>	186
V.4.2 <i>Les échantillons avec un dépôt de nickel Cold Spray</i>	189
V.4.2.1 <i>Présentation des cibles et résultats préliminaires</i>	189
V.4.2.2 <i>Analyse des signaux de vitesse</i>	190
V.4.2.3 <i>Bilans qualitatifs en flux, discussion</i>	190
V.4.2.4 <i>Présentation de la modélisation du Nickel Cold Spray</i>	192
V.4.2.5 <i>Simulation des tirs côté cuivre</i>	192
V.4.2.6 <i>Simulation des tirs côté Ni</i>	195
V.4.3 <i>Conclusion sur le système Cu/Ni</i>	196
V.4.3.1 <i>Couche de nickel électrolytique</i>	196
V.4.3.2 <i>Couche de nickel Cold-Spray</i>	197
V.4.3.3 <i>Conclusion générale sur le système Cu/Ni</i>	198
V.5 ANALYSE ET CRITIQUE DES RESULTATS DU TEST D'ADHERENCE PAR CHOC LASER	198
V.5.1 <i>Sources d'erreurs expérimentales</i>	198
V.5.2 <i>Reproductibilité des tirs</i>	199
V.5.3 <i>Sources d'échecs du test d'adhérence par choc laser</i>	200
V.6 CONCLUSION	202
V.7 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE I	202

Chapitre V Résultats expérimentaux et numériques du test LASAT : validation du protocole LASAT

V.1 Introduction

Plusieurs couples de matériaux ayant été préparés à l'aide de différentes techniques ont été étudiés. Parmi ces couches, deux grandes familles se sont distinguées : celles créées par dépôt électrolytique et celles réalisées par projection (Al/Cu). Nous avons observé des comportements sous choc différents pour ces deux familles. Une étude précédente [1] s'étant déjà intéressée aux dépôts électrolytiques sur des cibles de faible épaisseur ($< 200 \mu\text{m}$), notre étude s'est principalement concentrée sur les cibles de fortes épaisseurs ($500 \mu\text{m} < \text{épaisseur} < 1,5 \text{ mm}$) créées par dépôt électrolytique et sur les dépôts par projection.

Compte tenu de la complexité des cibles Al/Cu projetés, les techniques expérimentales et numériques ont été validées d'une part sur des cibles mono-matériaux et d'autre part sur des dépôts dont le comportement sous choc est a priori mieux connu. Un exemple de couche complexe est néanmoins abordé ici avec la modélisation de la couche de nickel Cold-Spray.

Ce chapitre expose ces travaux de validation des expériences et de leur simulation numérique sur les cibles mono-matériaux, avant de présenter les résultats du test d'adhérence sur les matériaux revêtus.

Les résultats qualitatifs et quantitatifs sur les systèmes Cu/Cr et Cu/Ni sont discutés en mettant l'accent sur la modélisation du comportement du nickel Cold-Spray par le critère d'endommagement de Kanel.

Pour conclure, une analyse critique des résultats du test LASAT avec une présentation des défauts et des problèmes rencontrés lors de cette étude sont exposées.

V.2 Les cibles mono-matériaux, validation du critère de Kanel

Avant de pouvoir étudier l'interface, il est nécessaire de bien connaître le comportement des différents matériaux constituant les cibles. La validation des techniques de mesure et de génération de l'onde de choc doit également être réalisée.

Différentes séries d'expériences ont ainsi été menées sur des cibles ne comportant qu'une seule couche. Afin d'obtenir des cibles les plus proches possibles des matériaux utilisés lors des essais d'adhérence, les matériaux ont été déposés par le procédé étudié, puis décollés de leur substrat. Ces matériaux étant plus particulièrement traités dans la thèse de Michel Arrigoni [2], ce travail se limitera ici aux cibles utilisées pour la calibration et le développement de nos modèles numériques : l'aluminium, le tantale et le cuivre.

V.2.1 Les cibles d'aluminium et de tantale

V.2.1.1 Présentation des cibles

La plupart des substrats utilisés durant cette étude ont été des alliages d'aluminium. Ce sont des matériaux déjà bien étudiés, tant au niveau de l'interaction laser-matière que de l'endommagement et de la propagation des chocs [3][8]. Les chapitres précédents ont déjà présenté de nombreuses applications des tirs sur les substrats seuls :

- détermination du profil de chargement en pression (Chapitre II) ;
- validation des mesures VISAR (Chapitre II) ;
- validation du critère de Kanel sur le tantale (Chapitre III) et l'aluminium (Figure V-1 a) ;
- mise en évidence et étude des effets de bord sur les substrats épais d'aluminium (Chapitre IV) (Figure V-1 b).

Les courbes de la Figure V-1 (a) permettent d'illustrer les signaux de vitesses sans endommagement (Tir 01, 130 GW/cm²) où, après le premier débouché de l'onde de choc (1), on retrouve le second débouché de l'onde (2) après le temps T_1 correspondant au temps d'aller et retour dans l'ensemble de la cible. A plus haut flux (438 GW/cm²), si le premier débouché est toujours présent (1), le second n'est plus visible et un débouché supplémentaire (3) apparaît juste derrière le premier. Ce débouché supplémentaire, ainsi que la vitesse quasi-constante de la suite du signal de vitesse sont des caractéristiques de l'endommagement des matériaux ductiles comme nous le verrons au paragraphe V.2.1.2 avec les résultats numériques sur le tantale.

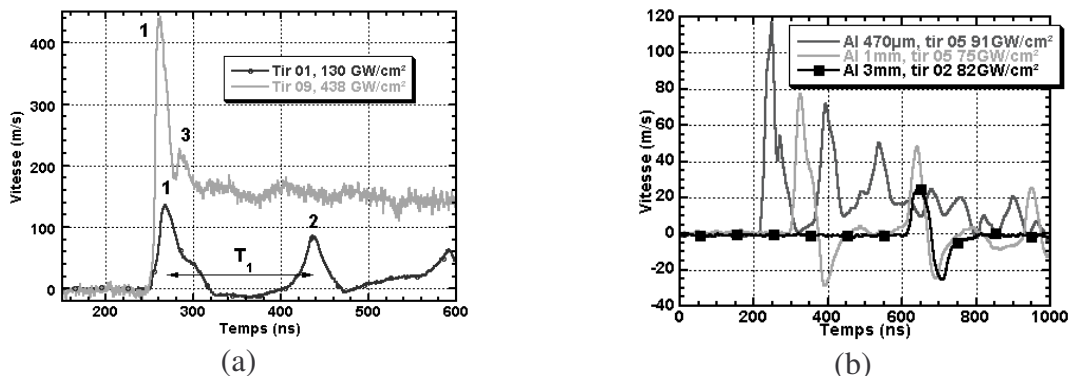


Figure V-1 (a) Signaux de vitesse obtenus avec la chaîne 6F du LULI sur des cibles d'aluminium 470 μm avec des taches laser de 1,1mm et 0,9 mm de diamètre ; (b) signaux de vitesse obtenus au LALP avec la chaîne 40 J et une tache de 1,1mm de diamètre, influence de l'épaisseur du matériau sur la partie négative de la vitesse.

La création d'une onde de traction dans les substrats épais par les effets de bord a été mise en évidence avec l'utilisation de cibles d'aluminium de différentes épaisseurs. La Figure V-1 (b) montre l'évolution de la partie négative du signal de vitesse générée pour trois tirs à des flux voisins mais sur des plaques d'aluminium d'épaisseur croissante. On peut remarquer la correspondance des chronologies entre le premier débouché du tir sur l'aluminium de 3 mm et le second débouché du tir sur la plaque de 1 mm d'épaisseur. Ces effets de bord ont été traités plus en détails au chapitre IV à l'aide de simulations numériques 2D et auront une influence non négligeable sur la décohésion des cibles Al/Cu qui sont présentées dans la suite de ce chapitre.

Dans cette étude, en plus de l'aluminium, de nombreux tirs ont été effectués sur des cibles de tantale afin d'obtenir différents niveaux d'endommagement (Figure V-2).

V.2.1.2 Résultats numériques sur le tantale

Le critère de Kanel est essentiellement utilisé pour modéliser l'endommagement dynamique des matériaux ductiles comme le tantale. Les deux coupes de la Figure V-2 présentent l'évolution de l'endommagement pour des cibles de tantale 150 μm modélisées dans ce paragraphe.

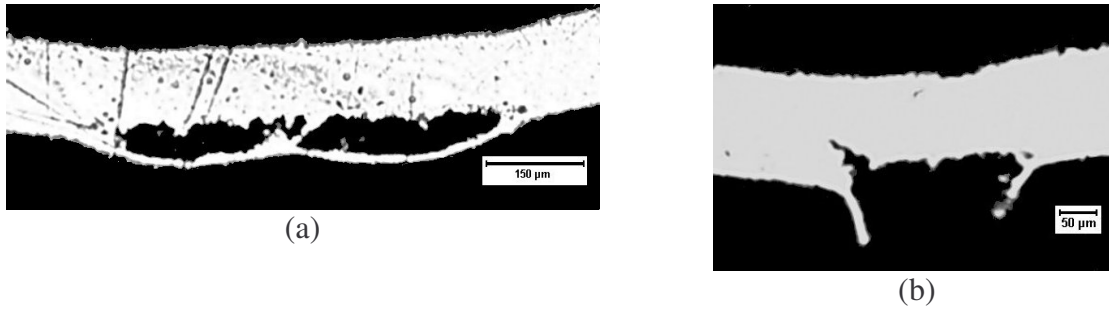


Figure V-2 Coupes optiques de cibles de tantale 150 μm après des tirs sur la chaîne LULI 6F avec une tache laser de 1,1mm, (a) tir à 2143 GW/cm^2 , (b) tir à 1358 GW/cm^2 .

Bien que déjà implanté dans le code SHYLAC, il a été nécessaire de remettre à jour ce critère [5] pour pouvoir traiter les matériaux multi-couches. Sa validation sur les cibles de tantale a été réalisée en utilisant le laser 6F du LULI et a permis de déterminer les paramètres pour le tantale. Nous appelons V_0 le volume spécifique initial lors de la simulation

$$V_{TI} = 0.019 \times V_0 \quad k = 0.26 \quad \sigma_{seuil} = 7.1 \text{ GPa}$$

Ces paramètres ont pu être vérifiés pour trois épaisseurs de tantale : 50, 70 et 150 μm et ont donné des simulations présentant un très bon accord avec l'expérience. Les résultats sur le Ta de 50 μm d'épaisseur sont présentés à la Figure V-3.

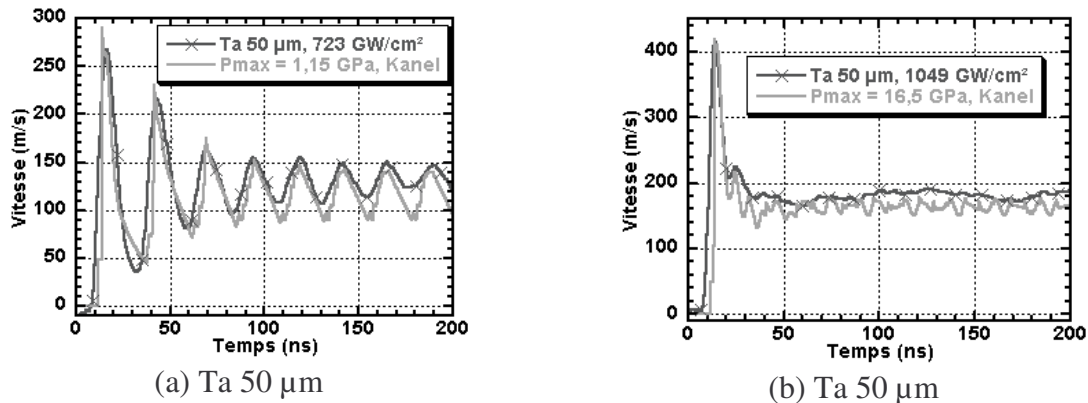


Figure V-3 Comparaisons entre les signaux expérimentaux pour un chargement LULI et simulés pour différentes épaisseurs de Ta.

Cet accord entre les signaux expérimentaux et simulés permet de déduire le comportement aux hauts niveaux de pression du tantale et son endommagement. En particulier, les signaux de vitesse reproduisent bien le premier rebond significatif du début de l'endommagement dans la détente de l'onde principale (b). Ils permettent de déterminer la

position de l'endommagement dans la cible à l'aide des diagrammes espace/temps représentant l'évolution de l'endommagement au cours du temps (Figure V-4).

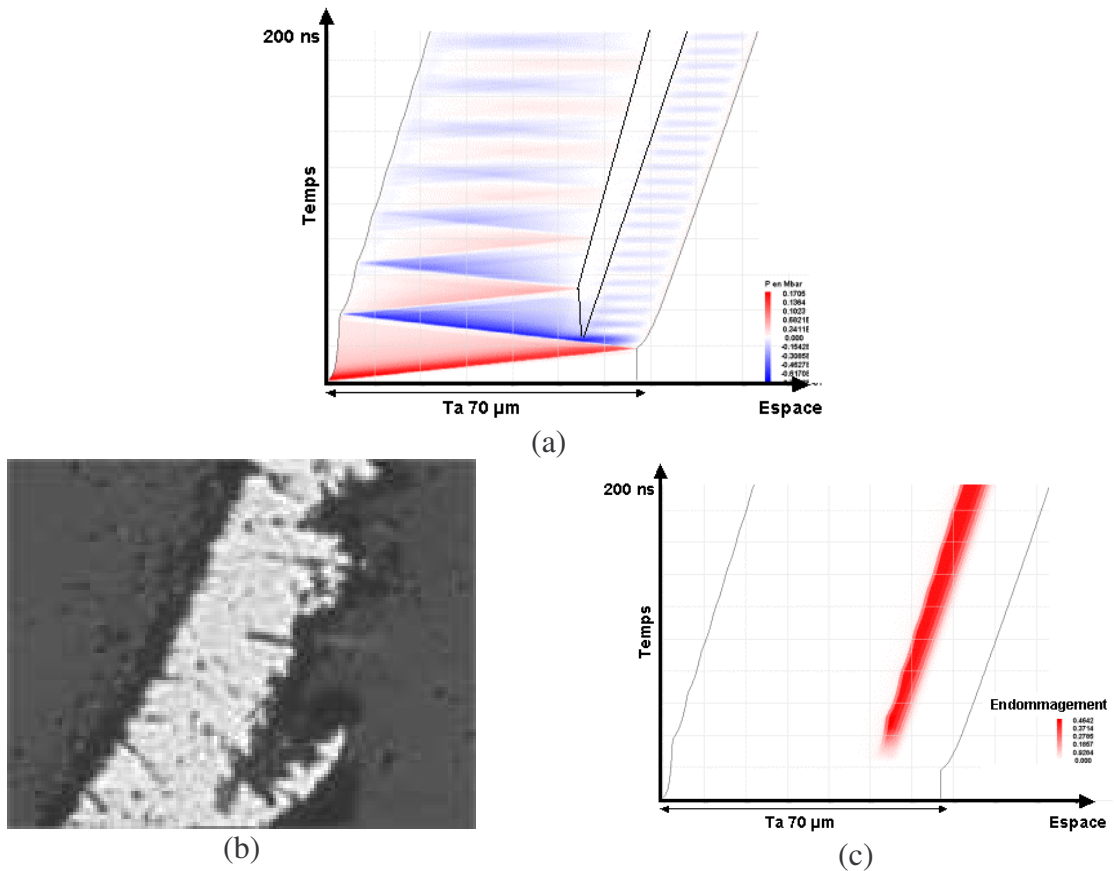


Figure V-4 (a) Diagramme espace/temps en pression pour la simulation à 17,5 GPa sur une cible de Ta 70 μm (b) coupe correspondante (c) diagramme espace/temps en endommagement.

Dans le cas du tantale, le critère d'endommagement permet d'obtenir les signaux de vitesse et la position de l'endommagement pour différentes épaisseurs de la cible. Ces paramètres ont également été utilisés pour modéliser avec succès le comportement du tantale sous différentes formes de sollicitation (laser, impact par canon) .

Le critère de Kanel a ainsi été validé sur des cibles simples et a permis d'obtenir de très bons résultats à la fois sur le tantale mais également sur l'aluminium et le titane [6]. Il a également été utilisé pour modéliser le comportement plus complexe des matériaux projetés par Cold-Spray (voir paragraphe V.4.2 avec le nickel Cold-Spray déposé sur un substrat de cuivre).

V.3 Le couple substrat cuivre/dépôt chrome

V.3.1 Présentation des cibles et résultats qualitatifs

Ce couple de matériaux a été étudié en raison de son utilisation industrielle dans les moules de fonderies permettant de recueillir le cuivre fondu. Dans cette application, le chrome joue un rôle protecteur contre l'usure du moule en cuivre. Les échantillons testés ont montré avec succès les capacités de l'ensemble du test LASAT pour des matériaux ayant des comportements simples par rapport à la propagation des ondes de choc.

La cible utilisée comportait des épaisseurs de l'ordre de 100 μm pour la couche de chrome et le substrat de cuivre. Les temps d'aller et retour dans le substrat et la couche sont respectivement $T_1 = 51 \text{ ns}$ et $T_2 = 39 \text{ ns}$. Du fait des faibles épaisseurs, la durée de l'onde de compression est identique à celle du chargement qui est de $\tau = 20 \text{ ns}$. On se trouve donc dans une configuration pour laquelle $T_1 > T_2 > \tau$. Toutefois, les impédances des deux matériaux étant voisines ($Z_{Cu} = \rho_{Cu} C_{Cu} = 8930 \times 3940 = 35,18 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Z_{Cr} = 7119 \times 5170 = 36,81 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$), l'interface n'est pas vue par les ondes et seul l'état de traction B existe (il n'y a pas de réflexion sur l'interface). On n'a donc pas la possibilité de réaliser une optimisation des épaisseurs, que ce soit en 1D avec la synchronisation des ondes, ou en 2D du fait de la quasi-absence d'effets de bord sur ces cibles minces.

Les coupes métallographiques (Figure V-5 a) montrent parfaitement la décohésion de l'interface avec la formation d'une zone bombée sur la face arrière de la cible (opposée au tir). Cette décohésion s'étend sur une surface supérieure à celle de l'impact du fait des effets mécaniques induits sur les bords par la formation de la rupture. Avec ce couple de matériaux, l'analyse des signaux de vitesse et l'obtention du niveau de contrainte à l'interface sont immédiats (Figure V-5 b).

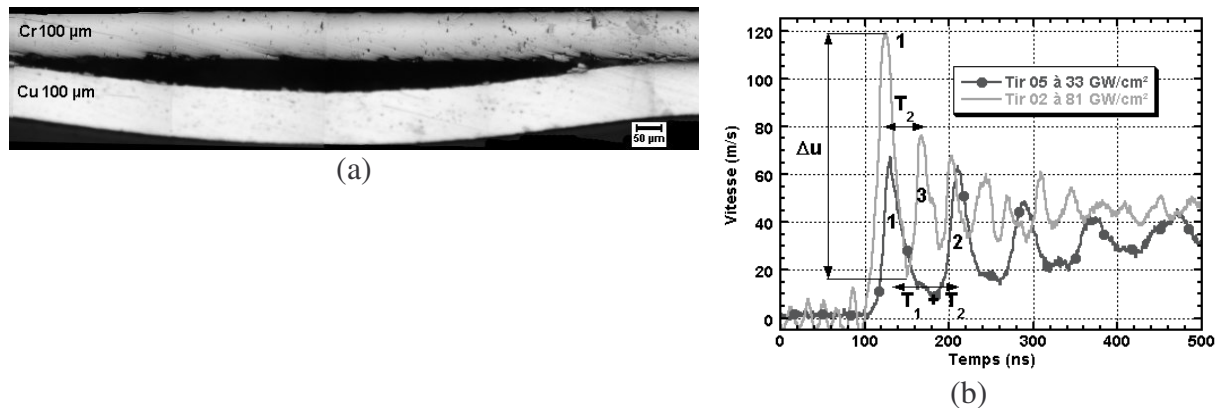


Figure V-5 (a) Observation optique d'une cible Cr/Cu avec tir sur le chrome. Tir n° 02 effectué avec la chaîne LALP 40 J, tâche de 1,9 mm, 81 GW/cm², (b) Comparaisons entre deux tirs effectués sur le système Cr (100 μm)/Cu (100 μm)

Le profil de vitesse à 33 GW/cm² présente un second débouché de l'onde principale au temps $T_1 + T_2$ (2) correspondant au temps d'aller et retour de l'onde dans l'ensemble de la cible ($T_1 =$ temps d'aller et retour dans le substrat = 51 ns et $T_2 =$ temps d'aller et retour dans la couche = 39 ns). Les niveaux de traction à l'interface ont donc été suffisants pour provoquer sa rupture. En revanche, dans le cas du profil de vitesse à 81 GW/cm², seuls les débouchés (3) avec une période T_2 sont présents. Ces débouchés correspondent aux allers et retours des ondes confinées dans la couche par la rupture de l'interface. Le tir à 81 GW/cm² correspond

donc à un tir avec rupture de l'interface. La différence entre les signaux de vitesse est bien marquée ici et permet une analyse directe.

La formule analytique approchée du niveau de traction à l'interface lors de la rupture [7][8] est donnée par l'équation (V.1) présentée au chapitre III

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 C_0 \Delta u \quad (V.1)$$

Dans cette formule, ρ_0 et C_0 sont respectivement la masse volumique de la couche à l'état initial, la célérité du son et Δu est la différence de vitesse entre la vitesse du premier débouché de l'onde de choc et le début du signal de rupture, comme indiqué sur la Figure V-5 b.

Sur le profil à 81 GW/cm², le calcul donne une valeur de contrainte à l'interface lors de la rupture de 1,8 GPa. Avec le même calcul sur le tir à 33 GW/cm², on obtient une contrainte maximale à l'interface de 1,0 GPa. Ces deux tirs étant respectivement le tir de plus bas flux présentant une rupture de l'interface et le tir de plus haut flux sans rupture, on en déduit que le seuil pour cette cible est compris entre 1,0 GPa et 1,8 GPa.

Dans le paragraphe suivant, les simulations numériques vont nous permettre de valider ces mesures et d'affiner le seuil d'adhérence de cette interface.

V.3.2 Comparaisons expériences/simulations

La Figure V-6 présente les comparaisons entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés. Dans l'ensemble des cas, un bon accord a été obtenu entre les simulations et les signaux expérimentaux, ce qui nous permet de valider les valeurs de traction à l'interface fournies par la simulation. Les différences entre les signaux sont présentes sur les amplitudes des seconds débouchés et peuvent s'expliquer en partie par la présence d'effets de bord.

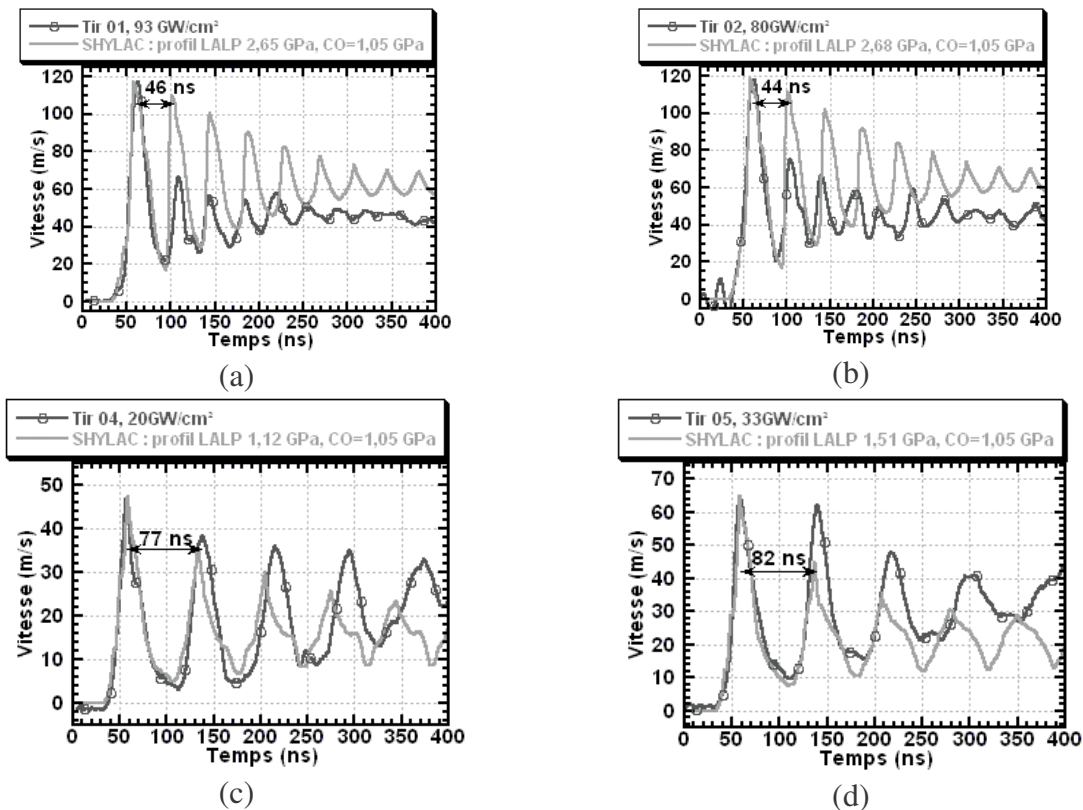


Figure V-6 Comparaison entre les signaux expérimentaux (chargement LALP) et simulés (code SHYLAC), cible avec un substrat en chrome (110 μm) et une couche en cuivre(85 μm).

Les signaux simulés ont été obtenus à l'aide du code SHYLAC en utilisant le profil de pression calculé à partir de la série de tirs sur l'aluminium. Le très bon accord sur les premiers débouchés montre que ce profil de pression correspond parfaitement au profil réel, et cela malgré la différence de matériaux d'interaction.

En reprenant la même analyse que pour les signaux de la Figure V-5 b, les deux premiers tirs (a et b) présentent uniquement les débouchés des ondes confinées dans la couche de chrome, alors que sur les autres signaux de vitesse, on ne mesure que les débouchés dus aux allers et retours de l'onde principale dans la totalité de la cible. On a d'une part deux signaux avec rupture de l'interface (a et b) et quatre signaux sans rupture (de c à d). La rupture de l'interface est confirmée par les simulations réalisées avec un seuil de rupture de l'interface de 1 GPa et dont les diagrammes espace/temps de la Figure V-7 présentent soit une interface intacte (a), soit une interface ouverte (b).

Remarque : comme prévu par l'approche analytique, les réflexions sur les interfaces sont presque inexistantes du fait de la quasi-égalité des impédances. Les signaux de vitesses ne présentent pas de débouchés secondaires correspondant à ces réflexions. L'onde de choc ne voit donc l'interface que lorsque un état de traction y génère un vide (Figure V-7).

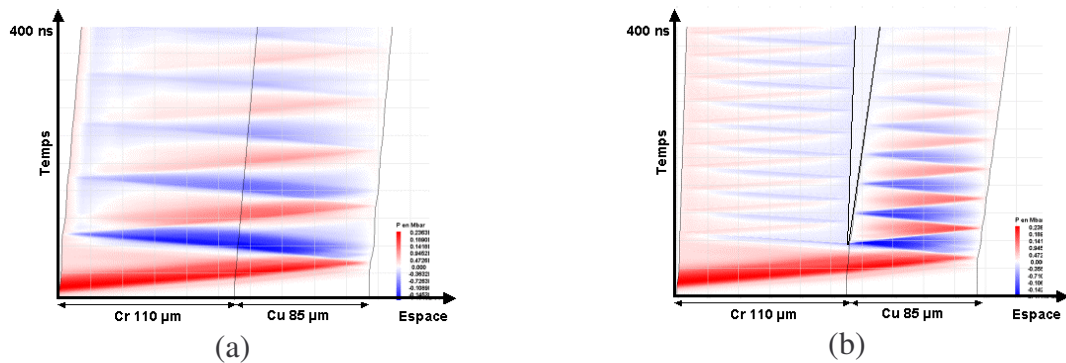


Figure V-7 Diagrammes X/t en pression pour une cible Cr 110 µm/Cu 85 µm, chargement LALP à 2,65 GPa (a) sans rupture de l'interface, (b) avec rupture de l'interface à 1 GPa.

Ces diagrammes illustrent le fait que les ondes parcourent l'ensemble de la cible lorsque l'interface est intacte. Dans le cas où l'interface est rompue, les ondes sont confinées de part et d'autre de l'interface et seules les ondes effectuant les allers et retours dans la couche sont visibles depuis la surface libre de la couche. Dans le cas du système chrome/cuivre, les simulations permettent de déterminer le niveau de traction à l'interface et donc le seuil de décohésion. Une première estimation peut être réalisée à partir d'un seul signal de vitesse comme le montre la Figure V-8.

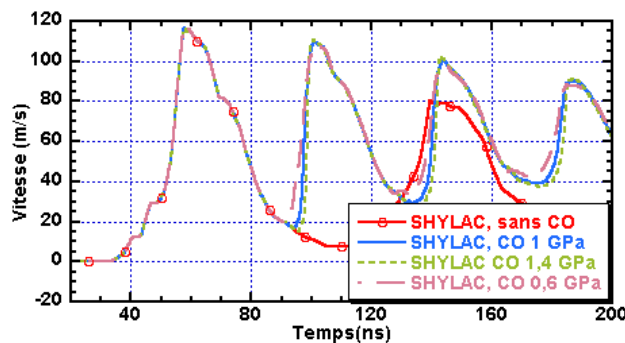


Figure V-8 Comparaison de l'allure des signaux de vitesse en fonction du niveau de rupture de l'interface pour une cible Cr (110 µm)/Cu (85 µm) avec un chargement LALP à 2,65 GPa.

Avec un seul signal de vitesse, le seuil obtenu peut varier de plus ou moins 0,4 GPa sans variations notables du profil de vitesse. L'obtention de seuils avec une marge d'erreur plus faible passe donc par la réalisation de plusieurs tirs encadrant au mieux ce seuil.

Afin de faciliter l'encadrement de ce seuil, une série de simulations permettant d'obtenir la relation entre le niveau de traction maximale à l'interface et la vitesse maximale mesurée sur le premier débouché du profil de vitesse a été réalisée comme le montre la Figure V-9.

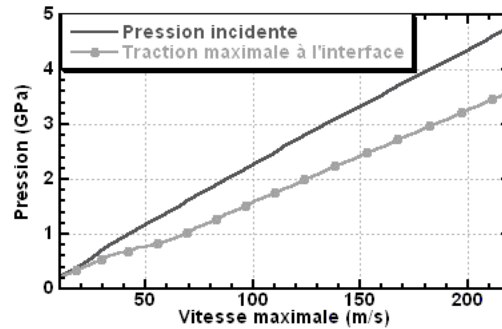


Figure V-9 Evolution de la pression incidente et de la traction maximale à l'interface en fonction de la vitesse maximale. Cible Cr 110 μm /Cu 85 μm . Profil LALP.

Ces courbes permettent d'obtenir directement, à partir de la mesure des vitesses expérimentales, la valeur de la traction maximale à l'interface pour des simulations sans rupture de l'interface. La détermination des seuils en traction est donc immédiate. Elle est présentée sur la Figure V-10 pour le tir de la Figure V-6.

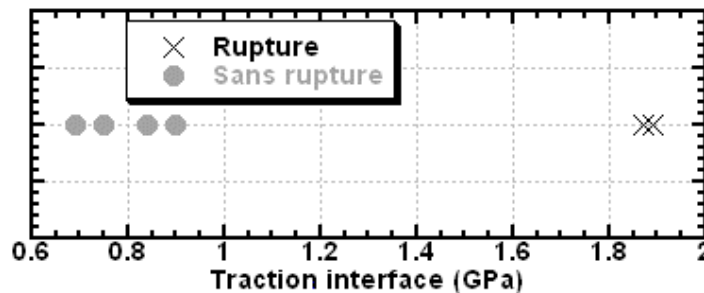


Figure V-10 Bilan des tirs sur la cible Cr 110 μm /Cu 85 μm au LALP.

Ce bilan permet de situer le seuil de rupture de l'interface de l'ordre de 0,9 et 1,9 GPa. L'utilisation de simulations avec rupture de l'interface comme celles de la Figure V-6 permet d'affiner ce seuil en faisant coïncider les instants où le signal de rupture apparaît. Le seuil peut alors être fixé ici à 1,2 GPa \pm 0,2 GPa, ce qui confirme la première mesure réalisée à l'aide de la formule (V.1).

V.3.3 Mesure de l'épaisseur par analyse des signaux de vitesse

Les séries de tirs sur les cibles Cr/Cu ont posé des problèmes d'analyse du fait de la méconnaissance des épaisseurs des couches lors des expériences. L'analyse des signaux de vitesse avec la détermination des allers et retours dans les différentes couches ne permet pas la détermination de ces épaisseurs du fait des impédances voisines de ces deux matériaux. Seule l'épaisseur totale est accessible (Figure V-11).

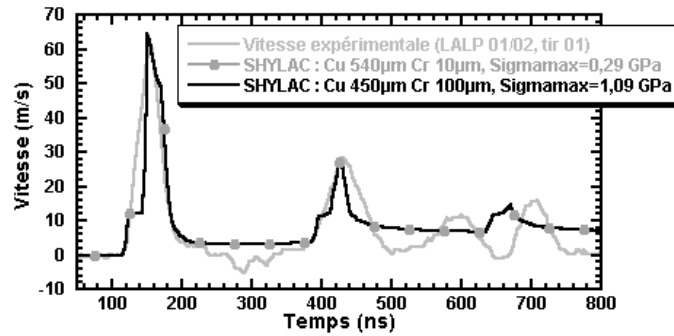


Figure V-11 Comparaison vitesse expérimentale/simulée. Chargement LALP 1,88 GPa.

L'incertitude très grande sur les épaisseurs engendre une grande incertitude sur la mesure de la traction à l'interface comme le montrent les résultats de la Figure V-11, avec 0,29 GPa dans un cas contre 1,09 GPa dans l'autre. Afin d'affiner ces résultats, une série de simulations a été menée en faisant varier les épaisseurs des deux couches de matériaux et en mesurant à chaque fois l'erreur entre le signal expérimental et le signal simulé. Les résultats de cette série de simulations sont présentés sur la Figure V-12.

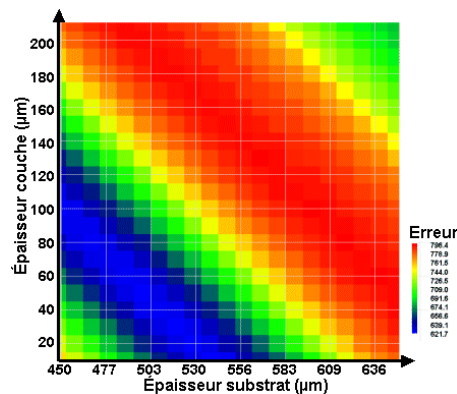


Figure V-12 Erreur entre les signaux simulés et expérimentaux pour différentes épaisseurs de substrat de cuivre et de couche de chrome.

Les résultats de la Figure V-12 présentent une vallée d'erreurs minimales (en bleu) correspondant à des cibles d'épaisseur totale constante E_p (substrat) + E_p (couche) = 550 μm .

Cette étude montre que dans le cas du système chrome/cuivre, il est impossible de déterminer les épaisseurs des différentes couches. Seule l'épaisseur totale est accessible à la mesure. La mesure par coupe métallographique des épaisseurs des matériaux est donc obligatoire pour déterminer le seuil d'adhérence du système.

V.3.4 Conclusion sur le système Cr/Cu

Ce système a permis de valider le démonstrateur LASAT, de la génération de l'onde de choc à la simulation permettant de retrouver les signaux de vitesse expérimentaux et le seuil d'adhérence de ce système à $1,0 \pm 0,2$ GPa.

Il a également montré l'importance de la connaissance des épaisseurs des matériaux dont dépendent à la fois l'analyse des signaux expérimentaux et la mesure du seuil d'adhérence.

Le système Cr/Cu est donc un des systèmes modèles pour le démonstrateur LASAT.

V.4 Le couple substrat cuivre/dépôt nickel

Tout comme le couple chrome/cuivre, ce couple est utilisé en métallurgie pour la protection des moules en cuivre. Différents échantillons ont pu être testés : trois ont été réalisés par dépôt électrolytique de nickel avec trois préparations différentes de la surface avant le dépôt. Trois autres échantillons ont été préparés en utilisant la technique du Cold Spray pour déposer le nickel.

Ces deux séries d'échantillons ont montré des caractéristiques complètement différentes : d'une part des résultats similaires à ceux du système chrome/cuivre pour les dépôts électrolytiques ; d'autre part, des résultats beaucoup plus difficiles à analyser pour les échantillons Cold Spray.

V.4.1 Cibles substrat cuivre/dépôt de nickel électrolytique

V.4.1.1 Présentation des cibles

Trois types d'échantillons ont été étudiés. Selon le fournisseur industriel, les échantillons ont été classés par ordre croissant de seuil d'adhérence : l'échantillon n°1 est considéré comme ayant une adhérence faible ("mauvaise préparation"), le n°2 une adhérence intermédiaire ("préparation moyenne") et le n°3 une adhérence encore supérieure ("bonne préparation"). Ces échantillons ont donc été fabriqués afin d'obtenir trois seuils d'adhérence différents.

Le substrat de cuivre des échantillons fournis a été aminci, passant de quelques millimètres à environ 150 – 200 μm , la couche de nickel étant de l'ordre de 80 μm . Le calcul donne donc $T_1 = 76 - 100$ ns et $T_2 = 39$ ns. La configuration est également du type $T_1 > T_2 > \tau$, avec ici aussi des impédances très proches l'une de l'autre : $Z_{Cu} = 35,18 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ et $Z_{Ni} = 33,78 \times 10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Ces configurations de cibles ne pourront donc pas être optimisées par la synchronisation des ondes ou par les effets de bord.

V.4.1.2 Résultats qualitatifs : seuils en flux laser

Les tirs effectués sur l'échantillon n°1 "mauvaise préparation" ont montré comme pour le système chrome/cuivre des signaux de vitesses caractéristiques de la décohésion de l'interface, avec l'apparition de débouchés supplémentaires lorsque l'interface rompt, comme le montre le signal de vitesse à 119 GW/cm² de la Figure V-13.

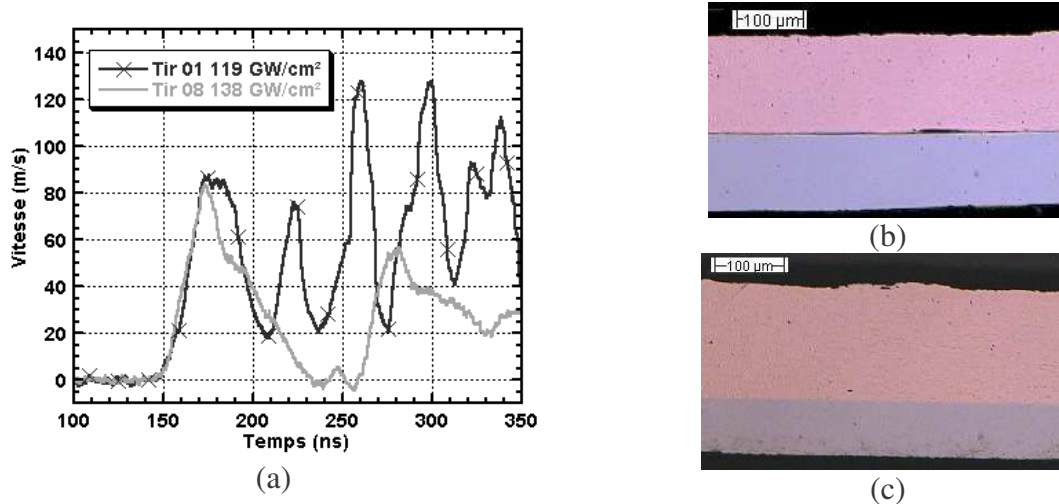


Figure V-13 Comparaisons de tirs sur l'échantillon Ni/Cu "mauvaise préparation" (a). Tirs effectués avec la chaîne LALP 40 J avec une tache de 1 mm sur le cuivre (b) observation optique de l'interface au centre du tir 01 (c) observation de l'interface au centre du tir 08.

Pour cet échantillon, on note une inversion entre les flux du premier tir avec rupture de l'interface (119 GW/cm²) et le flux du dernier tir sans rupture (138 GW/cm²). L'estimation de la contrainte maximale à l'interface à l'aide de la formule analytique donne une traction lors de la rupture de 1.5 GPa pour le tir à 119 GW/cm² contre 2 GPa de traction maximale pour le tir à 138 GW/cm².

La différence dans les valeurs obtenues montre les limitations du test d'adhérence par choc laser :

- épaisseurs : du fait de l'atténuation, les comparaisons à l'aide de l'approche analytique ne peuvent être réalisées que sur des cibles présentant les mêmes épaisseurs. Seules les simulations numériques permettront de déterminer, avec les épaisseurs précisées, si on retrouve cette inversion dans les seuils

- reproductibilité : elle est assurée au niveau du chargement en pression. Comme nous l'avons montré au chapitre II, la mesure de la vitesse pose des problèmes de dépouillement. La reproductibilité du test est également liée à celle de la cible, l'interface pouvant présenter localement une tenue moins importante.

Malgré ces incohérences dans l'analyse des deux signaux, les résultats des expériences sur les trois échantillons ont montré des différences marquées de seuils. Ces seuils en flux laser sont présentés sur la Figure V-14. Les tirs pour les différents échantillons sont reportés en fonction de leur flux. Les symboles utilisés permettent de discriminer les tirs dont l'analyse des signaux de vitesse a permis de déduire la rupture de l'interface de ceux sans rupture. Les résultats des coupes métallographiques sont également reportés à titre de comparaison.

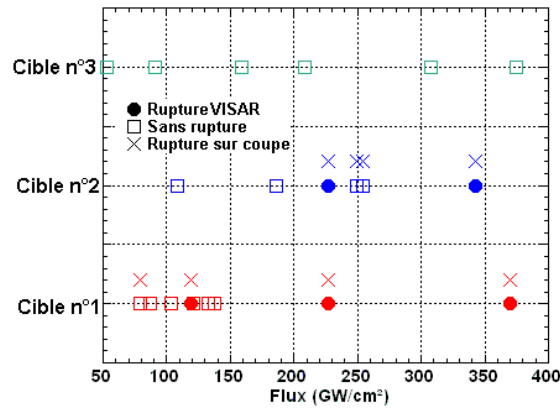


Figure V-14 Bilan des tirs sur les échantillons de substrat cuivre ($150\ \mu\text{m}$), dépôt nickel ($80\ \mu\text{m}$) pour les trois préparations, tirs côté cuivre effectués en décembre 2002 au LALP.

Les intervalles de seuils en flux varient entre 119 et $138\ \text{GW}/\text{cm}^2$ pour l'échantillon avec la mauvaise préparation, entre 227 et $254\ \text{GW}/\text{cm}^2$ pour la préparation moyenne. Le seuil est supérieur à $375\ \text{GW}/\text{cm}^2$ pour l'échantillon ayant une bonne préparation.

Ces résultats ont été confirmés par des coupes permettant d'observer pour chaque tir l'état de l'interface. Ces observations sont reportées sous forme de croix sur la Figure V-14 lorsqu'une décohésion de l'interface est observée. Pour les cibles 1 et 3, un bon accord est obtenu entre la coupe et l'analyse du signal de vitesse. Un seul tir sur la cible n°1 présente une très légère rupture de l'interface qui n'est pas visible sur le signal de vitesse. Les tirs de la cible n°2 de préparation moyenne présentent plus d'incohérences (Figure V-15).

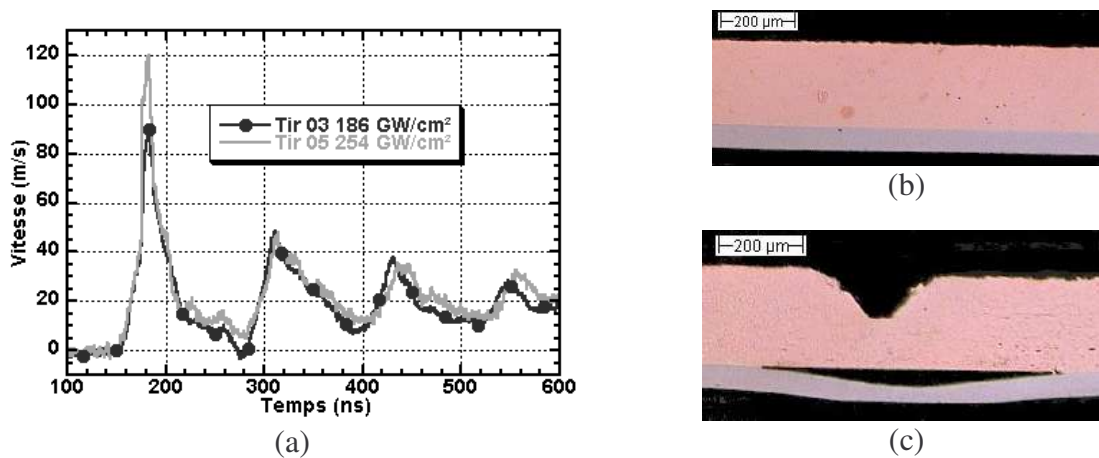


Figure V-15 Comparaisons de tirs sur l'échantillon de Ni/Cu "préparation moyenne" (a). Tirs effectués avec la chaîne LALP 40 J avec une tache de $1\ \text{mm}$ sur le cuivre (b) observation optique de l'interface au centre du tir 03 (c) observation de l'interface au centre du tir 05.

Ainsi, bien que les tirs 03 et 05 présentent exactement le même profil de vitesse (Figure V-15 a), leurs coupes (Figure V-15 b et c) montrent une interface intacte pour le tir 03 et au contraire une décohésion de l'interface pour le tir 05. D'autre part le tir 05, et les autres tirs dont le signal de vitesse ne correspond pas aux coupes, présentent une forte déformation au niveau de l'impact du laser sur le cuivre. Cette déformation est due à la sollicitation d'un mode relaxé du laser par une mauvaise orientation de la cible. Ce mode relaxé envoie une seconde impulsion laser plusieurs microsecondes après la première impulsion (en dehors de la plage

d'acquisition). Cette seconde impulsion, plus énergétique et plus longue que la première, peut endommager complètement la cible.

Les échantillons étant quasi-symétriques en épaisseur, des séries de tirs ont également été réalisées du côté du nickel, en effectuant la mesure de la vitesse sur le cuivre pour les trois échantillons. La série de tirs sur l'échantillon n°1 montre une différenciation nette entre les tirs sans rupture de l'interface et ceux avec (Figure V-16 a).

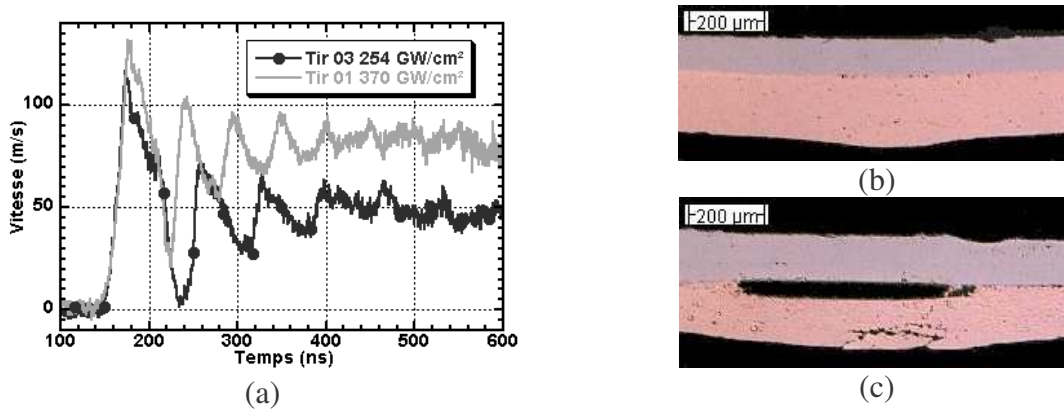


Figure V-16 Comparaison de tirs sur l'échantillon de Ni/Cu n°1. Tirs effectués avec la chaîne LALP 40 J avec une tache de 1 mm sur le nickel (b) observation optique de l'interface au centre du tir 03 (c) observation de l'interface au centre du tir 01.

On observe sur le tir 01 à 370 GW/cm², en plus de la décohésion de l'interface, un endommagement de la couche de cuivre (Figure V-16 c). Cet endommagement est dû à la mise en traction de la couche de cuivre avant l'interface. Le calcul des niveaux de traction à l'aide de la formule analytique donne un niveau de traction de 2,0 GPa à l'interface, aussi bien pour le tir 01 que pour le tir 03. Compte tenu des incertitudes sur les mesures, ce résultat est en accord avec celui obtenu pour les tirs côté cuivre.

A part le tir sur l'échantillon n°1, aucun autre tir effectué côté nickel n'a mené à la décohésion de l'interface. Ces séries de tirs n'ont donc pas pu permettre de déterminer des seuils pour les trois échantillons (Figure V-17).

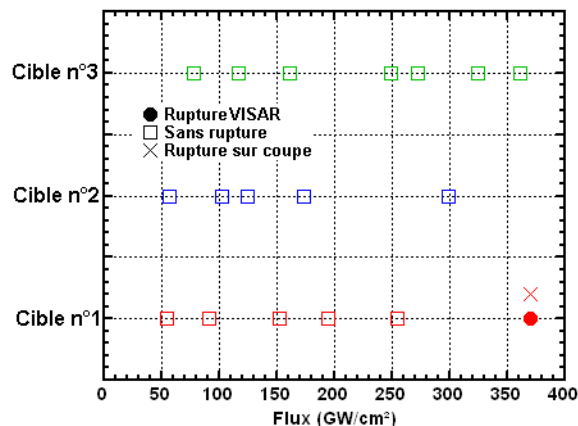


Figure V-17 Bilan des tirs sur les échantillons de substrat cuivre (150 µm), dépôt nickel (80 µm) pour les trois préparations, tirs côté nickel effectués durant décembre 2002 au LALP.

Les différences entre les tirs côté cuivre et les tirs côté nickel peuvent s'expliquer par des interactions laser-matière différentes pour le cuivre et le nickel. Ainsi, pour l'échantillon avec la mauvaise préparation, le calcul effectué à partir des signaux de vitesse donne un seuil autour de 2,0 GPa en traction à l'interface pour les deux séries de tir. En revanche, les seuils en flux diffèrent largement dans les deux cas : ils sont compris entre 119 et 138 GW/cm² pour les tirs côté cuivre, et entre 258 et 370 GW/cm² pour les tirs côté nickel, soit une différence de près de 130 GW/cm². Cette différence appliquée au seuil de l'échantillon de préparation moyenne donne un seuil compris entre 357 et 384 GW/cm², ce qui est à la limite supérieure des capacités du laser que nous avons utilisé.

Le Tableau V-1 présente un bilan des seuils qualitatifs obtenus pour ces trois échantillons.

Cibles	Seuil VISAR (GW/cm ²)		Seuil Coupe (GW/cm ²)		Remarques
	Tirs Cu	Tirs Ni	Tirs Cu	Tirs Ni	
1	119-138	258-384	79-138	258-384	Accord VISAR / coupes (sauf 1)
2	255-352	>300	226-254	>300	Tirs relaxés
3	>374	>361	>374	>361	Energie laser insuffisante

Tableau V-1 Bilan des seuils qualitatifs en flux pour les trois échantillons Cu/Ni(galvanique).

Ces différentes séries montrent des différences de seuils en flux qui évoluent comme prévu. Elles ont également montré l'importance du contrôle du processus d'interaction laser-matière afin d'obtenir des seuils corrélés avec les coupes et de comprendre les différences d'interactions entre les différents matériaux. Les paragraphes suivants reprennent ces résultats en les comparant aux expériences afin d'obtenir les seuils quantitatifs en niveau de traction à l'interface.

V.4.1.3 Simulations numériques : seuils quantitatifs d'adhérence

Tout comme le système Cu/Cr, ces cibles ont montré un très bon accord entre les signaux expérimentaux et les signaux numériques comme le présentent les résultats de la Figure V-18 confirmés par les coupes métallographiques (Figure V-19).

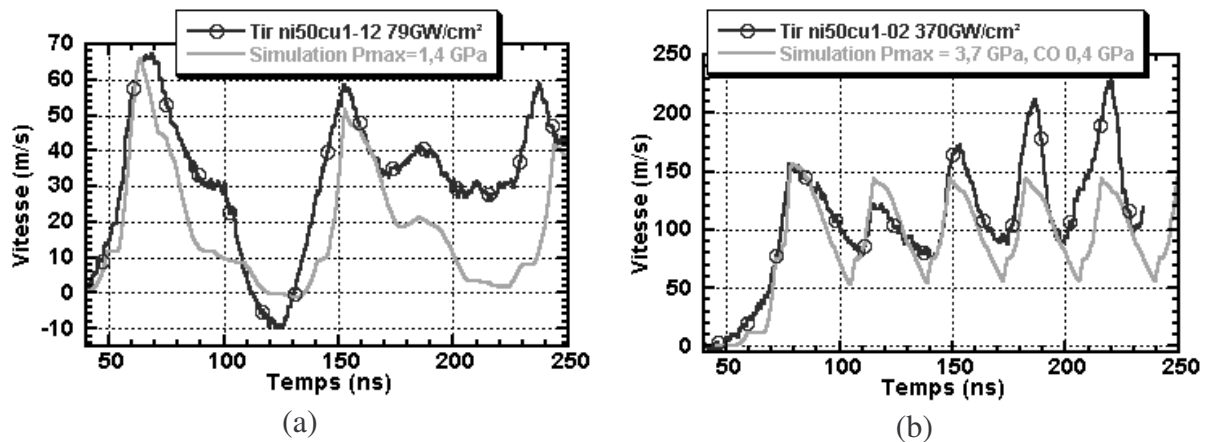


Figure V-18 Comparaison entre les signaux expérimentaux et numériques pour la cible substrat cuivre/dépôt nickel avec traitement d'interface n°1. (a) Cu 119 μm/Ni 88 μm, sans rupture d'interface, (b) Cu 178 μm/Ni 92 μm avec rupture d'interface.

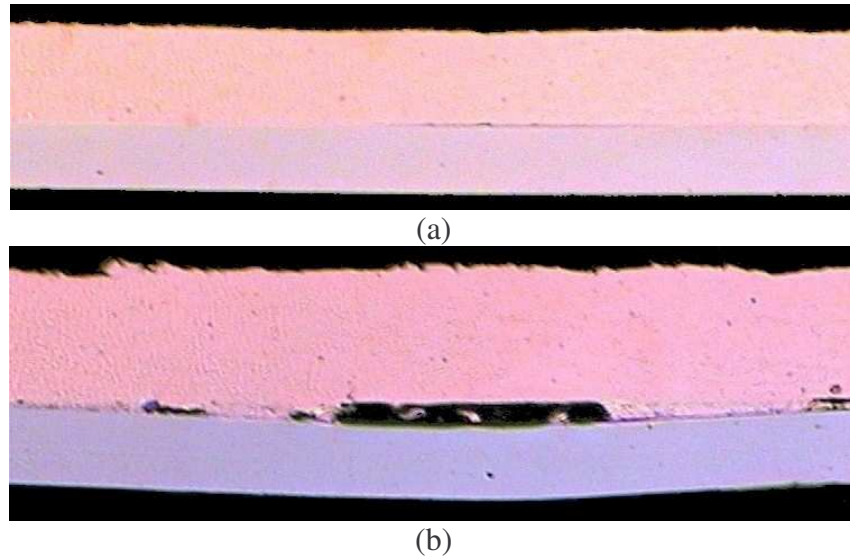


Figure V-19 Observation optique des coupes au niveau de l'impact pour les cibles correspondant aux tirs de à la Figure V-18.

L'analyse des signaux de vitesse à l'aide des diagrammes espace/temps présentés à la Figure V-20 permet de diagnostiquer la décohésion ou non de l'interface durant les expériences. Ainsi, dans le cas des tirs à bas flux, les allers et retours dans l'ensemble de la cible sont visibles (Figure V-18 a), ce qui n'est pas le cas des tirs à haut flux, où seuls les allers et retours dans la couche sont visibles (Figure V-18 b).

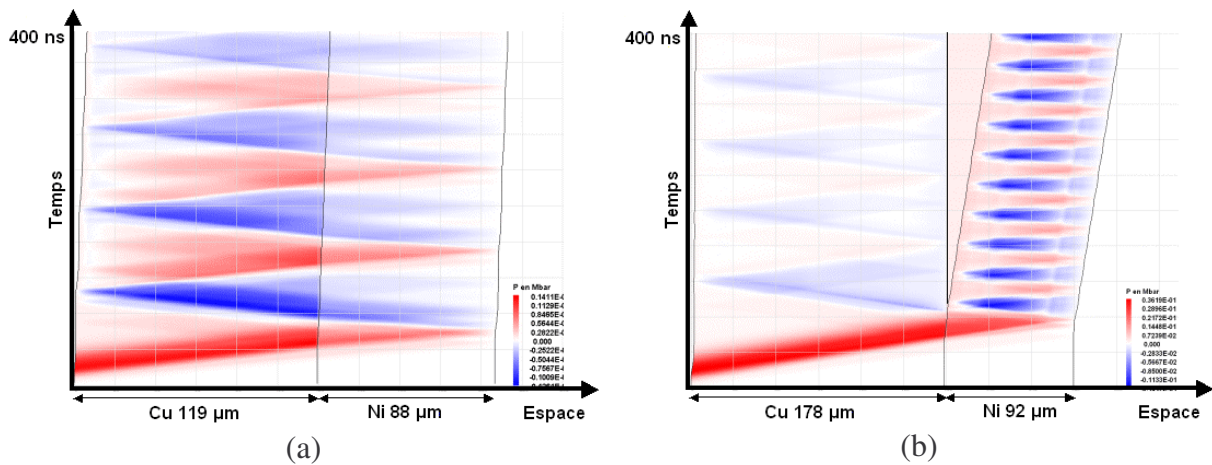


Figure V-20 Diagrammes espace/temps en pression pour les tirs de la Figure V-18.

L'accord entre les simulations et les signaux expérimentaux permet d'obtenir des seuils en niveau de traction à l'interface présentés à la Figure V-21 pour les tirs côté Ni et côté Cu. La détermination de la rupture de l'interface a été déterminée à l'aide des coupes et non des seuls signaux de vitesse.

