

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

Doctorat ParisTech

T H È S E

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Mécanique et matériaux ”

présentée et soutenue publiquement par

Hongbin SONG

le 22 Janvier 2010

**Analyse expérimentale et numérique de la distribution
des contraintes résiduelles induites par choc-laser
dans des alliages d'aluminium**

Directeur de thèse : **Vincent JI**

Co-encadrement de la thèse : **Patrice PEYRE**

Jury

M. Michel BOUSTIE, DR, CNRS, ENSMA
M. Zhi-Qiang FENG, PU, Université d'Evry
M. David GLOAGUEN, MDC HDR, Université de Nantes
M. Patrice PEYRE, CR HDR, CNRS, Arts et Métiers ParisTech
M. Vincent JI, PU, Université de Paris XI

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur

**T
H
È
S
E**

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du Laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM, anciennement LIM, UMR CNRS 8006) d'Arts et Métiers ParisTech. Je tiens à remercier Mr. Thierry Bretheau, directeur du PIMM, de m'avoir accueilli dans son laboratoire.

Je remercie vivement Monsieur Zhi-Qiang FENG et Monsieur David GLOAGUEN qui acceptent d'être rapporteurs de mon travail de thèse et je remercie sincèrement Monsieur Michel BOUSTIE qui préside le jury de thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur Vincent Ji, Professeur des Universités à l'Université de Paris XI, directeur de thèse, qui m'a chaleureusement fait profiter de ses expériences, de ses connaissances scientifiques en diffraction des rayons X et n'a pas ménagé son temps pour m'accompagner tout au long de ce travail.

Je remercie Monsieur Patrice PEYRE, chargé de recherche CNRS au LALP, UPR 1578 CNRS, co-directeur de thèse, pour m'avoir consacré du temps, pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux et pour son aide sur la mise en œuvre de la simulation du procédé de choc-laser.

Je voudrais remercier vivement Monsieur Wilfrid Seiler, Ingénieur d'étude au PIMM, d'avoir enrichi mes connaissances en diffraction des rayons X au cours de ce travail, d'avoir été toujours disponible, partageant ses suggestions constructives.

Je voudrais remercier les différents partenaires du projet ANR CAPSUL : V. Vignal de l'ICB Dijon, H. Pelletier de l'INSA-Strasbourg et J. Delfosse d'EADS, qui ont contribué directement ou indirectement au contenu de cette thèse.

J'adresse également mes sincères remerciements à tous les membres du laboratoire PIMM pour leur soutien, leur enthousiasme et pour tous les moments agréables passés ensemble. Je tiens, enfin, à remercier tous ceux qui m'ont soutenu et aidé au quotidien.

TABLE DES MATIERES

Introduction générale	- 9 -
Chapitre I : Choc laser, principe et modélisation	- 13 -
Introduction.....	- 13 -
I-1. Principes d'un choc-laser	- 13 -
I-1.1. Historique du développement de traitement	- 13 -
I-1.2. Physique du choc-laser : l'interaction confinée	- 14 -
I-1.3. Pressions induites par choc-laser	- 15 -
I-1.4. Influence du revêtement thermo-absorbant.....	- 17 -
I-1.5. Effets induits dans les matériaux - généralités	- 18 -
I-2. Applications industrielles.....	- 19 -
I-3. Modélisation et simulation numérique du procédé	- 20 -
I-3.1. Modèles analytiques.....	- 20 -
I-3.1.1. Hypothèses et équation de base.....	- 21 -
I-3.1.2. Seuil de plastification sous choc	- 21 -
I-3.1.3. Calcul des déformations plastiques.....	- 22 -
I-3.1.4. Calcul des contraintes résiduelles induites par choc laser.....	- 23 -
I-3.2. Simulations numériques (1999-2008)	- 23 -
I-3.2.1. Différents modèles géométriques (1998-2008).....	- 23 -
I-3.2.2. Etapes de calcul.....	- 25 -
I-3.2.3. Comportement des matériaux sous choc-laser	- 26 -
I-3.2.3.1. Généralités : contraintes et déformations sous CL.....	- 26 -
I-3.2.3.2. Equations d'état.....	- 27 -
I-3.2.3.3. Lois de comportement élasto-visco-plastiques	- 29 -
I-3.2.4. Mise en œuvre des simulations	- 31 -
I-3.2.4.1. Optimisation du chargement en pression	- 31 -
I-3.2.4.2. Optimisation du pas de temps	- 32 -
I-3.2.5. Matériaux et conditions de traitement étudiés par simulation numérique .	- 33 -
I-4. Conclusion du chapitre, introduction de l'étude	- 33 -
Chapitre II : Détermination des contraintes résiduelles par diffractométrie X.....	- 37 -
II-1. Analyse des contraintes par DRX : aspects théoriques.....	- 37 -