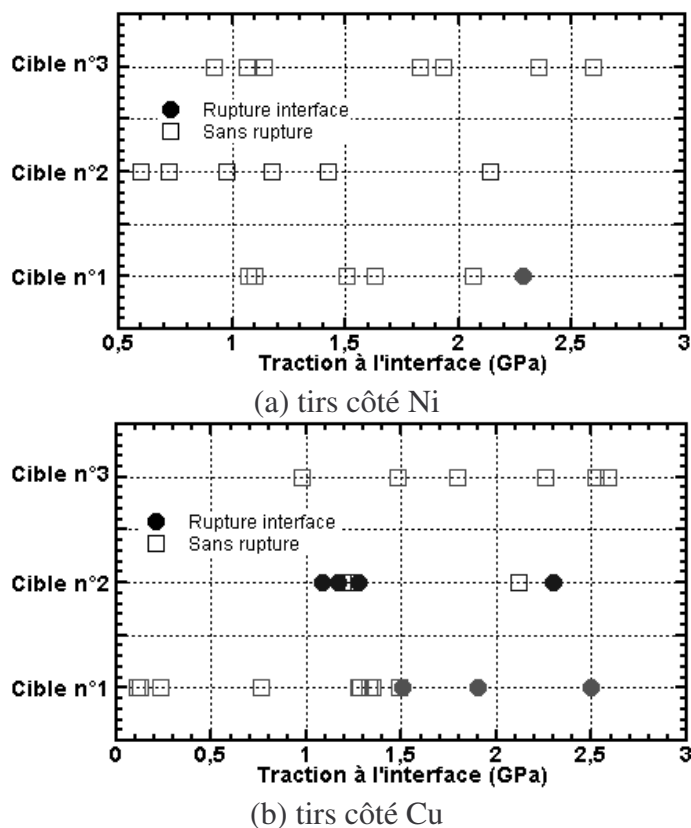


Figure V-21 Bilan en niveau de traction maximale à l'interface sans rupture de l'interface (a) tirs côté Ni, (b) tirs côté Cu.

Ces bilans montrent une différence nette entre les seuils des tirs côtés Ni et ceux côtés Cu. Cette différence, également visible sur les seuils en flux de la Figure V-14 et de la Figure V-17, peut être expliquée par les erreurs de mesures sur le signaux de vitesse et par le mode relaxé du laser de puissance. Le Tableau V-2 reprend ces résultats pour les trois cibles et les deux configurations de tir.

Cibles	Seuil VISAR (GPa)		Remarques
	Tirs Cu	Tirs Ni	
1	1,49 – 1,50	2,06 – 2,28	Différence de plus de 1 GPa
2	1,00 – 2,11	> 2,1	Tirs relaxés
3	>2,6	> 2,6	Energie laser insuffisante

Tableau V-2 Bilan des seuils quantitatifs en niveau de traction maximale sur les trois échantillons Cu/Ni(galvanique).

Pour les trois cas, même si la détermination du seuil est affinée par l'utilisation des simulations, l'accord entre les seuils des tirs côté Cu et ceux côté Ni n'est pas bon. L'atténuation ne pouvant plus être mise en cause, les raisons sont à chercher dans l'interaction laser-matière sur le cuivre et sur le nickel et au niveau des mesures des signaux de vitesse. Le profil de pression ayant déjà été validé sur des cibles de cuivre, seule l'interaction avec le nickel peut expliquer les différences présentées ici.

V.4.1.4 Résultats en tirs multiples et discussion sur la nature de la rupture de l'interface

Lors de ces séries d'expériences, l'échantillon n°3 n'a jamais présenté de rupture à l'interface. Afin de tester sa tenue, plusieurs séries de tirs ont été effectuées lors du stage d'apprentissage d'Alexandra Lainet [9] sur la même tâche de chargement afin de solliciter l'interface à plusieurs reprises. Plusieurs séries de tirs ont été effectuées sur différentes parties de la cible en mesurant à chaque fois les signaux de vitesses présentés à la Figure V-22 pour l'une des séries.

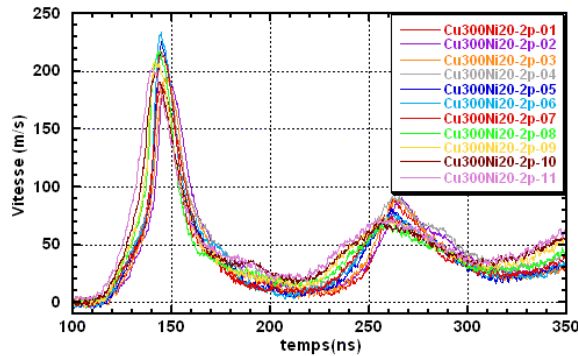


Figure V-22 Evolution des signaux de vitesse pour une cible Cu (300 μm) /Ni (20 μm) pour des tirs juxtaposés à 160 GW/cm^2 .

Malgré le grand nombre de tirs, les signaux de vitesses ne varient quasiment pas d'un tir à l'autre. Les petites variations observées peuvent être expliquées par les variations du flux laser autour de la consigne fixée. Cette série de tirs permet de montrer que dans le cas des cibles substrat cuivre/dépôt nickel électrolytique, les caractéristiques des matériaux sont peu modifiées par le passage de l'onde de choc. Le test d'adhérence par choc laser pourrait donc être utilisé comme contrôle de qualité non destructif pour ces pièces. Ce contrôle serait effectué à l'aide de tirs calibrés en-dessous du seuil recherché pour la rupture de l'interface : seules les interfaces ayant un seuil inférieur à la norme fixée seraient détruites. Les interfaces respectant la norme de traction pourraient être utilisées par la suite.

La configuration de tirs multiples permet néanmoins de détecter la tenue de l'interface pour des seuils élevés comme le montre la série de tirs de la Figure V-23, effectuée sur la même cible que celle de la Figure V-22 mais sur une zone proche du bord de la cible.

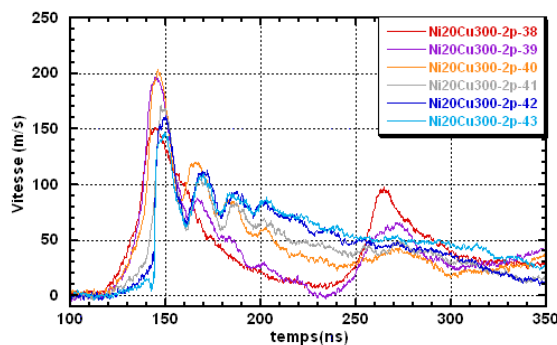


Figure V-23 Evolution des signaux de vitesse pour une cible Cu (300 μm) /Ni (20 μm) pour des tirs juxtaposés à 160 GW/cm^2 sur le bord de la cible.

On observe sur ces signaux une variation de la forme du signal de vitesse qui, dès le second tir, présente des oscillations dont la période correspond aux temps d'aller et retour dans la couche de nickel dont l'épaisseur est connue approximativement (un temps de 15 ns mesuré sur le signal de vitesse correspond à 30 μm d'épaisseur de nickel). On assiste dans ce cas à une détérioration progressive de l'interface entre le cuivre et le nickel. Cette rupture de l'interface n'est pas complète. Elle laisse passer une partie des ondes qui mettent en vitesse la surface libre du nickel, à la différence des systèmes où la rupture franche de l'interface induit une vitesse nulle dès le second tir.

Des simulations utilisant le code RADIOSS ont été menées sur ces échantillons pour retrouver cette évolution en plaçant à l'interface des vides déjà présents, avec ou sans rupture de l'interface, par le critère de Cut-Off. L'évolution de l'interface avec 20 % de vide et un niveau de Cut-Off à 0,9 GPa est présentée sur la Figure V-24.

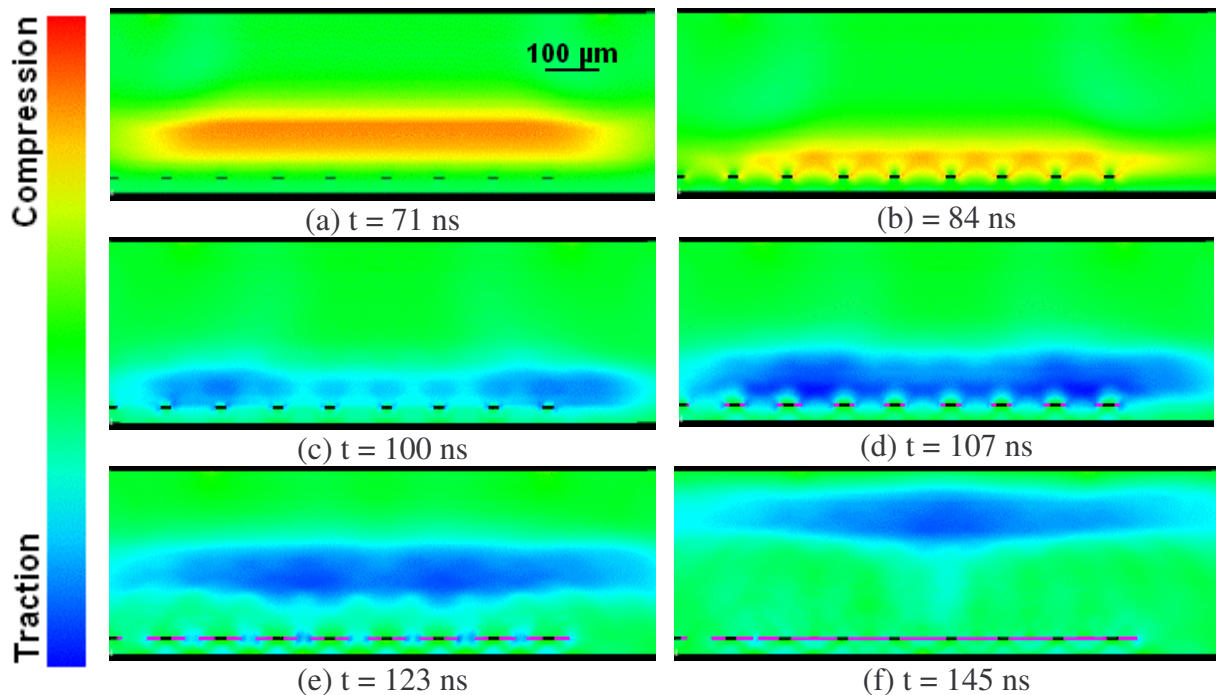


Figure V-24 Evolution au cours du temps de la carte des pressions pour une cible Cu 300 μm /Ni 30 μm avec une fracture initiale de l'interface de 20 % et un niveau de Cut-Off à 0,9 GPa. Chargement LALP 1,5 GPa.

La présence de vides initiaux perturbe dans un premier temps la traversée de l'interface par l'onde de choc (b) et sa réflexion (c) puis sert de point de départ à de nouvelles lignes de fissures (d : en violet sur la figure) qui vont se propager (e) et occuper toute l'interface (f). Durant les simulations, un état final sans rupture complète de l'interface n'a pas pu être atteint, d'où la nécessité d'introduire des vides dès le départ de la simulation. Toutefois, malgré cette différence avec l'expérience, les signaux de vitesse simulés montrent un certain nombre de caractéristiques voisines de celles des signaux expérimentaux comme le montre la Figure V-25.

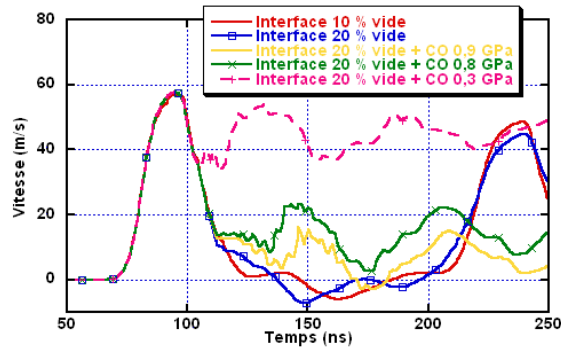


Figure V-25 Vitesse de surface libre de la couche de nickel pour différents types d'interfaces. Cible Cu 300 μm /Ni 30 μm , chargement LALP 1,5 GPa sur une tache de 1 mm.

Si l'allure des signaux de vitesse ne correspond pas exactement à celle des signaux expérimentaux, avec en particulier pour les simulations utilisant le critère de Cut-Off l'absence du second débouché de l'onde principale autour de 230 ns, ces simulations font apparaître qu'il est nécessaire que la rupture de l'interface se fasse progressivement et non uniformément. Dans ce cas de figure, on peut supposer que la rupture de l'interface entre le nickel et le cuivre suit un schéma de type ductile, avec une évolution en trois phases qui passe par l'apparition à l'interface de cavités puis leur croissance et enfin leur coalescence. Ces trois étapes sont visibles sur les coupes métallographiques présentées à la Figure V-26.

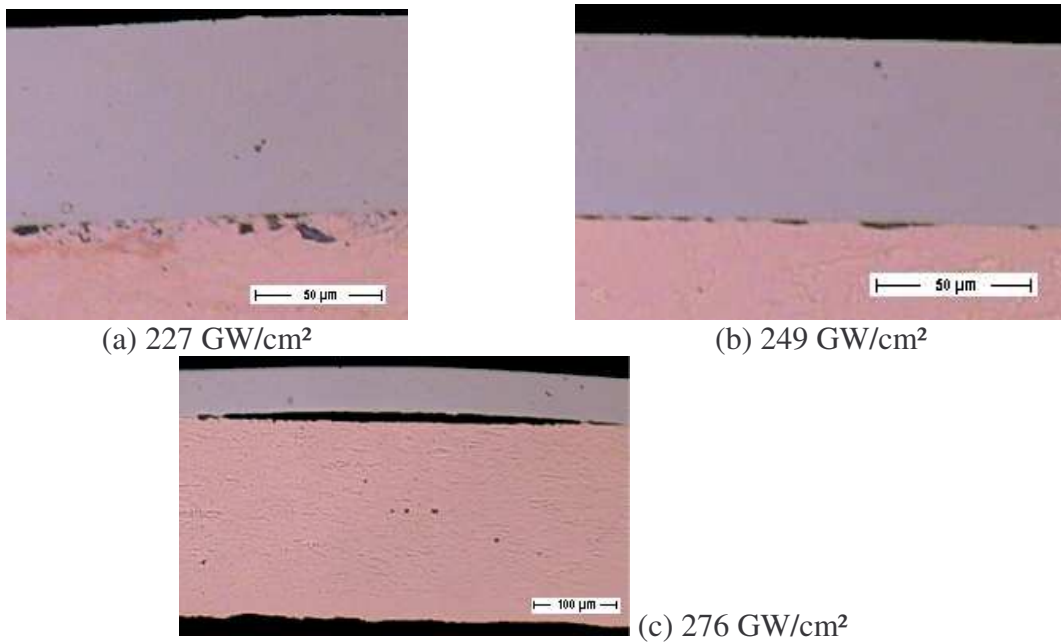


Figure V-26 Observation optique de l'interface de la cible n°2 (préparation moyenne) à différents flux. Cible Cu 200 μm /Ni 60 μm , Chargement LALP sur une tache de 1 mm.

Nous observons dans un premier temps l'apparition de pores à l'interface (a) qui se transforment en petites fissures (b) puis en fissure globale sur toute la largeur de la tache de chargement (c). L'interface entre le nickel électrolytique et le cuivre suit davantage un mode de rupture de type ductile, contrairement à l'interface Al/Cu, qui se comporte de manière fragile.

V.4.2 Les échantillons avec un dépôt de nickel Cold Spray

V.4.2.1 Présentation des cibles et résultats préliminaires

Trois autres échantillons réalisés avec du nickel projeté par la technique du Cold Spray ont été testés. Ces trois échantillons diffèrent entre eux par les paramètres de projection. Du fait du procédé de fabrication, le dépôt Cold Spray est beaucoup plus sensible à la traction qu'un dépôt électrolytique. Cette différence est due à la présence de nombreuses interfaces entre les différentes particules de nickel qui ont été projetées et se sont agglomérées pour former la couche.

Tout comme pour les échantillons avec du nickel électrolytique, des séries de tirs ont été réalisées sur les trois types d'échantillons, à la fois avec des tirs sur le cuivre et des tirs sur le nickel. Pour ces échantillons, l'analyse directe des signaux VISAR ne permet pas de déterminer de seuils d'adhérence. En effet, presque aucune différence n'est visible entre les tirs à bas flux et ceux à haut flux, que ce soit pour les tirs côté cuivre (Figure V-27 a) ou pour les tirs côté nickel (Figure V-28).

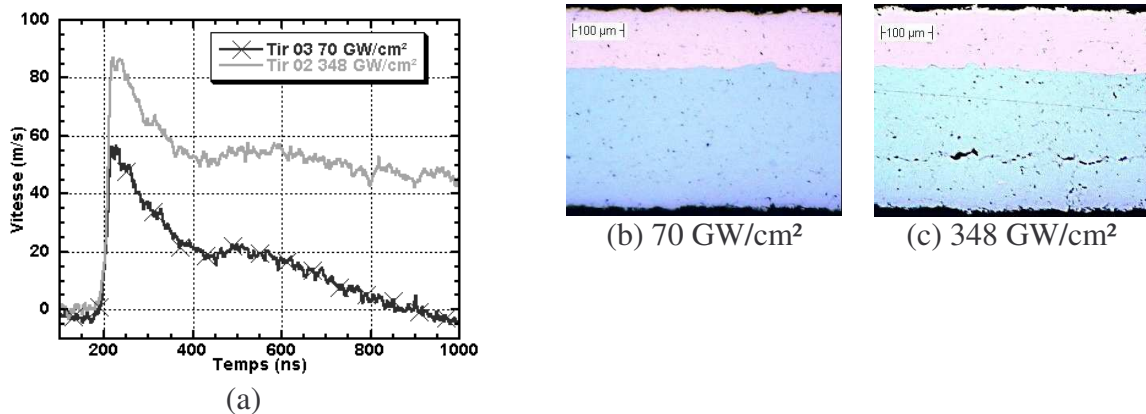


Figure V-27 (a) Exemple de signaux de vitesse pour des tirs côté cuivre sur le système Cu/Ni Cold Spray, échantillon 2, tirs au LALP sur une tache de 1 mm de diamètre, (b) coupe optique de la zone du tir 03, (c) coupe optique de la zone du tir 02 avec présence d'une ligne d'endommagement dans le nickel.

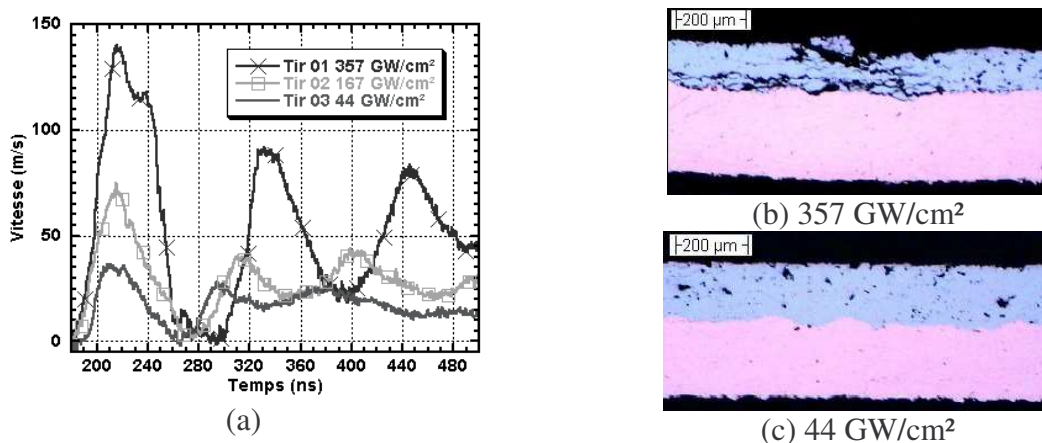


Figure V-28 (a) Exemple de signaux de vitesse pour des tirs côté nickel sur le système Cu/Ni Cold Spray, échantillon 1, tirs au LALP sur une tache de 1 mm de diamètre, (b) coupe optique de la zone du tir 01 avec endommagement de la couche de nickel, (c) coupe optique de la zone du tir 03.

V.4.2.2 Analyse des signaux de vitesse

Les signaux de vitesse des tirs côté cuivre (Figure V-27 a) ne présentent aucun aller et retour. On ne peut donc pas savoir si l'interface a été rompue ou non. Ces signaux ont un profil typique de l'endommagement du matériau comme on a pu le voir avec l'exemple du tantale au paragraphe V.2.1.2. Cet endommagement n'apparaît pas sur les coupes pour l'ensemble des flux. En revanche, il est par contre visible sur la Figure V-27 c pour un flux de 348 GW/cm². La présence d'endommagement visible ou non influe sur la forme du signal de vitesse qui présente un profil d'envol encore plus marqué pour le tir à 348 GW/cm² que pour le tir à 70 GW/cm². Les signaux de vitesse des tirs côté nickel ne présentent, au contraire, que les allers et retours dans le cuivre malgré la quasi-égalité des impédances des deux matériaux. L'endommagement est créé aux points de génération de la traction dans le nickel :

- proche de la face arrière pour les tirs côté cuivre où la traction est générée directement dans la couche par la réflexion de l'onde de compression sur la surface libre du nickel (Figure V-27 c) ;
- à l'interface pour les tirs côté Ni où la traction est déjà générée par la réflexion sur la surface libre du cuivre avant d'atteindre le nickel à partir de l'interface (Figure V-28 b).

V.4.2.3 Bilans qualitatifs en flux, discussion

Les bilans des tirs ont été réalisés uniquement à partir des observations sur les coupes (Figure V-29). En plus de l'état de l'interface, la présence d'un endommagement visible sur les coupes a été également reportée sur ces bilans. Ils sont résumés dans le Tableau V-3 qui présente les seuils en flux laser pour la décohésion de l'interface et pour l'endommagement de la couche de nickel.

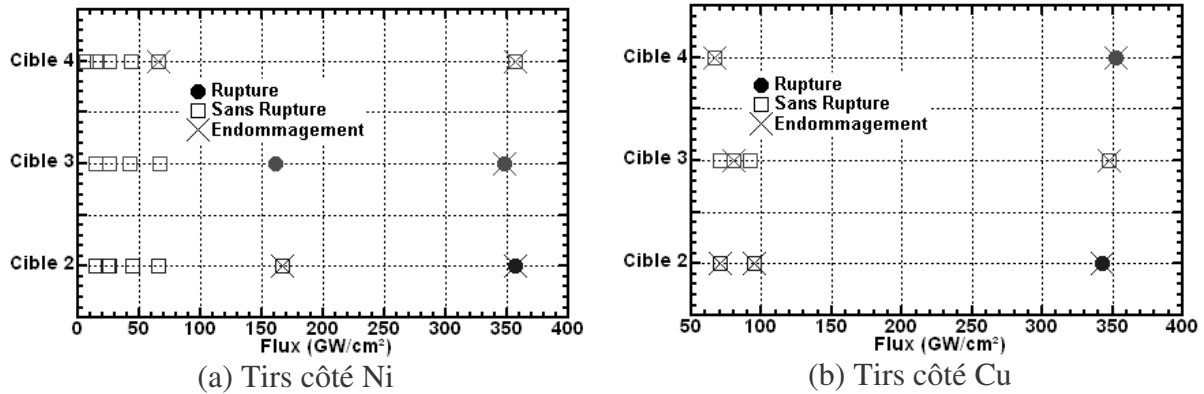


Figure V-29 Echantillons de Ni Cold Spray sur substrat de cuivre, tirs au LALP avec une tache de 1 mm, (a) bilan des tirs côté nickel, (b) bilan des tirs côté cuivre.

Cible	Tirs Ni (GW/cm ²)			Tirs Cu (GW/cm ²)		
	Interface	Ni	Remarques	Interface	Ni	Remarques
2	166-357	166	endommagement avant rupture	94-343	70	endommagement avant rupture
3	66-161	347	pas d'endommagement	>347	80	uniquement de l'endommagement
4	>357	66	pas de rupture de l'interface	66-352	66	rupture à l'interface à haut flux

Tableau V-3 Bilan des seuils de rupture de l'interface et d'endommagement pour les cibles Cu/Ni Cold-Spray.

Les bilans ne montrent pas d'évolution cohérente entre les cibles. Cette absence de cohérence s'explique par la forte variation des épaisseurs des cibles qui changent drastiquement les temps T_1 et T_2 . L'évolution de ces temps induit une variation de l'amplitude et de la position du niveau de traction maximale, ce qui explique la très grande diversité de la position de l'endommagement sur les coupes métallographiques. Les tirs présentent alors :

- uniquement de l'endommagement de la couche de nickel (Figure V-30 a). Pour ce tir, effectué sur la couche de nickel, la faible épaisseur de la couche de cuivre provoque la création de la traction non pas dans la couche de nickel mais dans le cuivre. Cet endommagement est également visible sur les tirs coté cuivre ;
- uniquement une décohésion de l'interface avec une épaisseur de cuivre supérieure comme le présente la Figure V-30 b ;
- à la fois de l'endommagement et la décohésion de l'interface. La traction étant créée dans la couche de nickel, elle est la première à être endommagée, puis par le jeu des réflexions des ondes restantes, l'interface peut rompre (Figure V-30 c) ;
- un envol complet de la couche de nickel qui correspond à un cas extrême de rupture de l'interface et d'endommagement de la couche de nickel (Figure V-30 d).

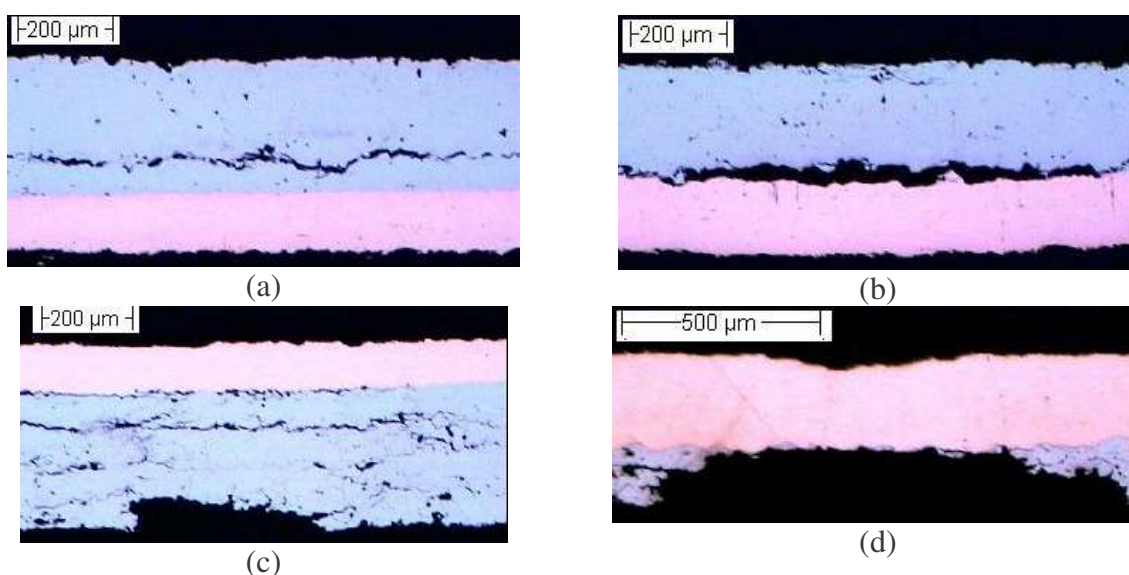


Figure V-30 Observations optiques sur les échantillons de nickel Cold Spray sur cuivre après chocs, tirs effectués au LALP avec une tache de 1 mm (a) cible 4, tir 01 sur Ni, 357 GW/cm², (b) cible 3, tir 05 sur Ni, 348 GW/cm², (c) cible 4, tir 01 sur Cu, 352 GW/cm², (d) cible 2, tir 02 sur Cu, 343 GW/cm².

Les épaisseurs de cuivre et de nickel ont donc une influence importante sur la nature de l'endommagement généré. Les cibles n'étant pas homogènes d'une zone à l'autre, divers mécanismes apparaissent pour une même cible. La comparaison des seuils en flux est donc inutile et ne peut servir de mesure d'adhérence.

Dans ce cas, seules les simulations numériques prenant en compte l'endommagement de la couche de nickel permettent d'accéder aux seuils des trois interfaces.

V.4.2.4 Présentation de la modélisation du Nickel Cold Spray

Le comportement du nickel a été modélisé à l'aide du critère d'endommagement de Kanel dans le code 1D SHYLAC. L'obtention des paramètres d'endommagement n'a pu être obtenue qu'en conjuguant la comparaison des signaux de vitesse et la position de l'endommagement sur les coupes [5]. Des simulations ont été menées sur des couches de nickel seules. Ces couches étant obtenues par décollement de leur substrat de cuivre, peu d'échantillons ont pu être testés et seuls deux signaux de vitesse ont été exploités mais sans donner de résultats valables.

Les vitesses sur des cibles complètes avec un revêtement de cuivre ont pu être traitées entièrement. Sur les deux préparations de nickel qui ont pu être simulées, des différences de seuils d'endommagement ont été mises en évidence. Les paramètres obtenus pour ces cibles sont présentés au Tableau V-4.

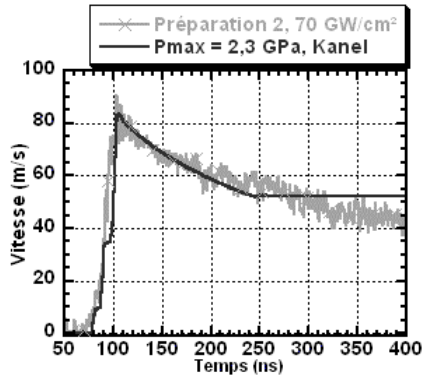
	Cible n°2	Cible n°3
cuivre	Vitesse du son : 3940 m.s ⁻¹ Masse volumique : 8940 kg.m ⁻³ Module de cisaillement : 45 GPa Limite élastique : 325 MPa	Vitesse du son : 3940 m.s ⁻¹ Masse volumique : 8940 kg.m ⁻³ Module de cisaillement : 45 GPa Limite élastique : 325 MPa
nickel	Vitesse du son : 4119 m.s ⁻¹ Masse volumique : 8200 kg.m ⁻³ Module de cisaillement : 58 GPa Limite élastique : 100 MPa	Vitesse du son : 4119 m.s ⁻¹ Masse volumique : 8200 kg.m ⁻³ Module de cisaillement : 58 GPa Limite élastique : 129 MPa
Kanel	$V_{t1} = 60\%$ $k = 1.75$ $\sigma_{seuil} = 6.5 \text{ MPa}$ Vidmax = 80 %	$V_{t1} = 72\%$ $k = 1.4$ $\sigma_{seuil} = 6.8 \text{ MPa}$ Vidmax = 80 %

Tableau V-4 Paramètres matériaux pour les deux préparations.

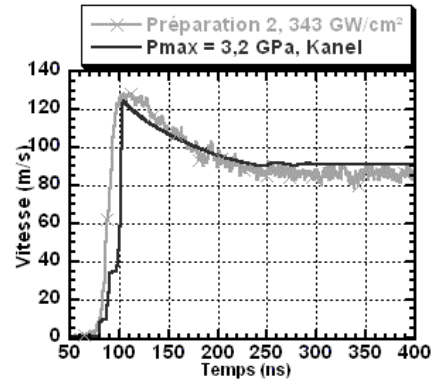
Ces paramètres sont semblables pour les deux configurations sauf en ce qui concerne la limite élastique de la cible n°3 qui est légèrement différente du fait des différences de préparation. Les paramètres du critère de Kanel montrent que le nickel de la cible n°3 résiste légèrement mieux à l'endommagement que celui de la cible n°2. Toutefois ces valeurs de critère d'endommagement sont très loin de celles du tantale, que ce soit pour le seuil de contrainte (6,8 MPa pour le nickel contre 7,1 GPa pour le tantale) ou pour le taux d'accroissement de l'endommagement k (1,75 pour le nickel contre 0,26 pour le tantale).

V.4.2.5 Simulation des tirs côté cuivre

La Figure V-31 présente les signaux de vitesse des tirs côté cuivre pour la cible n°2. L'accord entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés permet d'utiliser des diagrammes espace/temps en pression et en endommagement pour analyser des signaux de vitesse. Ces diagrammes ont été également utilisés lors de la détermination des paramètres afin de n'avoir qu'un unique jeu de paramètres par préparation en comparant les positions de l'endommagement simulées et expérimentales comme le montrent les exemples de la Figure V-32.

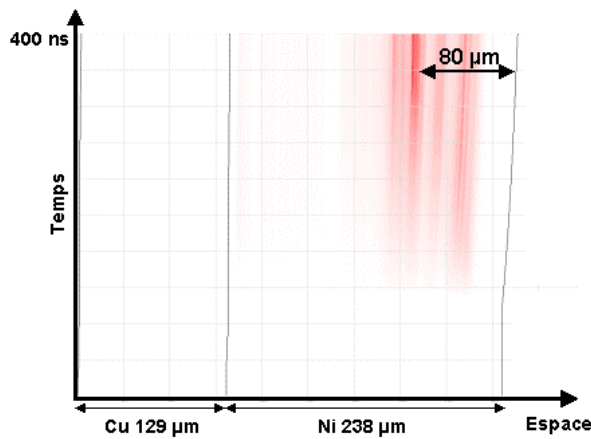


(a) Tir Cu, Cu 236 μm Ni 132 μm

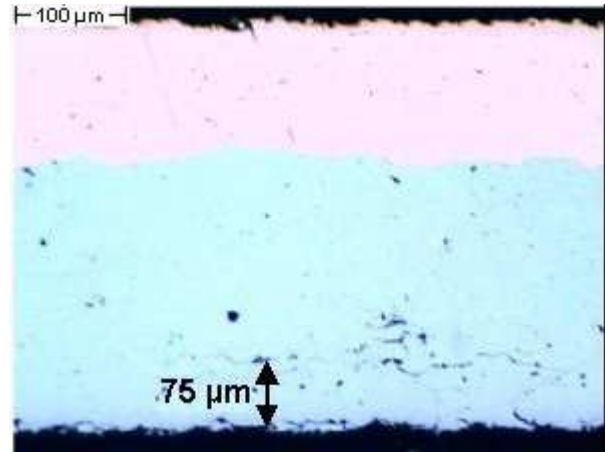


(b) Tir Cu, Cu 235 μm Ni 136 μm

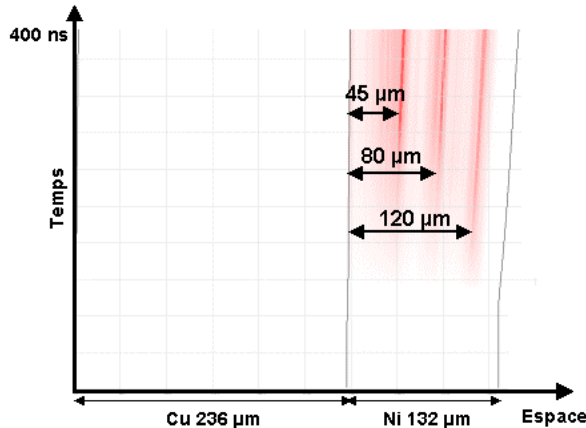
Figure V-31 Comparaisons entre les signaux de vitesse de face arrière expérimentales et simulées pour des cibles Cu/Ni(Cold Spray). Chargement LALP, tirs côté Cu.



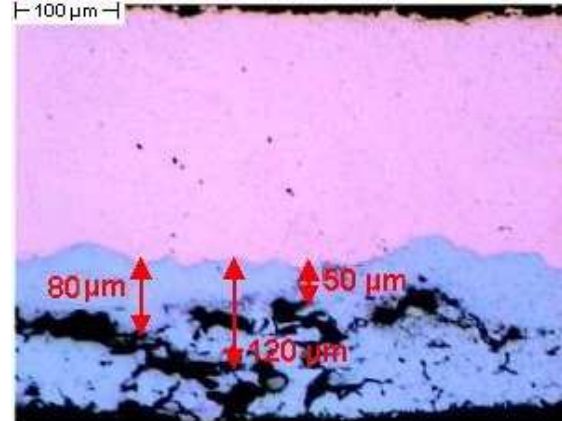
(a) Cible 3, $P_{\text{max}} = 2,05$ GPa



(b) Cible 3, 80 GW/cm²



(c) Cible 2, $P_{\text{max}} = 2,3$ GPa



(d) Cible 3, 70 GW/cm²

Figure V-32 Diagrammes espace/temps en endommagement et coupes métallographiques associées (a) et (b), pour la préparation 3.

Sur ces exemples, l'endommagement n'est pas uniforme et peut apparaître simultanément à plusieurs endroits. Dans la plupart des cas, l'endommagement principal apparaît à 70-80 μm de la face arrière de la cible, ce qui correspond au point de création du premier état de traction dans la couche (Figure V-32 a et b).

Par ailleurs, nous observons pour certaines configurations des zones d'endommagement multiples comme sur la Figure V-32 c et d. Si la zone d'endommagement maximale correspond bien aux 70-80 μm de la face arrière (donc sur la figure à 45 μm de l'interface), deux autres zones d'endommagement apparaissent quasi-simultanément. L'analyse des diagramme espace/temps en pression de la Figure V-33 permet de comprendre l'origine de ces trois zones d'endommagement.

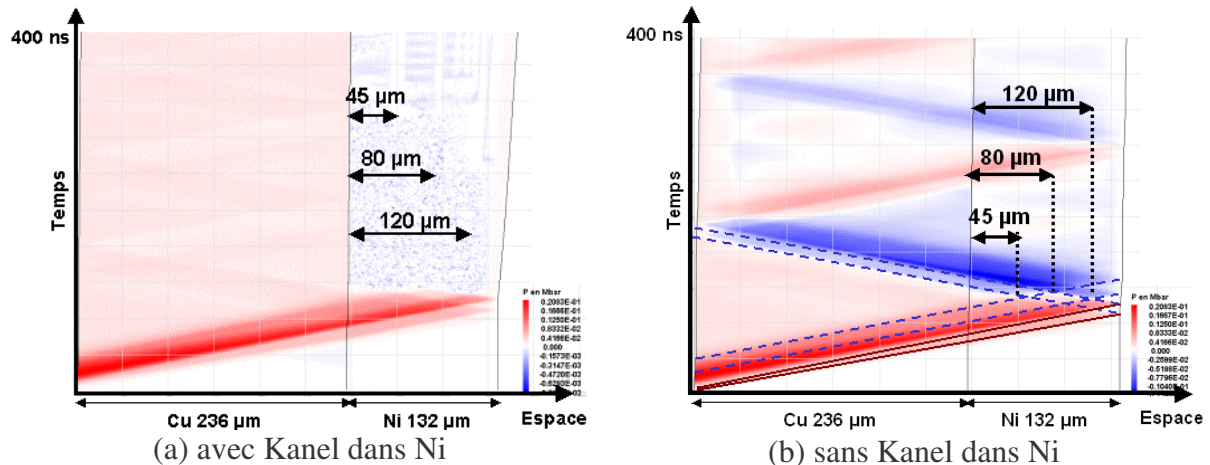


Figure V-33 Diagrammes espace/temps en pression pour une cible Cu (236 μm) /Ni (132 μm), chargement LALP 2,3 GPa (a) avec critère de Kanel dans la couche de nickel, (b) sans endommagement.

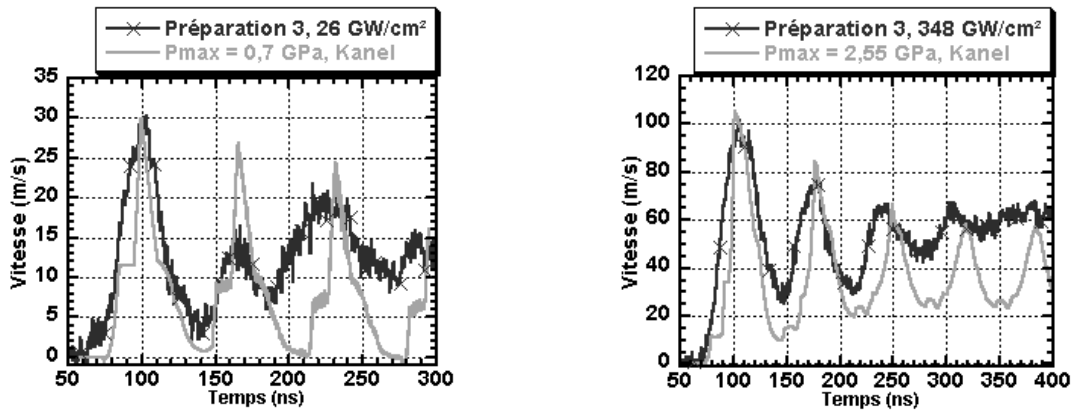
Le diagramme espace/temps en pression pour la simulation avec endommagement nous permet de retrouver les trois zones principales d'endommagement où les ondes sont confinées du fait du changement d'impédance du matériau endommagé. On observe également qu'avec l'endommagement, les états de traction n'apparaissent pas dans la couche où ils génèrent directement des zones de vide. Dans le substrat de cuivre, seule subsiste la réflexion de l'onde principale lors du premier passage de l'interface. Cette réflexion est peu importante du fait de la quasi-égalité des impédances de choc des deux matériaux.

Le diagramme espace/temps en pression pour la simulation sans endommagement permet de comprendre l'origine des trois zones d'endommagement. Du fait du détachement des précurseurs élastiques du cuivre et du nickel lors de la propagation dans les deux couches, plusieurs jeux d'ondes de choc et de détente apparaissent dans la couche de nickel. La réflexion de ces ondes de choc sur la surface libre du nickel et leurs croisements avec les différentes ondes de détente incidentes vont générer des états de traction à trois endroits différents (Figure V-33 b) : à 45 μm de l'interface pour le croisement de la réflexion du précurseur élastique du cuivre avec la dernière détente incidente, à 80 μm de l'interface pour le croisement de la réflexion de l'onde principale avec la dernière détente incidente, et enfin à 120 μm de l'interface pour le croisement de la réflexion de l'onde principale avec la détente élastique issue du cuivre.

Ces simulations ont permis de déterminer les paramètres d'endommagement des couches de nickel testées. Pour une même cible, les mêmes paramètres ont été utilisés avec succès sur l'ensemble des tirs, que ce soit ceux sur le cuivre ou ceux sur le nickel, présentés dans le paragraphe suivant.

V.4.2.6 Simulation des tirs côté Ni

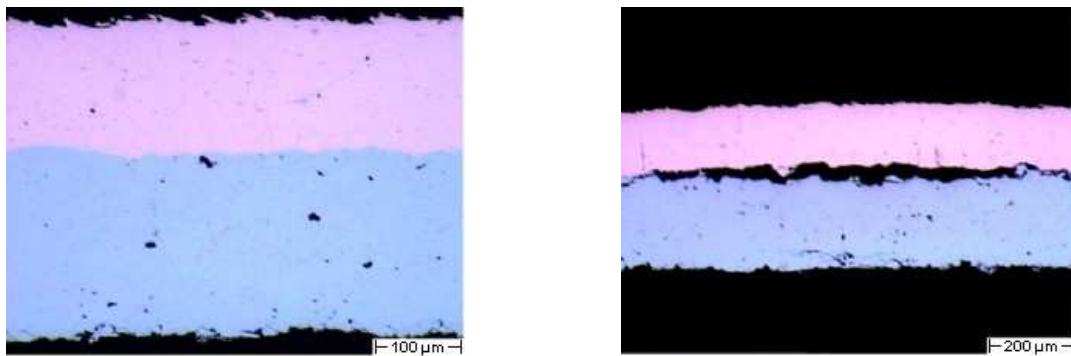
La comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques pour les tirs sur la face de nickel est présentée sur la Figure V-34. Les tirs côté nickel montrent tous des signaux identiques à ceux générés par une décohésion d'interface alors que les coupes métallographiques à bas flux ne présentent pas de façon significative une rupture de l'interface, contrairement aux tirs à haut flux, comme le montre la Figure V-35.



(a) Tir Ni, Ni (212 μm) Cu (155) μm

(b) Tir Ni, Ni (208 μm) Cu (155) μm

Figure V-34 Comparaison entre les signaux de vitesse de face arrière expérimentaux et simulés pour des cibles Cu/Ni(Cold Spray). Chargement LALP, tirs côté Ni.



(a) Ni (212 μm) / Cu (155 μm), 26 GW/cm²

(b) Ni (208 μm) / Cu (155 μm), 348 GW/cm²

Figure V-35 Coupes métallographiques, (a) tir à bas flux, (b) tir à haut flux.

Les simulations montrent la présence d'une zone d'endommagement au niveau de l'interface qui explique les allers et retours confinés dans la couche de cuivre. Les diagrammes espace/temps en pression et en endommagement de la Figure V-36 expliquent ces effets.

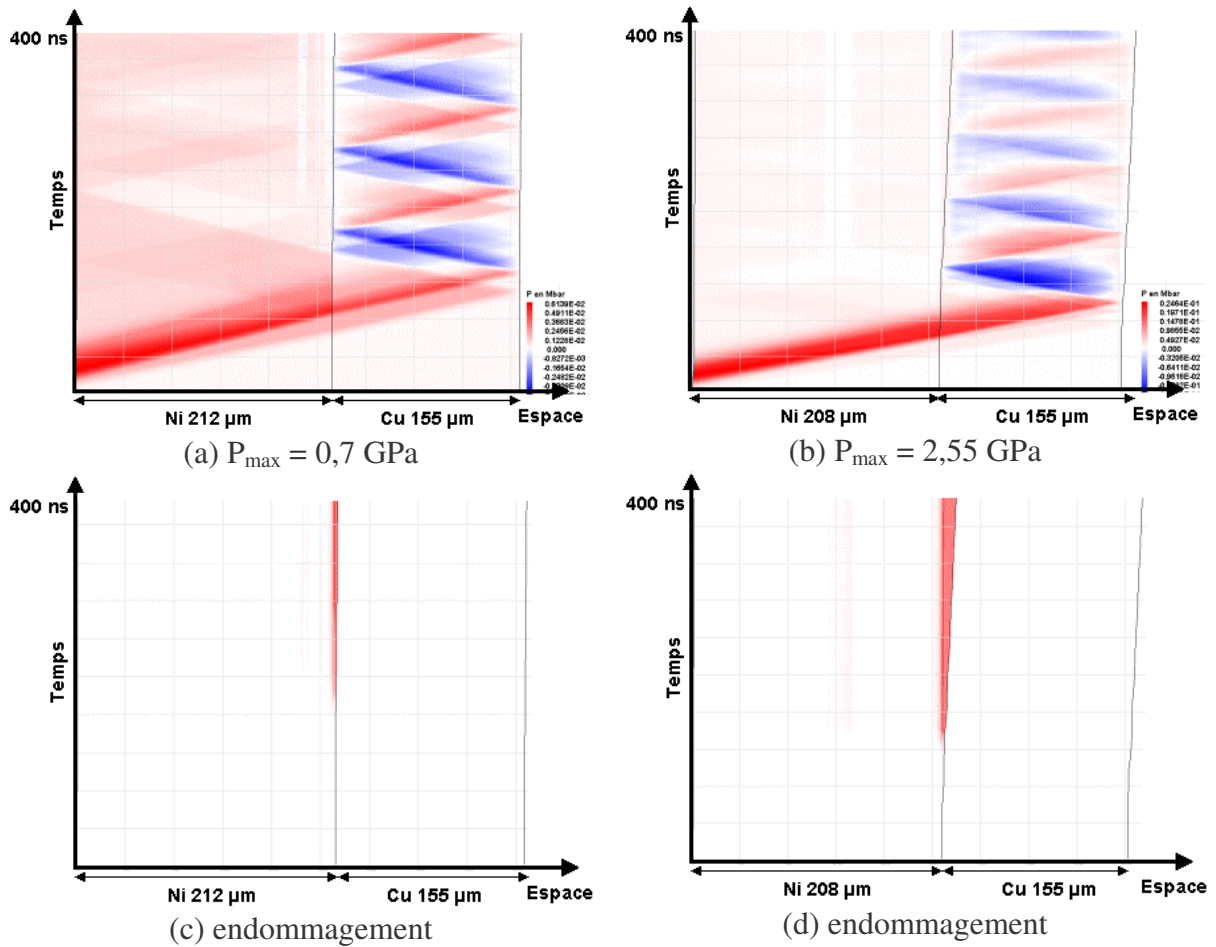


Figure V-36 Diagrammes espace/temps en pression et en taux d'endommagement correspondants aux tirs de la Figure V-35.

Dans les deux cas, l'endommagement de l'interface est suffisant pour bloquer le trajet des ondes et les confiner dans les deux couches. Il s'agit ici d'une rupture de l'interface de type adhésive, pour laquelle la rupture est due à l'endommagement de la couche et non à la rupture des liaisons entre les deux couches. De ce fait, le seuil de l'interface est celui de la couche de nickel, soit 6,5 MPa pour la cible n°2 et 6,8 MPa pour la cible n°3.

V.4.3 Conclusion sur le système Cu/Ni

V.4.3.1 Couche de nickel électrolytique

Le test LASAT a permis de distinguer les seuils d'adhérence des trois cibles de nickel électrolytique sur un substrat de cuivre. Le test a montré une évolution des seuils en parfaite corrélation avec les niveaux d'adhérence attendus.

La simulation numérique a permis d'obtenir des seuils en niveau de traction à l'interface en modélisant les signaux de vitesse avec et sans rupture de l'interface. Ces seuils sont présentés dans le Tableau V-5.

Cibles	Seuil VISAR (GPa)	
	Tirs Cu	Tirs Ni
1	1,49 – 1,50	2,06 – 2,28
2	1,00 – 2,11	> 2,1
3	>2,6	> 2,6

Tableau V-5 Bilan récapitulatif des seuils en niveau de traction à l'interface pour les cibles substrat Cu/dépôt Ni électrolytique.

Cette étude a mis en évidence l'importance d'une bonne connaissance des épaisseurs des matériaux ainsi que de l'interaction laser/matière sur la zone de tir. Les échantillons ont également montré des différences de niveau d'adhérence pour une même cible, avec des zones plus adhérentes que d'autres.

A partir de l'analyse des signaux de vitesse et des coupes métallographiques, nous avons montré que le mécanisme d'ouverture de l'interface entre le cuivre et le nickel était de type ductile avec la formation de porosités à l'interface. Ces porosités, lorsqu'elles se forment, laissent une partie des ondes traverser l'interface. La modélisation de ce comportement à l'aide du critère de Kanel dans le code RADIOSS n'a pas pu être réalisée suite à des problèmes numériques lors de la mise en place de ce critère dans le code.

V.4.3.2 Couche de nickel Cold-Spray

Le nickel Cold-Spray présentant un seuil d'endommagement très faible, seuls les tirs côté nickel ont permis une décohésion de l'interface. En revanche, les tirs côté cuivre ont permis de déterminer les paramètres du critère de Kanel pour le nickel. A l'aide de ces deux séries de tirs et des coupes métallographiques, le seuil d'adhérence de l'interface Cu/Ni(Cold-Spray) a pu être déterminé pour deux cibles :

- 6,5 MPa pour la cible n°2 ;
- 6,8 MPa pour la cible n°3.

Le seuil d'endommagement très faible du nickel Cold Spray peut être expliqué par son mode de fabrication pour lequel des particules solides de nickel sont projetées à grande vitesse sur le substrat. Les liaisons entre ces particules ne se font que par échauffement et grâce à une mise en fusion locale due à l'impact [10]. Le caractère local de l'échauffement induit une faible cohésion des particules entre elles et donc un faible niveau de seuil d'endommagement.

La simulation numérique de cet échauffement est présentée à l'annexe B dans le cas du cuivre Cold Spray sur un substrat d'aluminium (dont le comportement sous choc est semblable à celui du nickel Cold Spray).

Ces matériaux présentent donc une très faible résistance à la traction, avec un bon comportement en compression. De plus, pour des niveaux de tractions modérés, l'endommagement n'est pas visible immédiatement. Ils peuvent donc être utilisés comme absorbeurs d'ondes de traction.

V.4.3.3 Conclusion générale sur le système Cu/Ni

Ces deux études ont permis de présenter différents aspects du test LASAT : d'une part sa capacité à séparer des interfaces dont les seuils d'adhérence sont différents et, d'autre part, les possibilités offertes par ce test de traiter des cibles présentant des comportements complexes.

Le fait que la traction ne soit pas générée dans toute la cible au même moment permet ainsi de pouvoir mesurer l'adhérence de systèmes présentant une couche s'endommageant facilement comme le nickel Cold-Spray. Cette mesure passe néanmoins par la modélisation fine du comportement de cette couche.

Le test d'adhérence par choc laser permet donc de déterminer les seuils d'adhérence de cibles complexes et d'en mesurer les variations faibles. Cette possibilité est largement utilisée sur les cibles de substrat aluminium/couche cuivre présentées dans le Chapitre VI.

V.5 Analyse et critique des résultats du test d'adhérence par choc laser

V.5.1 Sources d'erreurs expérimentales

Que ce soit au niveau de la génération de l'onde de choc ou de la mesure de la vitesse, différentes sources d'erreurs existent et doivent être quantifiées. Lors des expériences, le flux laser est calculé à l'aide de la mesure de l'énergie incidente du laser E , de la durée de l'impulsion τ et du diamètre d de la tache de focalisation sur la cible :

$$\Phi = \frac{E}{\tau \times \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2} 10^{-D}.$$

où D est la densité optique de l'atténuateur de faisceau placé avant la cible. L'énergie est mesurée en sortie de chaîne par un calorimètre calibré avec une précision $\frac{\Delta E}{E}$ de l'ordre de 10 % pour un tir à 35 J. La taille de la tache laser est ajustée au début des séries d'expériences par des tirs sur des papiers thermiques à très bas flux (Figure V-37 a), puis est mesurée à l'aide d'une loupe graduée. L'erreur sur le diamètre de la tache laser est alors d'environ $\frac{\Delta d}{d} \approx 5\%$.

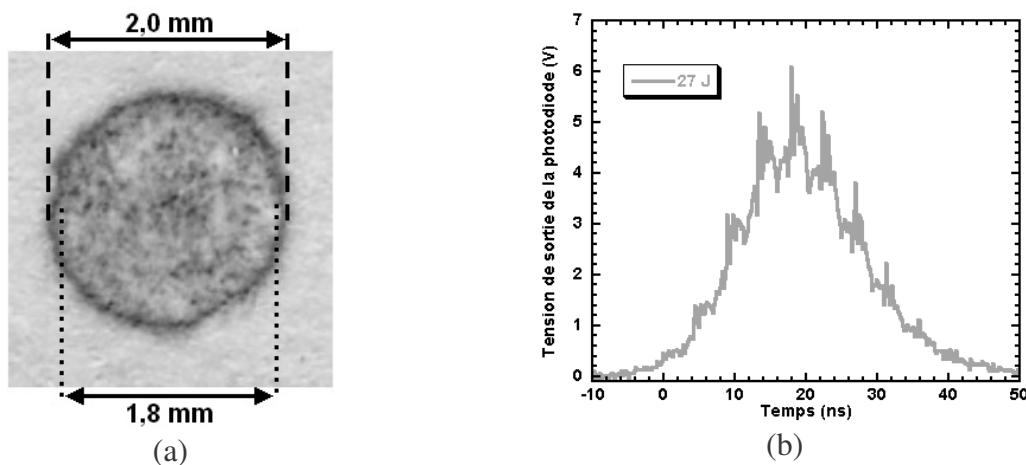


Figure V-37 (a) Impact sur un papier thermique du laser LALP 40 J pour un tir à 16 J avec une densité de 2.57, (b) Profil temporel du laser LALP 40 J pour un tir à 27 J en décembre 2003.

La durée de l'impulsion laser est déterminée par la mesure de la largeur à mi-hauteur du profil temporel du tir (Figure V-37 b). Ce profil est mesuré à l'aide d'une photodiode rapide et présente des oscillations intrinsèques à ce laser. L'erreur sur cette durée est déterminée à partir de ces courbes en tenant compte des oscillations. Elle est d'environ $\frac{\Delta\tau}{\tau} \approx 10\%$. L'erreur totale

sur la mesure de flux est donc de $\frac{\Delta\Phi}{\Phi} \approx \frac{\Delta E}{E} + \frac{\Delta\tau}{\tau} + 2\frac{\Delta d}{d} \approx 30\%$. Lors du calcul des seuils de rupture de l'interface, cette erreur est partiellement compensée par le nombre de tirs expérimentaux effectués autour des seuils d'adhérence.

La mesure du signal de vitesse présente également plusieurs sources d'erreurs qui ont été présentées en grande partie lors de l'étude comparative des VISARs. En plus de ces erreurs dues aux VISARs, il faut tenir compte de l'erreur induite par une auto-collimation imparfaite du laser sonde, se traduisant par un angle θ entre la normale à la cible et le laser Verdi, avec pour conséquence une mesure altérée par un terme en $\cos(\theta)$. Expérimentalement, cet angle est généralement inférieur à 1° . La source d'erreur sur le signal de vitesse peut donc être négligée par rapport aux erreurs du dépouillement.

V.5.2 Reproductibilité des tirs

La reproductibilité du test dépend à la fois de l'homogénéité de l'interface qui n'est pas toujours respectée comme pour les cibles Cu/Ni (paragraphe V.4.1.4), mais également de la reproductibilité du chargement. Dans le cas du chargement par impact laser, les tirs restent reproductibles et présentent le même type de sollicitation quelle que soit la gamme d'énergie. Cet effet est particulièrement visible sur des cibles simples comme les cibles d'aluminium (Figure V-38 a).

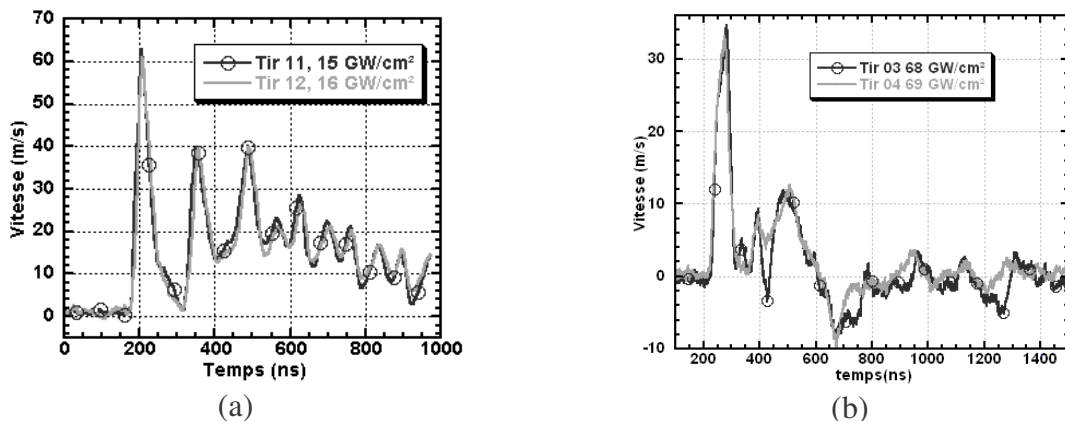


Figure V-38 Comparaison de tirs sur la chaîne laser LALP 40 J (a) vitesses de face arrière pour une cible de $450\ \mu\text{m}$ d'épaisseur d'aluminium avec une tache de $2,1\ \text{mm}$, tirs d'août 2002, (b) vitesses sur une cible avec un substrat d'aluminium de $1\ \text{mm}$ et $300\ \mu\text{m}$ de cuivre, APS A2 T255 Ep550, tirs de décembre 2002.

On note toutefois que les signaux de vitesse mesurés sur des cibles plus complexes, comme les cibles d'aluminium revêtues de cuivre projeté par APS, présentent des différences pour des tirs de même flux (Figure V-38 b). Ces différences sont essentiellement dues au comportement des matériaux, et en particulier au comportement du cuivre projeté qui diffère complètement du comportement du cuivre brut (Figure V-39).

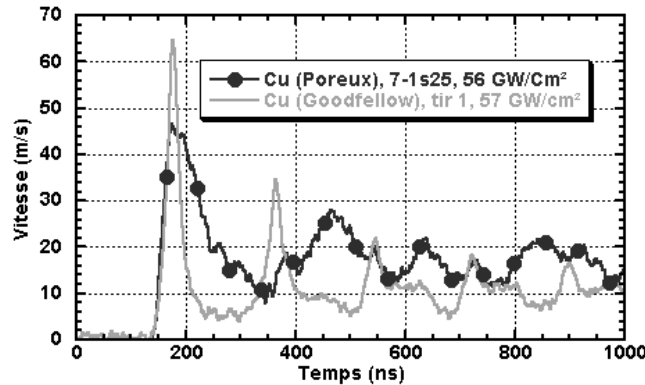


Figure V-39 Comparaison de signaux de vitesses entre du cuivre 420 μm poreux déposé par projection plasma sous air et du cuivre 440 μm fourni par Goodfellow, série de juin 2001 avec la chaîne LALP 40 J et une tache de focalisation de 1,9 mm de diamètre.

Le comportement du cuivre déposé par projection plasma présente les caractéristiques suivantes par rapport au cuivre brut :

- atténuation plus importante par la dispersion induite par les porosités ;
- vitesse de propagation des ondes plus faible ;
- réflexions des ondes sur les porosités.

Ces différences de comportement sont également visibles sur les couches de cuivre déposées à l'aide d'autres techniques.

Du fait de l'absence d'une modélisation complète de ces différents cuivres, les seuils en niveau de contrainte à l'interface des échantillons d'aluminium revêtus par du cuivre poreux n'ont pas pu être déterminés. La comparaison entre cibles de caractéristiques différentes ne peut donc se faire qu'en étudiant l'évolution des seuils en fonction d'un paramètre intervenant peu dans la propagation. L'étude des cibles Al/Cu ainsi qu'un début de modélisation, sont présentés au chapitre VI.

V.5.3 Sources d'échecs du test d'adhérence par choc laser

Durant cette étude, les seuils d'adhérence de différents systèmes n'ont pas pu être déterminés à l'aide de cette technique. Pour toutes ces cibles, les causes de l'échec du test ont été identifiées et analysées. Parmi elles, deux sont intrinsèques à notre test et nous ont permis d'améliorer le test :

- épaisseur totale de la cible/seuil de rupture de l'interface : la traction à l'interface générée lors de notre test dépend de l'énergie du laser et de l'épaisseur de la cible. Du fait de l'atténuation des ondes, plus la cible est épaisse, moins la traction à l'interface est importante. Pour un seuil d'adhérence de l'interface donné et en fonction du laser utilisé, il existe donc une épaisseur limite à ne pas dépasser. Cette épaisseur va de plus de 1 mm pour les interfaces aluminium/cuivre, à 300 - 400 μm pour les interfaces nickel/cuivre galvanique (paragraphe V.4).

Différentes techniques permettent d'augmenter cette épaisseur limite : soit en changeant les conditions de création de l'onde de choc (interaction confinée, utilisation d'un matériau de basse impédance en face avant, utilisation d'un impacteur), soit en réglant les épaisseurs des

couches de la cible pour tirer parti des synchronisations possibles des ondes de traction à l'interface (voir Chapitre III et IV).

- seuil d'endommagement / seuil de rupture de l'interface : l'onde mettant en traction l'interface étant dans la plupart des configurations générée par la réflexion de l'onde principale sur la surface libre de la couche, elle se propage d'abord dans celle-ci avant d'atteindre l'interface. Par conséquent, lorsque le seuil de rupture de l'interface est voisin ou supérieur au seuil d'endommagement de la couche, celle-ci va être endommagée avant que l'interface ne rompt. Cet endommagement atténue fortement l'onde de traction et rend la rupture de l'interface plus difficile.

Du fait de la création de nombreux vides entre l'interface et la face de mesure de la vitesse, un endommagement important rend impossible la détection de la rupture de l'interface. Au lieu du signal de décohérence de l'interface, nous observons un signal typique avec des allers et retours rapides dus aux ondes confinées entre la surface d'endommagement de la couche et la surface libre (Figure V-40).

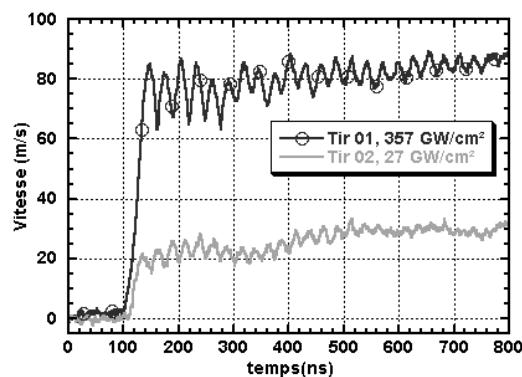


Figure V-40 Vitesses montrant l'endommagement de la couche de cuivre pour une cible de 250 µm de tantale revêtu par un dépôt électrolytique de cuivre de 150 µm, tirs effectués sur la chaîne 40 J du LALP avec une tache de focalisation de 1 mm de diamètre.

Cet endommagement a été observé sur plusieurs cibles revêtues par du cuivre déposé par électrochimie ainsi que sur l'ensemble des cibles ayant une couche déposée par la technique Cold Spray.

Deux techniques peuvent être utilisées pour limiter cet effet :

- Dans le cas où le seuil d'endommagement est trop faible par rapport au seuil de l'interface, la cible est retournée et les tirs sont réalisés sur la couche. L'observation se fait sur la face libre du substrat qui généralement s'endommage moins facilement. Dans ce cas, la traction est générée dans le substrat avant d'atteindre la couche, mais elle peut provoquer l'endommagement de la couche proche de l'interface et non de l'interface (cas du nickel Cold Spray déposé sur du cuivre). En revanche, cette technique est désavantageuse pour des cibles présentant un substrat très épais où des effets bi-dimensionnels rendent possible la création de traction à l'interface avant son apparition dans la couche (cf. Chapitre IV).

- La deuxième technique, surtout utilisable lorsque la différence entre les seuils de l'interface est suffisamment importante, consiste à régler les épaisseurs et donc les temps de trajet des ondes afin que le maximum de traction soit généré à l'interface, et non dans la couche. Cette technique, qui limite les tailles utilisables, peut s'avérer insuffisante si les seuils sont trop proches.

V.6 Conclusion

Ces résultats ont permis de valider le test LASAT, que ce soit sur l'obtention et l'analyse des signaux de vitesse ou sur l'obtention des seuils quantitatifs à partir des simulations numériques. Les cibles Cu/Cr ont servi de modèles pour notre test puisqu'elles présentaient des signaux de vitesse facilement exploitables. L'utilisation du critère du Cut-Off à l'interface a permis d'affiner le seuil de rupture de l'interface. Les résultats sur les cibles Cu/Ni (électrolytique) ont permis de montrer la sensibilité du test aux changements de seuil d'adhérence. L'analyse des signaux de vitesse et des coupes métallographiques a montré que cette interface présente un comportement de type ductile qu'il sera nécessaire de modéliser dans le futur. L'extension du test aux configurations de tirs multiples permet de tester l'adhérence de cibles de seuil élevé. Cette nouvelle configuration n'a été étudiée qu'à titre anecdotique. L'effet des sollicitations successives de l'interface n'a donc pas été pris en compte ici.

Le cas complexe des couches de nickel Cold-Spray a permis de valider l'utilisation du code numérique SHYLAC et le critère d'endommagement de Kanel pour les cibles minces. Ces expériences ont validé le protocole de détermination des paramètres d'endommagement de ces couches. En particulier, la nécessité d'utiliser à la fois les tirs sur le substrat et ceux sur la couche pour déterminer les paramètres d'endommagement et de rupture de l'interface a été mise en évidence.

Dans tous les cas, la connaissance des épaisseurs, et le cas échéant, de la position de l'endommagement, s'est avérée fondamentale pour l'obtention de seuils quantitatifs. Bien que ces épaisseurs puissent être déterminées partiellement à l'aide de l'analyse des signaux de vitesse, seules les coupes métallographiques assurent une mesure précise pour toutes les configurations. Ce chapitre a permis de faire le tour des avantages et des inconvénients du test LASAT. Le chapitre suivant illustre l'application du test au système Al/Cu.

V.7 Bibliographie du Chapitre V

- [1] AUROUX E., "Etude de l'adhérence de couches minces sur des substrats soumis à un choc laser", Thèse de l'Université de Poitiers, 1999
- [2] ARRIGONI M., " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [3] BOUSTIE M., "Etude de l'endommagement dynamique sous l'action d'une onde de choc induite par une impulsion laser de forte puissance dans une cible solide", Thèse de l'Université de Poitiers, 1991
- [4] TOLLIER L., "Caractérisation de chocs-laser à éclairissements modérés par interférométrie Doppler VISAR. Application à l'étude de l'endommagement par écaillage de matériaux métalliques", thèse de Doctorat, Université de Poitiers, 1996
- [5] DELESCLUZES M., " Simulation hydrodynamique lagrangienne du choc laser : Modélisation de l'endommagement des matériaux dans le code SHYLAC", rapport de stage de 2ème année de magistère de physique fondamentale, Université Paris XI, Orsay, 2003
- [6] LONGUET B., "Etude de l'endommagement dynamique du tantale", projet de fin d'étude ENSIETA, 2003
- [7] ZEL'DOVICH Ya. B., RAZIER Yu. P., "Physics in shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena", Academic Press, New York, 1967
- [8] KANEL G.I., RAZORENOV S.V., UTKIN A.V., FORTOV V.E., "Shock wave phenomena in condensed medias", Yanus-K, Moscow, 1996
- [9] LAINET A., "Modification et optimisation d'un démonstrateur de tests d'adhérences de systèmes multicouches par choc laser", stage de 5^{ème} année NFIO, 2003
- [10] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004

CHAPITRE VI :

ÉTUDE DES CIBLES

CHAPITRE VI ETUDE DES CIBLES AL/CU	206
VI.1 INTRODUCTION AU COUPLE SUBSTRAT ALUMINIUM/DEPOT CUIVRE.....	206
VI.1.1 Introduction.....	206
VI.1.2 L'interface Al/Cu.....	206
VI.1.2.1 Aspects intrinsèques au système Al/Cu.....	206
VI.1.2.2 Préparation et mode de dépôt.....	208
VI.1.3 La couche de cuivre projetée.....	209
VI.1.4 Présentation des cibles étudiées.....	210
VI.1.5 Obtention des seuils et études réalisées.....	211
VI.2 MODELISATION 1D DE LA RUPTURE DES CIBLES AL/CU.....	212
VI.2.1 Introduction à la simulation 1D.....	212
VI.2.2 Mise en évidence de la rupture à l'état B.....	212
VI.2.3 Mise en évidence de la rupture à l'état D.....	214
VI.2.4 Discussion sur les simulations 1D.....	215
VI.2.4.1 Critère de Tuler-Butcher et rupture de l'interface.....	215
VI.2.4.2 Désaccord simulations/expériences.....	216
VI.2.5 Conclusion sur la rupture 1D.....	216
VI.3 CIBLES COMPLEXES : MAILLAGES REALISTES.....	217
VI.3.1 Introduction.....	217
VI.3.2 Résultats sur les cibles de cuivre déposé par projection plasma.....	218
VI.3.2.1 Influence d'une porosité unique.....	218
VI.3.2.2 Influence de la rugosité seule.....	223
VI.3.2.3 Applications : cibles réelles, rugosités et porosités.....	227
VI.3.2.4 Discussion.....	229
VI.3.3 Présentation des cibles Al/Cu utilisées.....	230
VI.3.4 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité de surface : série L2.....	232
VI.3.4.1 Compréhension des phénomènes : rugosités simples.....	232
VI.3.4.2 Applications : rugosités réalistes, série L2.....	233
VI.3.5 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité d'interface : Série S7.....	235
VI.3.5.1 Rugosités simples.....	235
VI.3.5.2 Rugosités réalistes.....	239
VI.3.5.3 Conclusion sur la rugosité d'interface.....	242
VI.3.6 Cibles Al/Cu : influence de la porosité : série L0.....	243
VI.3.6.1 Porosité seule.....	243
VI.3.6.2 Porosités réalistes.....	246
VI.3.6.3 Conclusion sur l'influence des porosités.....	249
VI.3.7 Cibles Al/Cu : maillage complet et critiques.....	250
VI.3.7.1 Comparaison des vitesses simulées et expérimentales.....	250
VI.3.7.2 Résultats globaux de la modélisation et discussion.....	251
VI.3.7.3 Points noirs de la modélisation.....	252
VI.3.8 Conclusion de la modélisation des couches de cuivre par les maillages.....	253
VI.4 RESULTATS EXPERIMENTAUX QUALITATIFS.....	254
VI.4.1 Introduction.....	254
VI.4.2 Influence de la métallurgie.....	254
VI.4.2.1 Température du substrat avant projection.....	254
VI.4.2.2 Influence des fissures à l'interface.....	255
VI.4.2.3 Influence du taux d'intermétalliques.....	256
VI.4.2.4 Conclusion.....	257
VI.4.3 Influence de la morphologie.....	258
VI.4.3.1 Présentation des cibles.....	258
VI.4.3.2 Evolution des seuils avec la rugosité.....	260
VI.4.3.3 Conclusion sur la morphologie de l'interface.....	261
VI.4.4 Influence du procédé de dépôt.....	262
VI.4.5 Comparaisons des seuils avec les autres tests d'adhérence.....	264
VI.5 CONCLUSION.....	265
VI.6 BIBLIOGRAPHIE DU CHAPITRE VI.....	266

Chapitre VI Etude des cibles Al/Cu

VI.1 Introduction au couple substrat aluminium/dépôt cuivre

VI.1.1 Introduction

Dans le cadre du projet LASAT, le couple aluminium/cuivre a été particulièrement étudié lors de la thèse de Sophie Barradas (Centre des Matériaux de l'Ecole des Mines de Paris) qui a produit les échantillons et étudié la métallurgie de cette interface [1].

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la sensibilité du niveau d'adhérence et à la méthode de projection. Un soin tout particulier a été porté à l'étude métallurgique de l'interface afin de relier les variations de l'adhérence à la nature des composants de l'interface.

VI.1.2 L'interface Al/Cu

L'intérêt de l'étude du système Al/Cu réside dans la diversité des phénomènes apparaissant à l'interface. Deux types de phénomènes peuvent être distingués : d'une part les aspects propres au couple Al/Cu et, d'autre part, les phénomènes générés par la préparation du substrat et par le mode de dépôt.

VI.1.2.1 Aspects intrinsèques au système Al/Cu

- La diffusion : l'interface entre le cuivre et l'aluminium présente une couche de diffusion (Figure VI-1) avec une solubilité moyenne de l'aluminium dans le cuivre d'environ 17 % et une solubilité quasi nulle du cuivre dans l'aluminium. Cette diffusion est contrôlée par la loi de Fick et fait intervenir différents mécanismes en fonction de la température et des éléments en présence [1].

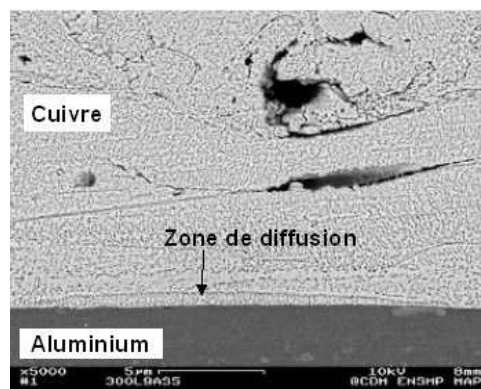


Figure VI-1 Image MEB en rétrodiffusion de l'interface de l'échantillon APS-P-T270-Ep130-T, observation de la couche de diffusion à l'interface entre l'aluminium (gris foncé) et le cuivre (gris clair).

L'épaisseur de cette zone de diffusion étant très faible, elle n'a pas pu être mesurée pour chaque cible et son influence sur l'adhérence de l'interface n'a pas pu être déterminée.

- Les intermétalliques : en plus de la diffusion, l'aluminium et le cuivre possèdent un diagramme d'équilibre complexe avec de nombreux intermétalliques (Figure VI-2).

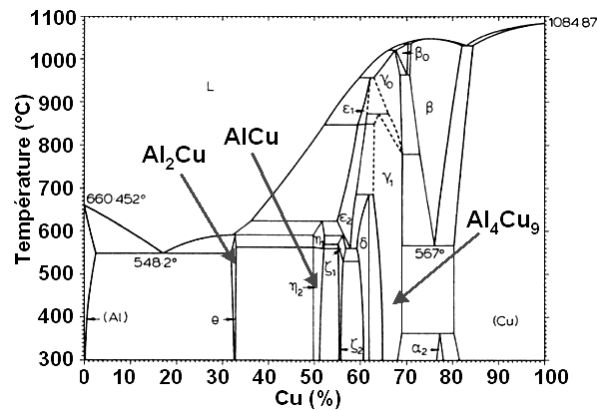
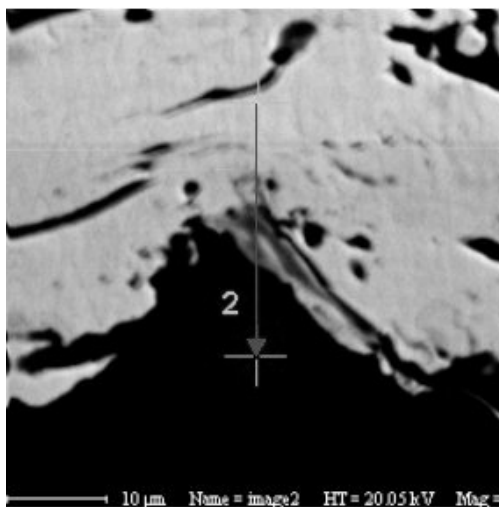
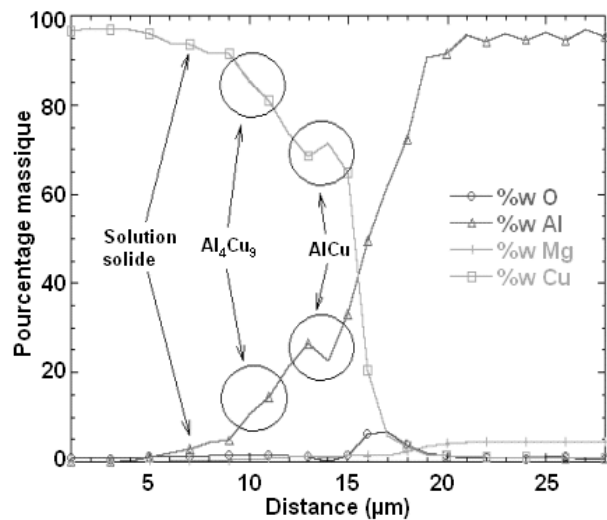


Figure VI-2 Diagramme d'équilibre Cu/Al [4].

Lors de la création de la couche par projection thermique, ces deux effets se combinent pour donner des interfaces complexes présentant à la fois une zone de diffusion et une proportion plus ou moins importante d'intermétalliques selon la température initiale et la rugosité du substrat. La Figure VI-3 présente une zone d'une interface Al/Cu qui a pu être observée optiquement et à l'aide d'un MEB disposant d'une microsonde EDX.



(a)



(b)

Figure VI-3 Interface Al/Cu avec un substrat préalablement sablé à l'alumine et préchauffé à 270°C avant dépôt : (a) observation au MEB (b) Profil X en Al, Cu, O et Mg en raies K α entre le point 1 et le point 2 [1]

Les mesures obtenues sur cette zone particulière montrent la présence de deux intermétalliques (Al_4Cu_9 et $AlCu$) sur les 10 μm constituant l'interface (entre 10 et 20 μm sur le diagramme de la Figure VI-3 c).

- La fissuration : lors du refroidissement de la couche de cuivre après sa projection, les différences de taux de dilatation des deux matériaux peuvent conduire à l'apparition de fissures à l'interface comme le montre la Figure VI-4.

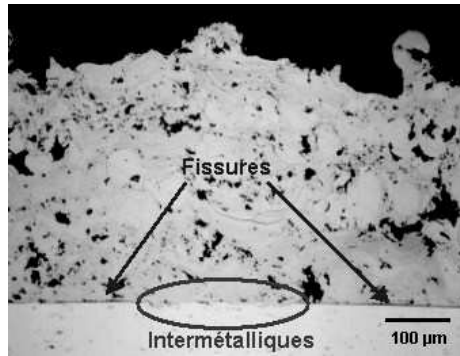


Figure VI-4 Observations optiques de l'interface entre la couche de cuivre et le substrat d'aluminium cible APS P T215 Ep300 avec 1 préchauffage.

La proportion de ces fissures dépend essentiellement de la température initiale du substrat et donc de la nature de la liaison entre l'aluminium et le cuivre (fusion et mélange des deux métaux).

VI.1.2.2 Préparation et mode de dépôt

La préparation et le mode de dépôt exercent une influence sur l'interface à plusieurs titres :

- la rugosité de l'interface : cette rugosité peut être créée par le procédé de fabrication de la couche, et en particulier pour les dépôts Cold-Spray. Toutefois, elle a généralement été obtenue par préparation du substrat avant projection. Différentes rugosités ont été générées, que ce soit par sablage du substrat (Figure VI-5) ou par fraisage afin d'obtenir des échantillons de rugosité croissante.

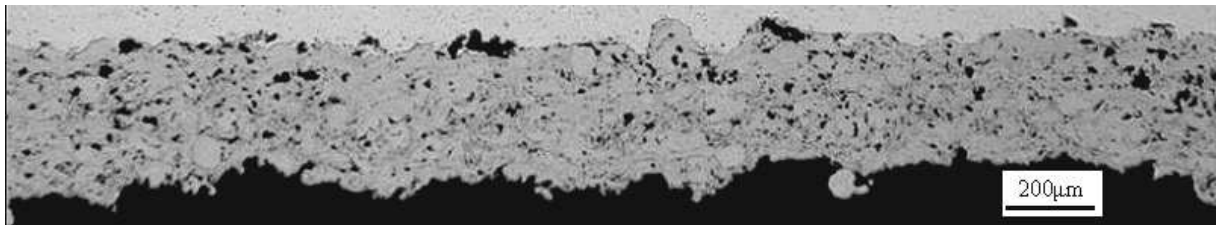


Figure VI-5 Coupe métallographique d'une cible APS S3 T267 Ep300, Ra 7,4 μm à l'interface Al/Cu [1].

Cet aspect intervenant à la fois sur la tenue de l'interface et sur la propagation des ondes, il a été étudié qualitativement en comparant des seuils pour les différentes cibles de Ra croissant (paragraphe VI.4.3) et quantitativement en utilisant des maillages réalistes (paragraphe VI.3) ;

- la pollution de l'interface : en plus de la rugosité, la préparation du substrat peut introduire une pollution de l'interface. En particulier, les cibles sablées ont présenté une pollution importante de l'interface par des particules de corindon (qui apparaissent en noir à l'interface de la Figure VI-5).

VI.1.3 La couche de cuivre projetée

Les cibles étudiées présentent, en plus d'une interface complexe, une couche de cuivre à la fois rugueuse et poreuse.

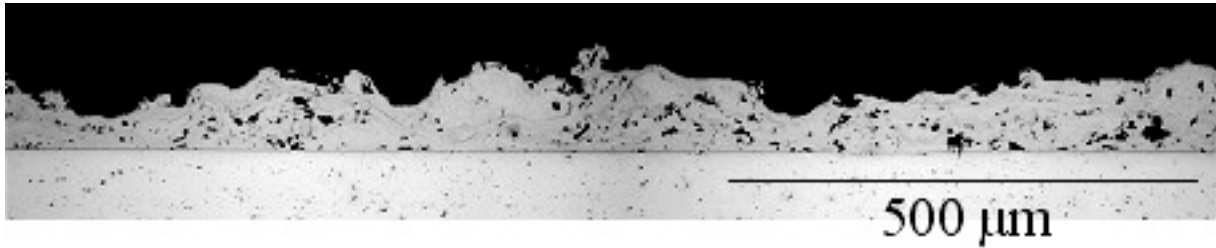


Figure VI-6 Observation optique d'une coupe d'un échantillon APS P T265 Ep130.

La porosité varie en fonction des paramètres et du mode de projection. Elle va notamment atténuer de manière importante des ondes [2].

La rugosité a pour première influence de faire varier le temps d'aller et retour dans la couche de cuivre. Les résultats du chapitre IV seront donc difficilement utilisables pour ces cibles. Ces défauts ont une influence sur les signaux de vitesse qui ne présentent pas les mêmes caractéristiques que ceux d'un cuivre brut, comme le montre les vitesses de la Figure VI-7.

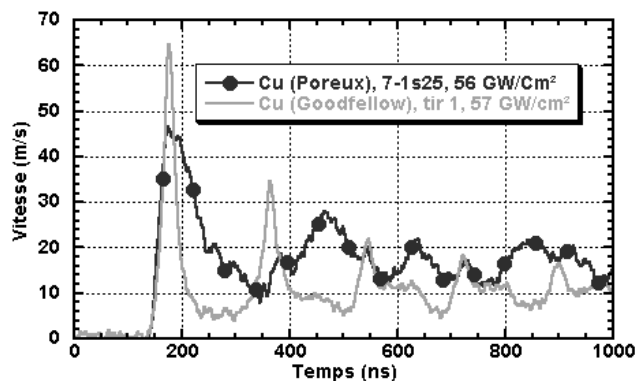


Figure VI-7 Comparaison des signaux de vitesse pour du cuivre 420 µm poreux déposé par projection plasma et du cuivre 440 µm fourni par Goodfellow. Chargement LALP sur 1,9 mm de diamètre.

En plus de ces défauts de la couche, le mode de fabrication introduit la présence de particules infondues, ainsi que d'oxydes qui ont des caractéristiques matérielles différentes de celles du reste de la couche (cf. Chapitre I).

En faisant varier la technique de projection, nous avons obtenu des dépôts comme les dépôts Cold-Spray (Figure VI-8) présentant de l'endommagement aux flux utilisés. En revanche, cet endommagement n'est pas visible pour les cibles créées par projection plasma.

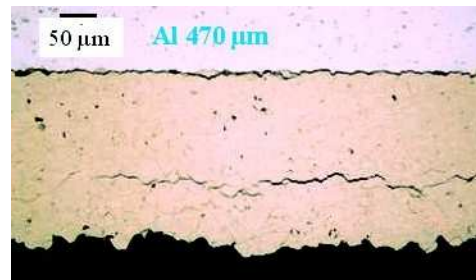


Figure VI-8 Décohésion du cuivre sur la cible CS P Ep300, tir à 85 GW/cm^2 , chargement LALP.

VI.1.4 Présentation des cibles étudiées

Tous ces défauts nous ont permis de générer un ensemble complet de cibles. Nous avons donc pu étudier l'influence de paramètres fins de l'interface (intermétalliques, fissures...), des paramètres macroscopiques (rugosité...) ou de projection (température initiale du substrat, type de projection...).

De nombreuses cibles ont été élaborées avec le procédé Air Plasma Spraying (APS). Deux réglages furent utilisés pour ces projections : APS1, 30 g.min^{-1} de poudre de cuivre, et APS2 120 g.min^{-1} . Les échantillons APS1 n'ont subi aucun post-traitement et présentent donc, en plus d'une porosité de l'ordre de 20 %, une surface libre de cuivre rugueuse (Figure VI-4). Les échantillons APS2 ont subi un post-traitement permettant de diminuer leur porosité et leur rugosité (projection de $550 \mu\text{m}$ d'épaisseur, amincissement à $300 \mu\text{m}$ et compression à 130 MPa) (Figure VI-9 a).

Trois autres méthodes de projection ont été employées : l'Inert Plasma Spraying (IPS), la projection Cold-Spray et le dépôt par High-Velocity Oxyde-Fuel (HVOF). Des exemples de couches de cuivre obtenus à l'aide de ces procédés sont exposés sur la Figure VI-9.

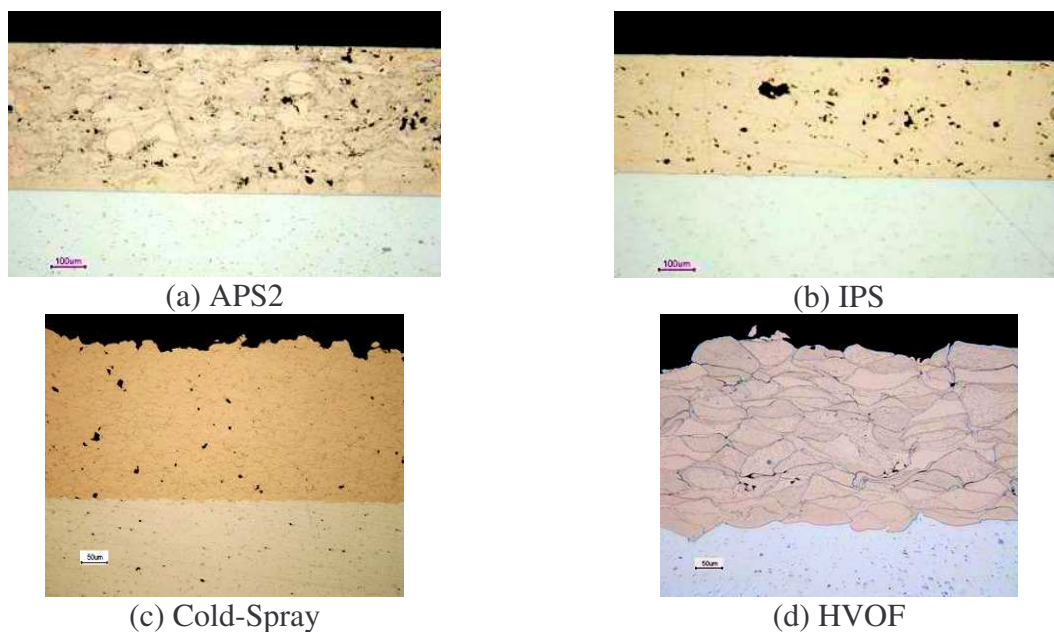


Figure VI-9 Coupes métallographiques : (a) cuivre projeté APS2, (b) cuivre projeté IPS, (c) cuivre projeté par Cold Spray, (d) cuivre projeté par HVOF.

Les séries réalisées par Cold Spray et HVOF nous ont permis de séparer les processus thermiques et mécaniques de l'adhésion du cuivre sur l'aluminium. Pour ces deux procédés, les couches de cuivre ont présenté des zones d'endommagement lors des tirs à hauts flux. La nomenclature des échantillons testés est présentée au Tableau VI-1 :

APS P T241 Ep200				
APS	P	241		200
Type de projection	pré-traitement substrat	nbre passes	T(°C) 1 ^{ère} passe	Ep (Cu)
APS1 : débit de poudre 30 g.min ⁻¹	P : poli miroir,	1	215	130
APS2 : débit de poudre de 120 g.min ⁻¹ , dépôt de 550 µm aminci à 300 µm pour les expériences de choc	S1 : sablé corindon 300 µm	2	248	200
	S2 : sablé corindon 700 µm	3	270	300
	S3 : sablé corindon 1400 µm	9	265	550
IPS : Inert Plasma Spraying	B : micro billé			
CS : Cold Spray	A1 : attaqué Kroll 2 min			
P : Protal	A2 : attaqué Kroll 25 min			
	F1 : fraisé 1			
	F2 : fraisé 2.			

Tableau VI-1 Nomenclature et caractéristiques des échantillons du système substrat aluminium/dépôt cuivre testé lors de cette étude [1].

VI.1.5 Obtention des seuils et études réalisées

Les seuils en densité de puissance (GW/cm²) de ces échantillons ont été déterminés grâce à l'analyse des signaux de vitesse (Figure VI-10) et par l'observation des coupes métallographiques.

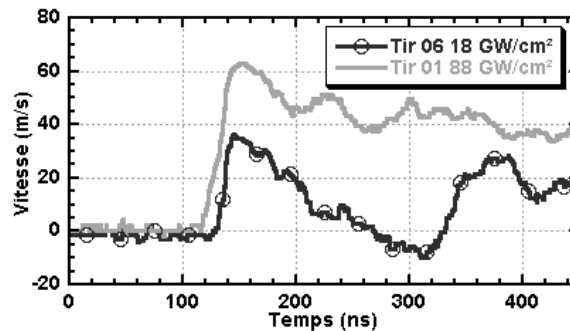


Figure VI-10 Vitesses expérimentales pour une cible APS P T248 Ep130 avec un substrat d'aluminium de 470 µm et une tache laser de 2 mm de diamètres. Tirs effectués au LALP sur la chaîne 40 J en août 2001.

Comme pour l'exemple de la Figure VI-10, la plupart des cibles ont montré des signaux de vitesse différents entre les tirs à bas flux et ceux à haut flux. Pour les cibles les plus épaisses, les signaux de vitesses s'étant avérés plus complexes, les seuils de rupture n'ont pu être déterminés finement qu'à partir des coupes métallographiques.

Dans tous les cas, ces seuils en flux ont pu être déterminés et ont permis de mettre en évidence la variation de l'adhérence en fonction des paramètres de l'interface et de la projection. Différentes études ont donc pu être réalisées à l'aide de ces échantillons :

- influence de la métallurgie de l'interface (paragraphe VI.4.2) ;
- influence de la morphologie de l'interface (paragraphe VI.4.3) ;
- influence du procédé de projection (paragraphe VI.4.4).

Ces études ont pu être validées par comparaison avec les résultats utilisant les tests du plot collé et du bulge-test (paragraphe VI.4.5). Avant d'aborder ces études portant sur la mesure du seuil d'adhérence, les paragraphes VI.2 et VI.3 aborderont la modélisation de la rupture de l'interface Al/Cu, à l'aide des simulations mono-dimensionnelles, puis à l'aide de simulations 2D utilisant des maillages réalistes pour représenter les cibles.

Cette dernière étude permettra également de comprendre les effets respectifs des porosités et des rugosités sur les niveaux de traction à l'interface.

VI.2 Modélisation 1D de la rupture des cibles Al/Cu

VI.2.1 Introduction à la simulation 1D

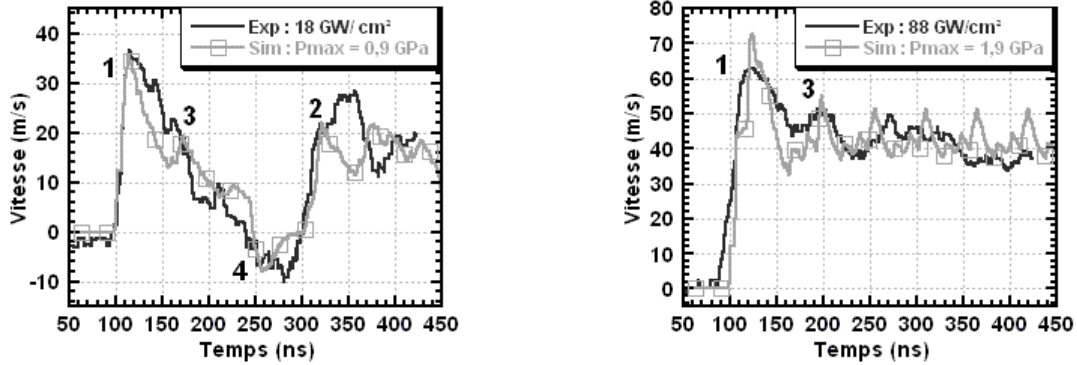
Le code SHYLAC a été le premier code à notre disposition. En utilisant les programmes de recherche de paramètres, la plupart des cibles Al/Cu ont pu être simulées. En revanche, l'accord entre les simulations et les signaux expérimentaux n'a pas été aussi parfait que pour les cibles présentées au Chapitre V.

Sur l'ensemble des tirs à notre disposition, une faible partie a pu être simulée correctement à l'aide de ce code. Ces quelques tirs simulés ont néanmoins permis de mettre en évidence les mécanismes 1D intervenant dans la rupture de l'interface Al/Cu comme nous allons le voir dans la suite de ce paragraphe.

VI.2.2 Mise en évidence de la rupture à l'état B

Les simulations 1D à l'aide de SHYLAC n'ont montré un assez bon accord avec l'expérience que pour les cibles minces (Cu 70 ou 130 μm). Ces cibles correspondent toutes à une configuration $\tau < T_2 < T_1$. L'intérêt de cette première partie de l'étude est d'expliquer l'évolution des signaux de vitesse entre un tir sans rupture de l'interface et un tir avec rupture à l'état B.

La Figure VI-11 présente ainsi des résultats pour des tirs sur une cible APS P T248 Ep130 avec, sur la Figure VI-12, les diagrammes espace/temps en pression correspondants.



(a) sans rupture de l'interface

(b) avec rupture de l'interface

Figure VI-11 Comparaison entre les vitesses de surface libre du cuivre pour une cible APS P T248 Ep130 (Al 470 μm /Cu 130 μm) avec un chargement type LALP sur une tache de 2 mm.

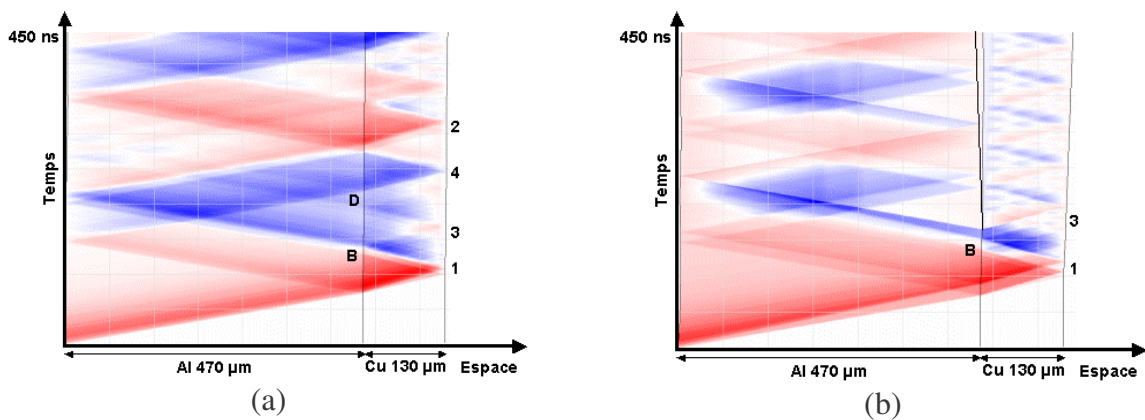


Figure VI-12 Diagrammes espace/temps en pression correspondants aux simulations de la Figure VI-11.

Cet exemple présente un cas simple où le critère de Tuler Butcher permet de modéliser le comportement de l'interface vis-à-vis de la rupture. Les paramètres de rupture utilisés sont : $\sigma_{seuil} = 0,1 \text{ GPa}$, $a = 2$ et $K = 2 \times 10^9 \text{ Pa}^2 \cdot \text{s}$.

On retrouve sur le signal de vitesse à 18 GW/cm^2 les débouchés caractéristiques d'un profil sans rupture de l'interface avec :

- 1 : le premier débouché de l'onde de choc ;
- 2 : l'aller et retour de l'onde principale dans l'ensemble de la cible ;
- 3 : les allers et retours dans la couche de cuivre ;
- 4 : le débouché négatif de l'onde de traction réfléchi par la surface libre du substrat.

Sur le signal à 88 GW/cm^2 , on ne retrouve que le premier débouché de l'onde de choc (1) et les allers et retours dans la couche de cuivre (3) qui sont supérieurs à ceux sans rupture du fait de la réflexion totale sur l'interface rompue.

L'absence des points (2) et (4) permet de conclure sur la chronologie de la rupture de l'interface. Cette dernière a eu lieu avant que les ondes générant ces deux états n'arrivent à l'interface. Le signal de rupture (première différence entre le signal sans rupture et celui avec) apparaissant au niveau du premier aller et retour dans la couche de cuivre (3), on en déduit que c'est bien l'état B qui est à l'origine de cette rupture (cet état étant à l'origine du débouché de vitesse 3).

L'accord obtenu ici entre les signaux expérimentaux et simulés permet de conclure sur le mécanisme ayant rompu l'interface lors de cette série d'expériences. Dans cette configuration de cible, la rupture a bien lieu au niveau de l'état B, à la première apparition de la traction à l'interface comme l'avait prévu l'étude analytique. Le paragraphe suivant va montrer que la rupture à l'état B n'est pas l'unique possibilité de rupture et que l'état D peut également rompre l'interface.

VI.2.3 Mise en évidence de la rupture à l'état D

Parmi les autres tirs, certains ont présenté des profils de vitesse de rupture de l'interface qui ne pouvaient s'expliquer à l'aide de la rupture à l'état B. Les Figure VI-13 et Figure VI-14 présentent ainsi des vitesses de surface libre de cuivre pour un échantillon APS P T256 Ep70.

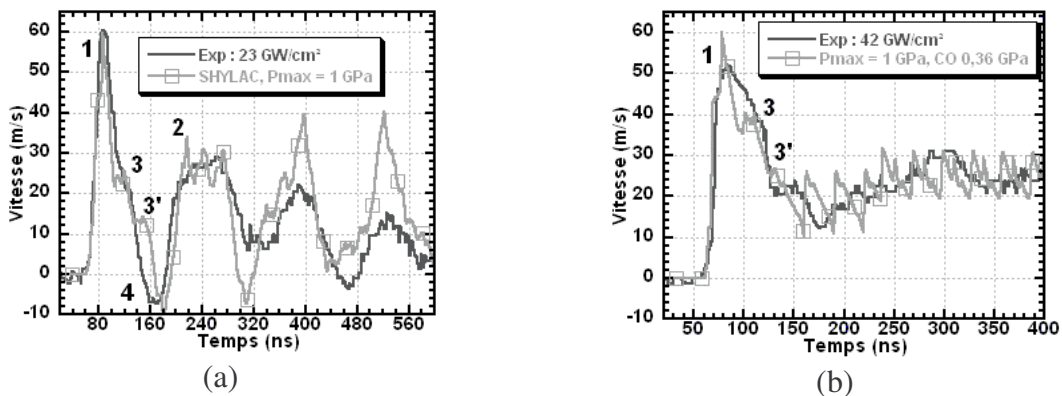


Figure VI-13 Comparaison entre les vitesses de surface libre du cuivre pour une cible APS P T256 Ep70 (Al 300 μm /Cu 70 μm) avec un chargement type LALP sur une tache de 2 mm.

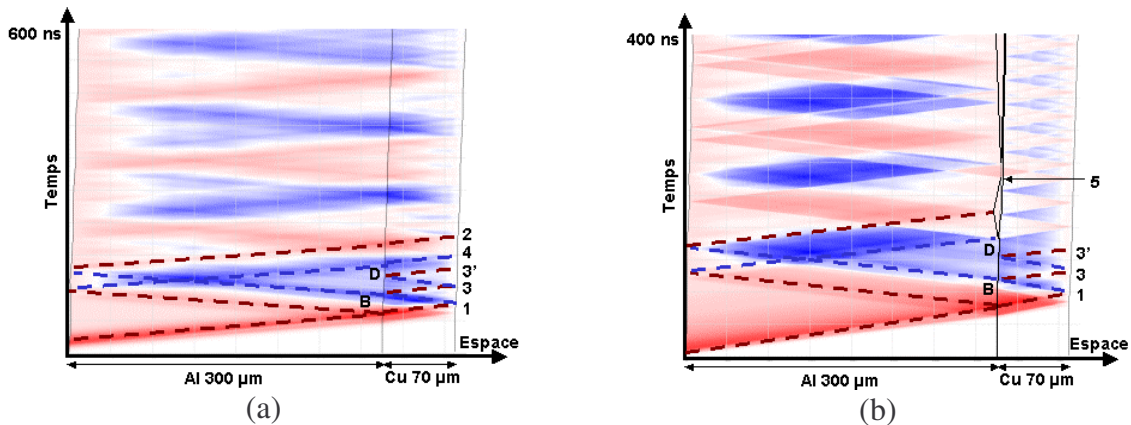


Figure VI-14 Diagrammes espace/temps en pression correspondants aux simulations de la Figure VI-13.

Sur le signal à 23 GW/cm², on retrouve les points (1), (2), (3) et (4) caractéristiques d'un tir sans rupture de l'interface, avec en plus un point (3') représentant un second aller et retour dans la couche avant l'arrivée de l'onde de traction issue de la face avant de la cible.

Sur le signal de vitesse à 42 GW/cm², si on retrouve bien les points 1 et 3 comme pour le cas de la Figure VI-11, on observe également la présence du point (3'). La différence avec le

signal sans rupture apparaissant après ce point, on en déduit que l'état B n'est pas à l'origine de la rupture de l'interface. En revanche, on observe la disparition du débouché (4) qui est relié à l'état D. La rupture de l'interface est donc issue de l'état D pour cette configuration.

On constate également que le signal de vitesse avec rupture subit une augmentation d'amplitude au bout d'une centaine de nano-secondes après la rupture de l'interface. Cette augmentation de la vitesse correspond à une fermeture de la fissure à l'interface : le substrat, mis en vitesse par l'onde principale, vient impacter la couche au point (5). Par la suite, cette fissure s'ouvre de nouveau et génère un second jeu d'ondes dans la couche de cuivre. Ce jeu est visible sur le signal simulé par l'apparition de débouchés supplémentaires.

Nous avons observé des signaux de vitesse expérimentaux dont l'analyse a permis de comprendre que la rupture apparaît non plus au premier état de traction généré à l'interface mais au niveau de l'état D. Cette configuration a été observée sur plusieurs cibles, mais aussi avec des tirs réalisés au LULI. Si, pour la plupart des tirs, la rupture de l'interface apparaît au premier état de traction à l'interface, certains tirs présentent une rupture à l'état D avec en plus la possibilité d'une fermeture de l'interface générant une augmentation de la vitesse moyenne de la couche.

VI.2.4 Discussion sur les simulations 1D

VI.2.4.1 Critère de Tuler-Butcher et rupture de l'interface

Les simulations précédentes ont été réalisées à l'aide de la modélisation de la rupture de l'interface par le critère de Tuler Butcher. Le bon accord obtenu avec ces signaux de vitesse montre que l'utilisation de ce critère simple peut être suffisante pour cette interface. La modélisation à l'aide de ce critère et l'observation des coupes métallographiques des interfaces Al/Cu pour la projection plasma permettent de conclure sur le type de cette rupture.

En effet, le critère de Tuler-Butcher modélise essentiellement les ruptures fragiles. Ceci est confirmé par la coupe présentée à la Figure VI-15 qui montre une rupture nette entre l'aluminium et le cuivre sur une très grande partie de l'interface (zone A).

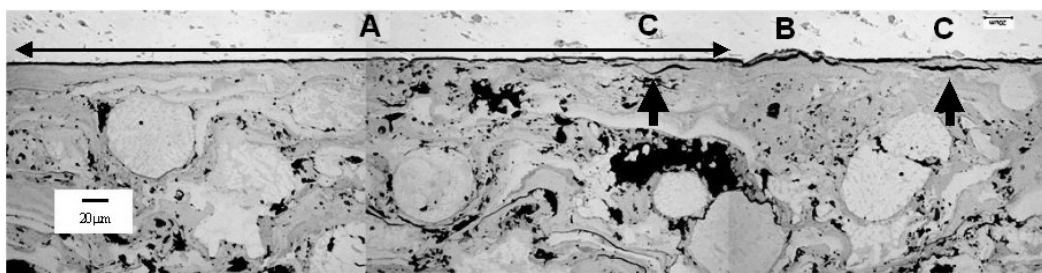


Figure VI-15 Observation optique après sollicitation par choc laser de l'interface d'une cible constituée d'un substrat d'aluminium et d'un dépôt de cuivre créé par projection plasma.

La rupture sur cette zone est donc de type fragile avec rupture des liaisons existant entre le cuivre et l'aluminium. La coupe de la Figure VI-1 met également deux autres zones en évidence : l'une où la rupture de l'interface est perturbée par les intermétalliques (zone B) et où la fracture de l'interface passe par le cuivre, et l'autre (C) où, en plus de la rupture de l'interface, un endommagement du cuivre proche de l'interface est observé. Cet endommagement a généralement lieu à l'interface entre deux splats qui présentent une zone plus fragile que le reste de la couche de cuivre.

Contrairement à l'interface Cu/Ni dont nous avons montré qu'elle suivait une rupture de type ductile, ces deux observations (critère de rupture et coupes) permettent de conclure sur la nature fragile de la rupture de l'interface Al/Cu pour les couches de cuivre déposé par projection plasma.

VI.2.4.2 Désaccord simulations/expériences

Bien que ces simulations 1D soient en relativement bon accord avec les signaux expérimentaux, il n'en est pas de même pour une grande majorité de signaux. Dans la plupart des cas, si la chronologie est bien respectée, la largeur des profils expérimentaux est supérieure à celle des profils simulés comme sur la Figure VI-16. Pour ces signaux, la chronologie permet d'obtenir des renseignements précieux, comme la chronologie des états à l'interface. Il est toutefois impossible de calculer ici les niveaux de traction à l'interface.

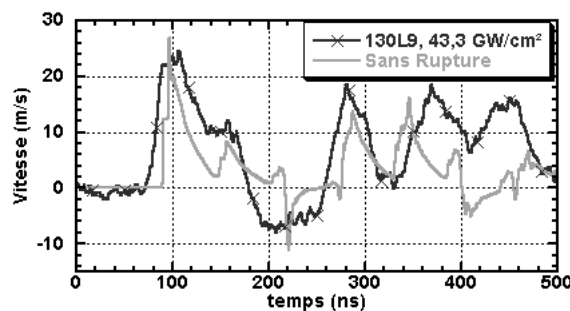


Figure VI-16 Comparaison entre des signaux expérimentaux et simulés par SHYLAC. Cible Al 410 μm /Cu 130 μm . Chargement LULI 1,1 GPa.

Dans d'autres cas, l'accord entre la chronologie du signal expérimental et celle du signal simulé a été impossible à obtenir. Seule la différence entre les signaux à bas flux et ceux à haut flux permet de déterminer le seuil en flux.

VI.2.5 Conclusion sur la rupture 1D

Ces différents exemples montrent que la modélisation des cibles substrat aluminium avec une couche de cuivre déposé par projection plasma peut être réalisée à l'aide du code SHYLAC pour des épaisseurs totales inférieures à un millimètre.

Toutefois, les signaux expérimentaux présentés ici ne sont qu'un échantillon de la gamme des profils de vitesse observés. Dans la majorité des cas, l'accord entre les simulations et les signaux expérimentaux n'a pas pu être obtenu. Dans la suite de ce chapitre, seuls seront présentés les seuils qualitatifs en flux laser, les seuils en niveaux de traction n'ayant pas été obtenus.

Ces signaux ont néanmoins permis d'élucider l'historique de la rupture de l'interface, en insistant sur le rôle joué par les états B et D. En particulier, nous avons montré que le premier état de traction à l'interface n'est pas toujours celui qui génère la rupture de l'interface.

Cette étude a validé l'utilisation du critère de Tuler-Butcher pour modéliser le comportement de la rupture à l'interface dans des simulations mono-dimensionnelles. L'utilisation de ce critère combinée à l'analyse des coupes a permis de conclure sur la nature fragile de l'interface Al/Cu.

Afin d'obtenir un meilleur accord entre les signaux expérimentaux et numériques, nous avons développé une méthode basée sur l'utilisation de maillages réalistes pour modéliser la couche de cuivre avec ses porosités et ses rugosités.

VI.3 Cibles complexes : maillages réalistes

VI.3.1 Introduction

Les simulations RADIOSS ont déjà permis (Chapitre IV) de montrer l'influence des effets de bord sur la rupture de l'interface Al/Cu. Elles sont utilisées ici pour modéliser le comportement des couches de cuivre déposé par projection plasma à l'aide de maillages réalistes et pour tenter d'obtenir des signaux de vitesse simulés correspondant aux signaux expérimentaux. Comme nous l'avons vu précédemment, les couches de cuivre présentent des défauts qui exercent une influence sur la propagation des ondes. Parmi ceux-ci, nous nous sommes concentrés sur la modélisation des rugosités et des porosités. Cette modélisation est basée sur la reconnaissance des formes de la couche à partir de coupes métallographiques afin d'obtenir des maillages réalistes.

Par ailleurs, les programmes d'analyse présentés en Annexe D permettent d'obtenir trois maillages différents : un maillage parfait pour servir de référence, un maillage poreux pour n'étudier que l'influence de la porosité et un maillage rugueux (Figure VI-17).

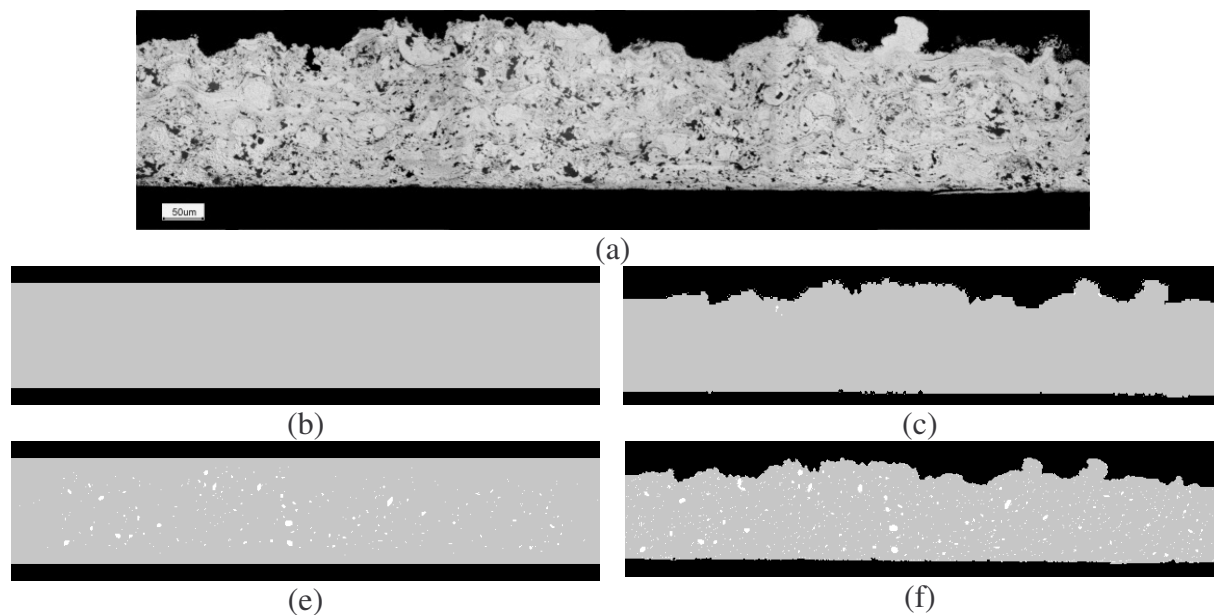


Figure VI-17 (a) Coupe métallographique, (b) maillage "parfait", (c) maillage rugueux, (d) maillage poreux, (e) maillage rugueux et poreux.

Les simulations ont été réalisées en utilisant un chargement à 1,0 GPa de type LALP avec, pour chaque cible, une tache de 1 et 2 mm. La rupture de l'interface a été prise en compte en utilisant un critère de Cut-Off à 0,3 GPa. Nous avons commencé par nous intéresser aux couches de cuivre seules afin d'isoler les influences des différents défauts et de comparer ces premiers résultats avec les signaux de vitesse expérimentaux. Trois séries expérimentales ont ensuite été traitées, chacune présentant une caractéristique intéressante :

- la série L2 présente une surface libre de cuivre rugueuse ;
- la série S7, une interface rugueuse ;
- la série L0, une surface et une interface lisse.

Dans chaque série, la porosité est présente mais ne sera prise en compte que pour la série L0 et dans les bilans finaux.

Avant chaque modélisation des signaux expérimentaux, nous avons étudié des cas plus simples ayant soit des rugosités régulières, soit une porosité unique. Ces travaux préliminaires mettent en évidence les effets des porosités sur les ondes et permettent de mieux comprendre les résultats obtenus avec les maillages complexes.

VI.3.2 Résultats sur les cibles de cuivre déposé par projection plasma

Les simulations ont déjà porté sur les cibles de cuivre seul afin de valider le protocole de ces simulations avant de les appliquer aux cibles Al/Cu. Dans un premier temps, l'influence de la porosité sera étudiée avec une porosité unique. On s'intéressera ensuite à une rugosité de surface modèle avant de comparer les signaux de vitesse simulés et expérimentaux.

VI.3.2.1 Influence d'une porosité unique

Afin d'isoler l'influence de la porosité, des simulations ont été réalisées sur des couches de cuivre $300\ \mu\text{m}$ avec une seule porosité sphérique placée à différents endroits par rapport au centre de la tache de chargement. Trois tailles de porosité ont été testées : 10 , 20 et $40\ \mu\text{m}$ de rayon, avec à chaque fois différentes positions en y et en z . Les positions en y étant équivalentes, nous ne regarderons ici que l'influence de la position dans l'épaisseur de la porosité pour $y = 250\ \mu\text{m}$. Cinq positions ont été choisies : $z = 50, 100, 150, 200, 250\ \mu\text{m}$ par rapport à la surface d'observation de la vitesse. La Figure VI-18 présente la répartition de la vitesse maximale sur la moitié de la tache de chargement avec deux dimensions de porosité différentes. Le chargement est uniforme sur la totalité de la surface de chargement.

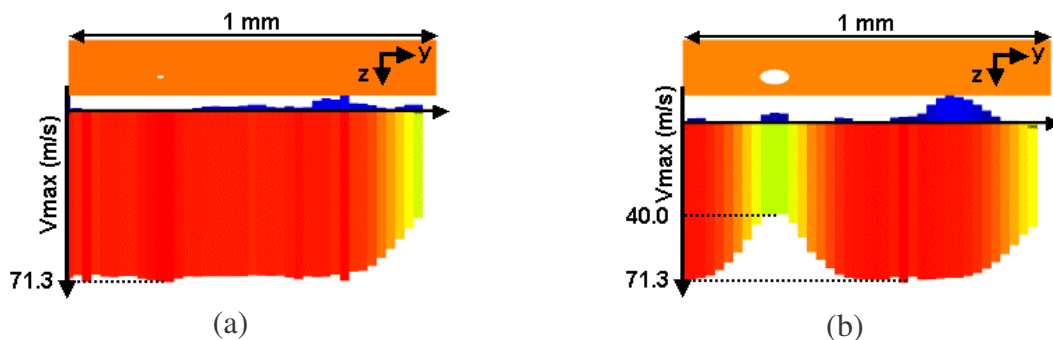


Figure VI-18 Vitesses maximales en fonction de la distance au centre de la tache de chargement. Cible Cu $300\ \mu\text{m}$. Chargement LALP 2,0 GPa sur 2 mm de diamètre. (a) Porosité de $10\ \mu\text{m}$ de rayon à $100\ \mu\text{m}$ de la face arrière, (b) porosité de $40\ \mu\text{m}$ de rayon à $100\ \mu\text{m}$ de la face arrière.

L'influence de la porosité de $10\ \mu\text{m}$ est quasiment nulle, contrairement à celle de $40\ \mu\text{m}$. En effet, dans ce dernier cas, la vitesse vis-à-vis de la porosité est fortement réduite ce qui correspond à une nette atténuation de l'onde de compression lorsqu'elle contourne la porosité.

Remarque: l'aspect ovale de la porosité est généré par le logiciel de visualisation.

La Figure VI-19 présente les différentes courbes de vitesse maximale, en fonction de la distance à l'axe $y = 0$, pour les différentes tailles de porosité et pour les différentes positions des porosités.

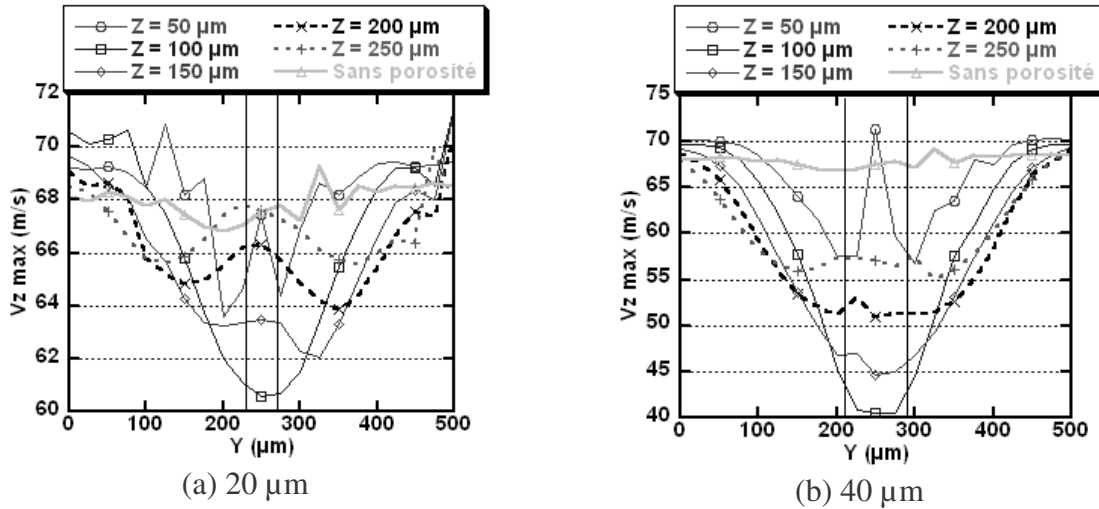


Figure VI-19 Evolution du maximum de la vitesse en fonction de la distance Y par rapport à l'axe de la cible pour différentes positions de la porosité de (a) 20 µm de rayon et (b) 40 µm de rayon. Les traits noirs verticaux correspondent à la largeur de la porosité.

Plusieurs constatations peuvent être effectuées à l'aide de ces courbes.

- Atténuation : les courbes présentent, pour les deux porosités, le même type de comportement avec une nette diminution de la vitesse maximale, jusqu'à 30 m.s^{-1} pour la porosité de 40 µm à 100 µm de la surface. Notons que plus la porosité est éloignée de la surface, plus cette atténuation diminue comme on peut le voir sur la Figure VI-20 qui représente l'évolution de la vitesse maximale.

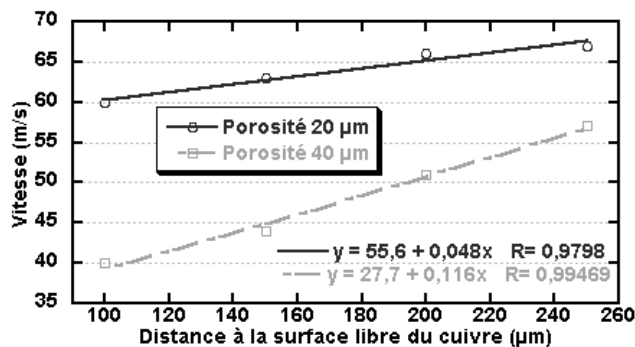


Figure VI-20 Evolution de la vitesse de surface libre du cuivre en face arrière de la porosité en fonction de la distance à la porosité.

A l'aide des ajustements réalisés sur ces courbes, on constate que l'évolution de la vitesse en fonction de la distance de la porosité à la surface libre peut être assimilée à une droite. De plus, les deux droites semblent suivre une loi d'échelle avec un facteur 2 entre les pentes (la porosité de 40 µm ayant une pente deux fois supérieure à celle de la porosité de 20 µm).

La position $z = 50 \mu\text{m}$ n'a pas été représenté ici car elle correspond à un cas particulier pour lequel la vitesse présente une remontée de son maximum. Ceci peut être expliqué par deux effets :

- ces simulations ont été réalisées avec des maillages de $15 \mu\text{m}$ environ, ce qui laisse très peu de mailles entre la porosité et la surface. Ce manque de mailles peut générer des artefacts numériques qui dégradent la solution du calcul ;

- la petite langue de matière entre la surface et la porosité n'est quasiment pas retenue par le reste de la cible. L'onde de pression qui contourne la porosité va donc mettre en vitesse cette partie de la cible qui va se comporter au départ comme une écaille de matière et réaliser un début d'envol.

- Remontée en amplitude : On remarque que pour la porosité de $20 \mu\text{m}$, les courbes à 200 et $250 \mu\text{m}$ présentent une remontée de la vitesse maximale sur la partie centrale de la courbe. Cette remontée apparaît également, mais moins nettement, sur la porosité de $40 \mu\text{m}$. L'analyse de l'évolution des cartes de pression autour de la porosité présentée à la Figure VI-21 permet d'expliquer ce phénomène ainsi que la baisse de pression induite par la porosité.

L'évolution des vecteurs vitesses permet de comprendre comment l'onde de pression traverse la porosité :

t = 38 ns : l'onde atteint la surface libre de la porosité. Cette surface est mise en vitesse, ce qui se traduit par des vecteurs vitesse importants (en rouge sur la Figure VI-21b) ;

t = 52 ns : lorsque l'onde arrive sur l'arrière de la porosité, elle fait converger les vecteurs vitesse vers les zones de moindre pression, c'est-à-dire la porosité et la matière derrière elle. Du fait de la réflexion de l'onde de choc en onde de détente sur la surface libre de la porosité, les niveaux de pression de part et d'autre de la porosité diminuent dans l'onde principale. Une onde de traction sphérique est émise à partir de la porosité par le passage de l'onde de compression.

On assiste donc à deux effets : d'une part une diminution de la pression du fait du relâchement induit par la présence du vide, et d'autre part une concentration de la pression du fait de la re-direction des vecteurs vitesses autour de la porosité ;

t = 60 ns : en plus de ces deux effets, on observe un retard au niveau du maximum de pression pour l'onde reformée après le passage de la porosité, retard qui est créé par les temps de parcours nécessaires aux ondes latérales pour atteindre l'arrière de la porosité ;

t = 72 ns : les effets se renforcent des deux côtés et forment au centre de la zone perturbée une zone où la pression est plus importante. Cette zone va petit à petit augmenter lors de la propagation jusqu'à ce que le niveau de pression soit de nouveau uniforme.

Ces effets apparaissent plus ou moins rapidement en fonction de la dimension de la porosité. Suivant la position selon l'axe z de la porosité, la surface libre de la cible les interceptera à des moments différents, que ce soit au moment où l'onde n'est pas reformée et où l'atténuation est maximale ou au moment où les effets de bord de la porosité se croisent et provoquent, au contraire, une surpression sur l'axe de symétrie. Ce sont ces effets que l'on retrouve sur la Figure VI-19.

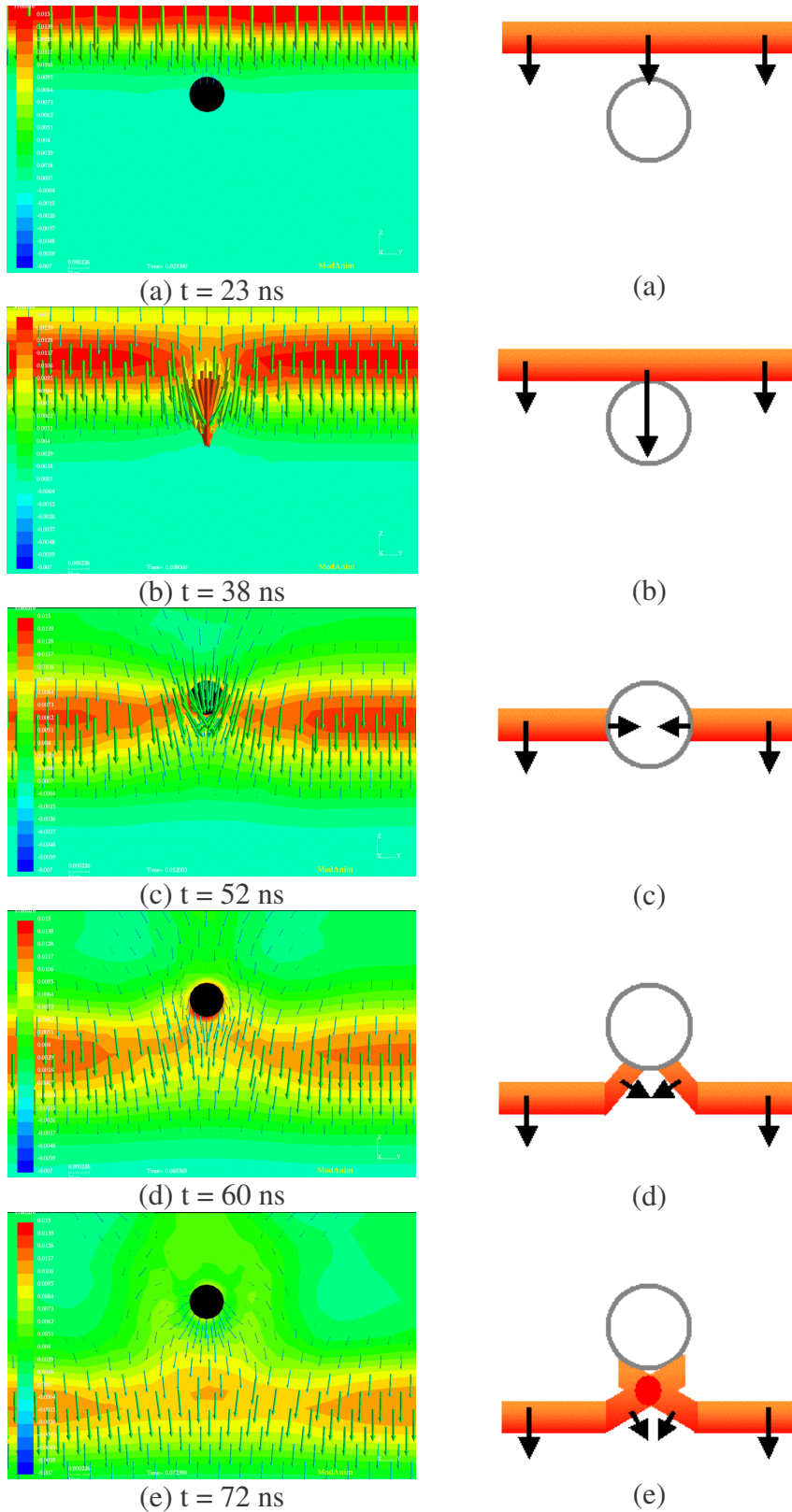


Figure VI-21 Evolution de la carte de pression et des vecteurs vitesses en fonction du temps pour une cible Cu $300\ \mu\text{m}$ avec un chargement LALP à $2,0\ \text{GPa}$. Porosité de $20\ \mu\text{m}$ de rayon à $200\ \mu\text{m}$ de la surface arrière de la cible.

Les signaux de vitesse au centre de la cible présentent une signature de la présence de la porosité sous forme de différents débouchés supplémentaires (Figure VI-22 a). Sur les trois courbes, la présence de la porosité se traduit dans un premier temps par une diminution du signal de vitesse entre les deux débouchés principaux (1), suivie par une augmentation (2). Cette perturbation est générée par l'onde de traction issue de la réflexion de l'onde principale sur la surface libre de la porosité. Plus la porosité est proche de la surface libre de la cible, plus cette perturbation arrive tard dans le signal. Cet écart entre les temps s'explique par la distance que doit parcourir l'ensemble des ondes pour atteindre le point de mesure. Dans le cas de la porosité située à $z = 250 \mu\text{m}$ par exemple, l'onde de la perturbation allant de la porosité au point de mesure va suivre le trajet 1 du schéma de la Figure VI-22 b.

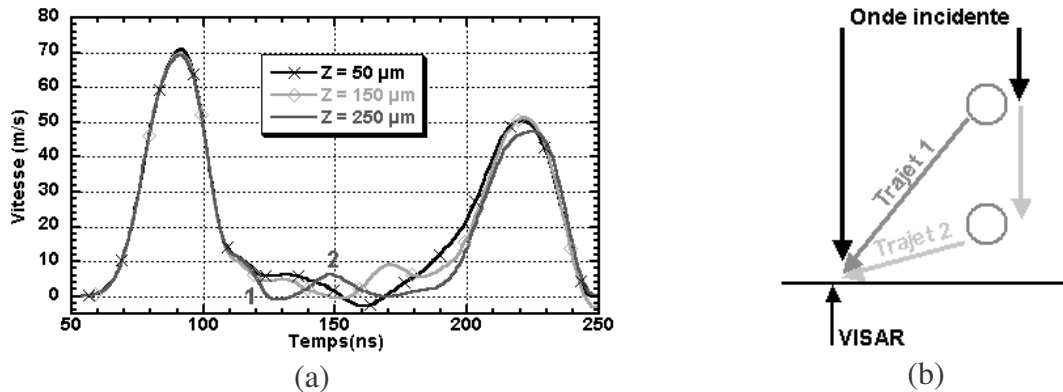


Figure VI-22 (a) Courbes de vitesse en fonction du temps pour une porosité de $40 \mu\text{m}$ de rayon à $100 \mu\text{m}$ de l'axe de symétrie de la cible. (b) Schéma explicatif de la différence des délais entre les perturbations issues de deux porosités de z différent.

Pour une porosité plus proche de la surface de la cible, l'onde incidente atteindra cette porosité plus tard. L'onde de la perturbation sera donc émise avec un temps de retard par rapport à celle émise par une porosité plus éloignée. Le trajet 2 (onde incidente + perturbation) étant plus long que le trajet 1, la perturbation induite par la porosité proche de la surface arrivera après celle éloignée de l'interface comme nous le voyons sur les signaux de vitesse de la Figure VI-22.

Cette étude permet de distinguer les différents effets interagissant entre eux lors du passage de l'onde autour d'une porosité, avec :

- l'émission d'une onde de traction sphérique par la réflexion de l'onde de compression sur la surface libre de la porosité ;
- l'atténuation de l'onde de compression qui se traduit par une diminution des niveaux de vitesse sur la surface libre de la couche, et par l'apparition de rebonds supplémentaires pour un point de mesure éloigné de la porosité ;
- la focalisation de l'onde de compression après son passage autour de la porosité.

Ces différents effets se retrouveront sur les cibles réelles avec en plus une interaction entre les porosités qui rendra les résultats beaucoup plus difficiles à prévoir.

VI.3.2.2 Influence de la rugosité seule

Dans le même esprit qu'au paragraphe précédent, une première étude simplifiée a été menée sur des maillages présentant des rugosités régulières. Les mesures de vitesse maximale sur la surface libre opposée à la surface de chargement sont présentées sur la Figure VI-23. Ces résultats montrent tous une amplification de la vitesse maximale sur les points sortants de la surface, et, au contraire, une diminution de la vitesse sur les points rentrants (courbes de la Figure VI-24).

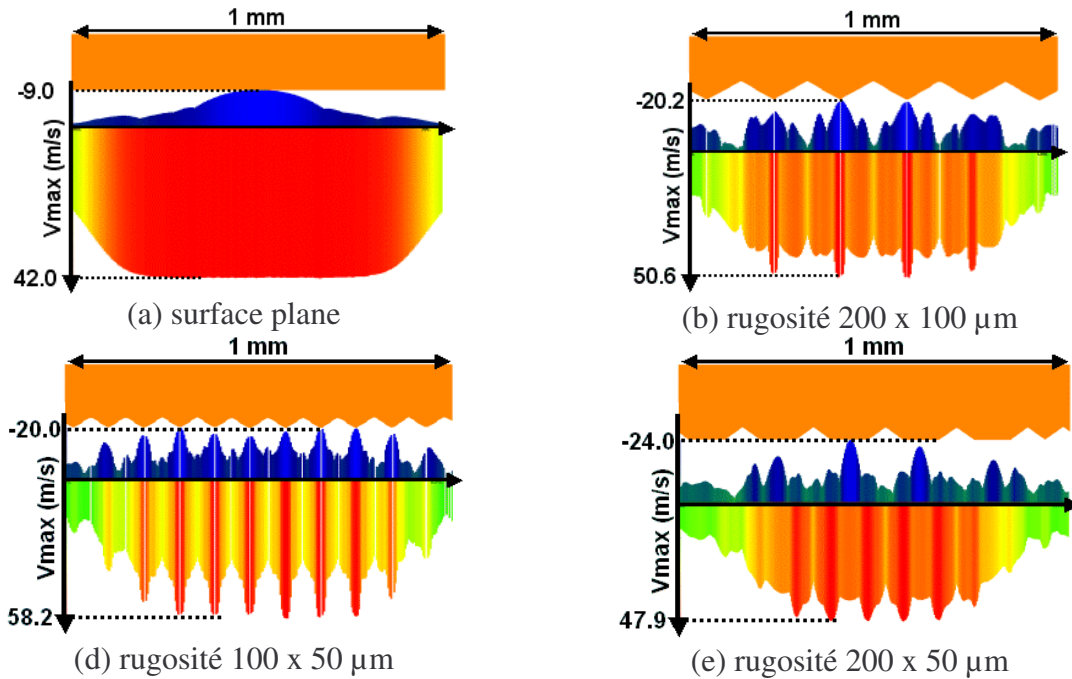


Figure VI-23 Vitesse maximale selon l'axe z sur la largeur de la zone de chargement pour une cible Cu 300 µm, chargement LALP 1,0 GPa. Influence de la rugosité a x b (a = période, b = hauteur pic à pic).

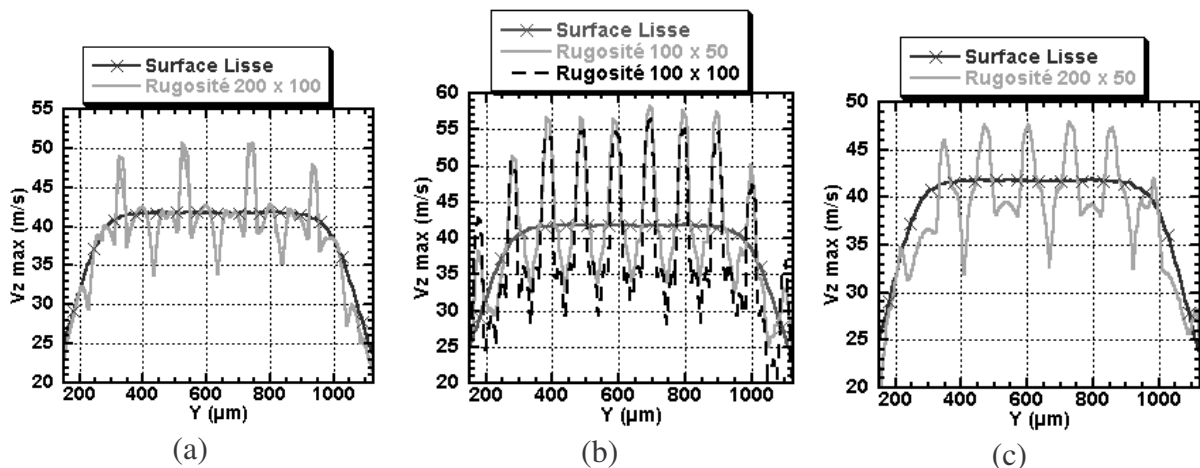


Figure VI-24 Evolution des maxima de la vitesse selon l'axe z pour les différentes rugosités.

La présence de ces pics de maxima s'explique par la forme de la rugosité qui conduit l'onde de pression vers la pointe extérieure où elle est concentrée. Pour les rugosités (Figure VI-24 a et b) triangulaires, l'onde de pression est concentrée par les deux côtés de la rugosité.

En revanche, cette concentration symétrique n'apparaît pas sur la rugosité trapézoïdale (Figure VI-24c). L'évolution de la vitesse sur la surface libre en fonction du temps (Figure VI-25) ainsi que celle des cartes de pression de la Figure VI-26, permettent de comprendre le mécanisme engendrant cette amplification.

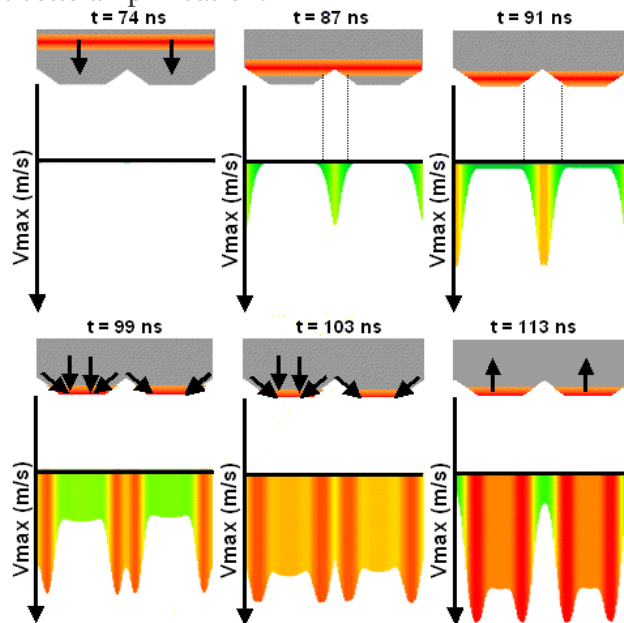


Figure VI-25 Evolution au cours du temps de la vitesse sur deux rugosités. Cible Cu ($300 \mu\text{m}$), Chargement LALP 1,0 GPa.

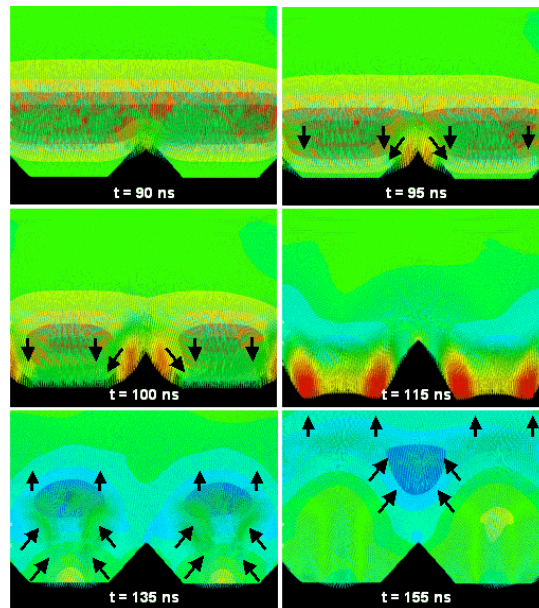


Figure VI-26 Evolution de la carte des pressions et des vecteurs vitesses en fonction du temps autour d'une rugosité (Cu $300 \mu\text{m}$, Chargement LALP 1,0 GPa).

t = 87 ns : l'onde de compression arrive dans le creux de la rugosité qui est donc la première partie de la surface arrière de la cible à être mise en vitesse ;

t = 90 et 91 ns : l'onde va continuer à se propager dans la matière pour mettre progressivement en vitesse le reste de la rugosité. La mise en vitesse de la pente de la rugosité se fait depuis le fond de la rugosité vers la partie plane ;

t = 99 ns et 100 ns : la réflexion de l'onde de compression sur la surface oblique se décompose en deux parties (Figure VI-27) : la partie normale à l'interface qui est totalement réfléchie et la partie tangentielle qui glisse le long de la surface. Cette partie tangentielle de l'onde vient renforcer la compression induite par le reste de l'onde incidente sur la partie aval de la rugosité. On assiste donc à une concentration de l'onde de compression par la rugosité qui est visible sur les cartes de pression ;

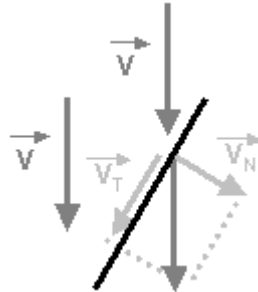


Figure VI-27 Composition des vitesses sur une interface oblique.

t = 103 à 115 ns : ce phénomène s'amplifie au fur et à mesure que l'onde principale avance vers la surface libre de la rugosité, pour finalement atteindre un maximum avec la réflexion du maximum de pression sur la surface libre ;

t = 135 ns : la réflexion de l'onde de compression incidente sur la surface plane de la rugosité génère la première onde de traction. Les réflexions sur les parois obliques sont visibles sur les vecteurs vitesses et génèrent des vitesses négatives sur la surface (Figure VI-28) ;

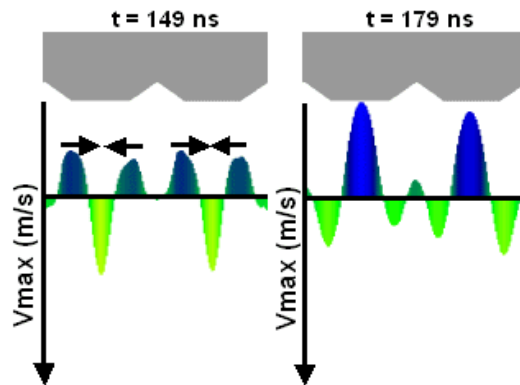


Figure VI-28 Evolution au cours du temps de la vitesse sur deux rugosités (suite). Cible Cu (300 μm), Chargement LALP 1,0 GPa.

t = 155 ns : du fait de la présence des deux rugosités régulières, ces ondes obliques interfèrent sur l'axe de symétrie des rugosités et génèrent un état de traction supplémentaire.

On obtient donc après la réflexion de l'onde sur la surface rugueuse une onde de traction qui est modulée par la rugosité, ainsi qu'un ou plusieurs jeu(x) d'ondes supplémentaires issues des différentes réflexions sur les parois de la rugosité.

Les signaux de vitesse obtenus au centre de chacune des cibles testées sont présentés sur la Figure VI-29. Chaque signal représente l'intégration sur une zone de 20 μm de diamètre des

différentes valeurs de la vitesse selon l'axe z , ce qui correspond approximativement à la zone de mesure expérimentale.

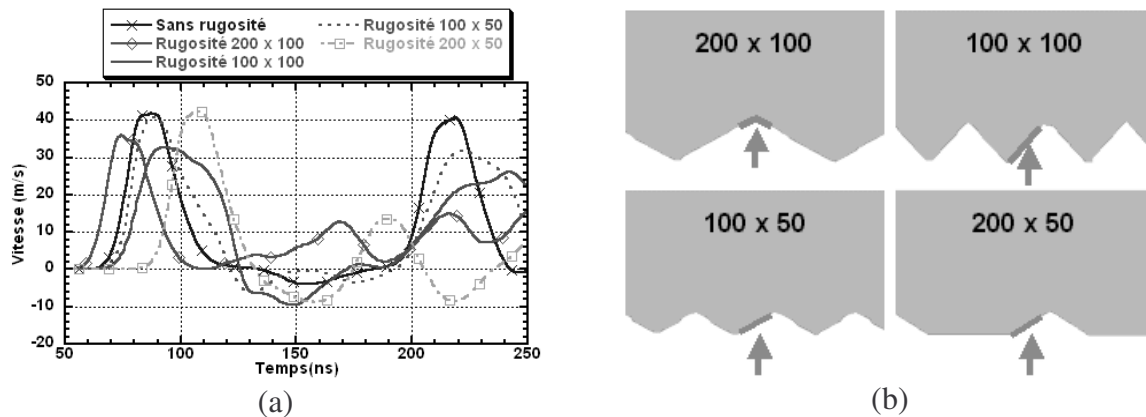


Figure VI-29 (a) Comparaison des vitesses au centre des cibles Cu ($300\ \mu\text{m}$). Chargement LALP à 1,0 GPa, (b) zones de mesure correspondant aux vitesses.

L'influence de la rugosité sur le signal de vitesse apparaît sous plusieurs formes :

- la différence des épaisseurs induite par la rugosité génère une différence de temps de parcours de l'onde et donc des différences au niveau du temps correspondant au premier débouché de l'onde de choc ;

- les niveaux de vitesse varient avec la position sur la rugosité (Figure VI-24). Le niveau maximum va donc dépendre de la rugosité. De plus, l'intégration de la vitesse sur une certaine zone de la rugosité peut entraîner l'élargissement des débouchés de vitesse comme pour le signal de vitesse de la rugosité 100 x 100 qui présente un profil beaucoup plus large que les autres ;

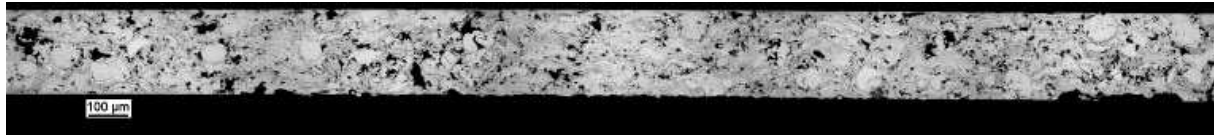
- les réflexions obliques génèrent des mises en vitesse supplémentaires avec l'apparition de débouchés positifs ou négatifs supplémentaires par rapport au signal sans rugosité.

L'ensemble de ces modifications rend les signaux de vitesse plus complexes à analyser et montrent la nécessité de réaliser des simulations numériques reprenant la forme réelle de la rugosité pour obtenir un signal de vitesse se rapprochant du signal expérimental.

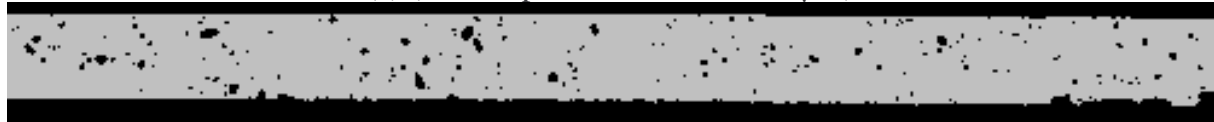
Cette étude n'est pas exhaustive et s'est donc limitée à une seule forme régulière de rugosité, afin d'étudier des cas simples et de déterminer les phénomènes impliqués dans les réflexions des ondes de pression sur les rugosités. Ces phénomènes nous permettront de comprendre l'influence des rugosités réelles sur les signaux de vitesse et d'en déduire l'influence sur les niveaux de pression à l'interface pour les cibles bi-matériaux.

VI.3.2.3 Applications : cibles réelles, rugosités et porosités

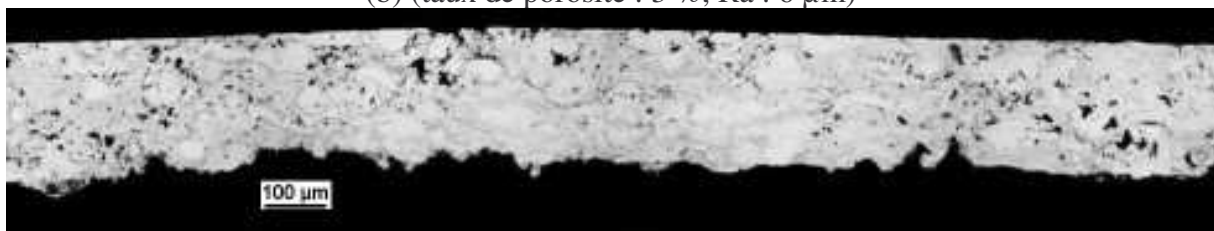
Deux dépôts de cuivre poreux ont été simulés afin de caractériser l'influence du cuivre seul sur les signaux de vitesse. La Figure VI-30 présente les coupes correspondant aux deux cibles sélectionnées avec, à chaque fois, le maillage correspondant.



(a) (taux de porosité : 6 %, Ra : 8 μm)



(b) (taux de porosité : 3 %, Ra : 6 μm)



(c) (taux de porosité : 4 % ; Ra 15,56 μm)



(d) (taux de porosité : 2 %, Ra 14 μm)

Figure VI-30 Coupes et maillages correspondant pour des cibles de cuivre plasma seules RP1 (a et b) et RP2 (c et d).

Les mesures de porosité et de Ra réalisées à l'aide du programme "Affimage" (voir Annexe D) montrent que les deux maillages sous-estiment la porosité des couches mais donnent une bonne approximation de la face rugueuse.

La Figure VI-31 présente des résultats de ces simulations sous la forme de graphiques donnant les extrema de la vitesse de surface libre sur toute la largeur du chargement. Le maillage est toujours représenté en vis-à-vis afin d'identifier les origines des variations de vitesse. Le chargement étant effectué sur la surface supérieure du maillage, la vitesse est orientée vers le bas de la cible (l'axe Z étant ici inversé par rapport à la convention usuelle).

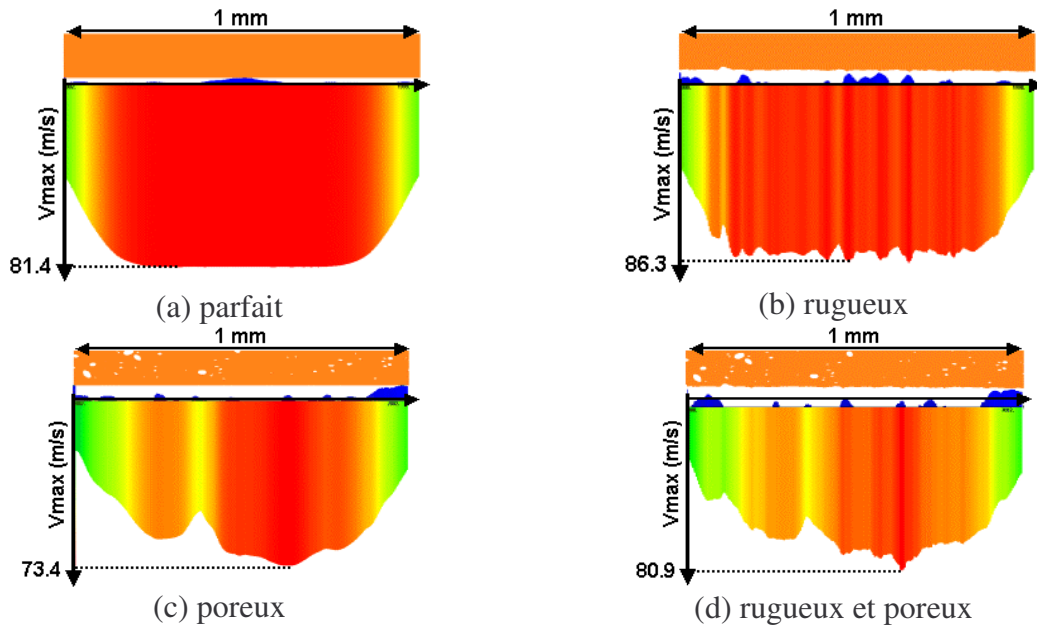


Figure VI-31 Extrema de vitesse pour la cible RPI. Chargement LALP 2 GPa.

On retrouve sur ces simulations les effets qui avaient été mis en avant dans les deux derniers paragraphes sur la porosité unique et sur les rugosités :

- la porosité diminue le niveau maximum de la vitesse (Figure VI-31 c) en absorbant et en réfléchissant une partie de l'onde de pression ;
- la rugosité augmente ou diminue la vitesse maximale en fonction de l'angle de la rugosité avec le front d'onde (Figure VI-31 b).

Il est intéressant de constater que pour ces simulations, si les rugosités n'influent que très peu entre elles sur les maxima de vitesse, les porosités jouent un rôle cumulatif qui peut conduire à une nette diminution de la vitesse.

Lorsque les deux défauts sont présents (Figure VI-31 d), les deux effets se combinent. Dans notre cas, avec les rugosités et les porosités présentées, l'atténuation par les porosités est l'effet prédominant sur la vitesse maximale mesurée. Du fait de la porosité importante de nos cibles, une vitesse plus faible qu'avec du cuivre massif sera observée, ce qui se traduira sur les cibles bi-matériaux par des niveaux de traction à l'interface plus faibles. Il faut cependant tenir compte de la faible étendue latérale du spot de mesure du VISAR. En effet, un faible déplacement de ce spot de mesure peut induire une variation importante du signal de vitesse du fait de la porosité et de la rugosité.

Les signaux de vitesse obtenus en intégrant sur l'équivalent d'une tache de mesure sont présentés à la Figure VI-32. Ils présentent chacun les caractéristiques des défauts énoncés précédemment avec, pour le signal issu d'une simulation avec un maillage rugueux et poreux, la juxtaposition de l'ensemble des défauts sur le même signal de vitesse.

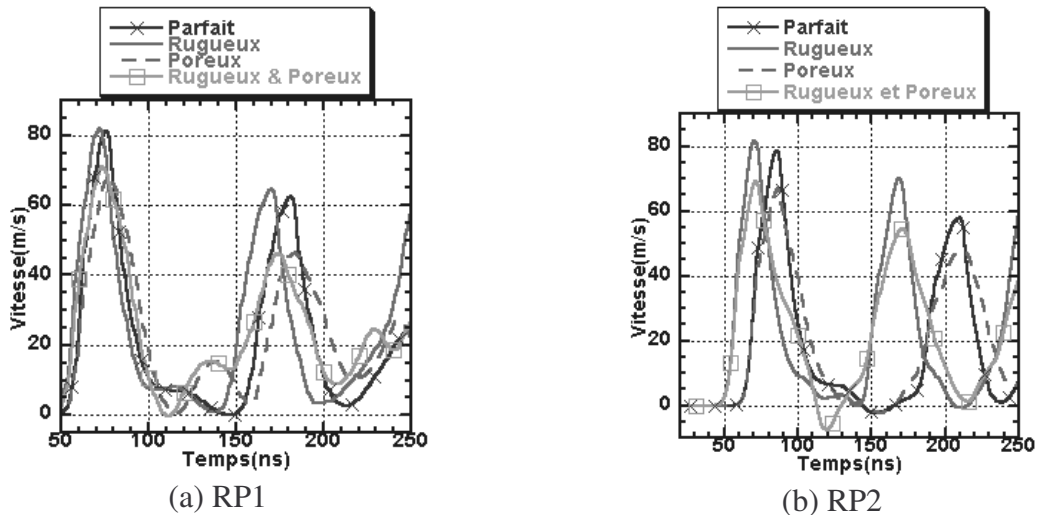


Figure VI-32 Vitesses simulées au centre de la tache de chargement avec la présence de différents défauts à partir de maillages réalistes de couches de cuivre (Chargement LALP 2 GPa).

VI.3.2.4 Discussion

Ces défauts ont donc une influence non négligeable sur les signaux de vitesse. Cependant, la comparaison de ces signaux avec les signaux expérimentaux correspondants (Figure VI-33) montre une nette différence entre l'expérience et les simulations.

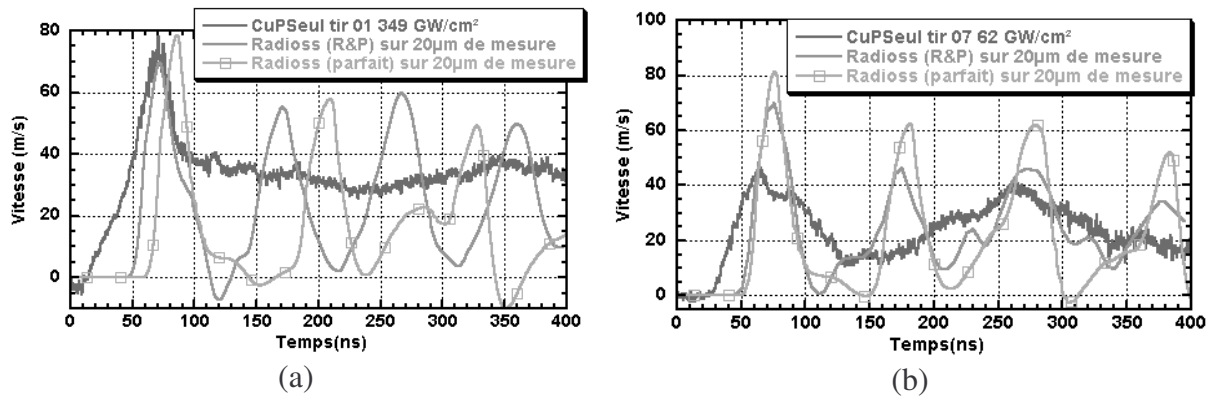


Figure VI-33 Signaux de vitesse expérimentaux et simulés pour une cible Cu plasma (chargement LALP, tache 1 mm).

Si les signaux utilisant des maillages réalistes permettent d'introduire des défauts dans le signal de vitesse, ils ne sont pas encore suffisamment réalistes pour correspondre aux signaux expérimentaux. Plusieurs hypothèses sont avancées pour expliquer les différences :

- Bien que basés sur l'analyse des images de coupes, les maillages ne peuvent pas tenir compte d'une partie des porosités et des fissures existant dans la couche : la résolution de l'image et les programmes utilisés pour l'analyse limitent la taille des défauts qui peuvent être modélisés. Ainsi, les très petites porosités ne peuvent être incluses dans le maillage, tout comme les fissures inter-splats.

- Ces simulations ne prennent en compte que les défauts présents sur la surface de la coupe. Du fait du choix des simulations 2D (pour des raisons de simplification et de gain de temps), les maillages ne tiennent compte que d'une très faible partie des défauts de la cible.

L'épaisseur de ces défauts ne rentre pas en compte. Une analyse 3D utilisant des coupes successives (ou une analyse par rayons X) pourrait donner de meilleurs résultats. Toutefois, la génération du maillage correspondant à partir d'une série de coupes ne présente pas le même degré de difficulté que la modélisation 2D.

- Les défauts de la couche de cuivre ne se limitent pas aux rugosités et aux porosités. La présence d'oxydes, de fissures et d'infondus dans la couche sont autant de défauts qui ne sont pas considérés à cette étape de l'analyse. Les programmes utilisés permettraient à l'aide d'un seuillage plus fin des images de tenir compte de ces défauts, mais la complexité des étapes de préparation et du maillage résultant rendent cette modélisation fine difficile à réaliser avec les moyens actuels.

- Les signaux de vitesse expérimentaux présentés à la Figure VI-33 présentent une allure caractéristique de matériaux subissant un endommagement, notamment celui de la Figure VI-33 a. Afin de modéliser correctement le comportement du cuivre dans cette couche, il serait donc nécessaire de tenir compte de ces endommagements, que ce soit en utilisant une loi de compaction de type $P(\alpha)$ pour modéliser le cuivre [2], ou un critère d'endommagement de type Kanel.

- L'utilisation d'un diagnostic localisé sur des cibles présentant une aussi grande variabilité se trouve être ici un inconvénient. La forme des signaux de vitesse et leur amplitude pouvant varier d'un endroit à un autre, il sera difficile de comparer ces signaux et d'en déduire des valeurs de seuil à partir de la mesure des vitesses maximales. Il s'agit donc d'une limitation forte du procédé LASAT, dans sa configuration actuelle, pour les cibles complexes. L'utilisation d'un spot de mesure plus large pourrait permettre d'effectuer une moyenne sur une plus grande zone et d'intégrer l'ensemble de ces défauts. Il serait alors nécessaire de recalculer le formule du VISAR pour une tache étendue.

En combinant à la fois les aspects macroscopiques des porosités importantes et de la rugosité avec le comportement microscopique du matériau, les signaux simulant le cuivre déposé par projection plasma devraient être nettement améliorés par rapport aux signaux expérimentaux. Pour le moment, cette combinaison des effets n'a pas pu être réalisée à cause de la nécessité de programmer les lois d'endommagement correspondant aux modèles souhaités dans le code RADIOSS.

Même si les signaux de vitesse ne correspondent pas encore aux signaux expérimentaux, l'utilisation de maillages réalistes a permis d'avancer dans la compréhension des phénomènes apparaissant autour des porosités et des rugosités. Les paragraphes suivant vont donc présenter les étapes ultérieures de la modélisation de nos cibles.

VI.3.3 Présentation des cibles Al/Cu utilisées

Nous avons modélisé trois séries de cibles, chacune présentant des caractéristiques particulières que l'on retrouve sur l'ensemble des échantillons :

- la porosité avec la série L0 dont le substrat a été poli avant projection (Figure VI-34 a) ainsi que la couche après projection ;
- la rugosité d'interface avec la série S7 avec un substrat qui a été sablé (Figure VI-34 b) et une couche polie ;
- la rugosité de surface avec la série L2 qui présente une interface polie mais une surface de cuivre non retraitée (Figure VI-34 c).

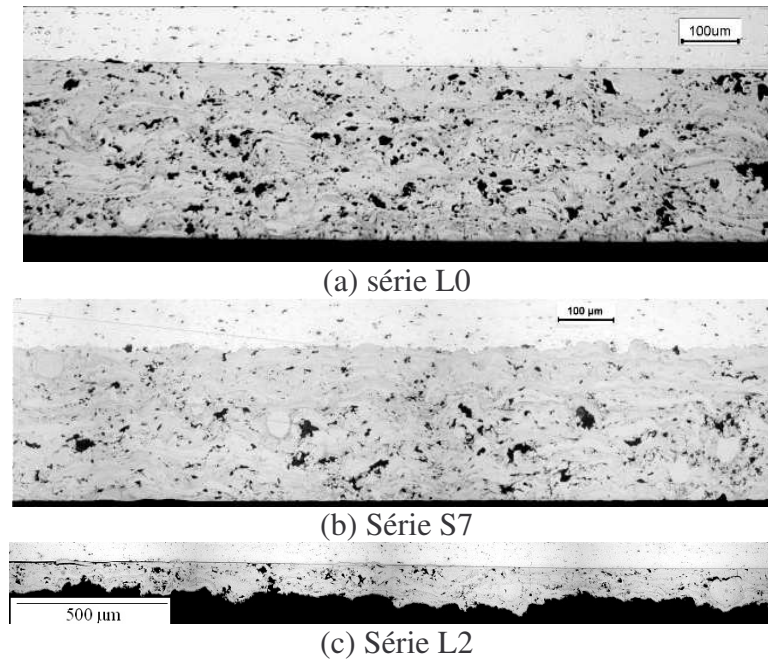


Figure VI-34 Exemples de coupes métallographiques des trois séries testées avec un maillage réaliste.

Pour chacune de ces séries, les maillages ont été réalisés selon le même protocole que pour les couches de cuivre poreux avec des maillages parfaits (dénomination L), rugueux (R), poreux (P) et rugueux et poreux (RP). De plus, pour chaque maillage, deux taches de chargement ont été choisies (1 et 2 mm de chargement). La modélisation de l'interface a été réalisée avec un niveau de Cut-Off à 0,3 GPa, activé ou non. Cette modélisation s'effectue en séparant, à l'aide d'un programme de reconnaissance des contours extérieurs de la couche, une couche de cuivre du maillage initial. Un exemple est présenté sur la Figure VI-35.

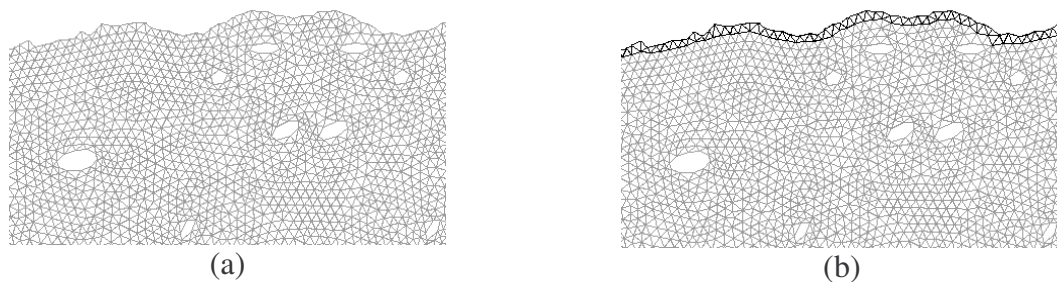


Figure VI-35 Exemple de traitement du maillage de la couche de cuivre pour la modélisation de l'interface (a) maillage non traité, (b) interface séparée (maillage en bleu).

Pour chaque tir, 16 simulations (L, R, P, RP + variation du Cut-Off et de la largeur de la tache de chargement) ont permis de mesurer les contraintes à l'interface et la vitesse de surface libre sur l'ensemble de la largeur de la tache de chargement.

A partir de ces simulations, nous obtenons les évolutions de la traction à l'interface et donc de la rupture en fonction des différents paramètres de modélisation de la cible. L'influence de ces différents paramètres (rugosités et porosité étudiées séparément) fait l'objet du prochain paragraphe.

VI.3.4 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité de surface : série L2

VI.3.4.1 Compréhension des phénomènes : rugosités simples

Comme précédemment, une étude préliminaire a été réalisée avec des formes de rugosités simplifiées, ce qui permet d'analyser l'origine des ondes réfléchies et d'en déduire l'influence de ces rugosités sur les niveaux de traction à l'interface. Les maillages du paragraphe VI.3.2.2 ont été réutilisés, en ajoutant un substrat de 500 μm d'aluminium. Une partie de ces résultats est présentée sur la Figure VI-36.

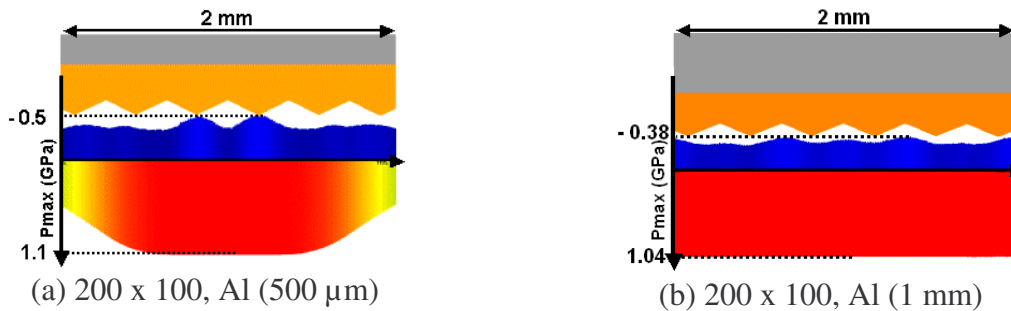


Figure VI-36 Evolution des extrema de pression à l'interface en fonction de la rugosité de la surface de cuivre pour des cibles (a) Al 500 μm /Cu 300 μm et (b) Al 1 mm/Cu 300 μm . Chargement LALP 1,0 GPa. (nomenclature : base x hauteur en μm).

La courbe VI.36a montre que, pour un substrat d'aluminium de 500 μm d'épaisseur, les niveaux de traction générés par les rugosités sont inférieurs à ceux générés par l'onde de traction issue de la surface libre de l'aluminium. L'influence de la rugosité est toutefois visible sur l'analyse de l'évolution des cartes de pression au cours du temps présentées sur la Figure VI-37. De même, la cible ayant un substrat de 1 mm d'épaisseur présente une variation de la traction à l'interface avec la forme de la rugosité (voir Figure VI.36b). Les signaux en vis-à-vis des rugosités entrantes dans le cuivre sont amplifiés, et atténués dans le cas de rugosités sortantes.

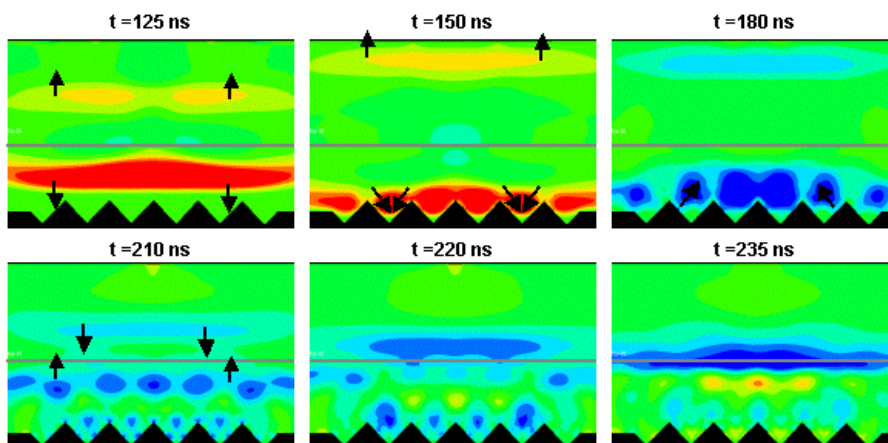


Figure VI-37 Evolution au cours du temps de la carte des pressions pour une cible Al (500 μm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa sur 2 mm. Rugosité 200 x 100.

t = 125 ns : après avoir traversé l'interface et avoir généré une onde de choc retournant vers la surface libre du substrat, l'onde de compression incidente s'approche de la rugosité de surface du cuivre.

t = 150 ns–210 ns : comme pour les cibles mono-couches du paragraphe VI.3.2.2, l'onde de compression est concentrée par les rugosités sortantes de la couche. Les réflexions sur les parties obliques génèrent, par symétrie, une amplification de la traction au niveau de la rugosité rentrante.

t = 220 ns : cette onde de traction, modulée par la rugosité, atteint l'interface.

t = 235 ns : dans le cas d'un substrat de 500 μm de cuivre, l'onde de traction issue de la face avant de la cible arrive à l'interface au même moment que l'onde réfléchiée par la surface du cuivre et cache les variations issues de la rugosité.

Le choix de la forme de la rugosité a donc une grande importance sur les résultats obtenus. En particulier, le choix d'une rugosité périodique, comme ici, provoque l'apparition de phénomènes qui n'existent en général pas. L'utilisation de maillages issus de l'analyse des coupes métallographiques permet ainsi une approche plus réaliste de l'influence de la rugosité de surface sur les niveaux de traction à l'interface.

VI.3.4.2 Applications : rugosités réalistes, série L2

Nous avons commencé ce travail en étudiant des cibles avec du cuivre déposé par projection plasma. Ces cibles n'étaient pas retouchées après dépôt. Seul le substrat d'aluminium était aminci de 3-4 mm à 1 mm. La surface libre du cuivre étant brute, elle présente un grand nombre de rugosités comme on peut le voir sur la Figure VI-34 c. Ces cibles sont des cas idéaux pour tester l'influence de la rugosité de surface sur les niveaux de traction à l'interface.

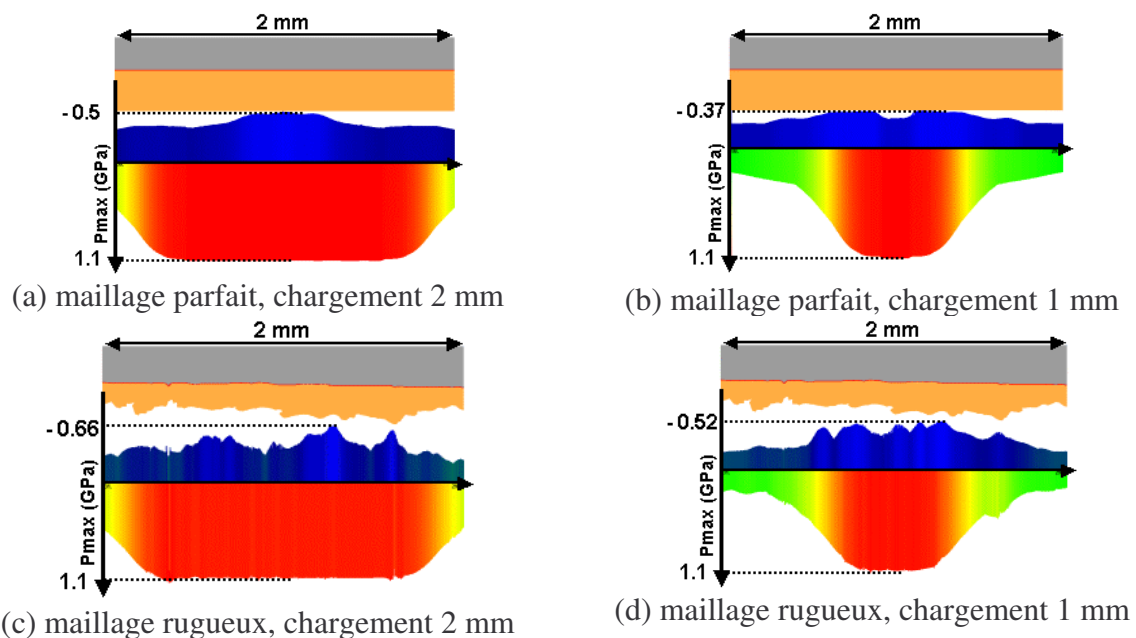


Figure VI-38 Evolution des maxima de pression à l'interface avec et sans rugosités réalistes. Cibles Al 500 μm /Cu 300 μm , Chargement LALP 1,0 GPa sur la largeur de la cible.

Les niveaux de traction à l'interface montrent une grande sensibilité à la rugosité de surface du cuivre. L'amplification observée peut atteindre 132 % par rapport au maillage

parfait (ce nombre est défini comme le rapport de la traction pour le maillage considéré sur la traction pour le maillage parfait, le tout étant multiplié par 100) pour un chargement sur 2 mm, et 140 % pour un chargement sur 1 mm. La forme de la rugosité de la surface intervient également de façon significative sur l'amplification générée, avec une prédominance des rugosités de forme sortante de la surface de cuivre par rapport au formes rentrantes. Cet effet peut être expliqué par la concentration des ondes due à ces formes lors de la réflexion de l'onde principale. Les résultats de la Figure VI-39 montrent que les maillages lisses et les maillages rugueux engendrent des signaux de vitesse nettement différents.

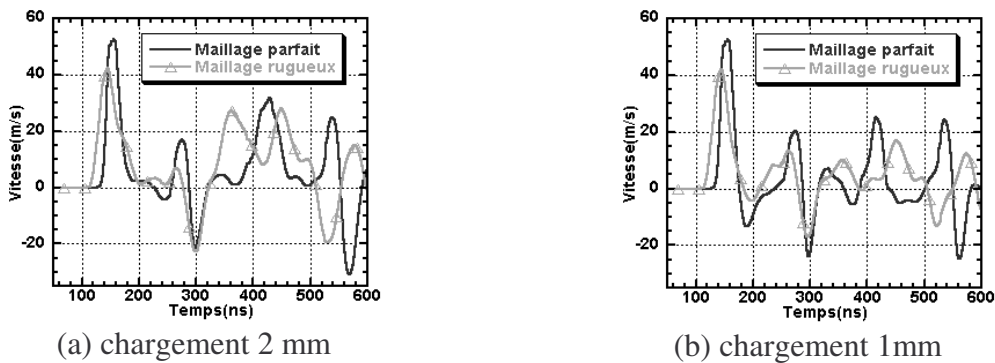


Figure VI-39 Comparaison des signaux de vitesses intégrés sur $40 \mu\text{m}$ au centre de la cible pour des maillages parfaits et rugueux. Cible L2, chargement LALP 1,0 GPa.

Si on retrouve bien les principaux débouchés de vitesse, on observe des décalages dus aux différences d'épaisseur entre les simulations. L'épaisseur de cuivre du maillage rugueux étant plus faible que celle du maillage parfait, les différents allers et retours sont décalés, tout comme le premier débouché de l'onde incidente.

Ces calculs montrent que chaque forme de rugosité constitue un cas particulier et que seule l'utilisation d'un maillage s'adaptant à la forme de l'échantillon permet d'obtenir les niveaux de traction réellement générés à l'interface. Dans le cas présenté ici, la traction à l'interface pour un chargement sur une tache de 1 mm avec un maillage parfait est insuffisante pour rompre l'interface. En revanche, elle est suffisante dans le cas du maillage rugueux comme le montrent les signaux de vitesse de la Figure VI-40.

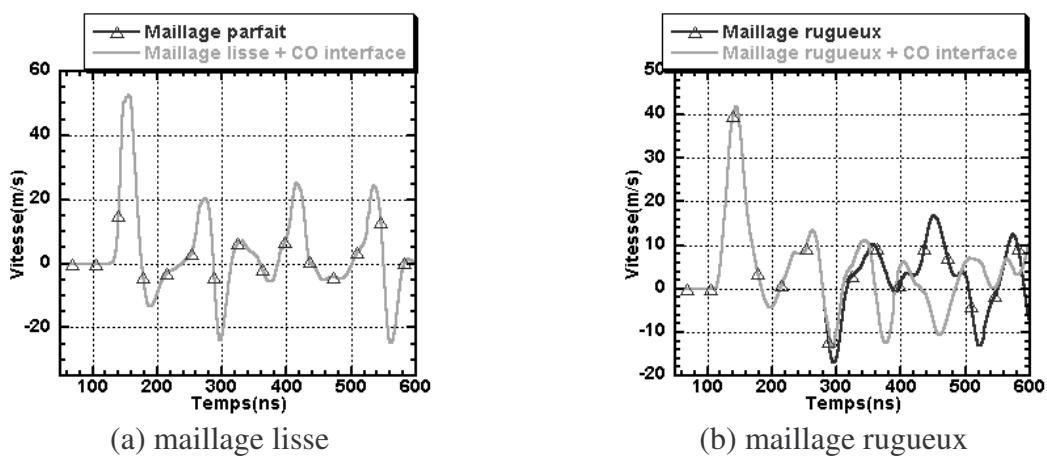


Figure VI-40 Comparaison entre les signaux de vitesse pour un maillage parfait (a) et un maillage rugueux (b) avec un Cut-Off à l'interface à 0.3 GPa. Cible L2, chargement LALP 1,0 GPa sur une tache de 1 mm.

Dans le cas du maillage lisse, le signal de vitesse est exactement le même que celui sans Cut-Off à l'interface et donc sans rupture de l'interface. En revanche, dans le cas du maillage rugueux, la différence est visible à partir de 300 ns, ce qui correspond à la rupture de l'interface par les effets conjugués des deux ondes de traction issues des deux surfaces libres.

La rugosité de surface a donc un effet non négligeable sur les niveaux de traction à l'interface, en particulier pour des couches de cuivre ayant une épaisseur dont la taille est comparable à celle de la rugosité.

VI.3.5 Cibles Al/Cu : influence de la rugosité d'interface : Série S7

VI.3.5.1 Rugosités simples

Contrairement à la rugosité de surface, la rugosité d'interface influe directement sur les niveaux d'adhérence des cibles par l'accrochage mécanique qu'elle peut engendrer. De plus, la rugosité d'interface va agir directement sur le choix de la composante du tenseur des contraintes. Afin de mieux comprendre ces effets, nous avons travaillé avec des rugosités modèles présentées à la Figure VI-41.

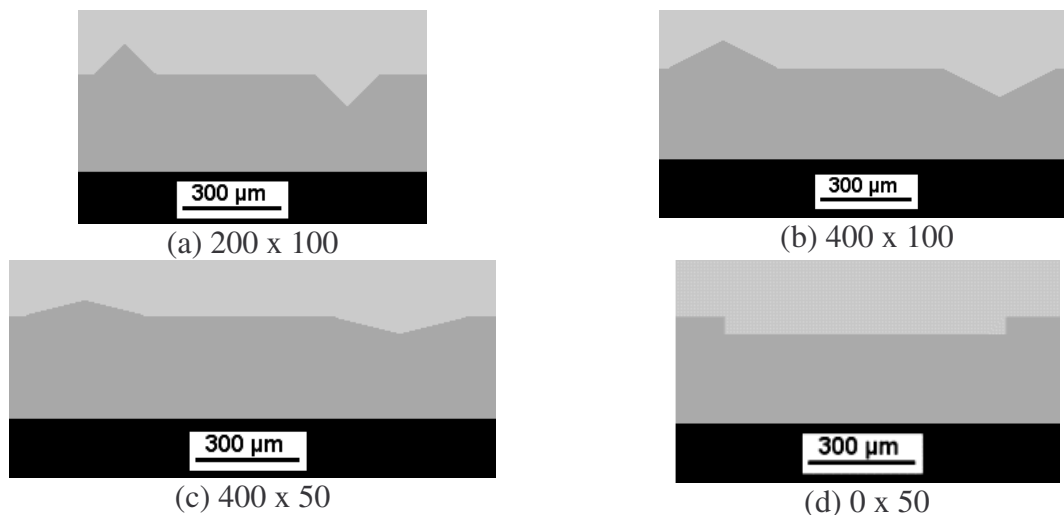


Figure VI-41 Rugosités modèles utilisées à l'interface d'une cible Al 500 µm / Cu 300 µm (nomenclature : base x hauteur).

Ces quatre rugosités sont des cas modèles permettant de distinguer plus clairement les trajets des ondes et les éventuelles amplifications de niveau de traction qu'elles génèrent. En plus des réflexions sur les parois de la rugosité, une partie de l'onde se propage dans un matériau tandis que l'autre partie se propage dans le premier matériau. Ceci entraîne des temps de parcours différents pour la même onde et se traduit par des perturbations du front d'onde, et donc par l'apparition d'ondes latérales supplémentaires.

La Figure VI-42 présente l'évolution sur la largeur de la cible des extrema de pression générés à l'interface pour une cible Al (500 µm) / Cu (300 µm) avec un chargement de type LALP à 1,0 GPa. Cette représentation permet de mettre en évidence l'influence de la rugosité sur les niveaux de pression générés à l'interface.

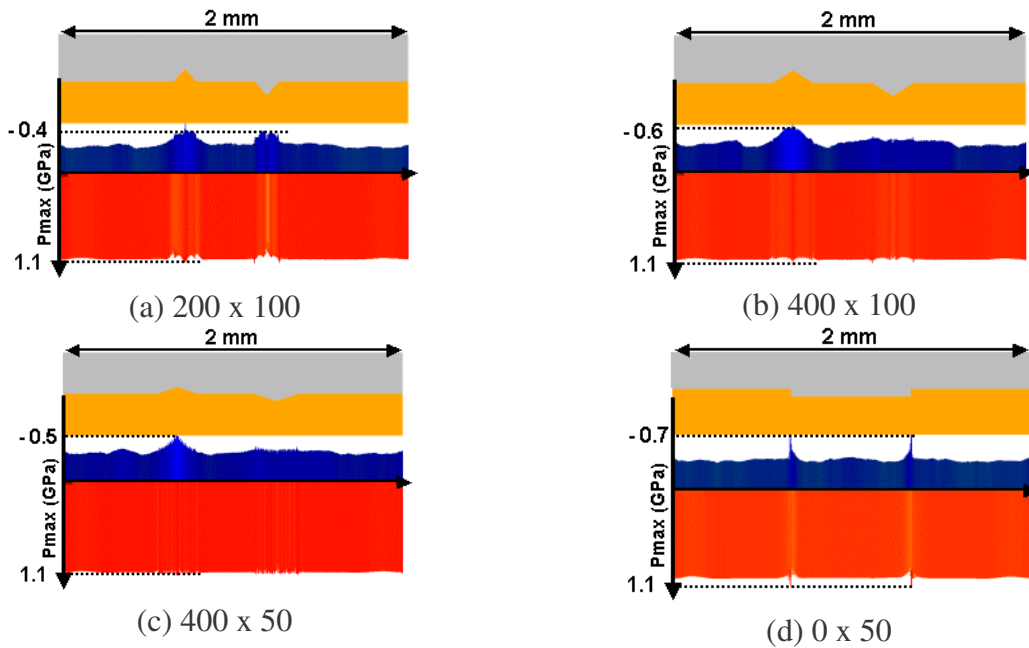


Figure VI-42 Evolution des maxima de pression à l'interface pour les différentes rugosités. Cibles Al 500 μm /Cu 300 μm , chargement LALP 1,0 GPa sur la largeur de la cible.

Ces exemples montrent l'influence de la rugosité sur les maxima de traction à l'interface. Le niveau de pression maximale (en rouge) est peu influencé, car l'onde incidente n'a pas encore été perturbée par l'interface. La direction et l'angle de la rugosité ont une influence non négligeable sur les niveaux de traction générés. En particulier, les rugosités rentrant dans le substrat ont une influence plus importante sur les niveaux de traction à l'interface que celles sortant du substrat. L'évolution des niveaux de pression à l'interface de la Figure VI-43 couplée aux cartes de pression de la Figure VI-44 permettent de comprendre l'origine de ces effets.

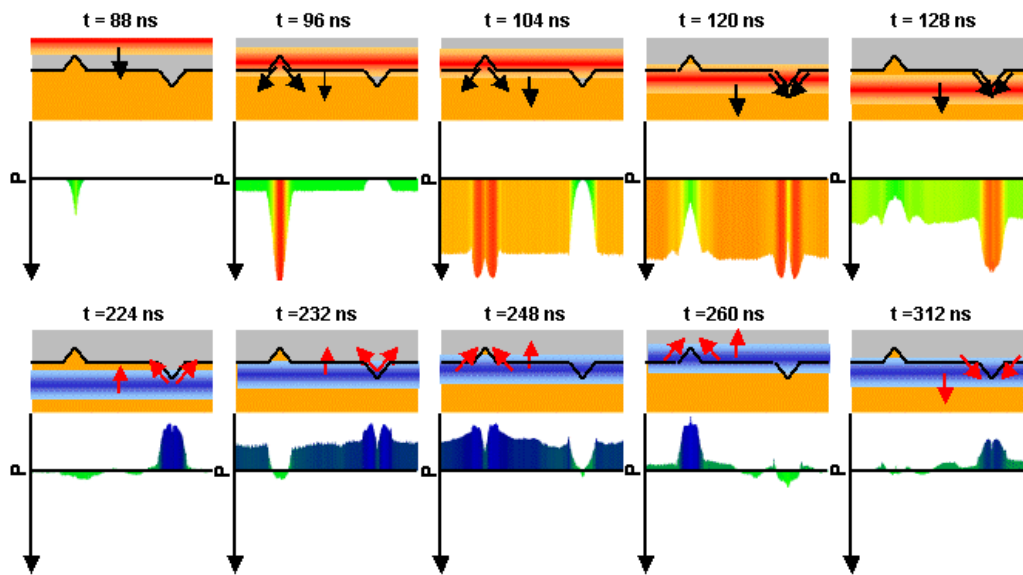


Figure VI-43 Evolution au cours du temps de la pression à l'interface sur deux rugosités. Cible Cu 300 μm , Chargement LALP 1,0 GPa.

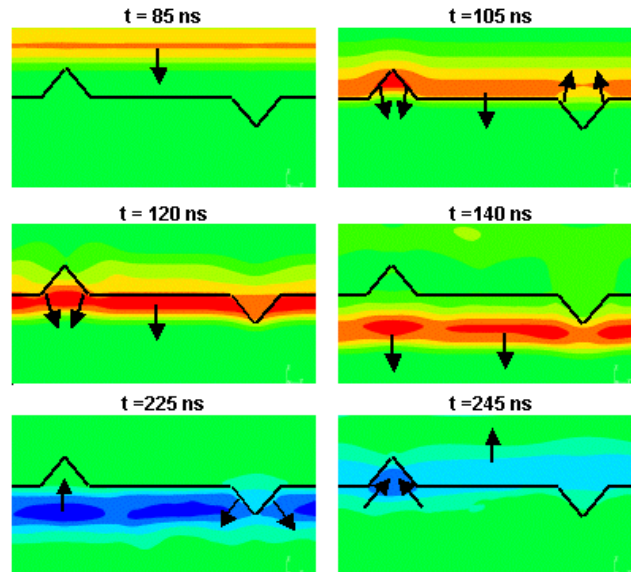


Figure VI-44 Evolution de la carte des pressions obtenue à l'aide des simulations RADIOSS, en fonction du temps, pour une cible Al (500 μm) / Cu (300 μm) avec un chargement LALP 1,0 GPa et une rugosité 200 x 100.

t = 85 ns et 88 ns : l'onde de compression incidente s'approche de la rugosité rentrante dans le substrat. Alors que la majeure partie de l'onde est encore dans le substrat, une partie se propage déjà dans le cuivre avec une célérité inférieure ($5386 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour Al contre $3933 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ pour Cu).

t = 96 , 104 et 105 ns : l'onde met en pression le reste de la rugosité. L'onde de compression glisse le long de la pente de la rugosité pendant que le reste de l'onde principale met en pression la partie plane de l'interface.

t = 120 – 128 ns : la rugosité sortante du substrat est atteinte par l'onde incidente qui se trouve atténuée par les réflexions sur les pentes de la rugosité.

t = 120 ns – 140 ns : la forme de la rugosité rentrante génère dans la couche une focalisation des ondes de compression, créant une surpression en face de cette rugosité.

t = 224-225 ns : la surpression créée par la rugosité rentrante et l'atténuation issue de la rugosité sortante se retrouvent au niveau de l'onde de traction réfléchi par la surface libre de la couche. La rugosité sortante est la première à être atteinte par cette onde, avec un léger effet d'amplification par la forme de la rugosité ($t = 232 \text{ ns}$).

t = 245, 248 et 260 ns : lorsque l'onde de traction atteint la rugosité rentrante, celle-ci la concentre vers son fond. On observe alors une nette amplification de la traction d'abord sur les bords, puis au centre.

t = 312 ns : l'onde de traction issue de la face avant de la cible arrive à l'interface où elle est légèrement concentrée par la rugosité sortante. Cet effet est néanmoins plus faible qu'avec l'onde de traction issue de la surface libre du cuivre.

La combinaison des effets au niveau de la rugosité rentrante génère une amplification non négligeable de la traction maximale à l'interface. Ce phénomène peut être généralisé à l'ensemble des rugosités que nous avons testées. La Figure VI-42 montre que le niveau de traction maximale dépend de la géométrie de la rugosité, et qu'un optimum doit exister. De la même façon, la rugosité 200 x 100 prouve qu'il est possible d'obtenir une augmentation de la traction à l'interface par les rugosités sortantes lorsque celles-ci ont un certain angle. Dans ce cas, lorsque l'onde de traction issue de la surface libre du cuivre arrive à l'interface, la rugosité permet l'accumulation des états de traction à l'interface.

Dans tous les cas, l'augmentation de la pression à l'interface est principalement générée, non pas par une augmentation de la contrainte selon l'axe z mais par l'augmentation du niveau de la contrainte selon l'axe y comme le montrent les graphiques de la Figure VI-45.

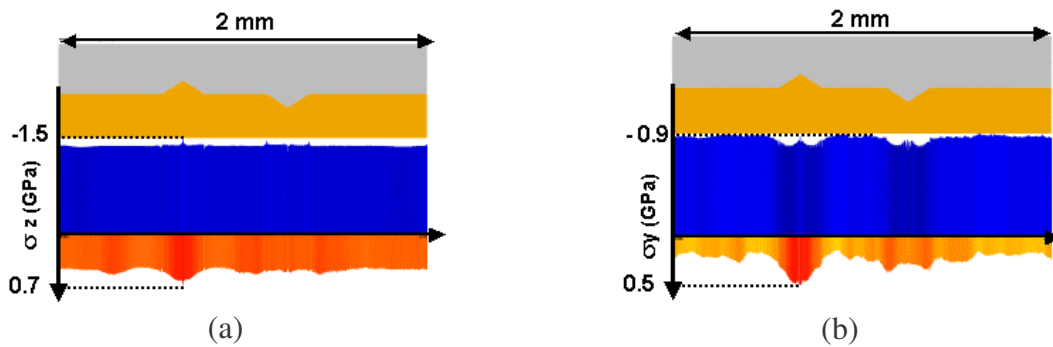


Figure VI-45 Evolution des maxima de σ_z et σ_y le long de l'interface pour une cible Al ($500 \mu\text{m}$) / Cu ($300 \mu\text{m}$) avec un chargement LALP 1,0 GPa.

Remarque : du fait de problèmes numériques, le calcul des contraintes normales et tangentielles à l'interface n'a pas pu être réalisé pour ces interfaces.

Parmi toutes les rugosités étudiées, la rugosité verticale de la Figure VI-42d présente l'augmentation la plus importante de la traction. L'augmentation de la traction est ici due principalement à la différence des impédances de choc des deux matériaux, générant un cisaillement important. Ce cisaillement entraîne dans la plupart des cas la rupture de l'interface au niveau des points singuliers de l'interface.

La rugosité d'interface modifiant les niveaux de pression de l'onde incidente, son effet est visible sur la vitesse de surface libre du cuivre comme le montrent les graphiques de la Figure VI-46.

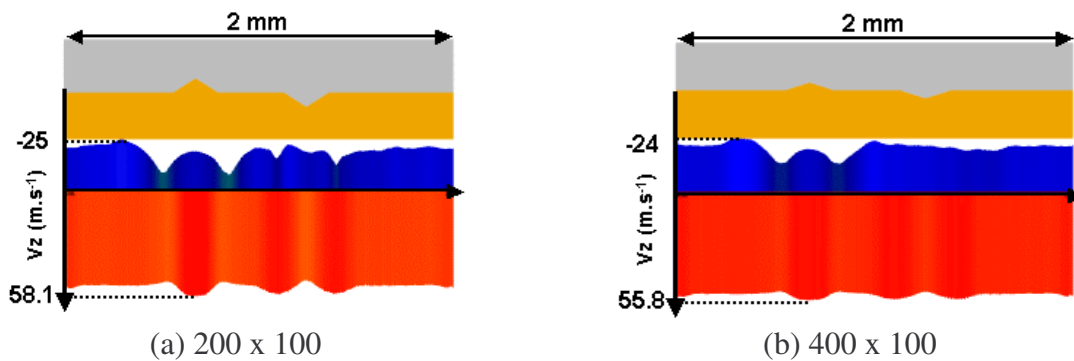


Figure VI-46 Vitesses maximales selon z pour une cible Al ($500 \mu\text{m}$) / Cu ($300 \mu\text{m}$), chargement 1,0 GPa.

Pour les deux types de rugosité, la vitesse maximale présente une unique augmentation au niveau de la rugosité rentrante, ce qui confirme l'effet d'amplification. Dans le cas de la rugosité sortante, nous observons deux maxima supplémentaires qui apparaissent de part et d'autre de la rugosité et qui sont générés par les ondes obliques issues de la rugosité. On constate d'ailleurs que les deux rugosités ne sont pas complètement indépendantes.

Cette étude a mis en avant le rôle prédominant sur l'amplification de la traction à l'interface des rugosités triangulaires rentrant dans le substrat. Ces rugosités génèrent à l'interface des niveaux de traction environ 60 % supérieurs à ceux générés sur une interface plane (190 % d'amplification pour la rugosité verticale). Lors des essais LASAT, ces rugosités seront donc les lieux prédominants de rupture de l'interface. Toutefois, cette étude s'est limitée à une seule forme de rugosité et n'a pas tenu compte des interactions entre rugosités voisines. L'utilisation de rugosités tirées de l'analyse de coupes métallographiques permettra donc d'obtenir des résultats plus généraux.

VI.3.5.2 Rugosités réalistes

A partir de cette étude préliminaire, il est possible de mieux comprendre les résultats obtenus sur les rugosités provenant des coupes métallographiques des tirs. Le cas de l'échantillon APS S1 T255 Ep550 (sablé corindon 300 μm) est traité sur la Figure VI-47.

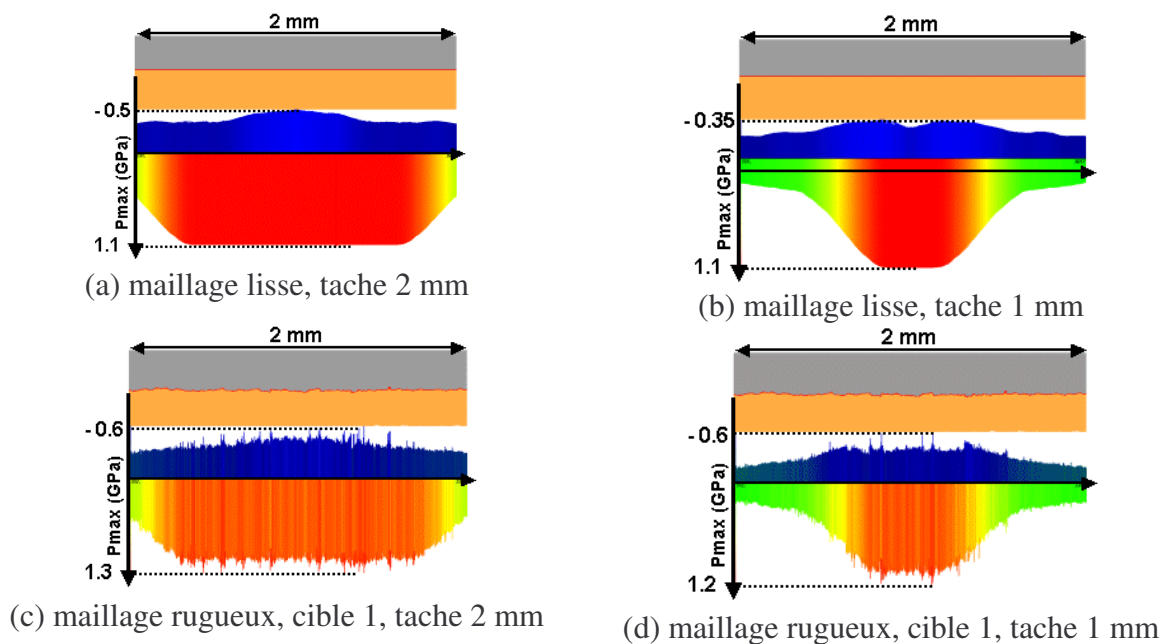


Figure VI-47 Evolution des extrema de pression à l'interface sur 2 mm. Cible de série S7 (Al 500 μm /Cu 300 μm environ, chargement LALP 1,0 GPa).

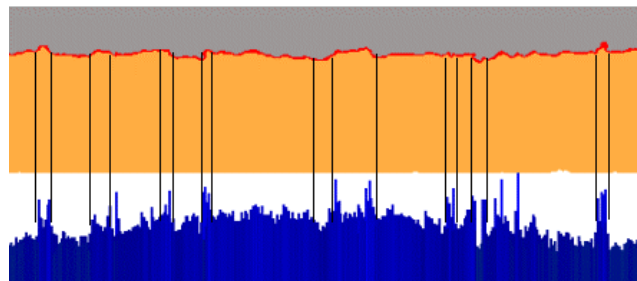


Figure VI-48 Agrandissement sur l'interface de la simulation avec maillage rugueux, tir 6, tache 2 mm.

Ces représentations permettent de visualiser le niveau de traction en vis-à-vis de la rugosité et d'en déduire les formes de rugosité générant les niveaux de traction les plus importants. L'analyse des résultats de simulations (Figure VI-48) est cohérente avec la

tendance énoncée dans l'étude préliminaire : les rugosités entrantes dans le substrat sont les emplacements d'une amplification de la traction, alors que les rugosités orientées dans l'autre sens voient la pression diminuer.

Les amplifications les plus marquées sont dues aux petites rugosités (comme c'est le cas pour les deux extrémités de la Figure VI-48 qui forment une discontinuité franche dans l'interface). Toutefois, dans le cas général, le seul changement de pente au niveau de l'interface suffit à générer une augmentation du niveau de traction. Le Tableau VI-2 présente les gains locaux en niveaux de traction pour différentes configurations.

	Chargement 2 mm	Chargement 1 mm
Interface lisse	-0.5	-0.38
Cible 1	-0.7 (140 %)	-0.6 (158 %)
Cible 2	-0.7 (140 %)	-0.57 (150 %)
Cible 3	-0.76 (152 %)	-0.6 (158 %)

Tableau VI-2 Gains dus à la rugosité pour les trois cibles simulées par rapport à une cible lisse (cible Al 500 μm /Cu 300 μm , chargement LALP 1,0 GPa).

Pour ces cibles présentant un Ra d'environ 5.15 μm , l'augmentation locale des niveaux de traction varie entre 140 et 160 % selon la taille de la tache de chargement. La différence observée entre les deux tailles de tache peut s'expliquer par la présence plus importante, dans le cas de la tache de 1 mm, de la composante σ_{YY} du tenseur des contraintes. Cette composante joue un rôle non négligeable par rapport à la composante σ_{ZZ} dans le cas des interfaces rugueuses.

Bien que très localisée au niveau des angles de la rugosité, cette augmentation du niveau de traction peut suffire à initier la rupture de l'interface comme le montre l'évolution des cartes de pression de la Figure VI-49 :

t = 80 ns : propagation de l'onde de choc initiale dans le substrat.

t = 125 ns : transmission et réflexion à l'interface.

t = 185 ns : réflexion des deux ondes sur les surfaces libres du substrat et de la couche.

t = 200 ns : arrivée de l'onde de traction issue de la surface du cuivre à l'interface : la rugosité commence à faire apparaître des zones de concentrations de traction.

t = 205 ns : apparition de la rupture sur certaines zones de l'interface (les zones rompues apparaissent en violet sur les figures).

t = 225 ns : à la fin du passage de cette onde de traction, seule une partie de l'interface est rompue. La réflexion de l'onde de traction sur l'interface retourne vers la surface libre du cuivre.

t = 275 ns : l'onde de traction issue de la surface libre du substrat, puis l'aller et retour dans la couche propagent la fissure à partir des premiers points d'amorçage.

t = 1000 ns : à la fin de la simulation, la fissure occupe la totalité de la zone de chargement.

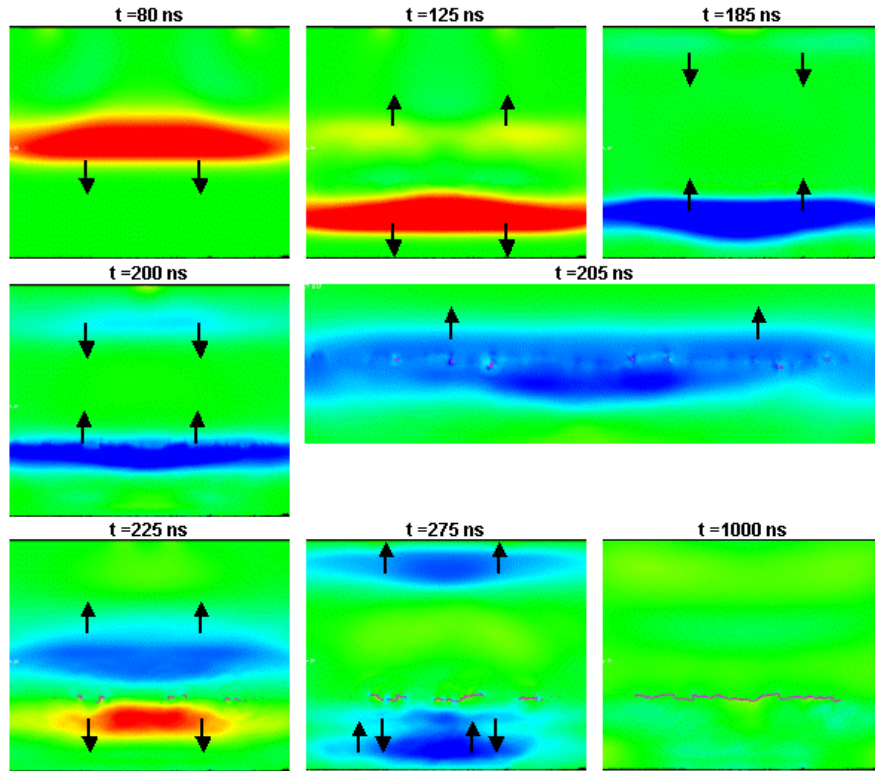


Figure VI-49 Evolution des cartes de pression simulée pour le tir 6 : cible Al 500 μm /Cu 300 μm , chargement LALP 1,0 GPa sur 1 mm, Cut-Off à l'interface à 0,3 GPa (la figure à 205 ns est un agrandissement de l'interface), les flèches représentent les sens de propagation des ondes.

La rugosité d'interface a très peu d'influence sur les signaux de vitesse. Il y a peu de différence entre les maxima de vitesse des maillages rugueux et des maillages lisses (Figure VI-50).

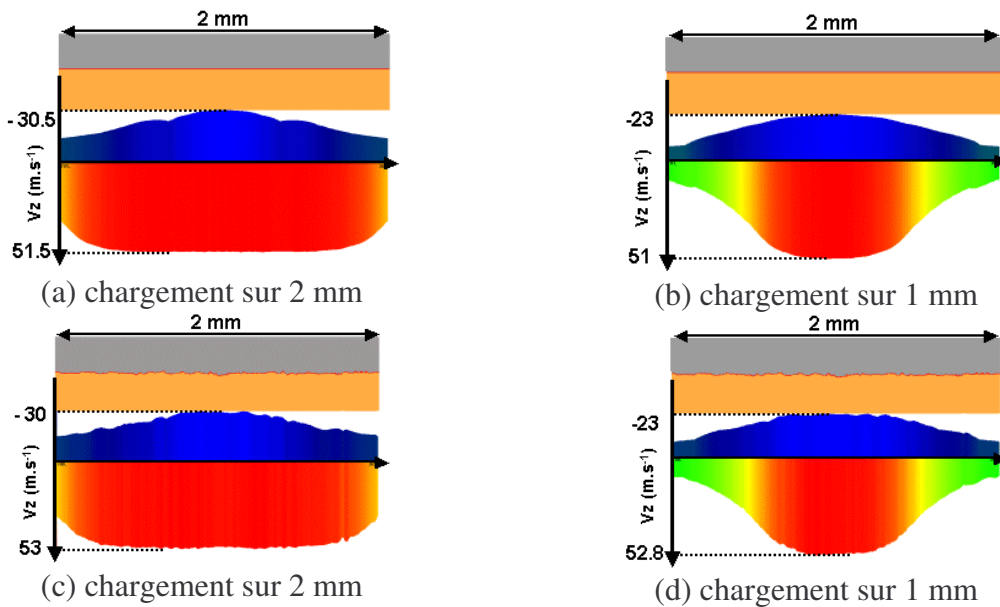


Figure VI-50 Evolution des extrema de vitesse pour le tir 08, comparaison entre le maillage lisse et le maillage rugueux (cible Al 500 μm /Cu 300 μm , chargement LALP 1,0 GPa).

Cette quasi-absence d'effets est visible sur la totalité du signal de vitesse, quel que soit le temps. Les différences entre les deux maillages sont minimales et sont dues à la différence des épaisseurs induite par la rugosité.

VI.3.5.3 Conclusion sur la rugosité d'interface

L'influence de la rugosité d'interface se situe principalement au niveau de l'amplification des états de traction à l'interface par des phénomènes de concentration des contraintes sur des points anguleux. Cette rugosité engendre des gains en traction pouvant aller localement de 160 à 190 % et servant généralement de points de départ à la fissuration de l'interface.

Toutefois, cet aspect de la modélisation de l'interface est en désaccord avec les résultats expérimentaux présentés au paragraphe VI.4.3 ainsi qu'avec la littérature [6]. Ces derniers ont montré une augmentation de la tenue de l'interface avec la rugosité. En effet, lorsque la rugosité augmente, l'adhérence est accrue par des phénomènes d'accrochages mécaniques et par un accroissement de la surface de contact entre les deux matériaux.

Au niveau de la simulation, la nécessité de modéliser l'interface par une couche de matériau a fixé l'épaisseur de l'interface à une maille (environ 5-7 μm pour les maillages utilisés ici). Cette épaisseur de matériau va guider la fissure le long de l'interface en lui offrant une voie de propagation. La fissure ne trouvera donc pas, comme dans le cas réel, de véritable obstacle à sa propagation, si ce n'est des changements de direction qui restent limités dans notre cas et qui sont atténués par l'épaisseur des mailles utilisées. Cette influence de l'épaisseur du maillage de l'interface est d'autant plus importante que la rupture est modélisée à l'aide d'un critère de type Cut-Off qui libère les contraintes brutalement, ce qui induit une sollicitation supplémentaire sur les éléments voisins.

Cette contradiction des résultats met ainsi en avant un déficit dans la modélisation de l'interface. Ce déficit ne peut être résolu qu'en travaillant avec des maillages plus fins (et donc avec des temps de calculs plus longs). Enfin, une modélisation plus poussée de l'interface (sans passer par une couche de matière) s'avère nécessaire.

VI.3.6 Cibles Al/Cu : influence de la porosité : série L0

VI.3.6.1 Porosité seule

L'étude réalisée sur l'influence de la porosité sur les niveaux de traction à l'interface a porté sur des systèmes de type Al (500 μm) / Cu (300 μm) dans lesquels la couche de cuivre comportait une unique porosité de 20 ou 40 μm de rayon. L'influence de la distance de cette porosité à l'interface a été examinée. Des résultats sont présentés sur la Figure VI-51 sous la forme de l'évolution des extrema de pression sur la largeur de la surface de chargement.

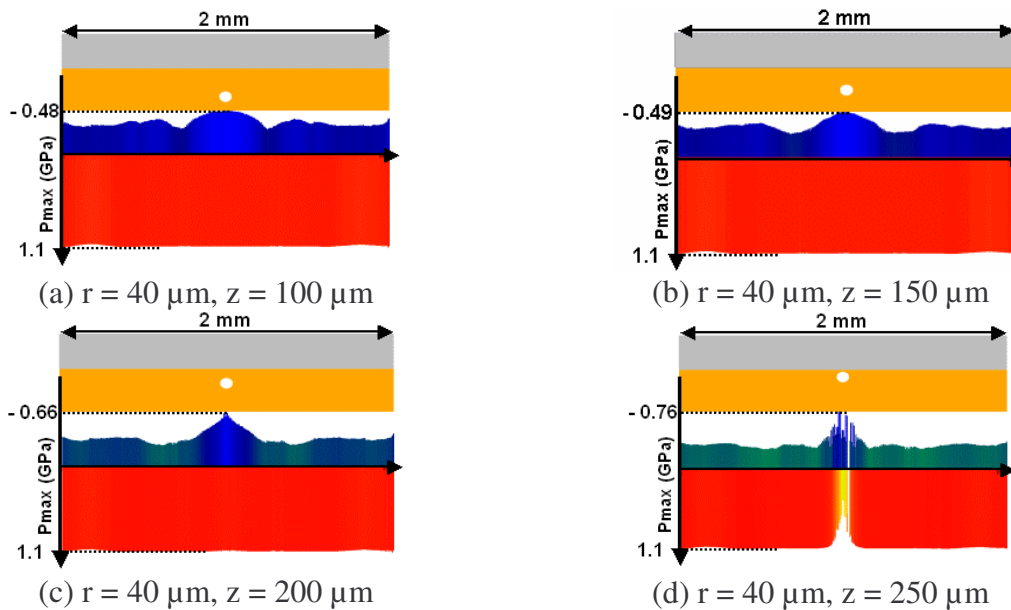


Figure VI-51 Evolution des extrema de pression à l'interface pour différentes positions de la porosité pour une cible Al (500 μm) / Cu (300 μm). Chargement LALP 1,0 GPa.

La présence d'une porosité dans la couche de cuivre génère une amplification de la traction générée à l'interface. Les résultats de l'amplification sont présentés dans le Tableau VI-3 et montrent l'évolution de cette amplification avec la taille de la porosité et avec sa position.

position selon Z	Traction maximale à l'interface Rayon 20 μm	Traction maximale à l'interface Rayon 40 μm
50 μm	-0.38 (122 %)	-0.43 (139 %)
100 μm	-0.39 (125 %)	-0.48 (155 %)
150 μm	-0.37 (119 %)	-0.49 (158 %)
200 μm	-0.40 (129 %)	-0.53 (171 %)
250 μm	-0.53 (171 %)	-0.76 (245 %)

Tableau VI-3 Traction maximale à l'interface pour différentes positions et deux rayons d'une porosité simple dans une cible Al 500 μm /Cu 300 μm . Chargement LALP 1,0 GPa.

On constate ici une nette augmentation de la traction générée à l'interface du fait de la présence d'une unique porosité malgré l'atténuation qu'elle génère au niveau de l'onde principale (voir le paragraphe VI.3.2.1). Cette atténuation n'est pas visible sur les niveaux de pression maximale de la Figure VI-51. En effet, ces niveaux correspondent au passage de

l'onde incidente qui n'a pas encore atteint la porosité. En revanche, l'atténuation est nettement visible sur les cartes des signaux de vitesse maximale de la Figure VI-52.

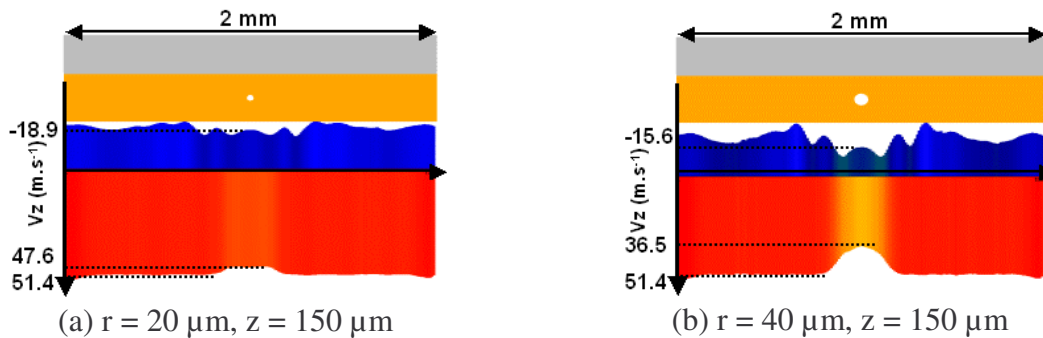


Figure VI-52 Evolution de la vitesse maximale de surface libre pour deux rayons de porosité à 150 μm de la surface libre de la couche de cuivre. Cible Al (500 μm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa.

Cette atténuation est doublée lors du passage de l'onde de traction au niveau de la porosité. On devrait donc obtenir à l'interface une nette diminution des niveaux de traction, et non une augmentation. Cette augmentation est en réalité générée par la synchronisation des ondes de traction à l'interface. En effet, la synchronisation des ondes de traction à l'interface dans le cas de la cible Al/Cu permet d'obtenir une nette amplification des niveaux de traction à l'interface (voir Chapitre IV).

Les graphiques de la Figure VI-53 permettent de mieux décrire l'évolution de la traction à l'interface et de vérifier que l'amplification de la traction à l'interface est bien générée par la synchronisation des ondes de traction :

$t = 102 \text{ ns}$: passage de l'onde de choc incidente par l'interface.

$t = 144 \text{ et } 156 \text{ ns}$: l'onde incidente atteint la porosité où une onde sphérique de traction est réfléchiée. Cette onde génère des niveaux de traction supplémentaires à l'interface.

$t = 222 \text{ ns}$: l'onde de traction générée par la réflexion sur la surface libre du cuivre atteint l'interface après avoir été partiellement atténuée par la présence de la porosité.

$t = 232$: la présence de la porosité génère également un retard du maximum de traction sur la zone de l'interface vis-à-vis d'elle. Ce maximum arrive donc à l'interface à la fin de l'onde de traction principale.

$t = 256 \text{ ns}$: cette onde retardée est encore à l'interface lorsque l'onde de traction issue de la réflexion sur la surface libre du substrat arrive. Cette addition des deux états de traction génère l'amplification mesurée sur les cibles.

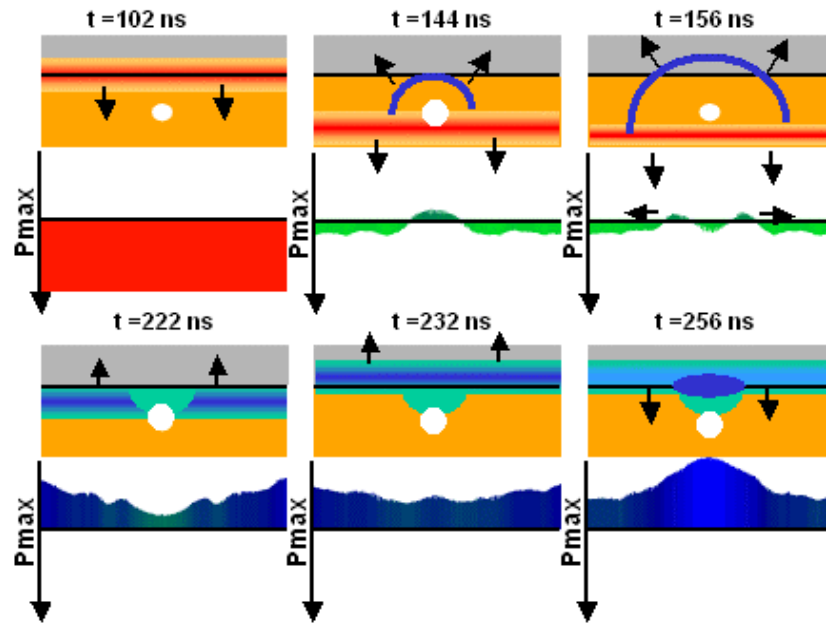


Figure VI-53 Evolution de la pression à l'interface d'une cible Al (500 μm) / Cu (300 μm) avec une porosité de 40 μm de rayon située à 150 μm de la surface libre du cuivre. Chargement LALP 1,0 GPa.

Cette amplification est spécifique aux substrats de 500 μm d'aluminium et n'est pas généralisable à un substrat de 1 mm comme le montre la Figure VI-54.

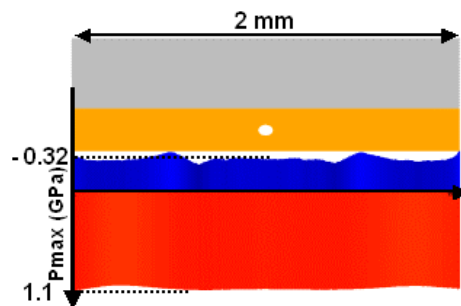


Figure VI-54 Extrema de pression sur la largeur de la tache de chargement. Porosité de 40 μm à 150 μm . Cible Al (1000 μm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa.

Dans le cas général, la présence de porosités va générer une onde de traction par réflexion lors du passage de l'onde de choc incidente, mais aura pour effet principal d'atténuer l'amplitude des ondes parcourant le milieu poreux.

Toutefois, la présence de cette onde de traction peut être suffisante, dans certains cas, pour provoquer la rupture locale de l'interface et donc pour initier l'apparition d'une fissure globale (comme nous l'avons vu pour les rugosités).

L'utilisation de maillages réalistes va permettre de comparer l'atténuation induite par l'ensemble des porosités reproduites dans le maillage avec les cas pour lesquels l'initiation de la traction à l'interface est possible.

VI.3.6.2 Porosités réalistes

Les cibles de la série L0 (échantillon APS P T228 Ep550) sont parfaites pour étudier l'influence de la porosité sur le signal de vitesse et sur les niveaux de traction générés à l'interface. En effet, ces cibles présentent une très faible rugosité de surface et d'interface ($Ra < 0.10 \mu\text{m}$), tout en possédant une porosité typique des échantillons utilisés dans notre test. Sur l'ensemble des tirs réalisés, seuls deux ont pu être modélisés entièrement (tirs 1 et 2). L'évolution des extrema de pression à l'interface est présentée sur la Figure VI-55.

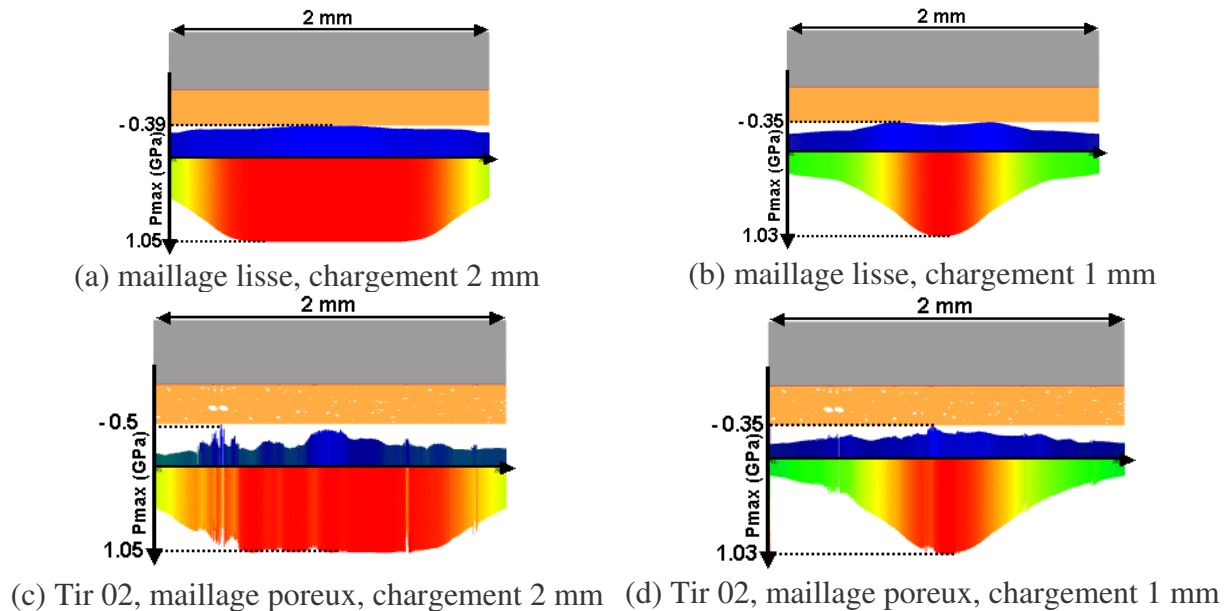


Figure VI-55 Evolution des extrema de pression à l'interface pour les maillages réalistes de la série L0. Cible Al (1 mm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa.

Ces résultats sont cohérents avec les observations de l'étude préliminaire : aucune influence de la porosité du cuivre sur les niveaux de pression maximale (l'onde incidente n'étant pas encore passée dans les porosités) n'est détectable. Cette influence sur les niveaux de traction à l'interface peut être positive (cas des porosités éloignées de l'interface, c'est-à-dire à plus de 50 μm environ) ou négative (cas des porosités proches de l'interface). Toutefois, la taille des porosités nuance le propos : les porosités importantes, comme celles visibles sur la partie gauche des maillages de la Figure VI-55, jouent un rôle essentiel en réfléchissant une grande partie de l'onde incidente vers l'interface. L'historique de la pression à l'interface fait ainsi apparaître de nombreux états de traction qui sont générés par les réflexions sur les porosités comme le montrent les résultats de la Figure VI-56.

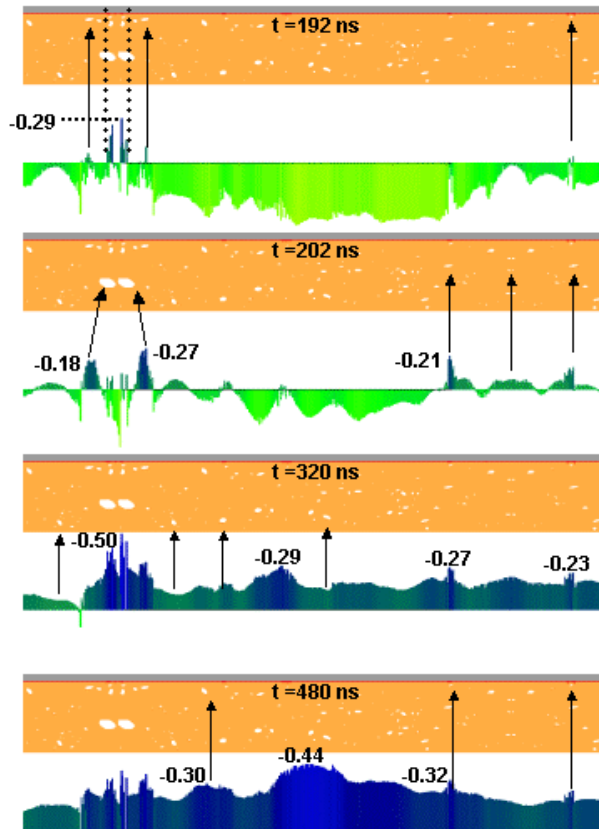


Figure VI-56 Evolution des états de pression à l'interface pour le tir 02, maillage poreux.
Cible Al (1 mm) / Cu (300 μ m), chargement LALP 1,0 GPa sur 2 mm.

Sur ces cartes de pression, on peut identifier les porosités à l'origine des atténuations et des amplifications de la traction à l'interface qui apparaissent au fur et à mesure que l'onde incidente est réfléchi sur les porosités : pour $t = 192$ ns par exemple, seules les premières porosités ont été traversées par l'onde incidente qui est passée pour $t = 174$ ns à l'interface. Puis 10 ns plus tard, d'autres porosités interviennent tout en interagissant avec les porosités plus proches. Ainsi, au niveau de la partie gauche de la cible, les deux principales porosités génèrent des réflexions qui sollicitent les porosités proches de l'interface.

Il est intéressant de noter que les niveaux de traction atteints dans ces premières étapes sont équivalents aux niveaux générés par le retour de l'onde principale de la surface libre du cuivre ($t = 320$ ns). Seules les porosités proches de l'interface provoquent un niveau supérieur à 0.5 GPa. Le niveau de traction moyen reste inférieur au niveau moyen sans les rugosités présenté à la Figure VI-57.

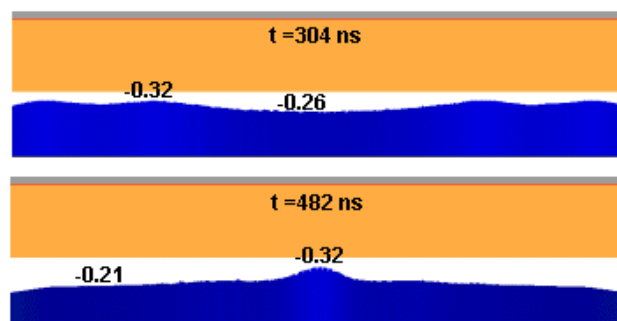


Figure VI-57 Evolution des états de pression à l'interface pour le tir 02, maillage parfait.
Cible Al (1 mm) / Cu (300 μ m), chargement LALP 1,0 GPa sur 2 mm.

En revanche, ce n'est pas le cas pour les niveaux de traction générée par l'onde issue de la réflexion sur la surface libre de l'aluminium. Dans le cas de la cible poreuse, cette dernière engendre des niveaux moyens supérieurs à ceux du maillage parfait. Dans le cas poreux, cette différence s'explique par le fait que le retard introduit par les porosités induit la synchronisation de l'onde issue de la surface libre de l'aluminium avec le retour de la réflexion de l'onde de traction principale dans la couche de cuivre (cas pour lequel $T_1 = 2 T_2$). Cette juxtaposition se traduit sur les niveaux de traction à l'interface par une augmentation mais également par un aspect dépendant de la porosité bien que l'onde provenant de la surface libre de l'aluminium n'ait pas été influencée par ces porosités.

Comme pour les rugosités, la rupture de l'interface peut être initiée par la présence d'une porosité proche de l'interface pour être ensuite propagée par le retour de l'onde de traction de la surface libre du cuivre ou de la surface libre de l'aluminium, comme le montre l'exemple tiré des maillages de la série S7 sur la Figure VI-58.

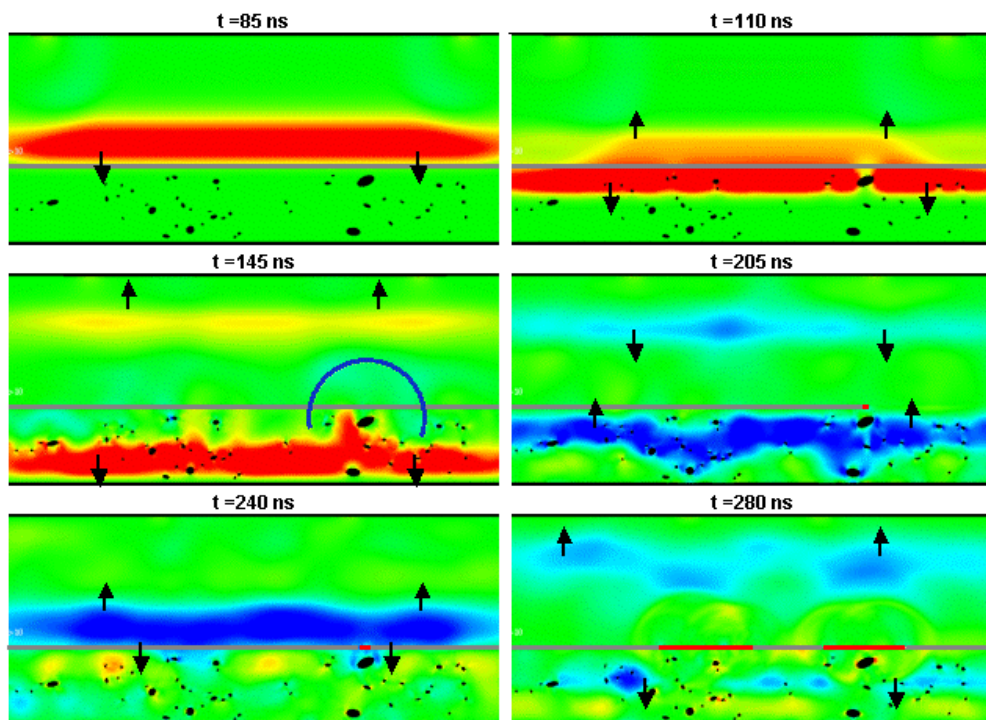


Figure VI-58 Evolution, au cours du temps, des cartes de pression pour une cible Al (500 μm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa sur 2 mm. Cut-Off à l'interface à 0,3 GPa.

t = 110 ns : l'onde de pression incidente est réfléchiée sur la porosité à droite de la cible.

t = 145 ns: cette onde réfléchiée forme une onde de traction sphérique qui va rompre localement l'interface ($t = 145$ et 205 ns).

t = 240 ns : malgré ce point d'initiation de la rupture, l'onde de traction issue de la surface libre du cuivre est insuffisante pour générer une fissure du fait de l'atténuation par les porosités.

t = 280 ns : l'onde de traction issue de la surface libre de l'aluminium permet ensuite la propagation de la première fissure et la création d'une seconde. Ces deux fissures vont par la suite fusionner pour occuper l'ensemble de la surface de chargement.

Les signaux de vitesse de surface libre du cuivre sont particulièrement affectés par la porosité comme le montrent les résultats de la Figure VI-59.

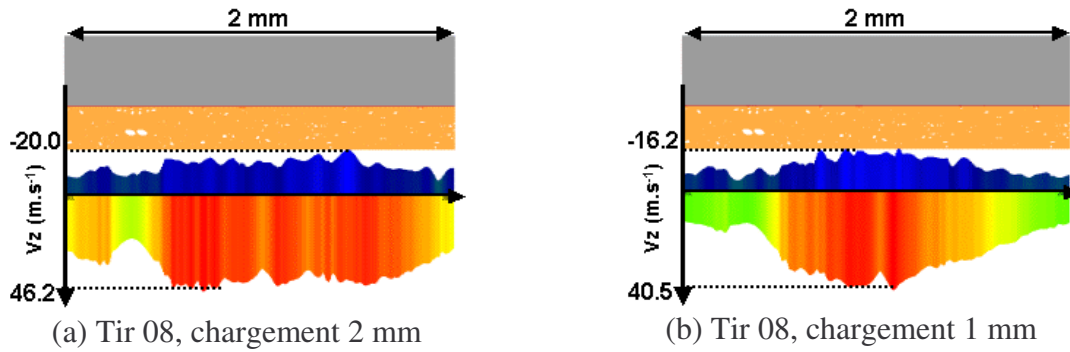


Figure VI-59 Influence des porosités sur les maxima de vitesse de surface libre du cuivre pour une cible Al (1 mm) / Cu (300 μm), chargement LALP 1,0 GPa.

L'atténuation est ici particulièrement visible, avec des niveaux de vitesses qui passent de 51 m.s^{-1} pour un maillage parfait à 46.2 m.s^{-1} pour un maillage poreux avec un chargement sur 2 mm (respectivement 49.3 m.s^{-1} et 40.5 m.s^{-1} pour une tache de chargement de 1 mm).

On remarque également une nette variation du maximum de la vitesse sur la largeur de la tache de chargement. Cette variation introduit une source d'erreurs supplémentaires sur le signal de vitesse, du fait de l'incertitude sur la position du point de mesure du VISAR.

VI.3.6.3 Conclusion sur l'influence des porosités

La présence de porosité dans la couche de cuivre semble être ici le paramètre prédominant pour l'analyse de la vitesse. La rugosité d'interface et la porosité semblent avoir, en première approximation, la même influence sur les niveaux de traction à l'interface avec des configurations amplifiant la traction et, au contraire, d'autres pour lesquelles la traction est diminuée.

Toutefois, la porosité est largement sous-estimée dans cette étude à cause du maillage qui limite la taille minimale des porosités pouvant être reproduites, ainsi que la forme des porosité qui ont été assimilées à des ellipses dans un souci de simplification. La comparaison entre les signaux de vitesse expérimentaux et les signaux numériques montrera, dans le prochain paragraphe, que ce modèle de porosité est insuffisant pour reproduire le comportement du cuivre déposé par projection plasma.

VI.3.7 Cibles Al/Cu : maillage complet et critiques

VI.3.7.1 Comparaison des vitesses simulées et expérimentales

Cette partie présente les résultats obtenus pour les tirs de la série L0 et de la série S7. Les comparaisons entre les signaux de vitesse expérimentaux et numériques sont présentées sur la Figure VI-60.

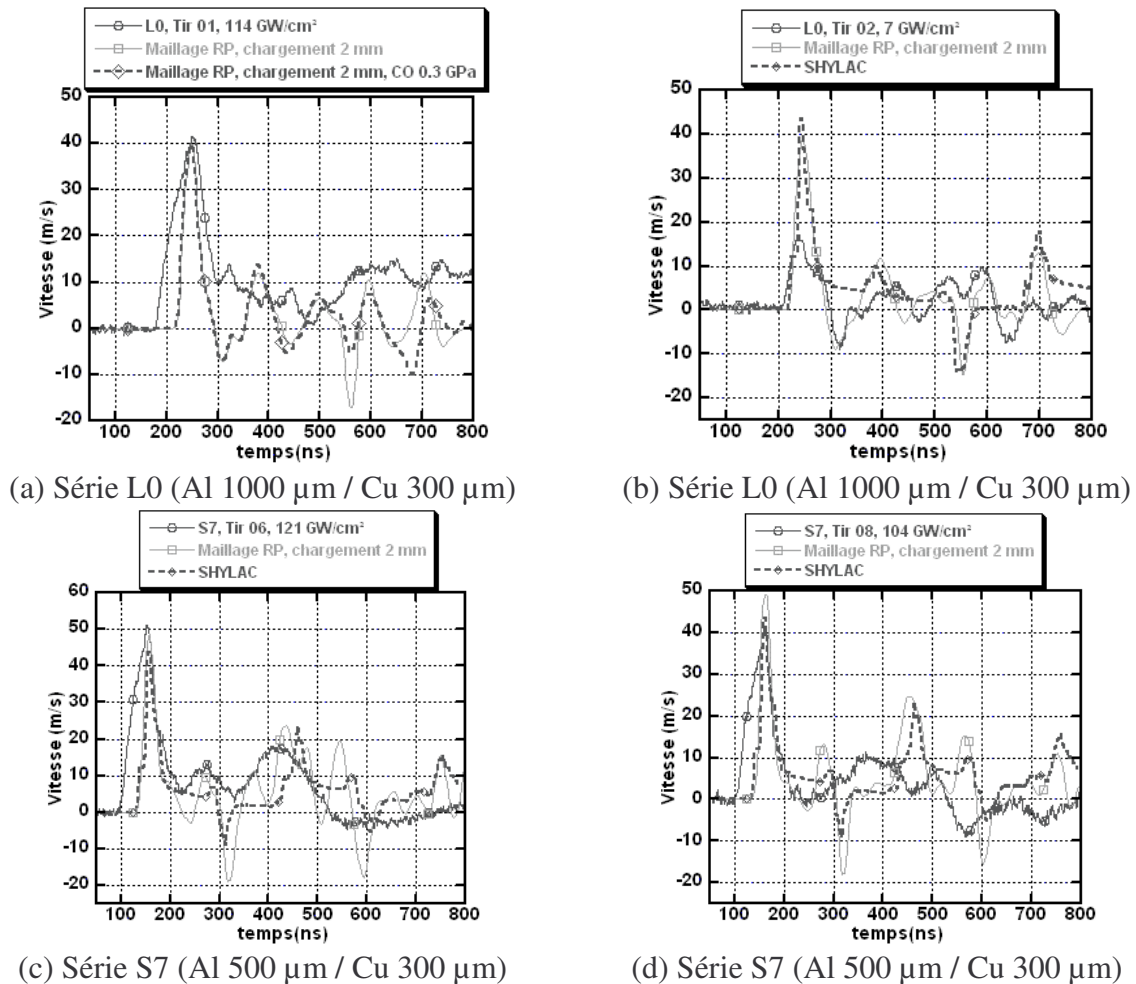


Figure VI-60 Comparaison entre les signaux de vitesse de surface libre expérimentaux et numériques pour les séries L0 et S7. Chargement LALP 1,0 GPa. Les vitesses numériques sont intégrées sur une tache de 200 μm de diamètre.

Les signaux de vitesse ont été obtenus par intégration des signaux sur un rayon de 200 μm autour du centre de la cible. A l'origine, cette intégration était de l'ordre de 20 à 30 μm afin de prendre en compte le diamètre du point de mesure expérimental. Par la suite, afin de mieux mettre en évidence l'influence des porosités et des rugosités, et afin de s'affranchir d'une erreur de positionnement du point de mesure, la zone d'intégration a été étendue à 200 μm .

Mis à part le signal à bas flux du tir 02 de la série L0, les signaux numériques permettent difficilement de retrouver la chronologie des signaux de vitesse expérimentaux. Ces derniers présentent tous en particulier des débouchés beaucoup plus larges que ceux obtenus avec les simulations. Cette différence est nettement visible sur les premiers débouchés, mais aussi sur les débouchés secondaires qui, dans la plupart des cas, fusionnent entre eux pour ne former

qu'un unique débouché dont la durée est de l'ordre de la centaine de nanosecondes (série S7, tir 06 et 08).

Une partie des différences observées entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés provient de problèmes de pointage de la mesure VISAR. En effet, l'erreur sur la position de la zone de mesure du VISAR est supérieure aux dimensions des zones de perturbations constantes sur ces systèmes. Les signaux de vitesse de la Figure VI-61 sont très différents les uns des autres alors que le point de mesure n'a été déplacé que de 100 μm sur la surface de cuivre.

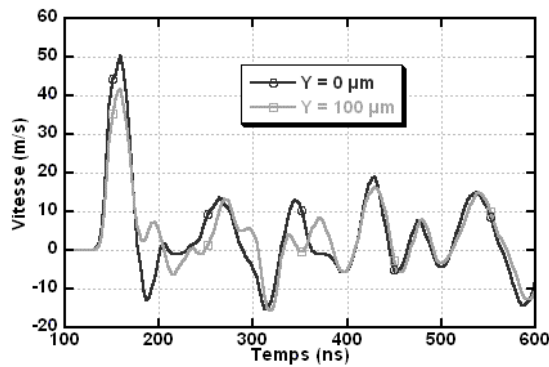


Figure VI-61 Comparaison entre deux signaux de vitesse décalés de 100 μm sur la surface d'un cuivre rugueux et poreux. Série S7, Tir 06 (chargement 1 mm, 1 GPa).

Malgré la modélisation des porosités et des rugosités des cibles, la propagation des ondes dans le cuivre poreux déposé par projection plasma n'a pas pu être modélisée de façon satisfaisante en utilisant des maillages réalistes. Les signaux expérimentaux de la Figure VI-60 n'ont donc pas pu être reproduits correctement. Le paragraphe suivant dresse un bilan de la modélisation que nous avons utilisée.

VI.3.7.2 Résultats globaux de la modélisation et discussion

Le travail portant sur l'influence des rugosités et des porosités a permis de mettre en évidence l'importance des paramètres du maillage de la couche de cuivre pour la modélisation des cibles utilisées durant le projet LASAT. En particulier, ces simulations ont montré que les porosités et les rugosités amplifient localement des niveaux de traction à l'interface.

La compilation des résultats sur l'ensemble des maillages que nous avons utilisés est présentée dans le Tableau VI-4. Pour chaque maillage, les résultats sont normés par les mesures sur les maillages lisses équivalents afin de pouvoir moyennner les résultats sur les différentes séries.

Taux d'amplification	maximum	minimum	moyenne
maillage rugueux	142 % (± 16)	78 % (± 10)	106 % (± 4)
maillage poreux	116 % (± 30)	57 % (± 20)	88 % (± 7)
maillage RP	197 % (177 % sans le L0 à 394 %) (± 17)	25 % (± 18)	82 % (± 3)

Tableau VI-4 Bilan des amplifications des états de traction par rapport à un maillage lisse pour l'ensemble des simulations réalisées. La valeur entre parenthèses est l'écart type, en pour-cent, sur l'ensemble des simulations.

Dans ce tableau, le maximum et le minimum correspondent aux valeurs extrêmes de la traction maximale à l'interface sur la largeur de la tache de chargement. La valeur moyenne correspond à la moyenne des états de traction sur toute la surface de chargement.

En conclusion, alors que la rugosité tend à augmenter les niveaux moyens de traction à l'interface, la porosité les fait diminuer. La combinaison de ces deux effets montre une diminution de la traction moyenne à l'interface.

En revanche, dans les deux cas, des configurations particulières peuvent générer localement des niveaux importants de traction à l'interface. Ces points de concentration de la traction seront autant de points où la fissure de l'interface pourra être initiée. La propagation de la fissure dépendra alors des sollicitations et de la forme de l'interface. Du fait du nombre restreint de simulations, ces premiers résultats ne représentent que des tendances.

VI.3.7.3 Points noirs de la modélisation

Bien que présentant une avancée importante dans la modélisation de nos cibles, les simulations à l'aide de maillages réalistes n'ont pas réussi à reproduire correctement les signaux de vitesse expérimentaux. Un travail de modélisation supplémentaire est donc nécessaire sur le cuivre poreux. Un effort doit être entrepris pour développer les points cités ci-dessous.

- Modélisation de l'interface

La modélisation de l'interface a présenté une faiblesse au niveau des cibles rugueuses pour lesquelles l'expérience a montré que l'augmentation de la rugosité augmentait également la tenue de l'interface. Or, les simulations que nous avons réalisées avec un critère de rupture de type Cut-Off ont montré que, dans la quasi-totalité des cas, dès que la fracture de l'interface apparaît à un endroit, elle se propage pour casser l'interface sur la totalité de la zone de chargement. Les simulations ayant montré que la présence de rugosités amplifiait localement les niveaux de traction, l'interface a donc été toujours rompue intégralement pour les maillages rugueux, malgré un seuil de rupture proche des niveaux de traction maximaux (0,3 GPa ici).

Cette rupture intégrale est essentiellement due à la modélisation de la rupture de l'interface par un critère de type Cut-Off et par l'épaisseur donnée à l'interface par le maillage. Lorsque la rupture apparaît, la rupture d'un élément du maillage par le critère du Cut-Off libère les contraintes trop brutalement, ce qui favorise la rupture de l'élément suivant. On peut donc observer sur les simulations la propagation de la rupture de façon autonome (sans sollicitation extérieure au-delà du seuil). Une modélisation à l'aide d'un maillage plus fin au niveau de l'interface et avec un critère de rupture plus progressif devrait donc améliorer le comportement de la rupture de l'interface. Or, l'utilisation d'un critère de propagation comme le critère de Griffith ne peut être mis en place directement dans RADIOSS. En effet, RADIOSS étant un code industriel, l'ouverture du code est limitée à la création d'équations d'état pour un élément du maillage, sans la possibilité de connaître l'état des éléments voisins. Le calcul de la singularité des contraintes en bout de fissure ne peut donc pas être réalisé directement.

En dehors de la propagation de la fissure, un certain nombre de défauts de l'interface n'ont pas été pris en compte lors de cette modélisation, que ce soit la présence d'une fissuration initiale ou la présence d'oxydes et de résidus de sablage à l'interface. Ces défauts peuvent être modélisés sous la forme de matériaux supplémentaires, mais ils augmentent de façon importante le temps de préparation et la complexité des maillages. Nous avons donc décidé, dans un premier temps, de ne pas tenir compte de ces défauts.

- Modélisation du cuivre

La comparaison des signaux de vitesse numériques et expérimentaux a montré que le cuivre était modélisé de façon insuffisante. En particulier, la méthode d'analyse des coupes métallographiques ainsi que la création du maillage limitent la taille des porosités qui peuvent être incluses dans le modèle. La porosité du maillage sous-estime donc la porosité du cuivre. La diminution de la taille des éléments permettrait, dans un premier temps, d'obtenir des taux de porosité plus importants mais augmenterait également les temps de calcul. Les simulations présentées ici comportaient environ 500 000 éléments, ce qui est assez proche de la limite imposée par nos machines de calcul.

De plus, comme pour l'interface, la couche de cuivre a été simplifiée pour ces simulations. Lors du traitement des images, nous n'avons pas tenu compte de la présence de grains de cuivre infondu lors du dépôt, d'oxydes ou de fissures inter-splats. Ces défauts pourraient être considérés lors de la modélisation, mais avec un prix relativement lourd à payer, en terme de temps de préparation et d'utilisation d'un maillage plus complexe. La conjugaison de maillages réalistes avec une loi de comportement du cuivre plus adaptée que la loi de Johnson Cook semble être ici le meilleur moyen de résoudre les problèmes de modélisation du cuivre et espérer obtenir des signaux de vitesse correspondant aux signaux expérimentaux. Cette modélisation a été commencée dans la thèse de Michel Arrigoni [7] avec une modélisation 1D du cuivre dans le code SHYLAC.

La dernière source d'erreurs est liée au choix de la géométrie utilisée pour les simulations. La géométrie en déformation plane s'est avérée être le meilleur compromis temps de calcul/complexité. L'utilisation de calculs axisymétriques ne correspondaient pas ici au système étudié qui n'a aucun axe de symétrie de révolution. Toutefois, la cible est réellement tridimensionnelle, avec des formes de porosités et de rugosités complexes qui ne peuvent pas être rendues en géométrie 2D. La dernière étape dans la modélisation serait donc une modélisation complète en trois dimensions en utilisant un algorithme de reconstruction 3D à partir d'une succession de coupes métallographiques réalisées pour différentes épaisseurs. En revanche, cette approche qui donnera les résultats les plus réalistes est très complexe et n'a donc pas été retenue.

VI.3.8 Conclusion de la modélisation des couches de cuivre par les maillages

Nos travaux ont permis de mettre en évidence l'origine des effets induits par les porosités et les rugosités dans des cas simples. Ils ont également montré que la rupture de l'interface pouvait être initiée en-dessous de son seuil grâce à la présence de porosités ou de rugosités qui vont créer localement des amplifications de traction. La comparaison des seuils qualitatifs de ces interfaces est donc problématique et ne peut être effectuée que sur un très grand nombre de tirs. Afin d'obtenir l'accord entre les simulations et les expériences, il est nécessaire de modéliser encore plus finement le comportement de la couche de cuivre ainsi que d'assurer une précision suffisante de la position du point de mesure du VISAR.

Dans l'état actuel de la modélisation, l'utilisation des signaux de vitesse sur les systèmes Al/Cu ne permet que de proposer des hypothèses pour les mécanismes de rupture se produisant dans des couches de faible épaisseur. En tout état de cause, l'utilisation de ces signaux de vitesse ne peut être que qualitative et ne permet pas, pour l'instant, l'obtention de seuils de rupture en traction pour ces cibles complexes. En revanche, les différences observées entre les signaux à bas flux et ceux à haut flux permettent de déterminer les seuils qualitatifs en flux, valables uniquement pour des cibles de même nature (même épaisseur, mêmes caractéristiques de la couche).

VI.4 Résultats expérimentaux qualitatifs

VI.4.1 Introduction

Malgré les difficultés d'interprétation des profils de vitesse expérimentaux, la comparaison des seuils en flux laser nous a permis d'étudier l'interface Al/Cu et de mettre en évidence la sensibilité du test aux variations des propriétés morphologiques et métallurgiques de l'interface. Ce travail, mené en collaboration avec Sophie Barradas [1], a mis en évidence les variations du seuil d'adhérence avec les paramètres de l'interface (métallurgie, morphologie) ainsi qu'avec les techniques de projection. Les résultats ont été ensuite confirmés par comparaison avec les tests d'adhérence du plot collé et du Bulge test.

VI.4.2 Influence de la métallurgie

VI.4.2.1 Température du substrat avant projection

Les intermétalliques et les fissures sont formés par des processus impliquant la thermique de la formation de la couche. L'influence de la température du substrat permet de contrôler ces aspects métallurgiques de l'interface. Elle est fixée par le nombre de passages de la torche plasma avant projection de cuivre. Différentes températures ont été obtenues en faisant varier le nombre de passages et le temps entre le dernier passage et le début de la projection (Figure VI-62).

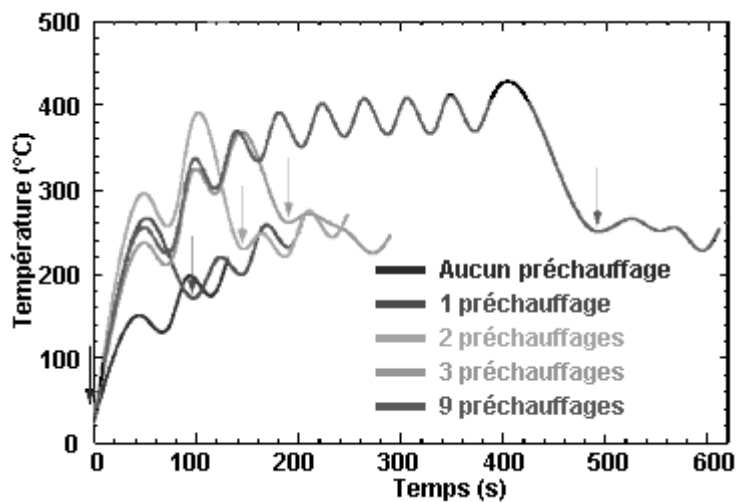


Figure VI-62 Evolution de la température de surface du substrat en fonction du temps et du nombre de préchauffages par la torche plasma. Les flèches correspondent au début de la projection de cuivre.

La température obtenue au début de la projection du cuivre est plus faible dans le cas de 9 préchauffages que dans le cas de 3. Ceci est dû au plus long temps d'attente entre la fin du préchauffage et le début de la projection dans le cas des 9 préchauffages. L'influence de la température du substrat sur la nature de l'interface a été étudiée sur des substrats polis, ce qui permet de supprimer des facteurs comme la rugosité. La Figure VI-63 présente les résultats obtenus pour différents échantillons APS 1 (la notation a été simplifiée ici : ainsi, 130L2 signifie : dépôt de Cu de 130 μm d'épaisseur, interface lisse, 2 préchauffages). Pour ces systèmes complexes le seuil de rupture de l'interface a été principalement déterminé à l'aide des coupes métallographiques.

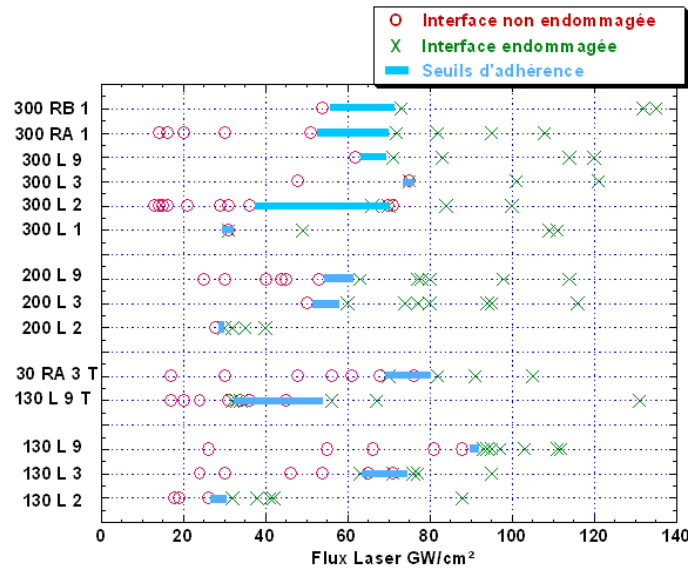


Figure VI-63 Seuils d'adhérence qualitatifs en flux laser pour les différentes cibles testées.

On observe sur ce graphe une évolution du seuil d'adhérence avec le nombre de préchauffages, évolution que nous allons maintenant corrélérer avec les taux de fissures et d'intermétalliques à l'interface.

VI.4.2.2 Influence des fissures à l'interface

En fonction des épaisseurs de substrat et de la température initiale avant le dépôt, l'interface présente une part plus ou moins importante de fissures comme le montre la Figure VI-64 a.

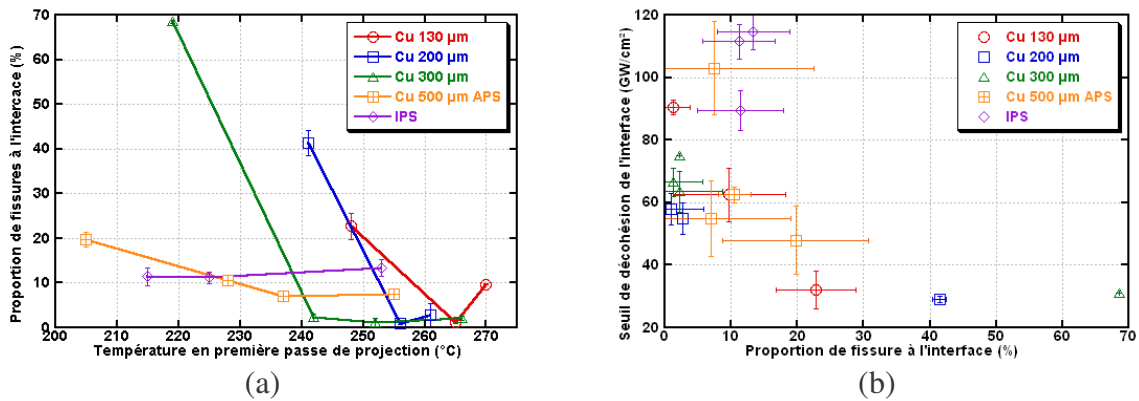


Figure VI-64 (a) Evolution du taux de fissures à l'interface en fonction de la température de première passe de projection, (b) seuils d'adhérence par choc laser en fonction de la proportion de fissures à l'interface. Cibles Al (1 mm) / Cu (130, 200, ou 300 µm).

Les seuils de rupture de la Figure VI-64 b présentent une évolution qui semble globalement corrélée à la proportion de fissures à l'interface : les seuils semblent diminuer lorsque le taux de fissures augmente. Toutefois, cette tendance n'est pas toujours vérifiée dans le cas des faibles proportions de fissures : on observe ainsi une décroissance du seuil pour les Cu 200 µm, une croissance pour les IPS ou encore une croissance puis une décroissance pour les dépôts de Cu 500 µm APS. Ces variations s'expliquent en partie par les effets contraires

produits par les fissures à l'interface : elles génèrent la rupture de l'interface par leur propagation lorsque la traction est suffisante, mais elles atténuent l'onde de compression incidente en provoquant des réflexions plus importantes à l'interface. L'onde incidente étant diminuée, l'onde de traction arrivant à l'interface le sera également. Les intermétalliques jouent aussi un rôle sur l'adhérence de l'interface. Ils font l'objet du paragraphe suivant.

Remarque : du fait des différences d'atténuations et de propriétés mécaniques des cuivres déposés par diverses techniques et avec des épaisseurs différentes, la comparaison des seuils en flux ne peut être effectuée que pour des échantillons de même épaisseur et projetés avec les mêmes paramètres.

VI.4.2.3 Influence du taux d'intermétalliques

Les mêmes comparaisons ont été effectuées avec les intermétalliques. Leur proportion est calculée à partir des observations optiques et vaut

$$\text{taux}(\%) = \frac{\text{longueur des intermétalliques}}{\text{taille de la zone d'observation} - \text{longueur des fissures}} \times 100.$$

Cette expression permet de ne tenir compte que de l'influence des intermétalliques, sans la fissuration. L'évolution de ce taux en fonction de la température initiale du substrat est présentée sur la Figure VI-65. Nous observons une décroissance du taux d'intermétalliques (qui peut être expliquée par la diminution du taux de fissures à l'interface), suivie d'une croissance lorsque les fissures ont disparu de l'interface.

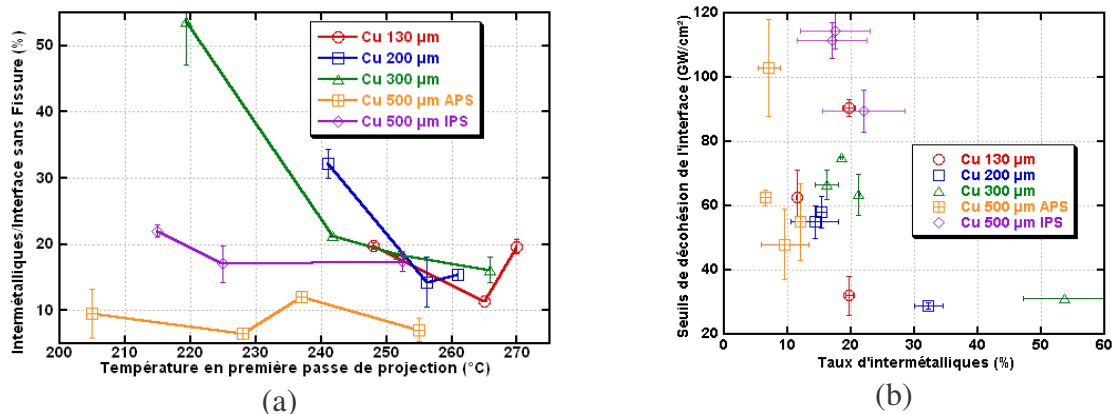


Figure VI-65 (a) Evolution, en fonction de la température, de la proportion d'intermétalliques sur les zones non fissurées des interfaces, (b) évolution des seuils en flux laser en fonction du taux d'intermétalliques. Substrat Al (1 mm), Cu (130, 200 ou 300 µm).

Ces courbes présentent les mêmes évolutions que dans le cas de l'étude du taux de fissuration, avec d'une part une tendance globale à la décroissance du seuil avec l'augmentation du taux d'intermétalliques, et d'autre part des évolutions plus erratiques pour les faibles taux.

La diminution globale du seuil avec le taux d'intermétalliques s'explique par la différence de propriétés mécaniques entre les intermétalliques et les autres composants de l'interface. Les intermétalliques ont en effet une dureté plus importante que la couche et le substrat [5]. Ils fragilisent donc l'interface en servant de point d'initiation de la fissure.

Toutefois, une fois cette fissure créée, ils peuvent également servir de point d'arrêt à la fissure. En effet, nous avons observé expérimentalement que la fissure se propage le long de

l'interface (Figure VI-66 a), ou contourne les intermétalliques en passant dans le cuivre (Figure VI-67 b, d) ou à l'interface entre le cuivre et les intermétalliques (Figure VI-67 d).

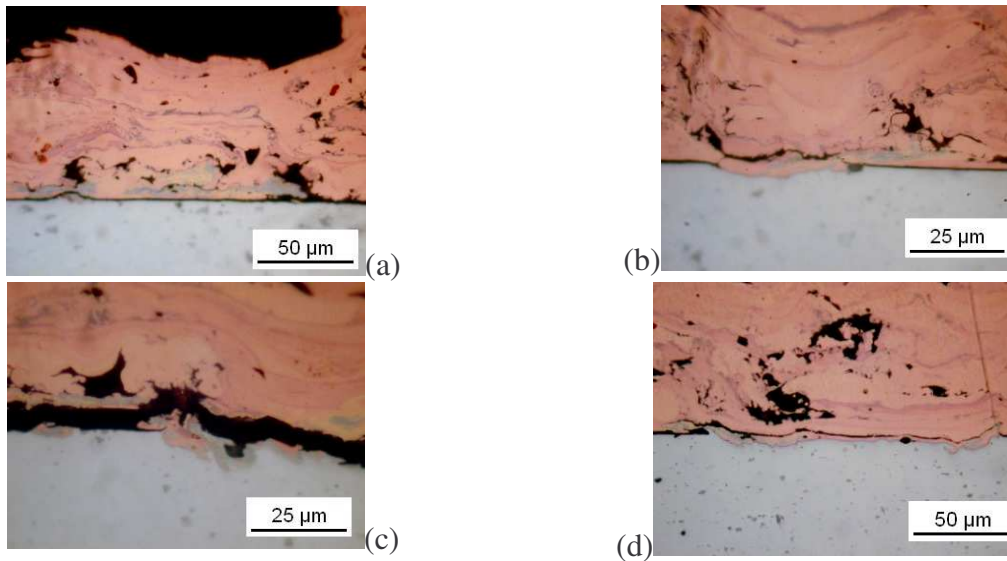


Figure VI-66 Observations optiques d'interfaces fracturées à la suite d'un test d'adhérence par choc laser (a,b,c) interface de l'échantillon APS P T265 Ep130 avec un substrat de 470 µm d'aluminium, (d) interface de l'échantillon APS P T270 Ep130. Tirs effectués au LALP avec la chaîne 40 J en août 2001.

L'influence seule des intermétalliques ne peut expliquer la variation des seuils pour ces différents échantillons. En revanche, elle a permis de montrer comment la rupture de l'interface évolue autour d'une zone de dureté supérieure.

VI.4.2.4 Conclusion

Les taux d'intermétalliques et de fissures à l'interface ne permet pas d'expliquer l'ensemble des évolutions des seuils de rupture de l'interface. Ces deux paramètres étant interdépendants, il est nécessaire d'utiliser un paramètre global prenant en compte l'ensemble des effets métallurgiques. L'évolution des seuils en fonction des températures initiales du substrat de la Figure VI-67 montre que ce paramètre déterminant est la température initiale du substrat.

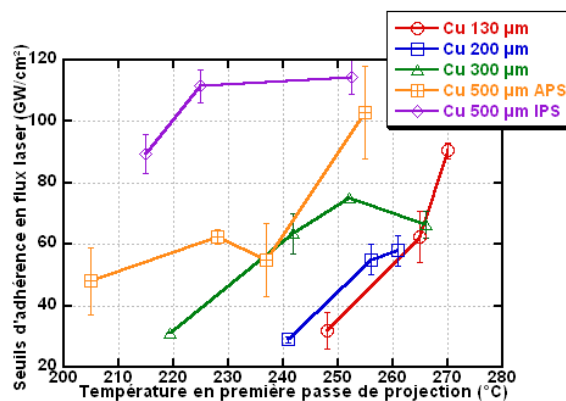


Figure VI-67 Evolution des seuils en flux laser en fonction de la température en première passe de projection pour des cibles avec un substrat d'aluminium de 1 mm d'épaisseur.

Contrairement aux évolutions en fonction du taux de fissures ou d'intermétalliques, l'allure globale de la courbe est la même pour tous les échantillons : les seuils augmentent avec la température en première passe de projection. Seuls deux points sont "aberrants".

Le premier, sur la cible Cu d'épaisseur 500 μm APS à 238°C, peut être expliqué par l'indétermination sur la mesure du flux du seuil.

Le second point, pour la cible Cu d'épaisseur 300 μm 265°C, peut s'expliquer par l'influence des intermétalliques. En effet, si l'allure croissante des seuils est due à la diminution du taux de fissures à l'interface, l'augmentation du taux d'intermétalliques agit en sens inverse. Le prolongement de ces courbes à des températures supérieures devrait donc présenter un plateau puis une décroissance. On retrouve ces deux phases sur les courbes, avec l'inflexion de la courbe visible pour le dépôt de Cu d'épaisseur 200 μm , le plateau pour l'échantillon IPS et la décroissance pour le dépôt de Cu d'épaisseur 300 μm .

Les pertes thermiques différant pour une couche de 130 μm et une couche de 500 μm , ainsi qu'entre les projections APS et IPS rendent les comparaisons difficiles entre ces séries. De même, les influences respectives des intermétalliques et des fissures sont difficiles à comparer. En effet, si une partie de l'évolution des seuils est bien contrôlée par le taux de fissures à l'interface, son influence n'est cependant pas suffisante pour l'expliquer dans son intégralité.

Cette étude a montré l'importance de la température initiale du substrat sur le niveau d'adhérence de la couche. Ce paramètre doit donc être contrôlé lors des dépôts et un optimum doit être trouvé dans chaque cas. Le cahier des charges impose des températures à ne pas dépasser afin de ne pas dégrader les qualités mécaniques du substrat. Si l'optimum de température est au-delà de ces limites, l'adhérence sera plus faible.

VI.4.3 Influence de la morphologie

VI.4.3.1 Présentation des cibles

Alors que les séries précédentes étaient réalisées sur des interfaces lisses, plusieurs séries ont été faites en jouant sur les niveaux de rugosité. Ces rugosités ont été générées à l'aide de techniques comme l'attaque chimique, le sablage ou le fraisage. A chaque fois, la rugosité a été évaluée par le calcul du Ra grâce au programme "Affimage" à partir des coupes d'interfaces revêtues. Les cibles obtenues présentent des interfaces périodiques dans le cas du fraisage, et aléatoires avec les autres techniques (Figure VI-68).

Comme dans le cas des interfaces lisses, les seuils d'adhérence en flux ont pu être déterminés pour les différents échantillons, soit directement avec les signaux de vitesse, soit par l'observation des coupes métallographiques.

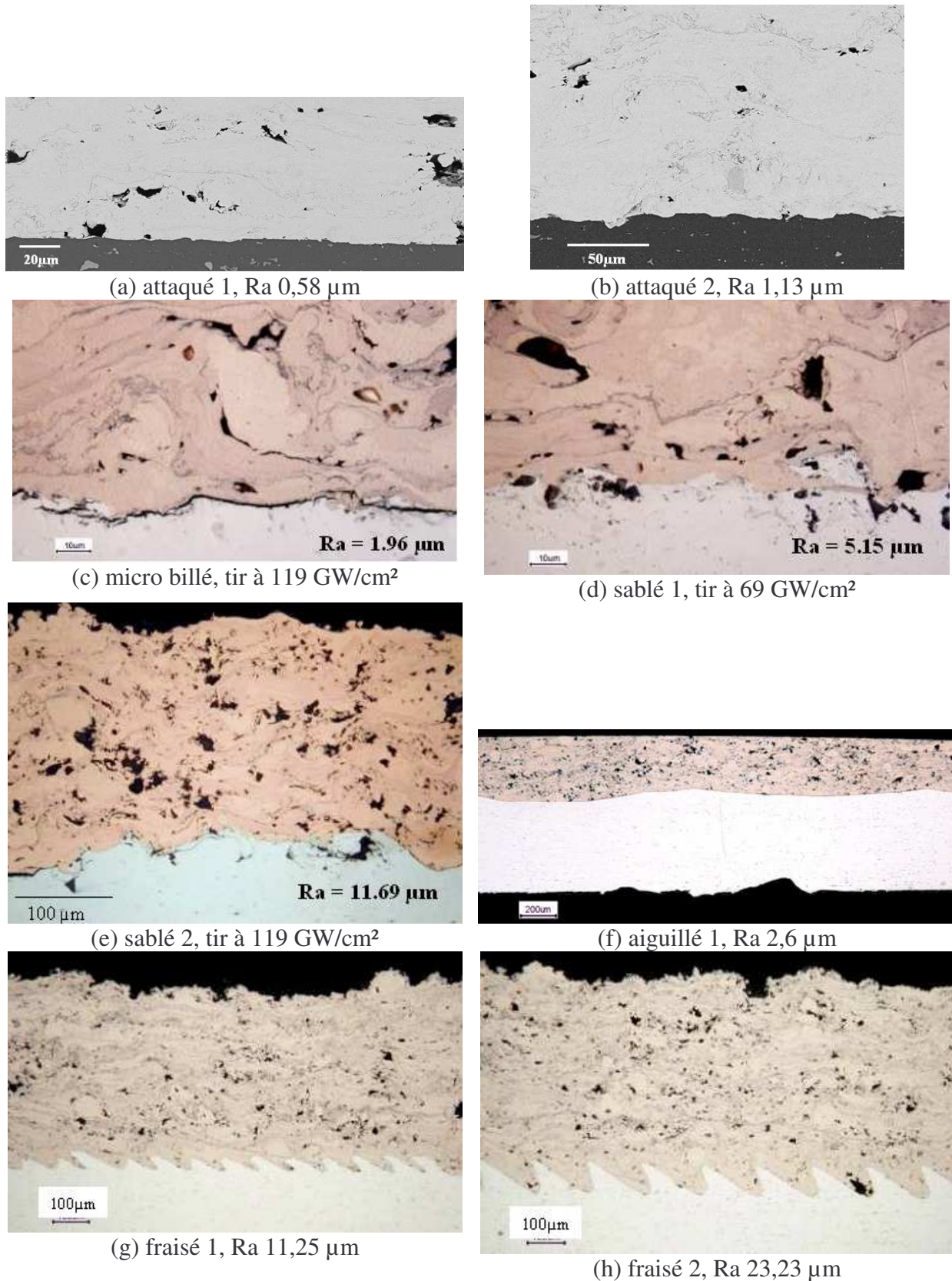


Figure VI-68 Observations optiques des différentes rugosités étudiées sur des substrats d'aluminium de 1 mm (a) cible APS A1 T255 Ep550, (b) cible APS A2 T255 Ep550, (c) cible APS B T267 Ep300, (d) cible APS S1 T267 Ep300, (e) cible APS S2 T215 ep300, (f) cible APS Ai T255 Ep550, (g) cible APS F1 T255 Ep550, (h) cible APS F2 T255 Ep550.

VI.4.3.2 Evolution des seuils avec la rugosité

L'influence de la rugosité sur les seuils est représentée sur la Figure VI-69.

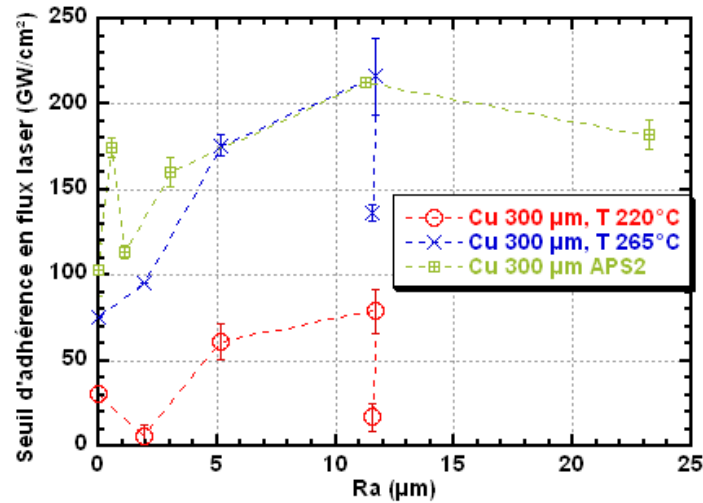


Figure VI-69 Evolution des seuils d'adhérences qualitatifs en flux laser en fonction de la rugosité du substrat pour différentes préparations du substrat de 1 mm d'épaisseur d'aluminium.

Les courbes ont toutes la même tendance, avec une croissance du seuil pour des Ra allant de 0 à 11 μm , puis une décroissance. Différents points présentent des singularités par rapport à l'évolution attendue : notamment, les derniers points des séries Cu d'épaisseur 300 μm à $T = 220\text{ }^\circ\text{C}$ et $265\text{ }^\circ\text{C}$ correspondant à un substrat ayant été sablé à l'aide de particules de corindon de 1400 μm que l'on retrouve sur les coupes métallographiques. Ces interfaces sont beaucoup plus irrégulières avec un Rt de 72,91 μm . Ces deux effets, pollution et irrégularité, diminuent fortement le seuil d'adhérence des échantillons concernés.

De même, le seuil à 175 GW/cm^2 pour un Ra de 0,58 μm de la série Cu 300 μm APS2 correspond à un échantillon dont le substrat a été attaqué chimiquement afin d'augmenter sa rugosité et sa propreté. Cette augmentation du seuil peut s'expliquer par la concurrence entre la morphologie de l'interface, le taux d'intermétalliques et la diminution du taux d'oxydes. En revanche, le point suivant, correspondant également à un substrat attaqué, mais avec un temps d'exposition plus long, présente une nette diminution du seuil (113 GW/cm^2 pour un Ra de 1,13 μm) qui peut être expliqué par l'augmentation du taux d'intermétalliques dont les effets sont alors prédominants.

L'évolution des seuils de la Figure VI-69 est confirmée par des études récentes sur l'influence de la morphologie de l'interface sur l'adhérence de la couche [6]. Ces études ont mis en évidence la croissance de l'adhérence avec l'augmentation de la rugosité de l'interface jusqu'à un certain seuil. A partir de ce seuil, l'adhérence diminue du fait de l'apparition de porosités à l'interface créées par un mauvais remplissage des rugosités (Figure VI-70).



Figure VI-70 (a) Bon remplissage de la rugosité par la couche, (b) mauvais remplissage.

Le phénomène d'accrochage par les rugosités ne réagit pas de la même façon avec la direction de la contrainte appliquée et la forme des rugosités. L'exemple le plus courant est les bandes velcros qui cèdent facilement sous une contrainte normale et résistent à une contrainte tangentielle. Dans notre cas, la propagation des ondes est modifiée et peut engendrer localement des concentrations de contraintes selon la forme de la rugosité. Ces niveaux de traction localement plus élevés peuvent provoquer la décohésion de l'interface, comme pour le tir de la Figure VI-71.

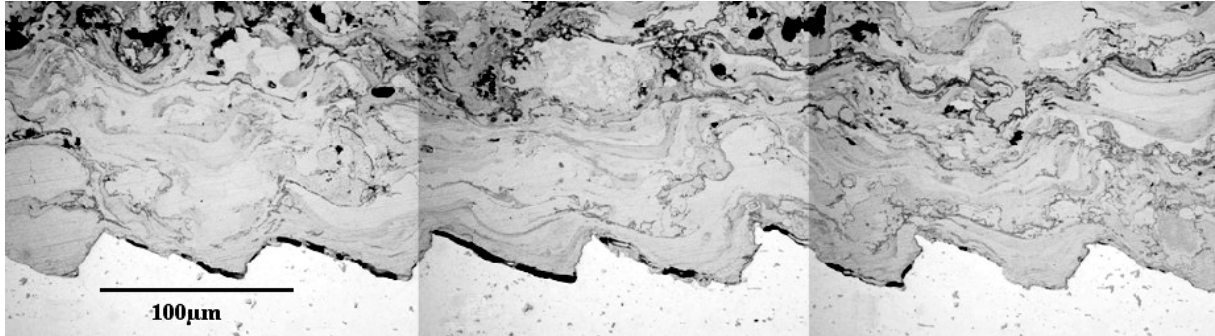


Figure VI-71 Observation optique de l'interface d'une cible APS F1 T255 Ep550 avec un R_a de 11,25 μm et une épaisseur d'aluminium de 1 mm. Tir à 323 GW/cm^2 sur la chaîne LALP 40 J avec une tache de 1 mm de diamètre, série de décembre 2003.

Les effets des géométries régulières sur la propagation des ondes de choc et la génération des contraintes à l'interface ont été simulés dans le cadre de la thèse de Michel Arrigoni [7]. Ce travail a permis de retrouver la concentration de traction sur les pans longs de cette interface fraisée. Avec une rugosité inférieure, l'influence sur la génération de la traction et sur la propagation des ondes est moins marquée. On observe alors des fissures qui suivent la rugosité du substrat (Figure VI-68 c).

VI.4.3.3 Conclusion sur la morphologie de l'interface

L'influence de la rugosité de l'interface sur le seuil d'adhérence a été mise en évidence à l'aide du test d'adhérence par choc laser. L'existence d'un optimum de rugosité à ne pas dépasser a pu ainsi être confirmée, tout comme l'influence de la pollution de l'interface.

Toutefois, du fait de l'utilisation des ondes de choc, les résultats peuvent être biaisés à cause de l'apparition locale de points de concentration de traction. Ces points peuvent générer une rupture de l'interface à un seuil plus faible que le seuil réel. Il convient donc de réaliser plusieurs tirs sur différentes parties de la cible afin de moyennner ces influences.

VI.4.4 Influence du procédé de dépôt

Différentes méthodes de projection ont été utilisées afin de tester l'influence du procédé sur la tenue de l'adhérence. Les résultats obtenus présentent une grande diversité de seuils (Figure VI-72).

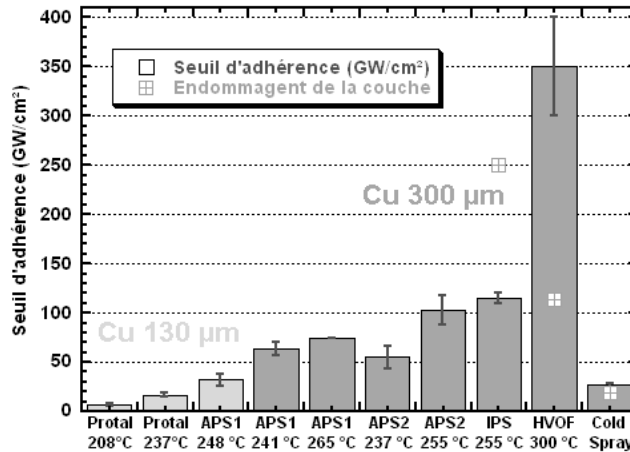


Figure VI-72 Seuils d'adhérence et d'endommagement par choc laser pour des échantillons de cuivre déposé à l'aide de différentes techniques de projection et différentes températures initiales, sur des substrats de 470 μm pour les dépôts de cuivre de 130 μm et de 1 mm pour les cuivres 300 μm .

En raison des différentes températures initiales du substrat, l'influence propre du procédé est difficilement séparable de l'influence de la métallurgie de l'interface. De plus, ces méthodes de projection produisent des dépôts de cuivre avec des taux de porosités, d'infondus, de fissures et d'oxydes complètement différents. La propagation des ondes à travers ces différents matériaux n'est donc pas la même, avec une atténuation plus importante dans les cuivres plus poreux. Par conséquent, pour un même flux laser, et donc pour une même sollicitation en pression en face avant, la traction générée à l'interface ne sera pas la même avec deux couches de cuivre de structures différentes.

En plus de la décohésion de l'interface, nous avons observé de l'endommagement par fissuration (Figure VI-73 a et b) ou par compaction de la couche de cuivre (Figure VI-73 c), lors des tests effectués sur les dépôts créés par Cold Spray, HVOF et IPS.

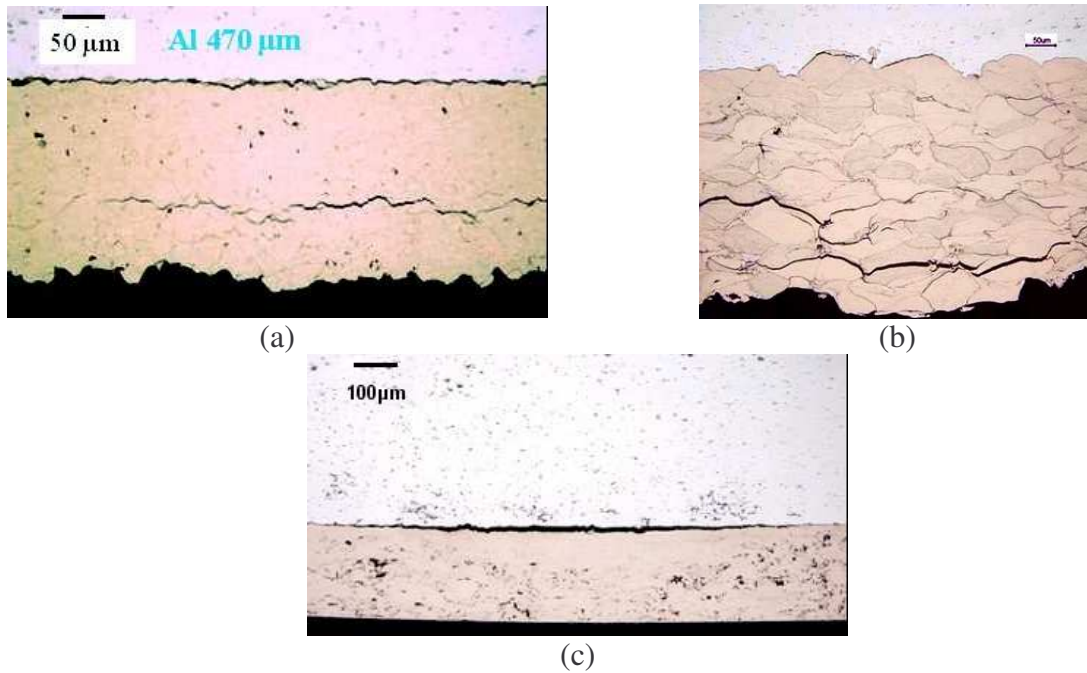


Figure VI-73 Observations optiques des différentes formes d'endommagement sur les couches de cuivre pour des tirs effectués sur la chaîne laser 40 J du LALP. (a) Décohésion du cuivre sur la cible CS P Ep300, tir à 85 GW/cm² (b) rupture inter-splats dans une cible HVOF H P Ep300, tir à 395 GW/cm² avec un substrat de 1 mm d'aluminium (c) compaction de la couche de cuivre projeté IPS, cible IPS P T255 Ep300 avec un substrat de 1 mm.

Que ce soit pour le cuivre Cold Spray ou, de manière plus visible, pour le cuivre HVOF, l'endommagement consiste principalement en la décohésion des interfaces cuivre/cuivre entre les différentes particules de cuivres projetées. A partir des seuils obtenus, on peut conclure que l'interface cuivre/cuivre du Cold Spray a une tenue équivalente à l'interface aluminium/cuivre, et que l'interface inter-splats du cuivre HVOF est beaucoup moins tenace que l'interface aluminium/cuivre.

Comme nous l'avons montré au chapitre IV, la présence d'un endommagement dans la couche biaise le résultats des mesures de seuils en flux. En effet, pour un même flux laser, une cible dont la couche est endommagée aura un niveau de traction à l'interface beaucoup plus faible que pour une couche non endommagée.

Pour obtenir la décohésion de l'interface, il faudra donc fournir un flux laser supérieur à ce qu'il aurait été nécessaire sans endommagement. Dans le cas des couches HVOF et Cold-Spray, le seuil est donc surestimé, le seuil de l'échantillon HVOF devant probablement se situer plutôt autour du seuil d'endommagement de la couche. Dans le cas des cibles IPS, l'endommagement apparaissant pour des flux supérieurs à ceux de la décohésion de l'interface, le seuil n'est pas affecté et garde sa valeur de 120 GW/cm² environ. La comparaison entre les différentes techniques de projection n'est donc pas possible. Seule la comparaison des effets des paramètres mesurables comme les intermétalliques ou la rugosité peut être réalisée au sein de chaque série d'échantillons.

VI.4.5 Comparaisons des seuils avec les autres tests d'adhérence

Afin de valider les résultats obtenus, cinq séries ont été testées à l'aide de méthodes dites quasi-statiques. La méthode du plot collé a été sélectionnée du fait des sollicitations générées qui sont les plus proches de celles rencontrées lors du test d'adhérence par choc laser. Plusieurs échantillons de la même série ont subi ce test, afin d'obtenir des mesures correctes et significatives [1]. La méthode dite du gonflement / décollement a été également utilisée sur quelques échantillons afin de comparer notre test avec un autre test en développement.

Les trois tests mesurent trois grandeurs différentes : un seuil en flux laser pour le test d'adhérence par choc laser, en contrainte maximale lors de la rupture pour le test de plot collé et la mesure de l'énergie d'adhérence par unité de surface pour le test de gonflement / décollement (Figure VI-74).

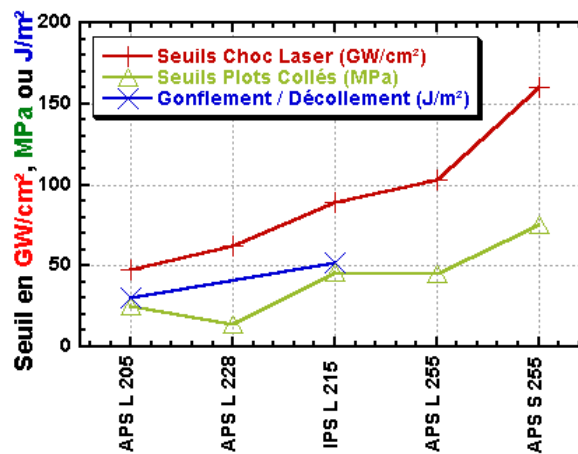


Figure VI-74 Bilan comparatif entre les trois tests pour cinq séries d'échantillons différents. Les seuils en GW/Cm² correspondent à des tests réalisés sur la chaîne laser 40 J du LALP avec un substrat d'aluminium de 1 mm d'épaisseur [1].

Comme les grandeurs mesurées sont différentes, il est impossible d'effectuer une comparaison directe entre les seuils des trois tests. Nous ne pouvons que comparer l'évolution des seuils en fonction des échantillons. Cette évolution montre un bon accord entre les trois tests. Seul l'échantillon APS L 228 présente une adhérence plus faible que ce que nous attendions à partir des seuils obtenus par choc laser.

Cette comparaison entre tests permet de valider le test d'adhérence par choc laser. Ces résultats prouvent que notre test est aussi fiable que les tests "classiques" pour distinguer des différences de niveaux d'adhérence. Toutefois, du fait du caractère fortement dynamique de notre test, des incertitudes existent toujours sur certains seuils et justifient des études comparatives plus poussées.

VI.5 Conclusion

Ce chapitre sur les cibles Al/Cu a permis d'étudier, de façon approfondie, une interface particulière en se concentrant sur différents aspects :

- numérique 1D : nous avons mis en évidence les phénomènes de rupture liés aux états de traction, dans le cas des cibles minces (Chapitre IV). Les résultats ont montré que si la rupture à l'état B (qui est le premier état apparaissant à l'interface) est bien observée dans la plupart des cas, la rupture à l'état D n'est pas exclue et permet d'expliquer les formes caractéristiques d'envol de certains signaux de vitesse.

Cette partie de l'étude a également permis de valider l'utilisation du critère de Tuler Butcher à l'interface pour les simulations 1D. L'hypothèse d'une rupture de type fragile de l'interface Al/Cu a également été vérifiée à l'aide de ces simulations et de l'analyse des coupes métallographiques.

- numérique 2D, modélisation par les maillages réalistes : l'étude de la propagation des ondes sur ces maillages montre l'existence de phénomènes d'amplification de la traction à l'interface provoqués par les différents défauts de l'interface et de la couche. Le Tableau VI-5 résume les différentes configurations et leurs effets sur les niveaux de traction à l'interface.

Traction interface	Augmentation	Diminution	Remarques
Rugosité de surface (périodique)	en vis-à-vis des rugosités rentrantes dans la couche	en vis-à-vis des rugosités sortantes	influence de la périodicité et de la rugosité
Rugosité de surface (aléatoire)	influence variable en fonction des rugosités voisines : certaines rugosités sortantes amplifient la traction tandis que, dans d'autre cas, ce sont les rugosités rentrantes		
Rugosité d'interface	sur les rugosités rentrantes dans le substrat	sur les rugosités sortantes	optimum de la forme de la rugosité à déterminer. Influence de Z_1 / Z_2 ?
Porosité	nette pour les porosités proches de l'interface ($< 50 \mu\text{m}$ environ)	atténuation du front d'onde	Influence de la forme de la porosité?

Tableau VI-5 Bilan de l'influence des défauts sur les niveaux de traction à l'interface pour les maillages rugueux et/ou poreux.

De façon générale, cette étude a permis de montrer que la présence de la rugosité à l'interface augmente en moyenne les niveaux de traction générés tandis que la porosité les diminue. Cette étude a montré une influence de la rugosité en contradiction avec les observations expérimentales, ce qui n'est pas le cas pour la porosité. Cette contradiction peut s'expliquer par la modélisation de l'interface qui s'avère trop grossière pour bien gérer ces phénomènes. Le résultat important est que le test LASAT, avec la mesure de la vitesse à l'aide du VISAR, ne permet pas pour l'instant de donner une valeur en niveau de traction du seuil d'adhérence de l'interface pour ces matériaux complexes. Seuls les seuils qualitatifs peuvent donc être obtenus.

- résultats qualitatifs : malgré ces limitations, l'interface Al/Cu a pu être étudiée et plusieurs résultats, résumés au Tableau VI-6, ont été obtenus.

Etudes	Conclusions/Remarques
Métallurgie de l'interface	Paramètre prédominant : température initiale du substrat. Fissures à l'interface => diminution de l'adhérence. Intermétalliques => diminution de l'adhérence.
Morphologie de l'interface	Le seuil d'adhérence augmente avec la rugosité jusqu'à un certain seuil. Influence de la forme de la rugosité non négligeable.
Procédé de dépôt	Trop grand changement de caractéristiques pour pouvoir comparer les seuils en flux. Présence d'endommagement sur les HVOF et Cold-Spray => seuils non déterminés.

Tableau VI-6 Bilan des études qualitatives sur l'interface Al/Cu.

L'ensemble de ces études sur l'interface Al/Cu et sur le cuivre déposé par projection ont montré les limites du test LASAT qui ne peut donner de résultats quantitatifs que lorsque nous observons un bon accord entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés. Le cuivre poreux a présenté une trop grande inhomogénéité pour que la mesure de vitesse sur un seul point puisse être suffisamment significative pour déterminer l'historique des niveaux de traction à l'interface. Malgré cela, les études comparatives ont pu être réalisées et validées à l'aide de tests d'adhérence plus classiques. De plus, l'analyse des signaux de vitesse a permis de valider les mécanismes de création des états de traction exposés au chapitre IV.

VI.6 Bibliographie du Chapitre VI

- [1] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fournier, Mines de Paris, ENSMP, 2004.
- [2] ZAGOURI D., "Densification superficielle de matériaux poreux par choc-laser", Thèse de l'université de Poitiers, 1992
- [3] PHILIBERT J.: "Diffusion et transport de matière dans les solides", ed. physiques, 1985, 1-28
- [4] MURRAY J.L.: "The aluminium-copper system", International Metals Reviews, 30, 5, 1985, 211-233.
- [5] MACK D.J., BIRKE A.J., KRUBSACK W.L., "Mechanical properties of intermetallics compounds", J.M. Wetsbrook ed (New York, Wiley 1959), 1-55, 320
- [6] FUKANUMA, N. OHNO, "Influences of Substrate Roughness and Temperature on Adhesive Strength in Thermal Spray Coatings", Thermal Spray 2003:Advancing the Science and Applying the Technology, ed. C. Moreau and B. Marple, published by ASM international, Materials Park, Ohio, USA, 2003, 1361-1368.
- [7] ARRIGONI M., " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [8] RONAN N., "Analyse de l'influence de la rugosité d'interface dans la propagation des ondes de choc dans des systèmes bi couche", Stage Ingénieur ENSMA, 2003

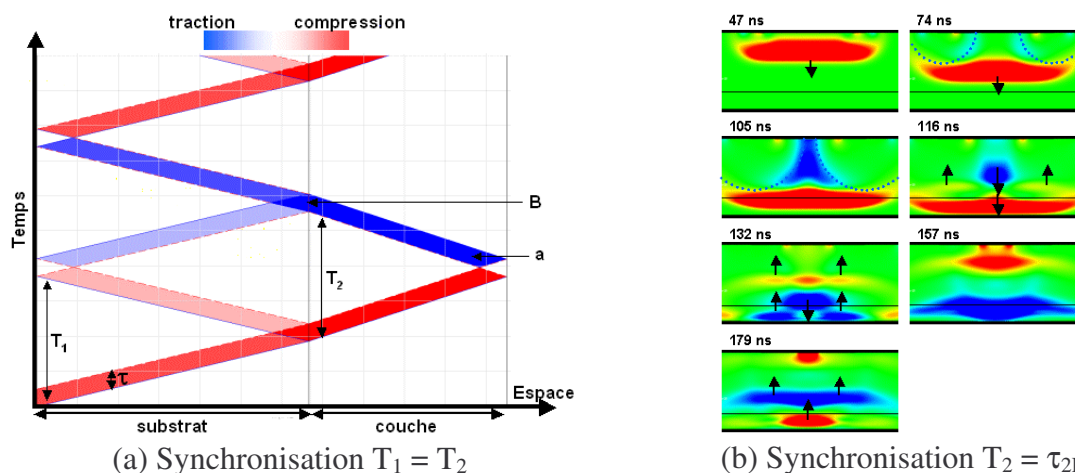
CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Conclusion

Dans ce mémoire, nous nous sommes intéressés à l'ensemble des aspects liés à la construction du démonstrateur du projet LASAT : de la génération de l'onde de choc à l'analyse des seuils d'adhérence. L'objectif de ce travail était de mettre en place le protocole expérimental pour le test, ainsi que de déterminer l'ensemble des phénomènes permettant d'expliquer à la fois la rupture de l'interface et la forme des signaux de vitesse qui sont notre unique grandeur observable.

A chaque étape, une attention toute particulière a été apportée à la validation des différents outils utilisés et à la compréhension des sources d'erreurs qui peuvent apparaître lors du test. Cette recherche a été effectuée, dans un premier temps au niveau de la mesure de la vitesse avec le VISAR (chapitre II), puis au niveau de la modélisation de l'endommagement des matériaux et de la rupture de l'interface avec les critères de Kanel et de Tuler-Butcher (chapitre III).

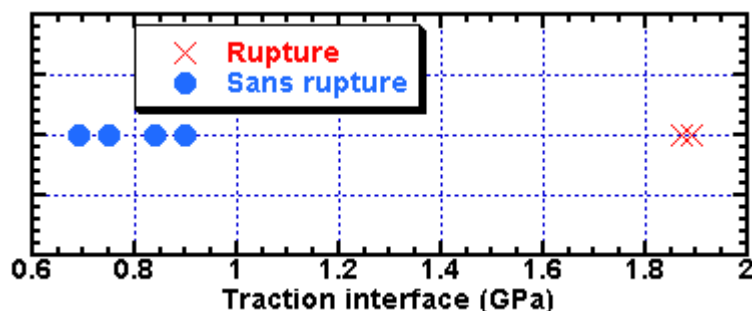
Une fois les sources d'erreur connues et quantifiées, nous avons pu établir les phénomènes générant des états de traction à l'interface (chapitre IV). Cette partie de l'étude a mis en évidence l'existence de nouvelles configurations permettant d'amplifier la traction à l'interface par la synchronisation des ondes de traction. Deux cas particuliers ont été validés numériquement et expérimentalement : la synchronisation des ondes de traction 1D ($T_1 = T_2$) et celle des ondes 1D et 2D ($T_2 = \tau_{2D}$).



Exemples de synchronisation des ondes de traction à l'interface (a) cas 1D, (b) cas 2D.

Nous avons également mis en évidence la rupture de l'interface par les effets de bord, à l'aide de la comparaison entre signaux expérimentaux et numériques. Ceci ouvre une nouvelle voie pour l'application du test aux cibles ayant un substrat épais.

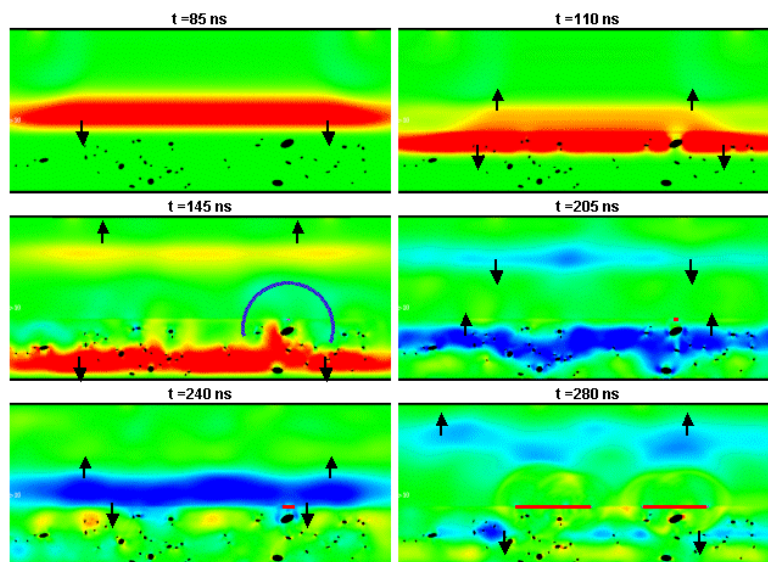
Les résultats expérimentaux du chapitre V sur les cibles simples ont validé l'ensemble du protocole du test LASAT avec l'obtention de seuils quantitatifs grâce à l'utilisation des codes de simulation.



Bilan des tirs sur la cible Cr 110 μm /Cu 85 μm au LALP.

Ces résultats ont également montré la nécessité de contrôler certains paramètres expérimentaux, tant au niveau de l'interaction laser/matière (profil de chargement, courbe pression/flux) qu'au niveau des cibles (épaisseurs des matériaux, propriétés mécaniques).

L'étude complète réalisée sur le système substrat aluminium/couche cuivre déposé par projection thermique a permis de démontrer les limites actuelles du procédé LASAT. Ce procédé met clairement en évidence les variations de seuils d'adhérence induites par les changements de métallurgie ou de morphologie de l'interface. Ces variations sont en accord avec les mécanismes d'adhésion connus (influence de la rugosité, des intermétalliques et des fissures à l'interface) et avec les résultats obtenus sur ces mêmes matériaux avec des tests plus classiques. Toutefois, malgré la modélisation des couches de cuivre utilisant des maillages réalistes dans le code RADIOSS, le niveau de traction de rupture de l'interface n'a pas pu être déterminé précisément. En effet, aucun accord satisfaisant n'a été obtenu entre ces simulations et les signaux expérimentaux.



Evolution au cours du temps des cartes de pression pour une cible Al 500 μm /Cu 300 μm , chargement LALP 1,0 GPa sur 2 mm. Cut-Off à l'interface à 0,3 GPa.

Cette étude sur les maillages complexes a jeté les bases de la compréhension de la propagation des ondes mécaniques en présence de porosités et de rugosités. Elle a également montré que la mesure ponctuelle (20 μm) réalisée à l'aide du VISAR ne convenait pas pour ces matériaux.

En conclusion, ces travaux ont permis de développer un certain nombre d'outils pour tester n'importe quelle cible, connaissant les caractéristiques des matériaux :

- 1 : validation/détermination du profil de pression sur le substrat seul (VISAR + SHYLAC) ;
- 2 : détermination de la configuration épaisseur/temps de chargement la plus appropriée en fonction des temps de parcours et des impédances (HUGO + codes numériques) ;
- 3 : réalisation des cibles optimisées à l'aide du point 2 et des expériences avec détermination du seuil qualitatif en flux laser. Réalisation de coupes métallographiques de contrôle ;
- 4 : calcul de la traction à l'interface lors de la rupture en fonction de la complexité de la cible :

a) méthode analytique $\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 C_0 \Delta u$ (exemple : cible Cu/Cr électrolytique)

b) simulation 1D/prise en compte de l'endommagement éventuel de la couche (exemple : cible Cu/Ni Cold Spray)

c) simulation 2D/3D avec modélisation réaliste de la couche (cibles Al/Cu).

Perspectives

Cette étude a permis d'apporter de nombreuses réponses sur le test d'adhérence par choc laser (reproductibilité, sources d'erreurs, effets de bord etc.). Elle a également soulevé plusieurs questions ou problèmes qui restent en suspens :

- synchronisation des ondes : cet aspect a été abordé sur les cibles complexes Al/Cu. La validation a pu être effectuée en analysant les profils de vitesse, mais les avantages de la synchronisation sur les seuils en flux n'ont pas pu être montrés. Des expériences ont également été menées sur des cibles plus simples mais dont la couche a été endommagée à chaque fois avant la rupture de l'interface ;

- le critère de Kanel a permis de modéliser l'endommagement de matériaux complexes comme le nickel Cold-Spray. Son intégration dans le code RADIOSS permettrait de modéliser cet endommagement avec les effets de bord et de reproduire la forme des zones endommagées observées sur les coupes ;

- l'utilisation d'une mesure ponctuelle à l'aide du VISAR a montré les limites avec les cibles complexes. L'utilisation d'un spot de mesure plus étendu permettrait d'effectuer une mesure moyennée ne donnant que l'information sur la rupture de l'interface ;

- les résultats obtenus sur les interfaces rugueuses présentent une évolution en désaccord avec celle observée expérimentalement. La modélisation de l'interface par une couche de matière à laquelle on applique un critère de rupture s'est avérée insuffisante pour décrire correctement l'évolution de la fracture à l'interface. La mise en place de critères spécifiques aux interfaces semble donc nécessaire du fait de la mixité modale induite localement. Par ailleurs, en plus de ces maillages qui permettent de tenir compte des effets de réflexion des ondes, il serait avantageux d'utiliser une loi matériaux spécifique aux milieux poreux comme la loi $P(\alpha)$, ou d'ajouter un critère d'endommagement comme celui de Kanel. Une autre solution consisterait à augmenter le degré de complexité de la simulation en incluant dans le modèle les gradients locaux de propriétés (de splat à splat) et en modélisant l'ensemble des défauts visibles sur ces couches (fissures, infondus...).

ANNEXE A : **LA MECANIQUE DES ONDES** **DE CHOC**

Annexe A La mécanique des ondes de choc

A.1 Equations de conservation et équation d'état

Une onde de choc est par définition [1][2] la propagation d'une discontinuité des variables décrivant l'état d'un matériau. Ces variables sont la pression P , le volume spécifique du matériau $V = 1/\rho$, où ρ est la masse volumique) et l'énergie interne massique E . Ces trois variables suffisent à caractériser l'état de la matière lors des transformations. De ces trois variables découlent deux autres variables qui vont être les observables de notre système : la célérité de l'onde de choc D et la vitesse matérielle u . Du fait de la discontinuité qu'elle introduit dans ces variables, l'onde de choc est un phénomène irréversible tandis que les ondes de détente sont des phénomènes réversibles.

Ces cinq variables sont soumises aux équations de conservations de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, qui sont connues sous le nom d'équations de Rankine Hugoniot dans leur forme spécifique à la propagation des ondes de choc pour lesquelles le matériau est considéré comme un fluide (hypothèse hydrodynamique). Elles permettent de lier l'état antérieur au passage de l'onde de choc (E_0, P_0, V_0, u_0) à l'état postérieur (E_1, P_1, V_1, u_1) :

$$\text{Conservation de l'énergie} \quad E_1 - E_0 = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(V_0 - V_1) \quad (1)$$

$$\text{Conservation de la quantité de mouvement} \quad P_1 - P_0 = \rho_0 D(u_1 - u_0) \quad (2)$$

$$\text{Conservation de la masse} \quad \rho_0(D - u_0) = \rho_1(D - u_1) \quad (3)$$

A ces équations se rajoute l'équation d'état du matériau qui est l'équation thermodynamique reliant les trois grandeurs caractéristiques de l'état du matériau (E, P, V). Pour les gammes de pressions considérées lors de notre étude, nous utilisons la forme classique de l'équation de Mie-Grüneisen

$$P - P_{ref} = \frac{\gamma}{V}(E - E_{ref}) \quad (4)$$

où γ est le coefficient de Mie-Grüneisen qui varie linéairement avec le volume : $\frac{\gamma}{V} = \frac{\gamma_0}{V_0}$, P_{ref}

et E_{ref} sont respectivement la pression et l'énergie à 0 K avec $P_{ref} = -\frac{dE_{ref}}{dV}$.

A.2 Courbes caractéristiques

Les quatre équations précédentes permettent de relier deux à deux les cinq variables. Ces relations sont généralement établies sous la forme de courbes caractéristiques, soit dans le plan pression/volume pour lesquelles on parlera de courbes de Hugoniot (Figure A-1 a), soit dans le plan pression/vitesse matérielle avec les polaires de choc (Figure A-1 b).

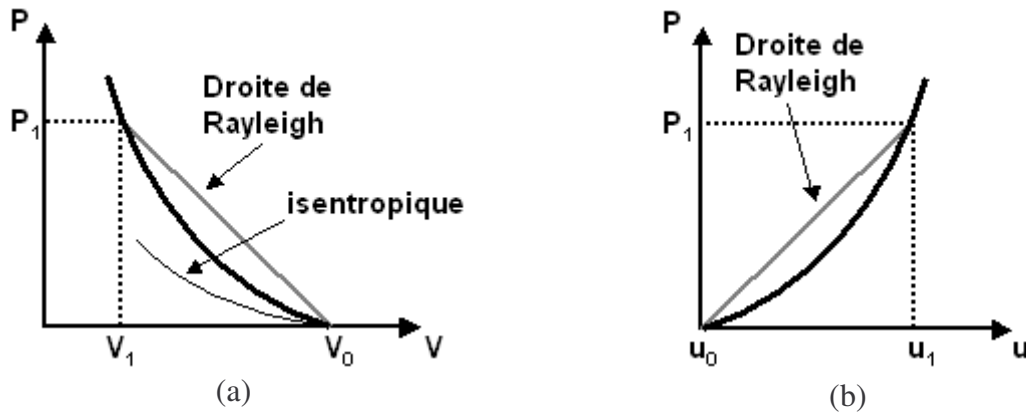


Figure A-1 (a) courbe de Hugoniot, (b) polaire de choc

Ces deux courbes décrivent l'ensemble des états accessibles derrière une onde de choc à partir d'un état initial (P_0, V_0) dans les deux plans. Elles permettent donc, connaissant l'état initial et une valeur de l'état final, par exemple la pression P_1 , de connaître l'ensemble des autres variables. La droite de Rayleigh est la droite reliant l'état initial à l'état final. Dans le plan P/u , sa pente est égale à l'impédance de choc du matériau à la pression P_1 : $Z_1 = \rho_0 D$. elle permet donc de connaître la célérité de l'onde de choc à la pression P_1 .

Une évolution de pression à partir du point 1 se fera en suivant une isentropique dans le cas d'une détente, ou une seconde courbe de Hugoniot dans le cas d'une onde de choc. Dans le domaine de pression rencontré, il est courant de se placer dans le cadre de l'hypothèse de l'Hugoniot unique selon laquelle toutes les transformations, y compris les détentes, ont pour courbe caractéristique la courbe de Hugoniot à partir de l'état initial. Ces deux courbes et plus particulièrement la polaire de choc peuvent être mesurées expérimentalement en réalisant des mesures de vitesses à différents niveaux de pression incidente.

Les équations de ces courbes peuvent être déduites à l'aide des équations de conservation, de l'équation d'état, et de relations permettant de calculer la célérité des ondes. En particulier, de nombreuses études expérimentales sur des matériaux condensés ont montré que dans un large domaine de pression, la célérité de l'onde de choc peut s'exprimer sous la forme : $D = C_0 + s u$, où C_0 est la célérité du son dans le matériau à pression nulle et s un paramètre caractéristique du matériau. Les formes analytiques de la courbe de Hugoniot (5) ainsi que de la polaire de choc (6) sont les suivantes

$$P_H - P_0 = \frac{C_0^2 \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)}{V_0 \left(1 - s \left(1 - \frac{V}{V_0}\right)\right)^2} \quad (5)$$

$$P_1 - P_0 = \rho_0 (C_0 + s u_1) u_1 \quad (6)$$

L'équation de la courbe de Hugoniot peut également s'exprimer sous la forme d'un polynôme de troisième degré en $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$

$$P_H = k_1 \mu + k_2 \mu^2 + k_3 \mu^3 \quad (7)$$

Les coefficients k_i sont calculés par un développement limité de la formule (5) et sont égaux à :

$$\begin{cases} k_1 = \rho_0 C_0^2 \\ k_2 = \rho_0 C_0^2 (2s - 1) \\ k_3 = \rho_0 C_0^2 (s - 1)(3s - 1) \end{cases} \quad (8)$$

Connaissant les polaires de choc des matériaux utilisés dans une cible, ainsi que les caractéristiques du chargement, les états se succédant dans le matériau peuvent être entièrement déterminés.

La Figure A-2 présente les polaires de choc des différents matériaux utilisés lors de notre étude. Le nickel, le cuivre et le chrome présentent des polaires de choc très voisines, avec en particulier des impédances acoustiques (à $P = 0$) très voisines.

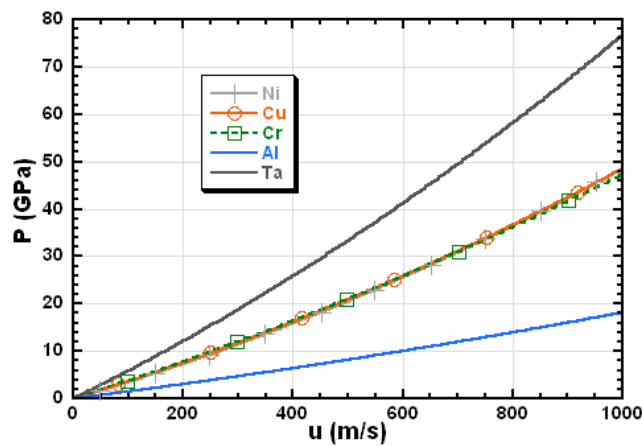


Figure A-2 Polaires de choc du nickel, du cuivre, du chrome, de l'aluminium et du tantale dans le domaine de pression et de vitesse de notre étude, calculés à partir de l'équation (5)

A.3 Comportement élasto-plastique

Dans la gamme de pression inférieure à 10 GPa, la description hydrodynamique décrite ci-dessus est insuffisante pour modéliser correctement le comportement des matériaux. Il est nécessaire d'y inclure des notions spécifiques au comportement élasto-plastique des matériaux solides. La limite entre les comportements élastique et plastique est donnée par la limite élastique d'Hugoniot :

$$P_{\text{HEL}} = 1 + \frac{\lambda}{2\mu} \sigma_{Y_0} \quad (9)$$

où λ , μ , et σ_{Y_0} sont respectivement les coefficients de Lamé et la limite élastique statique du matériau. En dessous de cette limite, le matériau se comporte comme un matériau entièrement élastique dans lequel les ondes de choc vont se propager à la célérité C_e et avec une pression P :

$$C_e = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad (10)$$

Au-delà de la limite élastique de Hugoniot, l'onde de choc se décompose en une onde élastique se propageant à la célérité C_e et une onde plastique se propageant à la vitesse $C_p = D$, célérité de l'onde de choc hydrodynamique. La vitesse C_p est donnée par

$$C_p = \sqrt{\frac{\lambda + \frac{2}{3}\mu}{\rho}} = D < C_e \quad (11)$$

Alors que la vitesse C_e est indépendante de la pression du choc, la vitesse C_p varie en fonction de l'intensité du choc et peut dépasser C_e .

Pour pouvoir traiter l'élasto-plasticité dans les équations de propagation des chocs, il suffit d'utiliser la contrainte σ à la place de la pression. Cette contrainte est définie positive en traction et est calculée à l'aide de la relation

$$\sigma = -P + S_x \quad (12)$$

avec P la partie sphérique de la contrainte qui est calculée à l'aide de l'équation d'état (4) et S_x la partie déviatoire de la contrainte. Pour un comportement élasto-plastique parfait, S_x s'exprime pour une compression depuis l'état de repos par les relations

$$\begin{cases} S_x = \frac{4G}{3} \varepsilon_x & \text{tant que } |S_x| \leq \frac{2Y_0}{3} \\ S_x = \frac{2Y_0}{3} & \text{dès que } |S_x| > \frac{2Y_0}{3} \end{cases} \quad (13)$$

où Y_0 est la limite élastique en traction simple du matériau, G le module de cisaillement ($= \mu$) et ε_x la déformation dans la direction de la propagation (négative en compression).

A.4 Propagation des ondes 1D, formation de l'onde de choc

La célérité des ondes dans la matière est donnée par

$$c^2 = -V^2 \frac{\partial P}{\partial V} \quad (14)$$

sachant que la dérivée de la pression se calcule le long de la courbe de Hugoniot pour une onde de choc et le long d'une isentropique pour les détenteurs. Pour les matériaux étudiés ici, ces courbes ont une concavité positive qui se traduit par une célérité des ondes croissante avec la pression. La célérité $C(P_1)$ de l'onde comprise entre P_1 et $P_1 + dP$ est donc supérieure à la célérité C_0 de l'onde à P_0 (Figure A-3 a). Le front de l'onde de compression va donc se raidir lors de la propagation dans le matériau (Figure A-3 b) pour former finalement une discontinuité de pression qui sera l'onde de choc proprement dite et qui se propagera à la célérité $D = C(P_1)$.

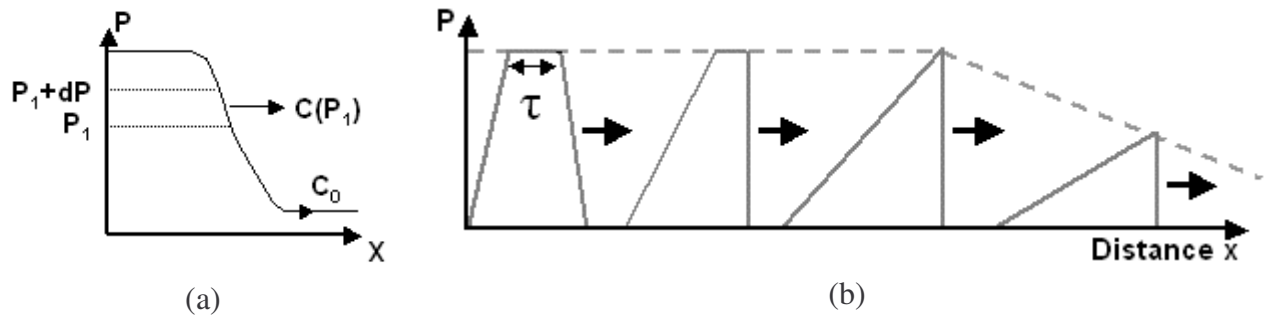


Figure A-3 (a) profil de pression (b) évolution d'un profil de chargement durant la propagation de l'onde.

Derrière l'onde de compression, se trouve généralement une onde de détente qui ramène le milieu de la pression P_1 à la pression P_0 . Si l'onde de choc est supersonique par rapport au milieu devant elle, elle est au contraire subsonique par rapport au milieu derrière elle. La détente à la pression P_1 se propageant à la vitesse du son, elle se propage donc plus vite que l'onde de choc, tandis que la fin de la détente proche de la pression P_0 se propagera à C_0 . Le front de détente va donc s'étaler au cours de la propagation avec la tête du faisceau de détente qui va rattraper l'onde de choc et l'atténuer tandis que la queue du faisceau sera distancée par l'onde de choc. Cette atténuation est générée par la partie hydrodynamique des équations de propagation des ondes : on la qualifie d'atténuation hydrodynamique.

En considérant un comportement élasto-plastique, les courbes de Hugoniot présentent des points anguleux présentés Figure A-4. Ces changements de pente peuvent être également générés par des transitions de phase qui n'ont pas été observées durant cette étude.

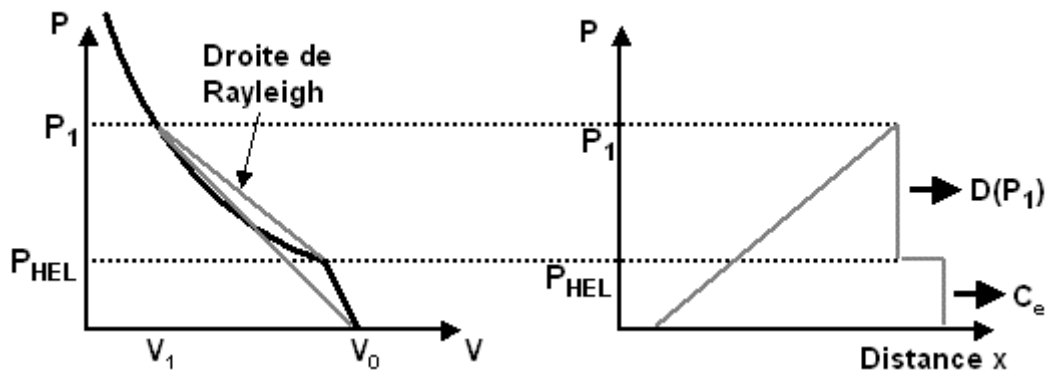


Figure A-4 Formation du précurseur élastique pour une courbe de Hugoniot élasto-plastique.

Dans le cas de la transition élasto-plastique de la Figure A-4, la courbe de Hugoniot est une droite tant que la pression est inférieure à la limite élastique de Hugoniot (P_{HEL}) puis elle reprend la forme classique présentée auparavant. Lorsque le matériau est sollicité à une pression supérieure à P_{HEL} , la droite de Rayleigh entre le point initial et le point (P_1, V_1) coupe plusieurs fois la courbe de Hugoniot, ce qui est impossible. L'onde se décompose donc en deux ondes : la première entre P_0 et P_{HEL} , nommée précurseur élastique et la seconde entre P_{HEL} et P_1 . Le précurseur élastique, ayant une célérité supérieure à celle de l'onde principale, va s'en séparer au fur et à mesure de la propagation et se détacher nettement sur les signaux de vitesse.

Le même effet apparaît au niveau de la tête de la détente lorsqu'une détente élastique se détache et va rattraper l'onde de choc principale, comme le montre le schéma de la Figure

A-5. On parle alors d'amortissement élasto-plastique de l'onde de choc qui intervient généralement plus tard au cours de la propagation.

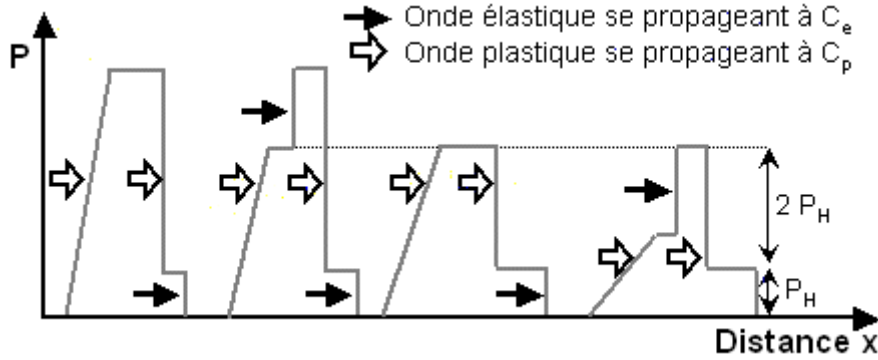


Figure A-5 Amortissement élasto-plastique de l'onde de choc.

A.5 Lois de comportement des matériaux RADIOSS

Parmi les nombreuses lois de comportement disponibles, deux ont été utilisées lors de notre étude : la loi élasto-plastique couplée à un comportement hydrodynamique (qui est la même loi de comportement que celle de SHYLAC), et la loi dite de Johnson Cook qui est également une loi élasto-plastique couplée à un comportement hydrodynamique, mais qui tient en plus compte du taux de déformation et de l'influence de la température. Les paramètres pour la loi de Johnson Cook sont bien connus pour le cuivre et l'aluminium [3].

La loi élasto-plastique pouvant être vue comme une simplification de la loi de Johnson Cook, seule cette dernière sera présentée ici [4]. La loi de comportement permet d'obtenir le tenseur des contraintes à partir du tenseur des déformations ainsi que du volume et de l'énergie interne. Le tenseur des contraintes est décomposé en deux parties : la partie hydrostatique qui est $P = -\frac{1}{3} \text{trace}(\boldsymbol{\sigma})$ et la partie déviatorique : $\mathbf{S} = \boldsymbol{\sigma} + P \mathbf{Id}$.

La partie hydrostatique est traitée, comme nous l'avons précédemment, grâce aux équations de conservation et à l'équation d'état de Mie-Grüneisen. La pression est donnée par

$$P = C_0 + C_1 \mu + C_2 \mu^2 + C_3 \mu^3 + (C_4 + C_5 \mu) E \quad (15)$$

avec $\mu = \frac{\rho}{\rho_0} - 1$, ρ et ρ_0 étant respectivement les masses volumiques à l'instant t et à l'instant

initial, E l'énergie interne par unité de volume et les coefficients C_i étant déterminés par l'équation de la courbe de Hugoniot (7) et l'équation de Mie-Grüneisen (4) appliquée à des énergies volumiques (ce qui fait disparaître le terme en $1/V$). L'équation de Mie-Grüneisen peut être appliquée à la pression sur la courbe de Hugoniot (16) puis réintroduite dans l'équation de Mie-Grüneisen afin de supprimer les termes P_{ref} et E_{ref} (17)

$$P_H - P_{ref} = \Gamma_0 (E_H - E_{ref}) \quad (16)$$

$$P - P_H = \Gamma_0 (E - E_H) = \Gamma_0 [(E - E_0) - (E_H - E_0)] \quad (17)$$

En utilisant l'équation de conservation de l'énergie (1) pour un point de la courbe de Hugoniot et en remplaçant $E_H - E_0$ par sa valeur, nous obtenons

$$P = P_H - \frac{\Gamma}{2} \mu (P_H + P_0) - \Gamma(1 + \mu)(E - E_0) \quad (18)$$

En remplaçant P_H par son expression polynomiale de l'équation (7) et en se limitant à l'ordre 3 en μ , nous trouvons finalement :

$$P - P_0 = \left(k_1 - \frac{\Gamma}{2} P_0\right) \mu + \left(k_2 - \frac{\Gamma}{2} k_1\right) \mu^2 + \left(k_3 - \frac{\Gamma}{2} k_2\right) \mu^3 + (\Gamma + \Gamma \mu)(E - E_0) \quad (19)$$

où les coefficients k_i sont les coefficients calculés précédemment dans (8).

L'accroissement de l'énergie interne par unité de volume entre deux pas de temps est calculé dans chaque élément

$$\Delta E = \int \sigma : \dot{\varepsilon} dt + \frac{1}{2V} \int P.dV \quad (20)$$

La partie déviatorique du tenseur des contraintes est calculée d'une part avec un modèle purement élastique en utilisant le module d'Young et le coefficient de Poisson pour la composante élastique de la déformation, et d'autre part, pour la partie plastique, par le calcul de la contrainte de Von Mises σ_{VM} avec la relation (21)

$$\sigma_{VM} = \left(A + B (\varepsilon_P^{eq})^n\right) \left(1 + C \ln \frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0}\right) \left(1 - \left(\frac{T - T_0}{T_{melt} - T_0}\right)^m\right) \quad (21)$$

$$\varepsilon_P^{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} \text{trace}(\varepsilon_P^2)} \quad (22)$$

où :

- A est la limite élastique du matériau
- B le module d'écrouissage,
- ε_P^{eq} la déformation plastique équivalente au sens de Von Mises définie par la formule (22) dans laquelle ε_P est le tenseur de déformation plastique défini par le critère de Drucker Prager [5],
- n le coefficient d'écrouissage,
- C le coefficient de sensibilité au taux de déformation,
- $\dot{\varepsilon}_0$ le taux de déformation de référence,
- T_0 la température de référence (300 K) et T_{melt} la température de fusion du matériau
- m l'exposant de sensibilité à la température.

La courbe contrainte/déformation prend alors la forme présentée à la Figure A-6, dans laquelle σ_{max} représente la contrainte maximale et ε_{max} la déformation maximale avant la rupture du matériau.

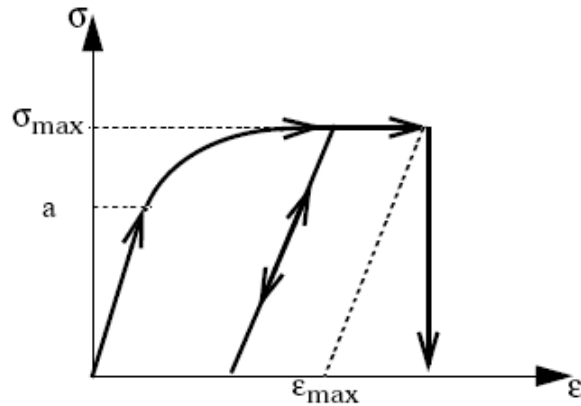


Figure A-6 Courbe contrainte/déformation pour la loi Johnson Cook [4].

La température est calculée à l'aide de l'énergie interne donnée par la formule (20) en effectuant un bilan thermique (23) :

$$T = T_0 + \frac{E}{\rho C_p} \quad (23)$$

Le tenseur des contraintes est ensuite reconstruit en effectuant la projection de la contrainte de Von Mises sur les axes du repère.

A.6 Bibliographie

- [1] SERVAS J.M., "Ondes de choc en milieu condensé", Cours de l'Ecole Nationale Supérieure des Ingénieurs des Etudes d'Armement, Brest
- [2] ROMAIN J.P. et BOUSTIE M., "Ondes de choc en milieu condensé", Cours de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, Poitiers
- [3] JOHNSON G.R., COOK W.H., "A Constitutive Model and Data for Metals Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures," in Proceedings of the Seventh International Symposium on Ballistics, The Hague, The Netherlands, 541-547 (1983).
- [4] Manuel théorique du code RADIOSS, septembre 2001
- [5] PRAGER W., "Problèmes de plasticité théorique", Dunod (1985)

ANNEXE B : **IMPACTEUR : GENERATION** **DE CHOC ET** **TEMPERATURES**

Annexe B Impacteur : génération du choc et température

B.1 Simulations du procédé F-LASAT

B.1.1 Rappel du principe

Le principe du procédé F-LASAT (Figure B-1) a été mis en place par Michel Arrigoni durant sa thèse [1]. Il consiste à utiliser le laser impulsionnel pour mettre en vitesse une plaque métallique de quelques centaines de μm d'épaisseur. Cette plaque va alors être utilisée pour générer un choc de durée plus importante que celui généré par l'impact laser seul.

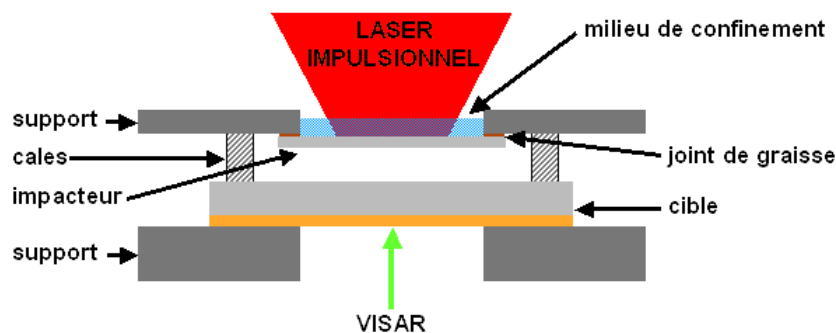


Figure B-1 Schéma de principe d'une expérience d'impact de plaque par choc laser.

L'allongement de la durée de l'onde de choc va induire une diminution de l'atténuation hydrodynamique et va permettre de traiter des cibles ayant un substrat beaucoup plus épais (3-4 mm pour les tirs réalisés sur des cibles Al/Cu). Pour avoir une mise en vitesse la plus efficace possible de l'impacteur, il est nécessaire d'utiliser des lasers d'impulsions longues ou un régime confiné afin d'obtenir une durée d'impulsion de pression supérieure à la durée de l'aller et retour de l'onde de choc dans l'impacteur. Les signaux de vitesse de l'impacteur présentent alors une forme caractéristique (Figure B-2).

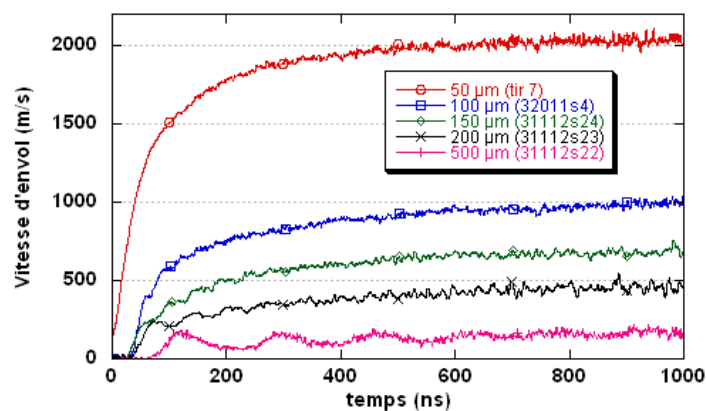


Figure B-2 Vitesses d'envol pour différentes épaisseurs de l'impacteur. Chargement LCD confiné [1].

La théorie analytique permet alors de déterminer l'amplitude et la durée de l'onde de choc générée lors de l'impact avec la cible. Une approche simplifiée est présentée sur la Figure B-3 sous la forme des diagrammes espace/temps et pression/vitesse matérielle.

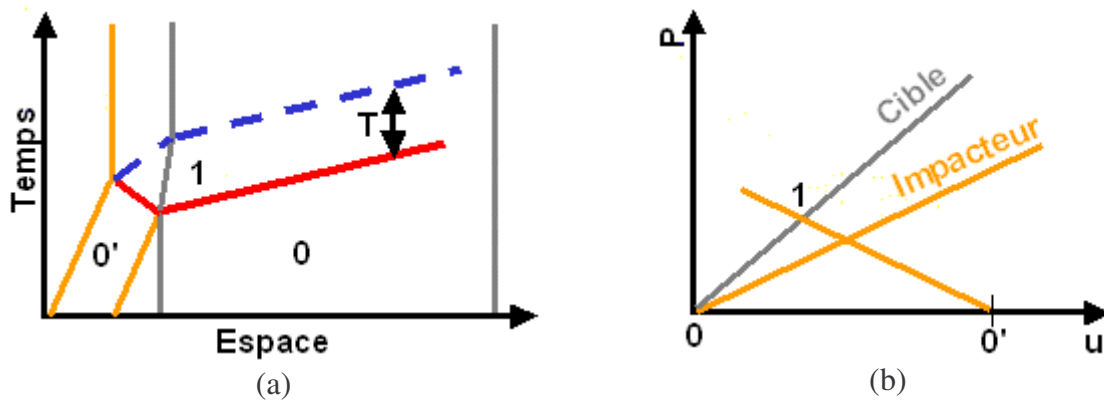


Figure B-3 Diagrammes espace-temps (a) et Pression–vitesse matérielle (b) simplifiés pour la génération de l'onde de choc lors d'un impact de plaque.

L'état 0' de l'impacteur correspond à un état de pression nulle et de vitesse V . L'état 1 lors de l'impact est obtenu en considérant les deux ondes de choc partant l'une dans l'impacteur, l'autre dans la cible. Son amplitude est donnée en fonction de la vitesse de l'impacteur V et des deux impédances Z_{IMP} et Z_{CIBLE} des matériaux impliqués

$$P = \frac{Z_{IMP} Z_{CIBLE}}{Z_{IMP} + Z_{CIBLE}} V \tag{1}$$

Le diagramme espace/temps permet d'estimer, en première approximation, la durée du profil de compression généré dans le substrat et qui est égal au temps d'aller et retour de l'onde dans l'impacteur

$$T = 2C_{IMP} Ep_{IMP} \tag{2}$$

A partir de ces données, les résultats peuvent être traités dans un premier temps de façon mono-dimensionnelle. Toutefois, du fait de la grande épaisseur des cibles et de la mise en vitesse de l'impacteur par une impulsion laser, la simulation de l'ensemble du procédé à l'aide du code RADIOSS s'est révélée nécessaire.

B.1.2 Simulation de l'envol et de l'impact de plaque par impact laser

La simulation RADIOSS de l'envol et de l'impact de plaque a été réalisée avec le maillage présenté à la Figure B-4 (mailles rectangulaires de 10 μm de côté) dans une configuration de déformation plane. Nous avons préféré cette configuration à la configuration axisymétrique. En effet, cette dernière correspondait mieux à la géométrie de la cible mais provoque des problèmes lors de l'impact et de la rupture de l'interface du fait des blocages sur l'axe de symétrie.

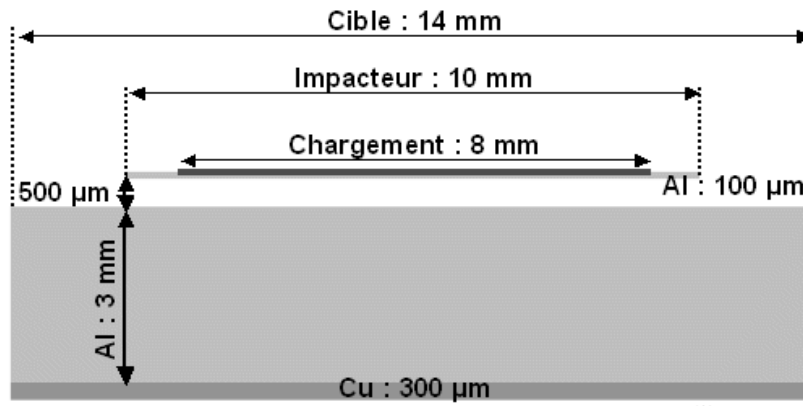


Figure B-4 Configuration de maillage utilisé pour la simulation de l'impact de plaque.

Le profil de chargement utilisé est le chargement de type LCD en régime confiné. La simulation nous permet de connaître simultanément la vitesse d'envol de l'impacteur, le chargement en pression qu'il induit et les niveaux de traction générés à l'interface entre l'aluminium et le cuivre.

La Figure B-5 présente l'évolution temporelle et spatiale de la vitesse de l'impacteur pour des chargements de 2,0 et 1,5 GPa.

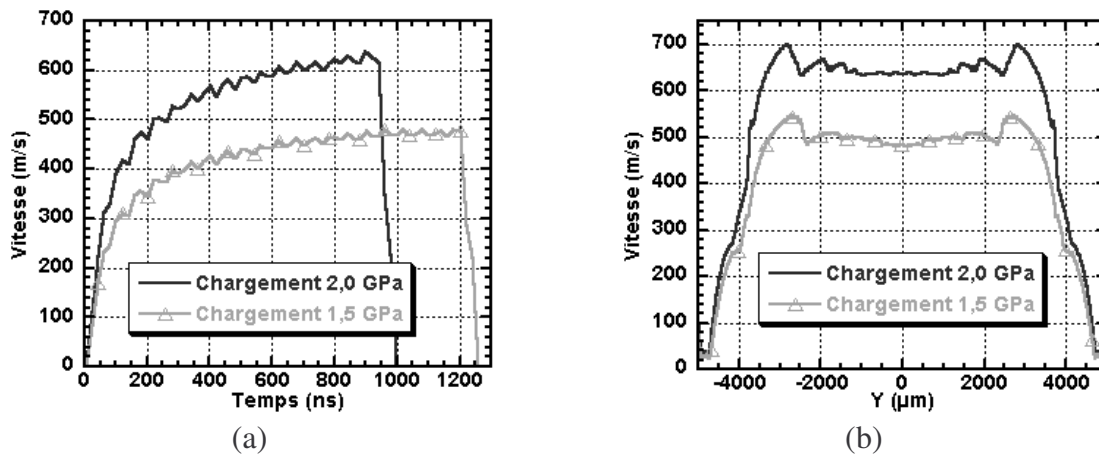


Figure B-5 Evolution temporelle au centre de la tache et évolution spatiale de la vitesse de la surface libre de l'impacteur.

Les signaux de vitesse de la Figure B-5 présentent la forme attendue et s'annulent dès que l'impacteur touche la cible. Dans le cas du chargement à 2,0 GPa, la durée de vol est insuffisante pour que l'impacteur atteigne sa vitesse maximale. Il est donc important de prévoir un espacement suffisant entre l'impacteur et la cible pour que la vitesse maximale soit atteinte pour tous les régimes de chargement. Au centre de l'impacteur, la vitesse maximale est de 638 m.s^{-1} et de 480 m.s^{-1} pour les chargements à 2,0 et 1,5 GPa. D'après la formule (1), le chargement généré sera respectivement de 4,6 GPa et de 3,5 GPa, avec une durée de 37 ns. L'évolution temporelle du signal de pression et l'évolution spatiale de la pression maximale générée sont représentées sur la Figure B-6.

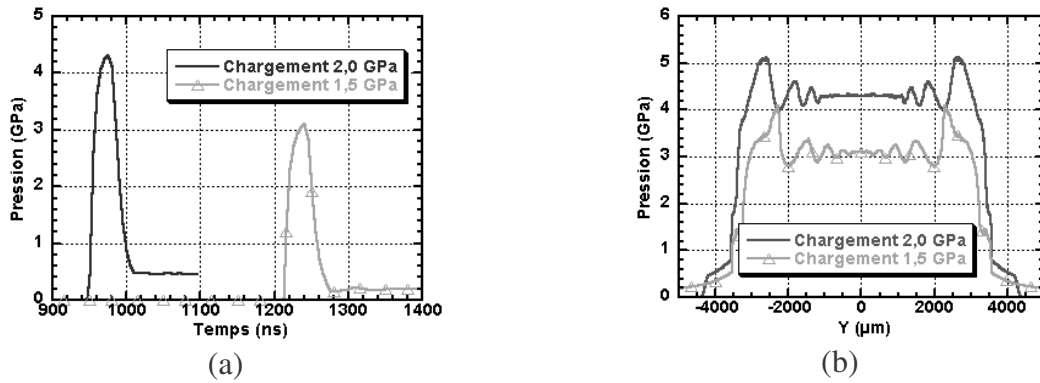


Figure B-6 (a) Evolution temporelle de la pression lors de l'impact entre la cible et la plaque de 100 µm d'Al (b) répartition spatiale du maximum de pression générée lors de l'impact.

La simulation numérique donne des niveaux de pression maximale de 4,3 GPa et 3,1 GPa avec une durée de chargement de 37 ns. Ces résultats sont en très bon accord avec les résultats analytiques. La différence temporelle entre les deux profils de pression correspond à la différence de temps de parcours dans l'air de l'impacteur induite par les niveaux de chargements différents. La courbe de répartition spatiale de la pression présente la même allure que celle du signal de vitesse de l'impacteur. On constate également que la surface impactée avec un chargement de 2,0 GPa est légèrement plus importante que celle à 1,5 GPa (6,8 mm contre 6,5 mm).

Cette répartition de vitesse et de pression avec l'évolution temporelle des cartes de pressions lors de l'impact est représentée sur la Figure B-7.

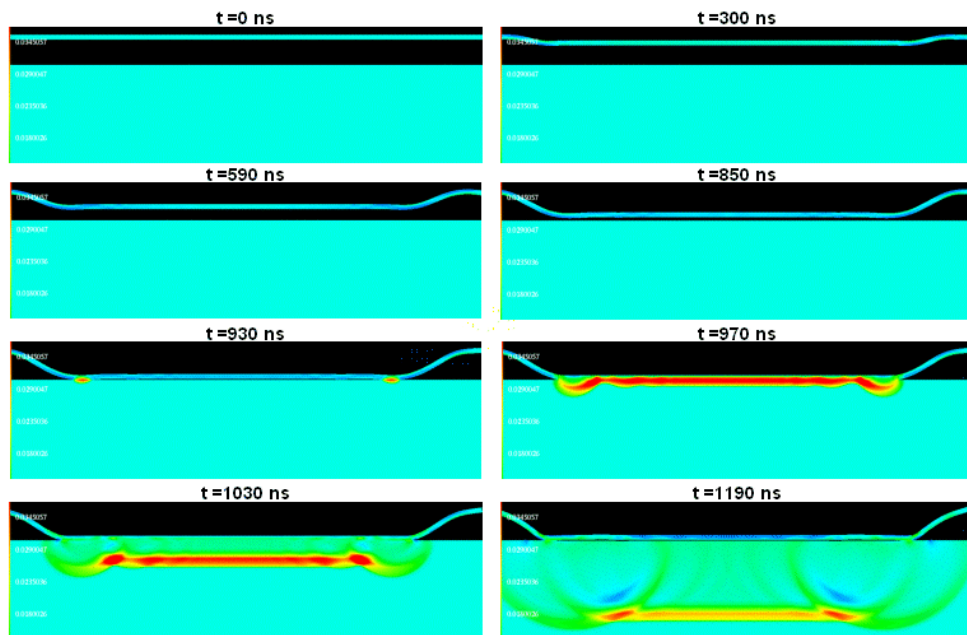


Figure B-7 Evolution temporelle des cartes de pression lors d'une simulation d'impact de plaque Al 100 µm sur Al 3 mm. Chargement 2,0 GPa sur une tache de 8 mm.

Les premiers instants correspondent à la mise en vitesse de l'impacteur et à son déplacement jusqu'à la cible. Cette évolution temporelle permet de constater que tout l'impacteur n'est pas mis en vitesse : seule la partie où a eu lieu le chargement vient impacter directement la cible. De chaque côté de la zone de chargement, les zones de survitesse sont les

premières à toucher la cible ($t = 930$ ns) rejointes rapidement par le reste de la plaque qui arrive de façon quasiment plane ($t = 970$ ns). On observe donc la création d'une onde plane sur plusieurs millimètres de largeur ($t = 1030$ ns) qui se propage dans la cible. Au fur et à mesure de la propagation, les ondes latérales créés par la surface limitée de l'impact et par les inhomogénéités de la vitesse d'impact initiale diminuent ce chargement plan et génèrent des ondes de traction dans leur sillage. Ces ondes de traction vont repousser l'impacteur qui acquiert alors une vitesse négative et décolle de la cible. Par symétrie de l'expérience, ce décollement est maximal au centre de l'impacteur, comme on peut le voir sur la coupe métallographique de la Figure B-8. La réflexion de cette onde de compression sur une surface libre va alors générer un endommagement de la cible (voir la coupe métallographique de la Figure B-8).

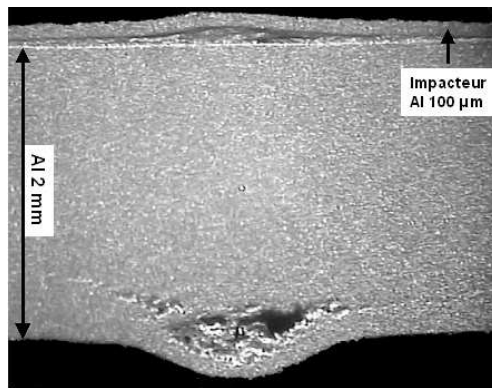


Figure B-8 Coupe métallographique d'une cible Al 2 mm après impact avec un impacteur Al 100 μm. Tirs LCD [1].

La position de l'endommagement est déterminée par la position de l'onde de traction. La traction apparaît lorsque la détente issue de la réflexion de l'onde de choc incidente croise la détente incidente, soit à une épaisseur d telle que $2 C_0 d = T$ (avec C_0 vitesse de l'onde de choc et T durée de l'onde de compression incidente). Or, la formule $T = 2 E_p(\text{impacteur}) / C_0$ montre que la position de l'endommagement correspond, pour deux matériaux identiques, à l'épaisseur de l'impacteur. Expérimentalement, nous trouvons une épaisseur légèrement plus importante. Ceci s'explique par l'élargissement de l'onde de compression lors de sa propagation et par l'influence non négligeable des effets de bord, comme on peut le voir sur la simulation correspondante présentée à la Figure B-9.

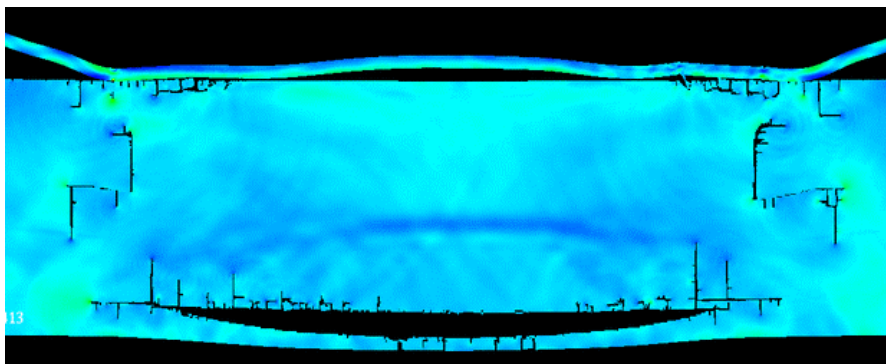


Figure B-9 Carte de pression avec endommagement pour une expérience F-LASAT : impacteur Al 100 μm, chargement LCD gaussien 2,0 GPa, cible Al 2 mm.

Sur cette simulation, les paramètres d'endommagement de l'aluminium sont les paramètres du critère de Tuler-Butcher validés à l'aide du code SHYLAC sur des cibles en impact laser direct. Nous constatons que l'épaisseur de la zone endommagée de l'aluminium correspond bien à celle de l'impacteur et que cette épaisseur augmente lorsqu'on s'éloigne du centre de la cible en raison des effets de bords. Des endommagements secondaires sont également présents, et sont générés par les effets de bord.

Ces résultats permettent de présenter la technique de création d'une onde de choc par l'utilisation d'un envol de plaque par laser. Ils montrent également la nécessité de bien contrôler la répartition spatiale du chargement. En effet, dans le cas présenté ici pour lequel le chargement est réparti uniformément sur toute la surface, la présence d'inhomogénéités de chargement (ou d'une répartition moins uniforme) peut entraîner un départ de biais de l'impacteur ou la génération d'un front d'onde quelconque et non plus plan (comme le montrent la Figure B-10 et la Figure B-11 pour une répartition gaussienne du chargement).

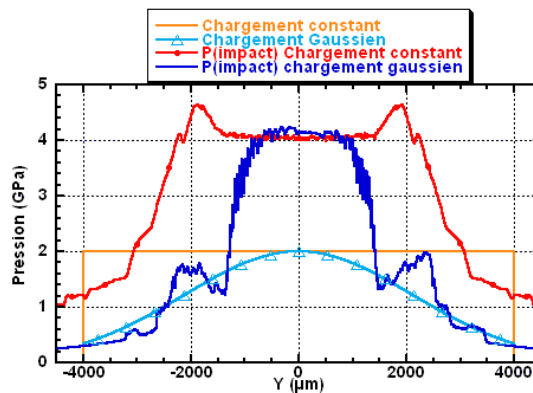


Figure B-10 Comparaison entre les profils spatiaux de chargement constant et gaussien, et entre les profils de pression maximale générée à l'impact.

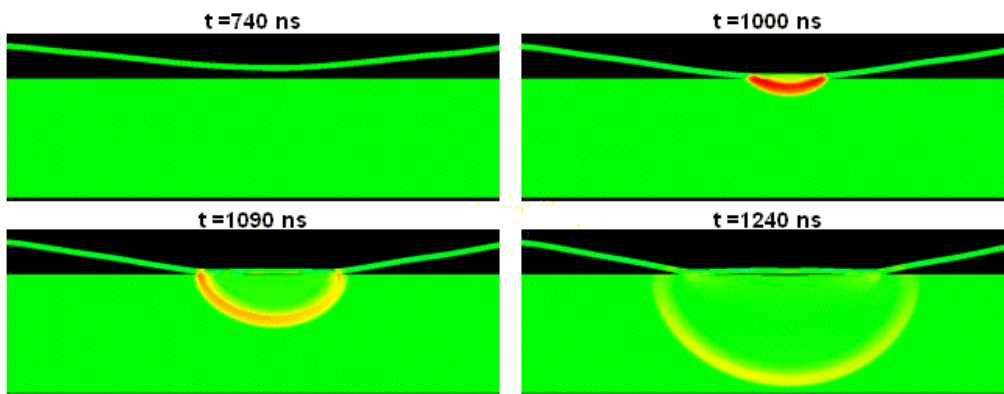


Figure B-11 Evolution temporelle de la carte des pressions pour un chargement de type gaussien sur l'impacteur Al 100 µm. Cible Al 2 mm.

La répartition de chargement de type gaussien engendre une onde de pression lors de l'impact qui ne présente plus aucune planéité. Le choix de ce type de répartition d'énergie a été motivé par l'utilisation d'homogénéisateur de faisceau holographique avec le laser impulsif du LCD. La Figure B-12 présente la répartition d'énergie sur un papier thermique avec (à gauche) et sans (à droite) homogénéisateur de faisceau (le cercle autour de la tache à droite correspond au porte-cible).

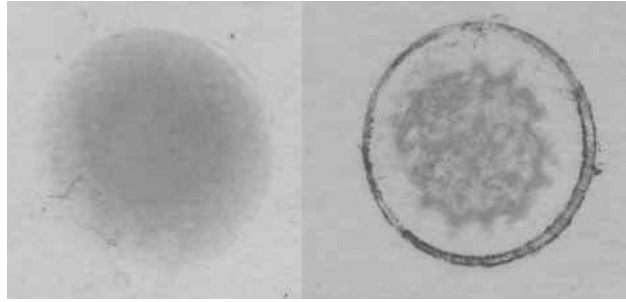


Figure B-12 Tache de répartition d'énergie sur papier thermique, avec homogénéisateur de faisceau (à gauche) et sans (à droite) [1].

Ces résultats et les méthodes optiques d'homogénéisation du faisceau laser sont discutés dans la thèse de Michel Arrigoni [1].

B.1.3 Rupture d'interface Al/Cu avec le procédé F-LASAT

De même que pour l'impact laser direct, l'onde de pression générée par l'impact de plaque peut être utilisée pour solliciter en traction une interface entre deux matériaux et mesurer son adhésion. Du fait des épaisseurs mis en jeu ici, seuls la réflexion de l'onde incidente sur la surface libre de la couche et les effets de bord vont créer des états de traction à l'interface. La Figure B-13 présente les courbes des extrema de pression à l'interface correspondant aux deux simulations d'impact présentées précédemment ainsi que l'évolution temporelle de la pression à l'interface.

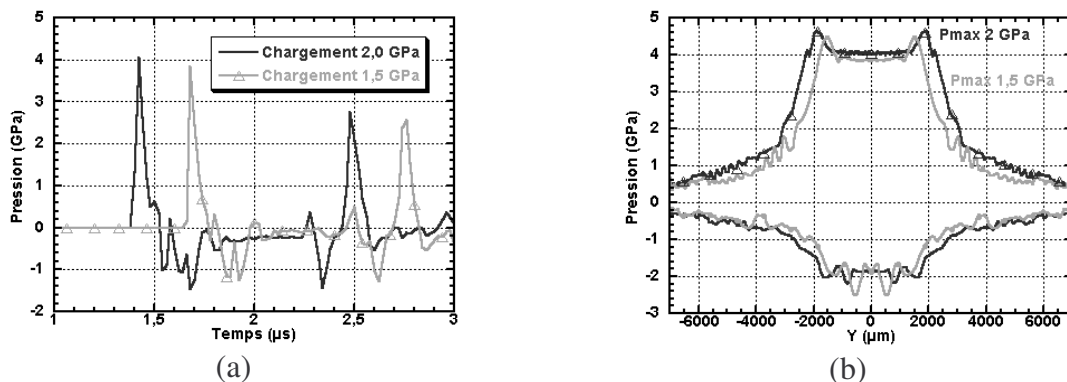


Figure B-13 (a) Evolution temporelle de la pression à l'interface au centre de la cible, (b) évolution des extrema de pression sur la largeur de l'interface. Cible Al 3 mm/Cu 300 μm, impacteur Al 100 μm.

Le décalage induit par les différences de temps de parcours de l'impacteur est visible sur l'évolution temporelle. En revanche, on constate qu'après la propagation dans l'aluminium, les deux ondes incidentes de compression ont approximativement la même amplitude au contact de l'interface. La zone sollicitée par le chargement à 2,0 GPa est légèrement plus importante que celle sollicitée par le chargement à 1,5 GPa.

Lorsqu'un niveau de Cut-Off à l'interface de 0,3 GPa est activé, les niveaux de traction générés sont largement suffisants pour rompre intégralement l'interface. L'analyse de l'évolution temporelle des cartes de pression permet de montrer qu'ici, les effets de bord induisent la première rupture de l'interface, avant que l'onde principale de traction ne soit formée, comme le montre l'évolution temporelle des cartes de pression de la Figure B-14.

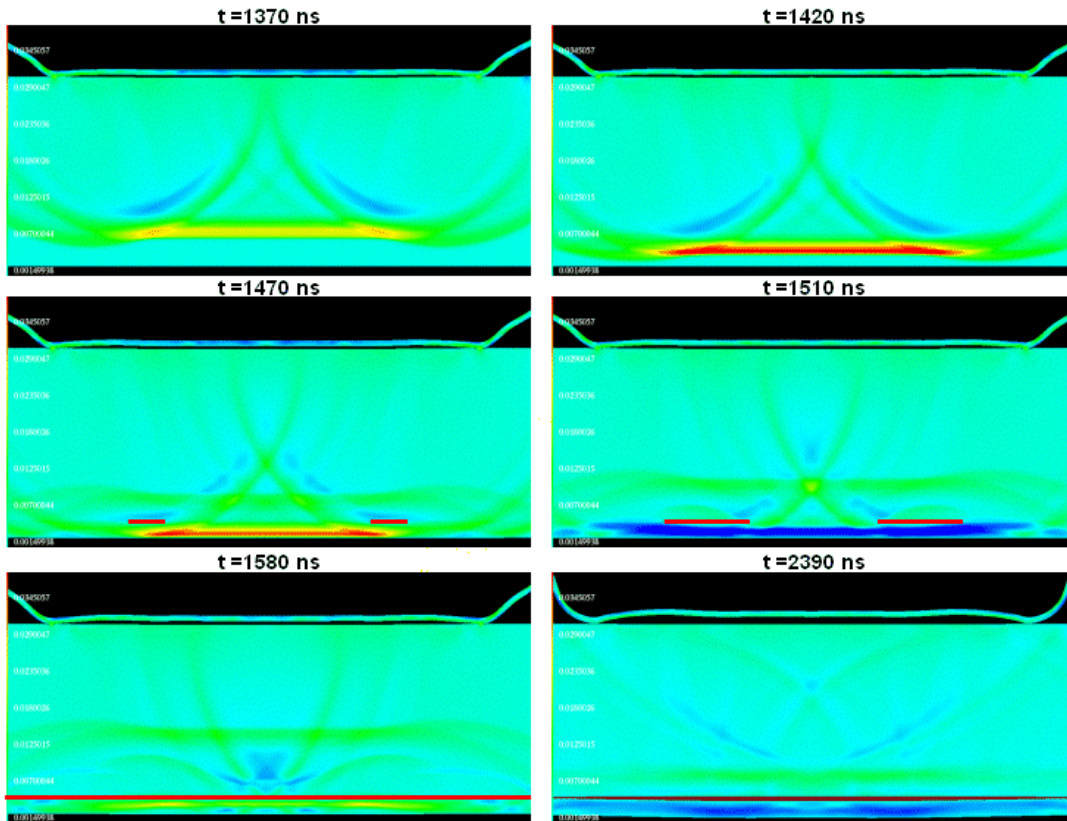


Figure B-14 Evolution temporelle des cartes de pression pour un test F-LASAT. Impacteur Al 100 μm , chargement LCD 2,0 GPa. Cible Al 3 mm/Cu 300 μm . Cut-Off à l'interface à 0,3 GPa (la fissure à l'interface a été surlignée en rouge afin de la rendre plus visible).

Lorsque l'onde incidente arrive à l'interface elle est à la fois transmise et réfléchi ($t = 1420$ ns). Au moment où l'onde transmise atteint la surface libre du cuivre, les états de traction générés par les effets de bord engendrent la rupture de l'interface sur les côtés de la zone de chargement ($t = 1470$ ns). Cette fissure se propage par l'action des effets de bord avant même que l'onde de traction principale n'atteigne l'interface ($t = 1510$ ns). Dès que l'onde principale atteint l'interface, celle-ci se rompt complètement ($t = 1580$ ns) et le cuivre se décolle complètement de la cible ($t = 3290$ ns). Cet envol de la couche de cuivre a pu être observé expérimentalement (Figure B-15). Sur ces images, la forme de l'impacteur resté collé sur la cible, ainsi que la forte déformation qu'il induit sur la face arrière de la cible (avec le départ de la couche de cuivre et l'empreinte de la zone d'impact), sont aisément visualisables.



Figure B-15 Photographies d'une cible après le test F-LASAT (a) vue de la face supérieure, (b) vue de la face inférieure [1].

Tout comme avec les tirs laser directs, les signaux de vitesse expérimentaux sur ces cibles comportant une couche de cuivre déposé par projection plasma ne correspondent pas aux signaux simulés (Figure B-16).

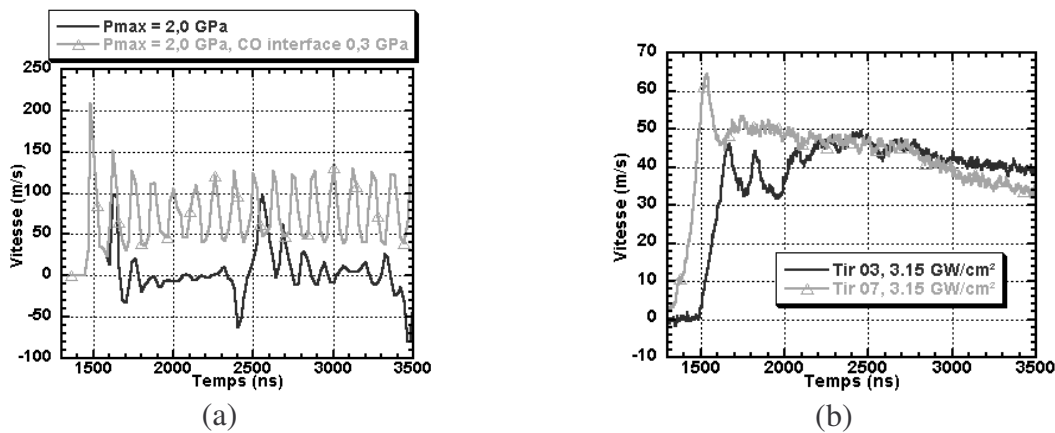


Figure B-16 Comparaison entre les signaux simulés (a) avec et sans rupture de l'interface et les signaux expérimentaux (b) pour une cible Al 3 mm/Cu 300 µm avec un impacteur Al 100 µm.

Pour les deux signaux expérimentaux, la décohésion de l'interface a été observée. Par ailleurs, la forme des signaux de vitesse ne montre quasiment aucun aller et retour dans la couche de cuivre. Il est probable que la couche de cuivre a subi un endommagement important lors de l'expérience. Cet endommagement n'a pas pu être observé du fait de la décohésion complète et de l'envol de la couche de cuivre. Remarquons que l'amplitude du chargement des simulations ne correspond pas aux flux et n'a été choisie qu'à titre d'exemple comme étant l'amplitude maximale qui peut être atteinte avec le laser du LCD en régime de confinement eau.

Ce travail a permis de mettre en évidence l'importance de la répartition spatiale de l'énergie du laser sur la forme de l'onde de compression générée par l'impact. Il serait intéressant par la suite de pouvoir déterminer expérimentalement la planéité de l'impacteur avant qu'il n'atteigne sa cible. Des expériences utilisant l'ionisation de l'argon mis sous pression par l'impacteur ont déjà été menées et sont en cours de dépouillement au LCD. Nous envisageons également d'utiliser un VISAR multi-points permettant la mesure en parallèle des signaux de vitesse de plusieurs points de l'impacteur ou de la cible.

De même, l'influence de la couche d'air entre l'impacteur et la cible n'a pas été déterminée entièrement, que ce soit expérimentalement que numériquement. Des simulations utilisant un formalisme ALE avec une loi bi-matériaux en considérant l'air comme un gaz parfait ont été testées mais n'ont fourni, pour le moment, aucun résultat exploitable.

Cette configuration expérimentale étant utilisée depuis peu au LCD, seuls quelques tirs ont été effectués et les comparaisons entre les signaux expérimentaux et les signaux simulés ne convergent pas encore. Des tirs sur des cibles modèles doivent être réalisés, de façon à valider le code de simulation.

Toutefois, les premiers résultats montrent que cette technique permet de réaliser des tests d'adhérence sur des cibles épaisses de plusieurs millimètres, ce qui n'est pas possible avec des impacts laser directs.

B.2 Simulation du procédé de Cold-Spray : températures d'impact

Le même protocole de simulation a été utilisé pour modéliser la première étape du procédé de dépôt Cold Spray où des billes de cuivre de $15\ \mu\text{m}$ de diamètre sont projetées sur le substrat à très grande vitesse ($800 - 850\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$).

L'intérêt de cette simulation est de calculer les températures induites par la déformation plastique lors de l'impact d'une unique bille de cuivre sur le substrat d'aluminium, ainsi que de comparer cette déformation plastique avec celle observée expérimentalement [2].

Du fait de problèmes numériques, les simulations ont dû être réalisées en trois dimensions afin de pouvoir utiliser la dernière version des interfaces de contact intégrée dans le code RADIOSS. Cette interface permet de gérer les contacts lors d'impacts rapides et d'utiliser un coefficient de frottement de Coulomb. Les résultats d'une simulation d'impact d'une bille de cuivre de $15\ \mu\text{m}$ sur un substrat d'aluminium de $2\ \text{mm}$ d'épaisseur sont présentés sur la Figure B-17. La bille de cuivre est maillée à l'aide d'éléments tétraédriques réguliers alors que le substrat d'aluminium est maillé par des parallélépipèdes d'autant plus petits que l'on se rapproche de la zone d'interaction.

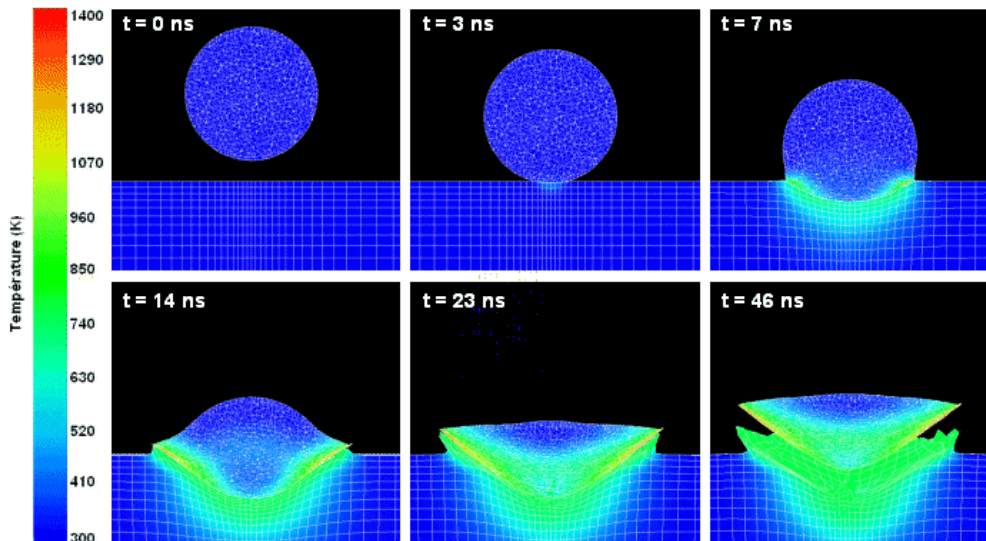


Figure B-17 Evolution temporelle de la carte des températures pour l'impact d'une bille de cuivre de $15\ \mu\text{m}$ de diamètre projetée à $850\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ sur un substrat d'aluminium.

La déformation totale de la particule de cuivre ne correspond pas à celle observée expérimentalement, comme le montre l'observation MEB d'une particule unique projetée sur un substrat d'aluminium pur (Figure B-18).

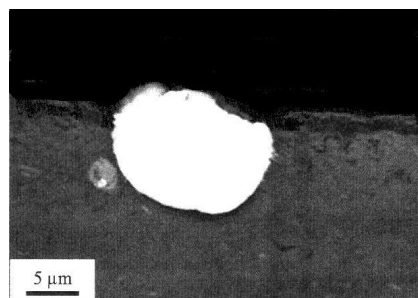


Figure B-18 Coupe MEB d'une particule élémentaire de Cu écrasée sur un substrat d'aluminium pur [2].

La différence des déformations peut être en partie expliquée par la taille des maillages utilisés lors des simulations, qui ont des éléments de taille trop importante pour bien gérer les grandes déformations. Or, les ordinateurs à notre disposition permettent difficilement l'utilisation de maillages plus petits. Malgré ces différences, la simulation peut donner un premier ordre de grandeur des températures issues de la déformation plastique dans le substrat et dans la particule de cuivre comme le montrent les cartes de température de la Figure B-19. La conduction de l'énergie thermique n'étant pas prise en compte dans ce modèle, seuls les premiers instants du choc, pendant lesquels les effets de la conduction sont négligeables, ont un sens.

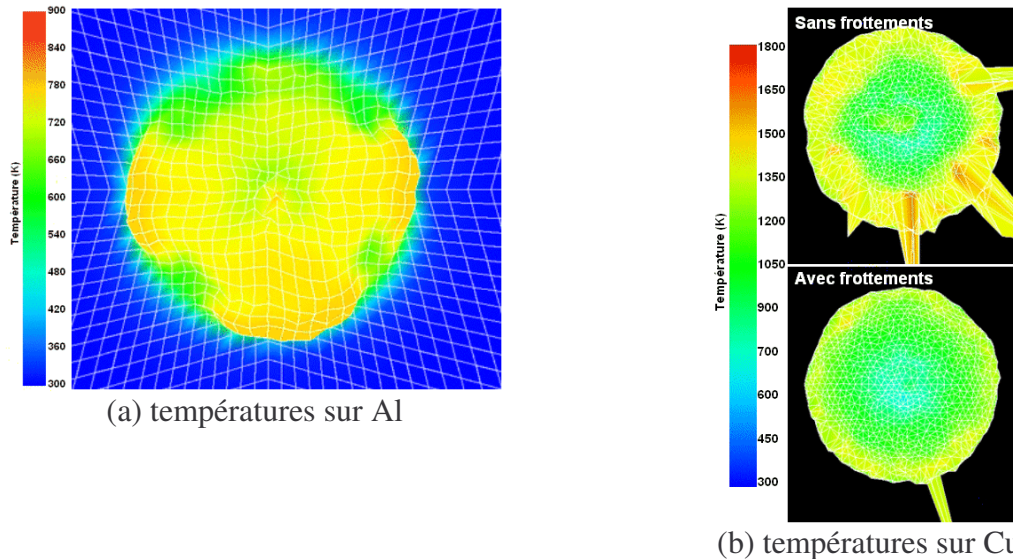


Figure B-19 Cartes des températures après impact (a) sur le substrat d'aluminium, (b) sur la face impactée de la particule de cuivre, avec et sans un coefficient de frottement à 0,2.

La température maximale atteinte sur le cuivre (1800 K) ne correspond pas à un cas réel. Cette température est obtenue pour les éléments ayant pénétré le substrat d'aluminium et ayant divergé vers l'extérieur de la particule de cuivre. La température retenue est donc de 1500 K sur la périphérie de la particule de cuivre, dans le cas sans frottement, et de 1400 K dans le cas avec frottements. Remarquons que les frottements n'agissent ici que sur les forces et non pas sur la libération d'énergie. La température du substrat d'aluminium s'élève à environ 900 K sur la périphérie de l'impact. Notons que la forme en croix de la carte des températures du substrat est due aux symétries du maillage utilisé

Afin d'affiner ces résultats, il serait nécessaire de réaliser une étude plus complète en utilisant notamment des maillages plus fins et en jouant sur les paramètres d'interface pour mieux gérer l'impact entre les deux matériaux. En particulier, dans nos simulations, la particule de cuivre n'est jamais restée collée au substrat d'aluminium. La prise en compte de la fusion et du mélange des matériaux permettrait de réaliser la simulation complète des premiers instants du procédé de dépôt par Cold-Spray.

Dans tous les cas, ces simulations ont permis de montrer qu'il était possible d'atteindre les températures de fusion du cuivre (1356 K) et de l'aluminium (933 K) lors d'un choc à très grande vitesse. En revanche, la couche d'alumine, qui a une température de fusion de 2320 K, ne peut pas passer à l'état liquide. La présence d'une phase liquide entre l'aluminium et le cuivre crée l'interface entre les deux matériaux, ainsi qu'entre les particules de cuivre. Elle a été mise en évidence lors de la thèse de Sophie Barradas [2], ce qui explique partiellement les

phénomènes de création des liaisons à l'intérieur des couches de cuivre déposé par Cold Spray.

B.3 Bibliographie de l'Annexe B

- [1] ARRIGONI M., " Etude de l'influence des rugosités d'interface, de porosités et de l'épaisseur d'échantillon sur la propagation des chocs laser dans des systèmes revêtus. Application au procédé LASAT (LASer Adhérence Test)", Thèse de l'Université de Poitiers, 2004
- [2] BARRADAS S., " Etude, à l'aide du choc laser, des mécanismes d'adhérence aux interfaces Cu/Al et Cu/Cu obtenues par projection thermique ", Thèse Sciences et Génie des Matériaux, Centre des Matériaux P.M. Fourt, Mines de Paris, ENSMP, 2004

ANNEXE C :

AUTOMATISATION DE LA

RECHERCHE DE

PARAMETRES

Annexe C Automatisation de la recherche de paramètres

Les différents paramètres intervenant dans la simulation de résultats expérimentaux sont souvent inconnus ou imprécis, que ce soit au niveau des paramètres de comportement des matériaux pour les dépôts, qu'au niveau des paramètres de rupture de l'interface. Afin de faciliter la recherche de ces paramètres, le code de simulation SHYLAC a été inclus dans des programmes d'optimisation automatique de paramètres basés sur la recherche du minimum de l'erreur entre un signal de vitesse expérimental et une vitesse simulée. Cette recherche est effectuée à l'aide de l'algorithme dit du simplexe de Nelder et Mead [1] qui est présenté à la Figure C-2.

La difficulté principale rencontrée lors de l'élaboration de ces programmes de recherche de paramètres a été la définition de la fonction d'erreur afin que le programme puisse reconnaître les effets des variations des paramètres correctement. Deux programmes ont donc été créés :

- le premier compare le signal de vitesse dans son ensemble au signal de vitesse simulé, ce qui permet d'optimiser les paramètres des matériaux qui influent sur l'ensemble de la propagation, avec en plus la recherche du niveau de chargement en face avant ;
- le second programme est spécialisé dans la recherche des paramètres de rupture de l'interface et n'analyse donc qu'une partie du signal de vitesse.

Après plusieurs itérations, ces programmes donnent de bons résultats sur les cibles simples (Figure C-1). Toutefois, du fait des problèmes de modélisation des cibles complexes, ces programmes ne réussissent pas toujours à converger correctement vers les signaux de vitesse expérimentaux et ne peuvent être utilisés que pour obtenir un premier ordre de grandeur.

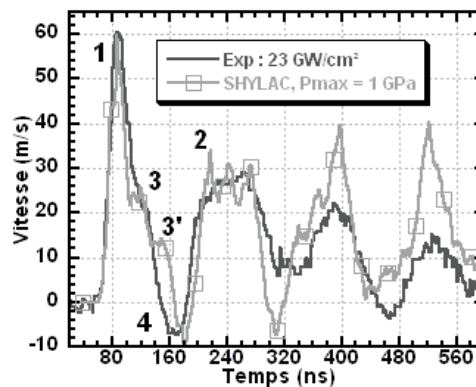


Figure C-1 Comparaison entre vitesse expérimentale et simulée pour une cible de type APS P T256 Ep70 (substrat Al 300 μm , couche Cu 70 μm) : simulation avec un chargement de type LALP à 1,13 GPa obtenue à l'aide du programme d'optimisation.

C.1 Bibliographie de l'Annexe C

- [1] NELDER J.A., MEAD R., "A simplex method for function minimisation", The Computer Journal, Vol. 7, pp. 308-313, 1965

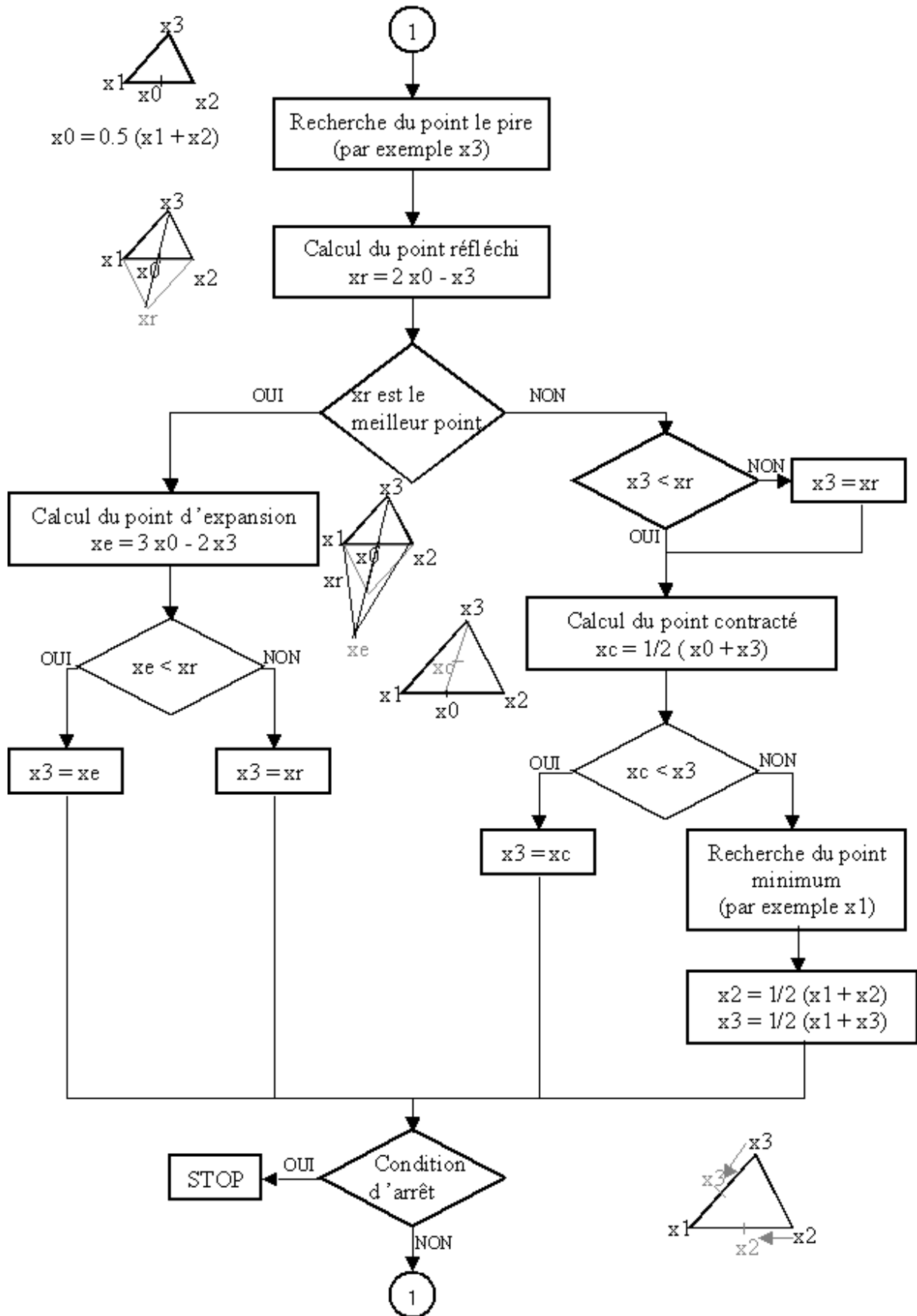


Figure C-2 Algorithme de recherche de minimum du simplexe

ANNEXE D :

OUTILS DE CREATION DE

MAILLAGES ET D'ANALYSES

Annexe D Outils de création de maillages et d'analyses

D.1 Principe de la génération des maillages

L'utilisation de maillages réalistes a permis d'étudier l'influence de la porosité et de la rugosité de la couche de cuivre sur les résultats du test LASAT. Cette annexe présente les différentes étapes permettant d'obtenir ces maillages. Ce traitement se déroule en plusieurs étapes, illustrées par les images de la Figure D-1.

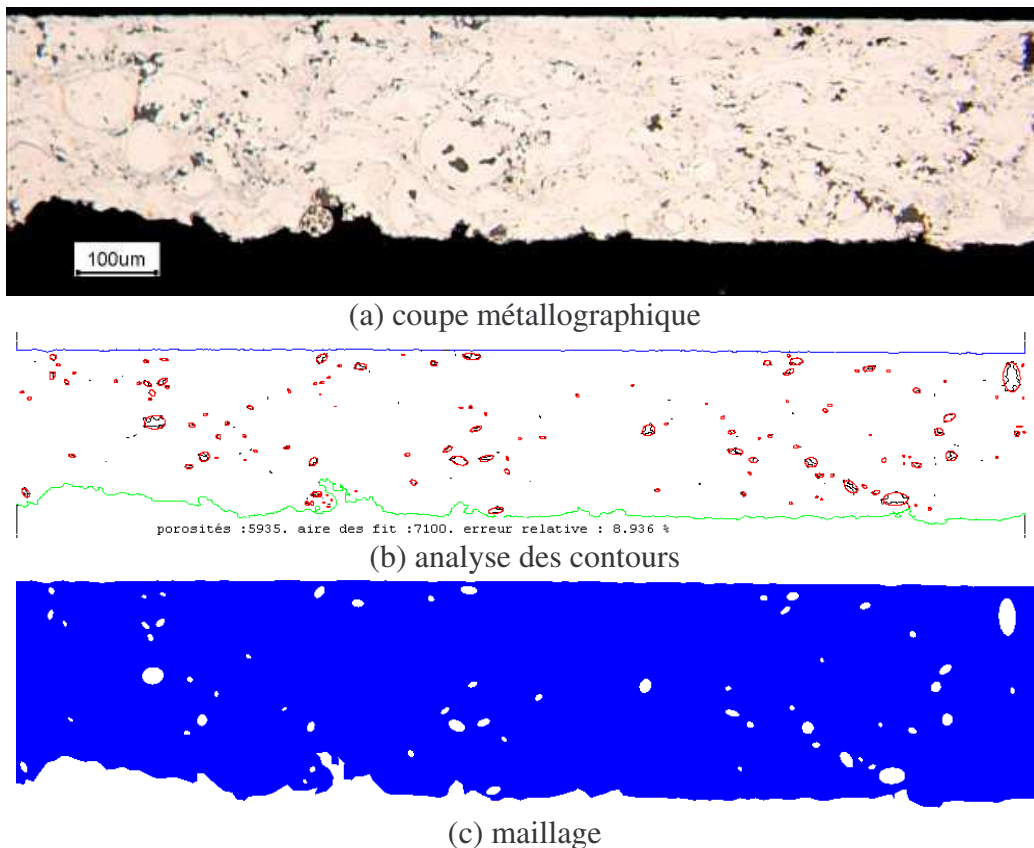


Figure D-1 (a) Coupe métallographique d'une couche de cuivre déposé par projection plasma, (b) programme d'analyse des contours et de création du fichier d'entrée du maillage (c) maillage résultant de l'analyse.

En plus de ces étapes de création du maillage, des outils spécifiques ont été créés afin d'automatiser la création des fichiers de simulations ainsi que de faciliter l'analyse des résultats.

D.2 Analyse d'image, reconnaissance des contours

La toute première étape de cette analyse consiste à obtenir les coupes métallographiques réalisées ici par Sophie Barradas ou par Michel Arrigoni. Le programme "Affimage" de traitement d'image extrait les coordonnées des différents contours des porosités de l'image. Ce programme, écrit en Fortran 90, a été développé initialement pour l'analyse des porosités et

des rugosités à partir des images de coupes (calcul de porosité, évolution de la porosité en fonction de l'épaisseur, calcul du Ra , Rz et Rt). Il utilise un algorithme de reconnaissance de forme qui, à partir d'une matrice remplie de 0 et de 1 (Figure D-2 a), reconnaît les points contenant des 1 et appartenant à la même forme (Figure D-2 b) en identifiant les voisins de chaque point.

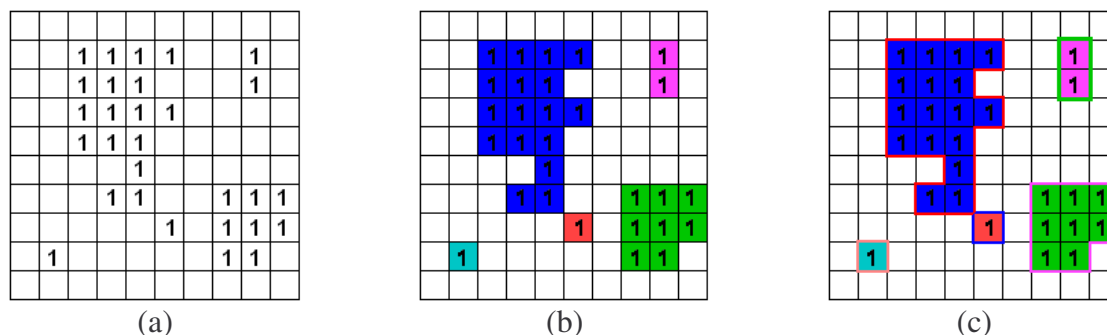


Figure D-2 Etapes de la reconnaissance des contours (a) matrice 0/1 (les 0 ont été enlevés pour ne pas charger la figure), (b) reconnaissance des 1 voisins, (c) reconnaissance des contours des zones.

A partir de cette identification des zones, le programme déduit les contours en reconnaissant pour chaque zone les points extérieurs (Figure D-2 c). L'interface et la surface libre de la couche doivent également être reconnues comme des contours, en identifiant tout ce qui est extérieur à la couche comme étant vide.

D.3 Simplification des contours, création du fichier CASTEM

Les données issues d'"Affimage" sont utilisées par le programme "Depouille_poro" (version 2), également écrit en Fortran 90. Ce programme permet à l'utilisateur de définir les paramètres du maillage :

- reconnaissance des contours externes de la couche ;
- orientation et simplification de ces contours (filtrage des contours par une moyenne sur n points) ;
- dimension des mailles ;
- taille minimale des porosités, distance minimale entre deux porosités ;
- épaisseur du substrat et largeur totale de la cible ;
- nombre de réplique par symétrie de la partie complexe de la couche. L'image d'origine est répliquée plusieurs fois par symétrie pour pouvoir utiliser des maillages de taille latérale suffisante.

Afin de simplifier le traitement des porosités, chaque contour interne à la couche est ajusté par une ellipse dont les paramètres sont :

- X_0 , Y_0 , coordonnées du centre de l'ellipse ;
- a et b , paramètres du grand et du petit axe ;
- θ angle entre le grand axe et l'horizontale.

L'ajustement de chaque contour est réalisé à l'aide de l'algorithme du simplexe permettant de minimiser la fonction d'erreur entre l'ellipse et le contour.

Le programme génère alors deux fichiers d'instructions dgibi (un pour le substrat, un pour la couche) qui sont utilisés par CASTEM2000 (version 2003) pour générer le maillage. Pour chaque image traitée (Figure D-3 a), quatre maillages de couches sont générés : un premier maillage parfait (Figure D-3 b), sans rugosité, ni porosité, un maillage avec la rugosité (Figure D-3 c), un autre avec la porosité seule (Figure D-3 d) et enfin un dernier avec la porosité et la rugosité (Figure D-3 e). Le substrat étant considéré comme non poreux, il n'est maillé que sous une forme parfaite ou rugueuse.

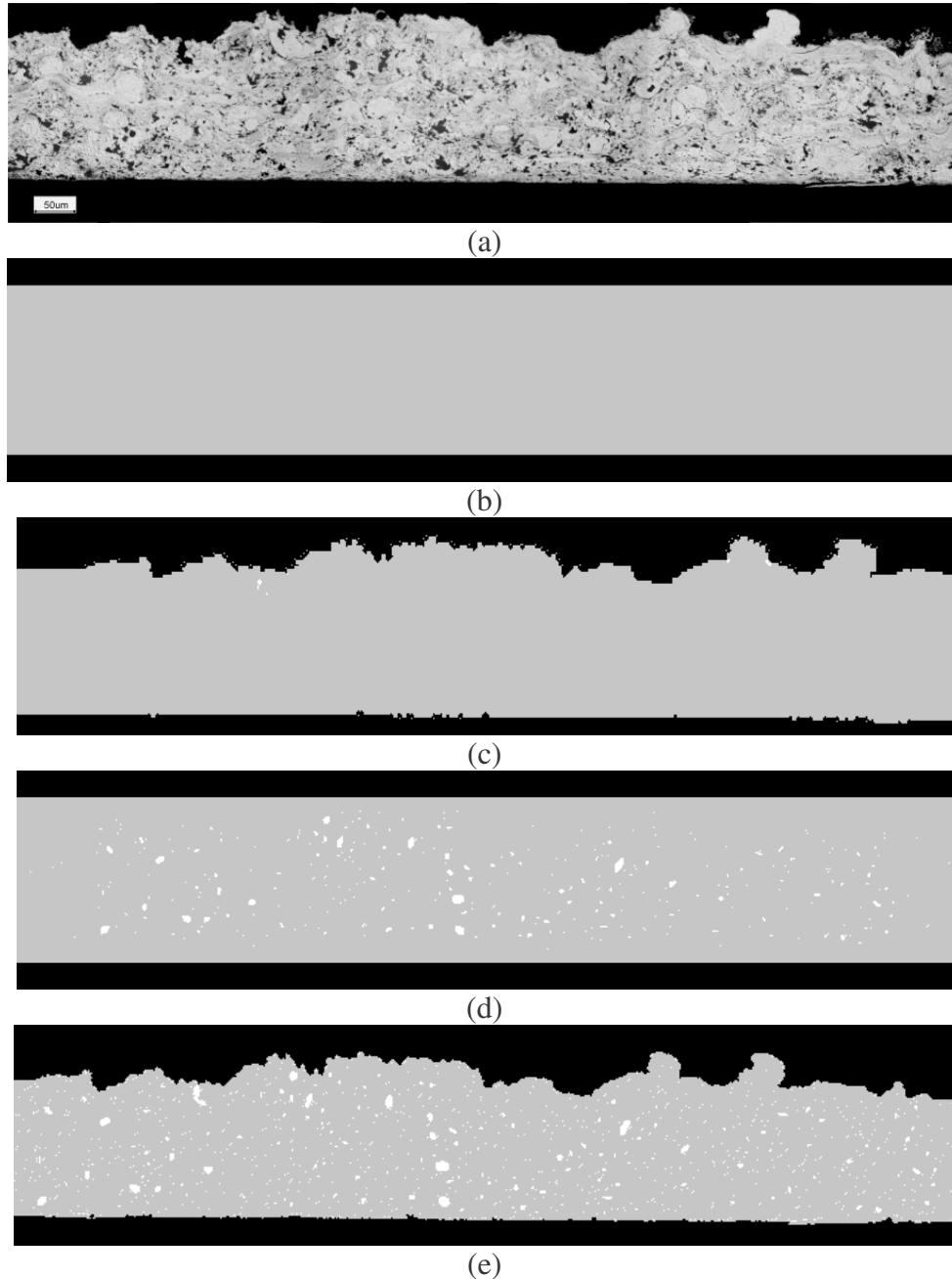


Figure D-3 (a) Coupe métallographique, (b) maillage "parfait", (c) maillage rugueux, (d) maillage poreux, (e) maillage rugueux et poreux.

D.4 Assemblage des maillages : fichier de simulation RADIOSS

La première étape de l'assemblage des fichiers de simulation consiste à découper en deux parties le maillage de la couche. La première partie est constituée de toutes les mailles jouxtant l'interface. La seconde partie correspond au reste des éléments constituant la couche. Ce découpage permettra par la suite de pouvoir inclure un critère de rupture spécifique à l'interface. Le code RADIOSS ne gérant pas directement les ruptures d'interface, il est nécessaire de modéliser celle-ci par une fine couche de matériau dont le seuil de rupture peut être fixé. L'épaisseur de l'interface simulée est donc fixée par le choix du maillage.

La seconde étape assemble les maillages des couches avec ceux du substrat afin de générer un ensemble de cibles complètes. Le programme d'assemblage ajoute également les points de mesure de pression à l'interface et de vitesse sur la surface libre de la couche. La Figure D-4 présente un zoom sur le maillage d'une cible assemblée prête à être utilisée pour les simulations.

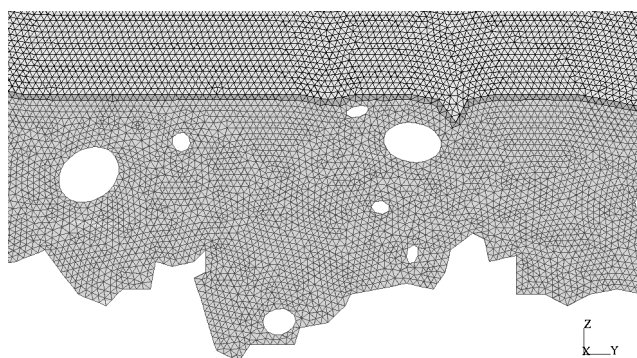


Figure D-4 Exemple de résultat de maillage complet avec en gris le substrat, en bleu l'interface et en orange la couche.

A partir d'une seule image, 16 fichiers de simulations sont ainsi générés :

	Chargement sur 2 mm		Chargement sur 1 mm	
	Sans rupture de l'interface	Substrat lisse (SL)	Couche lisse (CL) Couche poreuse (CP)	SL
Substrat rugueux (SR)		Couche rugueuse (CR) Couche rugueuse et poreuse (CRP)	SR	CR CRP
Avec rupture de l'interface	SL	CL CP	SL	CL CP
	SR	CR CRP	SR	CR CRP

Tableau D-1 Récapitulatif des 16 fichiers de simulation.

L'ensemble de ces simulations permet de quantifier les influences des différents paramètres tant sur le signal de vitesse que sur les niveaux de traction à l'interface et son éventuelle rupture.

D.5 Analyse des résultats

Les simulations fournissant un très grand nombre d'informations, il a été nécessaire de développer un outil de visualisation spécifique. Un programme, conçu à cet effet, permet d'afficher les résultats des simulations en vis-à-vis du maillage, comme on peut le voir à la Figure D-5.

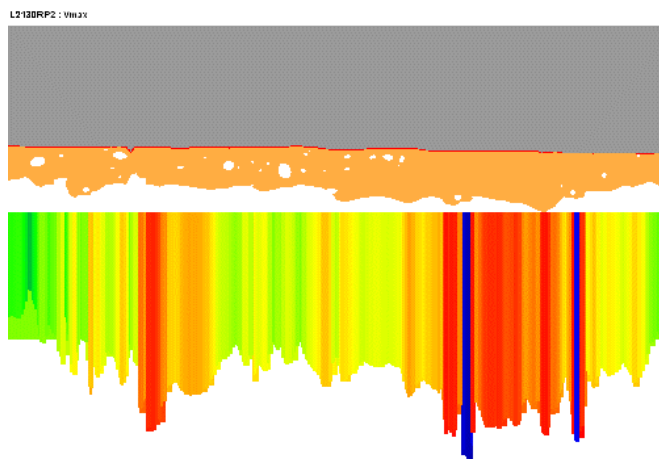


Figure D-5 Vitesse de surface libre maximale en vis-à-vis du chargement pour une cible Al 470 μm /Cu 130 μm avec un chargement type LALP sur une tache de 2 mm de diamètre

Le programme permet d'afficher les valeurs maximales, comme ici avec la vitesse de surface libre, mais également de montrer l'évolution au cours du temps sur toute la largeur de la zone de mesure. En plus de cet affichage, il fournit également les courbes d'évolution des extrema en fonction de la coordonnée Y (ici en abscisse) et le profil de vitesse de surface libre de la couche moyennée sur une largeur réglable afin de tenir compte de la taille du spot de mesure du VISAR. Cet outil a donc été très utile, que ce soit pour quantifier les effets de la rugosité et de la porosité, ou pour comprendre comment ces effets apparaissent.

D.6 Discussion sur le maillage et la modélisation

D.6.1 Maillage

L'utilisation du mailleur de CASTEM a limité nos possibilités de maillage. Afin de converger vers un maillage sans erreur, des simplifications des contours ainsi qu'un bon ajustement des paramètres de maillage ont été nécessaires. Le maillage obtenu présente toutefois un certain nombre de défauts inhérents au mailleur qui ne dispose pas d'outil de raffinement du maillage. On peut ainsi observer sur la Figure D-4 la présence de frontières entre des zones d'orientation des triangles du maillage.

Ces frontières peuvent être vues par les ondes comme étant des changements de matériaux lorsque les changements d'orientation sont trop brusques (cf. Annexe G sur l'étude de l'influence du maillage).

Du fait de la dimension des cibles, les tailles des mailles ont été fixées, non par l'utilisateur, mais par les limitations du programme. En effet, le nombre de mailles limite pour nos machines a été atteint avec les maillages les plus complexes. Il n'a donc pas été possible de diminuer la taille des mailles afin de modéliser plus correctement la propagation des ondes sur les rugosités et les porosités.

D.6.2 Modélisation

Nous avons choisi de commencer par une modélisation simple de la couche de cuivre. Elle ne tient compte ni des fissures à l'interface, ni des différences de constitution dans la couche de cuivre. Ces éléments supplémentaires peuvent être inclus dans la modélisation mais ajoutent un niveau de complexité supplémentaire à l'analyse et à la préparation du maillage. Le temps de préparation d'un ensemble de simulations "simples" peut aller jusqu'à 4 heures en tenant compte des itérations nécessaires pour obtenir un maillage sans erreur. La prise en compte des défauts supplémentaires de la couche n'a donc pas pu être réalisée. La durée des simulations (de 6 à 24 heures pour une seule simulation sur un bi-processeur Xeon à 3 GHz) et du traitement des données n'a pas permis de simuler un très grand nombre de cibles. Seuls quelques tirs sur les 3 séries de cibles sélectionnées ont été modélisés.

ANNEXE E :

PARAMETRES MATERIAUX

DES CODES SHYLAC ET

RADIOSS

Annexe E Paramètres utilisés dans les codes SHYLAC et RADIOSS

E.1 Paramètres SHYLAC:

	Al	Cu	Ni	Cr	Ta
ρ (kg.m ⁻³)	2700	8930	8200	7119	16650
Γ	2	1.99	1.88	1.5	1.6
C_0 (m.s ⁻¹)	5386	3933	4119	5170	3410
s	1.339	1.5	1.806	1.47	1.2
G (GPa)	26.2	46.8	79.2	110	69.2
Lim. Elast. (MPa)	300	120	1078	430	800

E.2 Paramètres RADIOSS, loi élasto-plastique parfaite

Unités RADIOSS : (10⁵ J), cm, μ s, Mbar, g

	Al	Cu
ρ (g.cm ⁻³)	2.7	8.93
Module d'Young (Mbar)	0.7	1.12
Coefficient de Poisson	0.36	0.36
Lim. Elast. (Mbar)	3×10^{-3}	1.2×10^{-3}
C0 (Mbar)	0	0
C1 (Mbar)	0.7832	1.381
C2 (Mbar)	0.531	1.388
C3 (Mbar)	-0.531	-0.3315
C4 (Mbar)	2	1.99
C5 (Mbar)	2	1.99

E.3 Paramètres RADIOSS , loi Johnson Cook

Unités RADIOSS : (10^5 J), cm, μ s, Mbar, g

	Al	Cu
ρ (g.cm-3)	2.7	8.96
Module d'Young (Mbar)	0.7	1.12
Coefficient de Poisson	0.36	0.36
Limite élastique (Mbar)	2.65×10^{-3}	9×10^{-4}
Module d'écrouissage (Mbar)	4.26×10^{-3}	2.92×10^{-3}
Coefficient d'écrouissage	0.34	0.31
C0 (Mbar)	0	0
C1 (Mbar)	0.7869	1.391
C2 (Mbar)	0.5351	1.363
C3 (Mbar)	-0.514	-0.389
C4	2	2
C5	2	2
Coefficient sur le taux de déformation	0.34	0.25
Exposant sur la température	1	1.09
Température de fusion (K)	775	1356
Chaleur spécifique (10^5 J.cm ⁻³)	2.43×10^{-5}	3.449×10^{-4}

ANNEXE F :

INFLUENCE DU MAILLAGE

SUR LES SIMULATIONS

RADIOSS

Annexe F Influence du maillage sur les simulations RADIOSS

Les résultats des simulations RADIOSS ont montré une certaine sensibilité à la dimension des éléments du maillage. Les éléments trop importants introduisent des oscillations supplémentaires qu'il est nécessaire de supprimer (oscillations numériques). D'un autre côté des maillages trop fins augmentent rapidement le temps des simulations. Un compromis est donc à déterminer entre la taille des mailles et le temps de calcul.

La cible utilisée ici est une plaque d'aluminium de 1 mm d'épaisseur et de 10 mm de large (Figure F-1). Il y a N_z mailles sur l'épaisseur et N_y mailles sur la largeur de la cible.

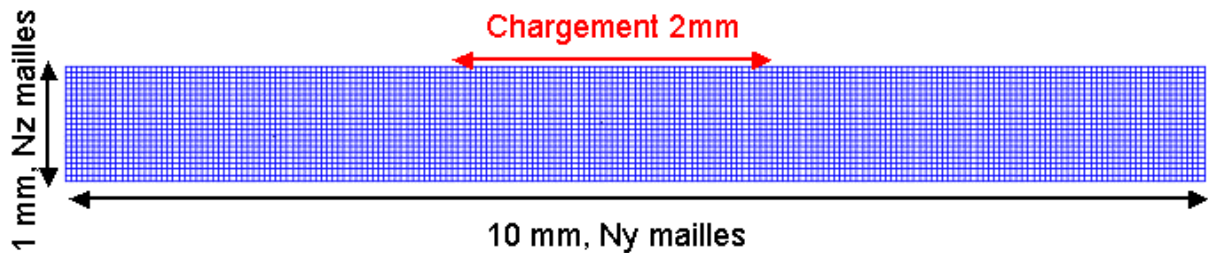


Figure F-1 Cible utilisée pour l'étude de maillage

Les simulations ont été réalisées à l'aide d'un rapport d'aspect N_z/N_y de 1 (mailles carrées). Des rapports d'aspects différents ont également été testés mais n'ont pas montré de réelles différences. Le chargement utilisé a été appliqué sur une tache de 2 mm avec une pression maximale de chargement de 2,0 GPa.

Les valeurs de N_z sélectionnés ont variés entre 10 et 300 mailles, soit des tailles d'éléments variant entre 100 μm et 3,3 μm . D'autre part, les maillages ont été créés en utilisant soit des éléments rectangulaires soit des éléments triangulaires.

La Figure F-2 présente les signaux de vitesse de surface libre obtenus pour ces différentes simulations.

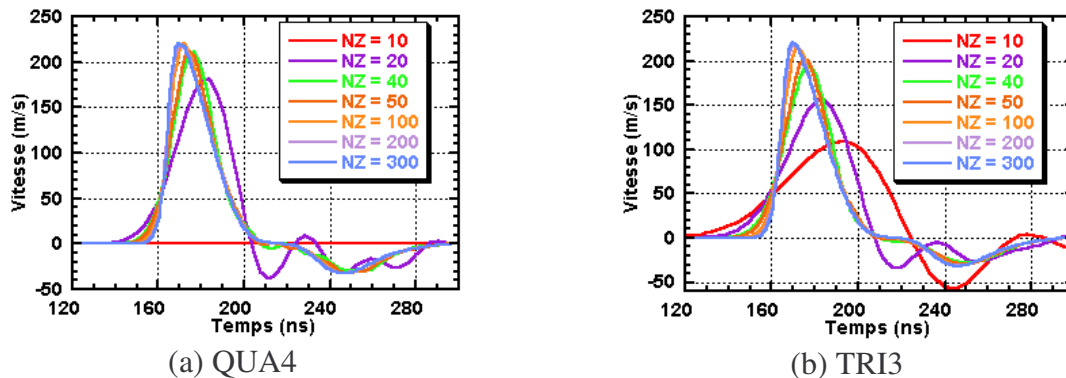


Figure F-2 Vitesse de face arrière pour une cible Al 1 mm (chargement sur 2 mm, 2,0 GPa) (a) éléments rectangulaires (QUA4), (b) éléments triangulaires (TRI3)

Que ce soit pour les QUA4 ou pour les TRI3, on observe la présence d'oscillations numériques derrière le premier débouché de l'onde de choc, ainsi qu'une évolution de

l'amplitude de ce débouché avec le nombre de mailles. La convergence des résultats est observée à partir de $N_z = 100$ soit des éléments de $10 \mu\text{m}$. Cette taille d'élément a donc été utilisée préférentiellement tout le long de cette étude que ce soit pour les QUA4 que pour les TRI3.

Il est à noter que les maillages utilisés ici sont réguliers. En particulier le maillage TRI3 s'obtient directement en divisant un élément QUA4 par une de ses diagonales. (il y a donc deux fois plus d'éléments dans le maillage TRI3 que dans le maillage QUA4 ce qui explique la présence de résultats pour $N_z=10$ dans le cas du maillage triangulaire). Toutefois, ces maillages ne peuvent être utilisés que sur des cibles aux contours réguliers. Pour des cibles complexes, une autre méthode de maillage permet d'obtenir des maillages non réguliers, en particulier pour les TRI3 (Figure F-3).

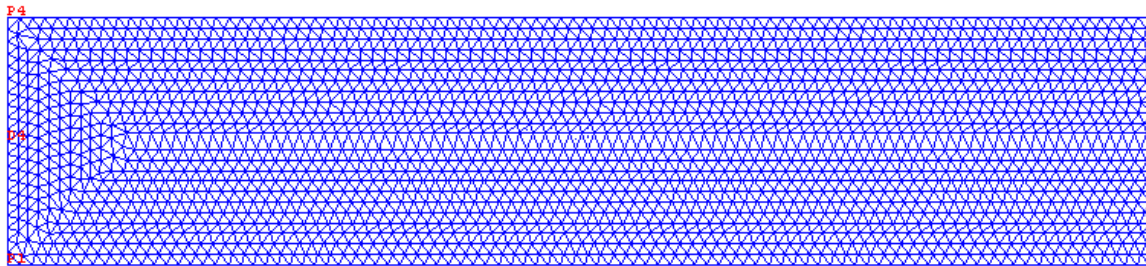


Figure F-3 exemple de maillage irrégulier

On observe alors au centre du maillage un changement d'orientation des éléments triangulaires. Ce changement d'orientation peut introduire une différence apparente des propriétés du matériau et engendrer une réflexion partielle des ondes que l'on retrouve sur les signaux de vitesse de la Figure F-4.

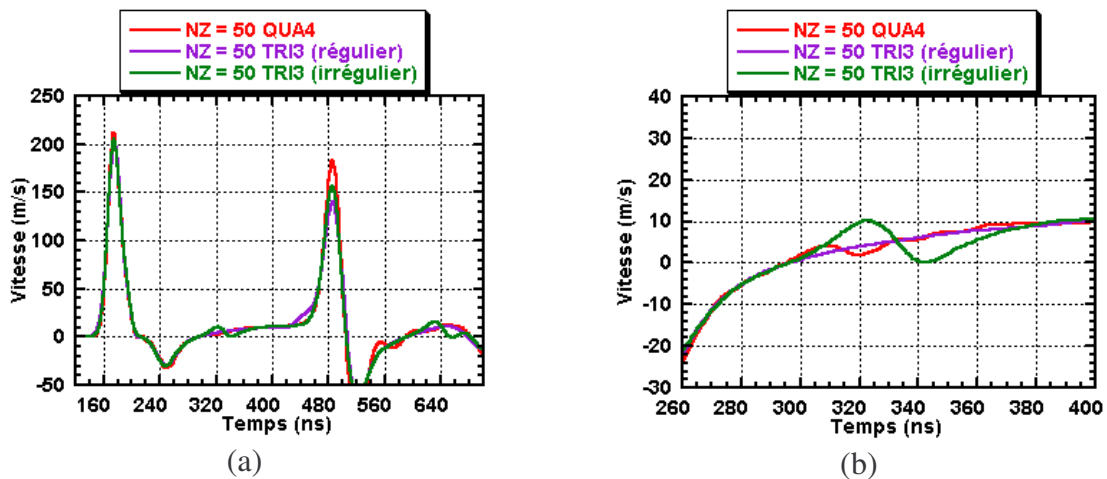


Figure F-4 (a) Comparaison des vitesses pour $N_z = 50$ entre des maillages rectangulaire, triangulaire régulier et irrégulier (b) agrandissement sur l'oscillation entre les deux débouchés

Cette réflexion parasite sur le maillage disparaît lorsque le maillage devient de plus en plus fin. On observe également sur ces courbes que le maillage QUA4 est plus sensible aux oscillations numériques qui apparaissent donc sur les courbes de vitesses alors qu'elles ne sont plus observées sur les simulations utilisant les maillages TRI3.

Cette sensibilité plus importante s'explique par l'utilisation d'un schéma d'intégration réduit utilisé dans le code RADIOSS. Afin de gagner du temps de calcul, l'algorithme de calcul réalise l'intégration à l'intérieur d'un élément sur un unique point (au lieu des 8 nécessaires en 3D). Il peut donc apparaître des modes de déformations qui ne provoquent pas de variation d'énergie dans le calcul. Ces modes n'étant pas physiques, ils parasitent les résultats. Un exemple de mode de déformation sans énergie est présenté à la Figure F-5 pour deux éléments. Du fait de la forme des éléments dans cet exemple, ces modes sont appelés modes de Hourglass (sablier en français).

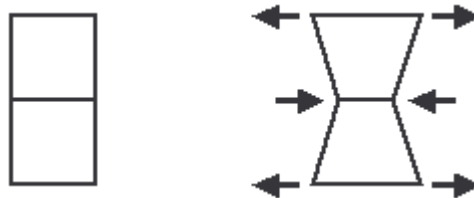


Figure F-5 Principe de l'effet Hourglass

Les éléments triangulaires ne sont pas sensibles à ces effets mais provoquent par contre des blocages sur leurs déformations (shear locking) qui permet d'expliquer les différences d'amplitudes sur les débouchés principaux du signal de vitesse entre les TRI3 et les QUA4.

Du fait de leur formulation, les éléments QUA4 fournissent des erreurs de calculs plus faibles que les TRI3. Ils ont donc été utilisés dès que la géométrie de la cible le permettait, avec une dimension généralement choisie à 10 μm . Les TRI3 ont par contre été utilisés sur les maillages complexes afin de générer des maillages présentant les plus petites transitions de formes sur les surfaces complexes.

Étude numérique et expérimentale de la séparation par chocs brefs d'interface de revêtements multi-couches. Application au test d'adhérence par chocs laser

RESUME

La génération d'un choc laser sur un système multi couche permet de solliciter l'interface en traction et de réaliser ainsi un test d'adhérence sans contact nommé LASAT (LASer Adhérence Test).

Les seuils de rupture d'interfaces de divers systèmes métalliques ont été déterminés en utilisant des lasers de puissance couplés à un diagnostic VISAR. L'influence des paramètres de dépôt sur ces seuils est révélée par le procédé LASAT.

La création des états de traction a été analysée pour optimiser la traction à l'interface par synchronisation des ondes. Ces résultats ont été confirmés numériquement avec les codes 1D SHYLAC et 2D/3D RADIOSS. La création d'états de traction par les effets de bords et leurs effets sur l'interface ont été étudiés numériquement et expérimentalement.

Les signaux expérimentaux ont été modélisés à l'aide des critères de rupture dynamique de Kanel ou de Tuler-Butcher ainsi que par l'utilisation de maillages réalistes des rugosités et des porosités de dépôts de cuivre élaborés par projection plasma.

Mots clé : Ondes de choc, laser, endommagement, rupture dynamique, adhérence, couches minces, adhésion, simulation numérique, VISAR

Experimental and numerical study of multi layer systems debonding by laser driven shocks applied to laser shock debonding test

SUMMARY

Laser shock driven on a multi layer system yields traction stress at the interface and provides a new process for testing the bond strength of coatings by the LASer Adherence Test (LASAT).

Interface bond strength of various metallic systems has been evidenced using high power laser facilities together with a VISAR diagnosis.

Traction stress generation has been analyzed in order to optimize the traction at the interface , according to waves synchronization process. These results have been confirmed by 1D and 2D numerical simulation. Two dimensional effects of the shock loading on traction of the interface have been numerically and experimentally evidenced

Experimental measurements have been recovered by numerical simulation implementing dynamic failure criteria of Kanel and Tuler Butcher. A realistic modeling of both roughness and porosity of coatings for plasma sprayed coatings improves consistence between numerical simulation and experiments using the LASAT process.

Key-Words : Shock waves, laser, damaging, dynamic failure, adhesion, coatings, numerical simulation, VISAR