II-1.1. Différents ordres de contraintes	- 37 -
II-1.2. Estimation des déformations en différentiant la loi de BRAGG	- 38 -
II-1.3. Système de coordonnées pour l'analyse de CR par DRX	- 38 -
II-1.4. Angles instrumentaux	- 39 -
II-1.5. Analyse de la profondeur du faisceau des rayons X.....	- 40 -
II-1.5.1. Mode ω , $\chi=0$	- 41 -
II-1.5.2. Mode χ (mode ψ), $\omega=\theta$	- 41 -
II-1.5.3. Mode combiné ω/χ	- 41 -
II-1.6. Equations de base pour l'analyses des CR par DRX	- 42 -
II-2. Méthode classique: «méthode des $\sin^2\psi$ ».....	- 43 -
II-3. DRX en faible incidence (GIXRD) : les différentes approches.....	- 43 -
II-3.1. Méthode des $\sin^2\psi$ en faible incidence ($\sin^2\psi^*$).....	- 43 -
II-3.2. Méthode des multi-réflexions	- 46 -
II-4. Conclusions du chapitre, introduction de l'étude	- 49 -
Chapitre III : Matériaux étudiés et conditions de traitement	- 51 -
III-1. Généralités sur les alliages d'aluminium.....	- 51 -
III-1.2. Durcissement structural	- 51 -
III-2. Alliages utilisés : 6056 et 2050	- 52 -
III-2.1. Alliage 6056	- 52 -
III-2.2. Alliage 2050	- 53 -
III-3. Analyse de la texture initiale par DRX.....	- 54 -
III-4. Conditions expérimentales de choc-laser	- 57 -
Chapitre IV : Caractérisation expérimentale des matériaux traités par choc-laser.....	- 61 -
Introduction.....	- 61 -
IV-1. Analyse de la topographie superficielle – Influence sur l'analyse des surfaces -	61 -
IV-1.1. Modification de la topographie superficielle	- 61 -
IV-2. Caractérisation de durcissement induit par choc-laser	- 64 -
IV-3. Analyse des contraintes résiduelles par la méthode des $\sin^2\psi$	- 66 -
IV-3.1. Etats de contraintes résiduelles sur les matériaux polis	- 66 -
IV-3.1.1. Procédure.....	- 66 -
IV-3.1.2. Résultats	- 66 -
IV-3.2. Largeurs intégrale-Ecrouissage du matériau	- 67 -
IV-3.3. Contraintes résiduelles induites par choc-laser	- 67 -

IV-3.3.1. Tendances générales - Anisotropie du champ de contrainte résiduelle ..	- 68 -
IV-3.3.2. Influence de la pression d'impact.....	- 69 -
IV-3.3.3. Influence du taux de recouvrement (alliage 6056).....	- 71 -
IV-3.3.4. Influence du diamètre d'impact.....	- 72 -
IV-3. Analyse de CR en faible incidence	- 74 -
IV-3.1. Conditions expérimentales pour l'analyse des CR en faible incidence ...	- 74 -
IV-3.1.1. Paramètres de goniomètre par la méthode des $\sin^2\psi^*$	- 75 -
IV-3.1.2. Conditions de diffraction pour la méthode des multi-réflexions.....	- 76 -
IV-3.1.3. Limite de la méthode des multi-réflexions.....	- 76 -
IV-3.2. Résultats sur 6056-T4.....	- 78 -
IV-3.3. Résultats sur 2050-T8.....	- 80 -
IV-3.4. Discussion	- 82 -
IV-4. Conclusion du chapitre.....	- 83 -
Chapitre V : Simulation numérique des modifications de surface induites par CL ...	- 85 -
V-1. Simulation numérique en 2D-axisymétrique	- 85 -
V-1.1. Modèle géométrique, les éléments utilisés, les conditions aux limites	- 86 -
V-1.2. Choix de la loi de comportement des matériaux	- 87 -
V-1.3. Chargement en pression : description de la routine FORTRAN	- 90 -
V-1.4. Optimisation des conditions d'un calcul 2D sur ABAQUS Explicit.....	- 91 -
V-1.5. Optimisation du profil spatial de pression $P=f(x,y)$	- 93 -
V-1.6. Optimisation du pas de temps en 2D Explicit	- 96 -
V-1.7. Comparaison des différentes lois de comportement.....	- 97 -
V-1.8. Comparaison avec une relaxation sur ABAQUS Standard	- 98 -
V-1.9. Influence des paramètres expérimentaux sur les champs de contrainte et de déformation induits par CL – Calculs en 2D-axisymétriques.....	- 99 -
V-1.9.1. Simulation d'impacts multiples	- 100 -
V-1.9.2. Influence de la pression d'impact.....	- 100 -
V-1.9.3. Influence du diamètre d'impact.....	- 101 -
V-1.9.4. Influence d'un champ de contraintes résiduelles initiales	- 102 -
V-1.10. Conclusion sur les calculs en 2D axisymétriques.....	- 102 -
V-2. Simulation numérique en 3D du choc-laser	- 103 -
V-2.1. Calculs en 3D d'un mono-impact de laser.....	- 104 -

V-2.1.1. Présentation du modèle en 3D : géométrie, maillage, conditions aux limites . -	104 -
V-2.1.2. Routine de chargement	105 -
V-2.1.3. Mise en œuvre du calcul : cas d'un mono-impact	105 -
V-2.1.4. Test de convergence sur le pas de temps	107 -
V-2.1.5. Influence du maillage	108 -
V-2.2. Simulation en 3D d'un traitement de surface par recouvrement d'impacts de laser sur l'alliage 2050-T8	108 -
V-2.2.1. Conditions de calcul	108 -
V-2.2.2. Calculs sur AA2050-T8	109 -
V-2.2.3. Influence de la pression d'impact	110 -
V-2.2.4. Influence du diamètre d'impact	113 -
V-2.2.5. Influence du taux de recouvrement (33%, 50%, 67%)	114 -
V-2.2.6. Comparaison des résultats expérimentaux (DRX classique et en faible incidence) avec ceux de la simulation numérique sur 2050-T8	115 -
V-2.2.6.1. Problème d'échelle	116 -
V-2.2.6.2. Simulation de deux cas réels sur 2050-T8	116 -
V-2.3. Résultats des calculs numériques sur 6056-T4	119 -
V-2.3.1. Influence des paramètres expérimentaux	119 -
V-2.3.2. Comparaison expérience/simulation (DRX classique et en faible incidence) sur 6056-T4	121 -
V.2.4. Discussion	126 -
V.2.5. Influence de la stratégie (ou chronologie) de traitement sur les champs de contraintes résiduelles	127 -
V-3. Conclusion et discussion	130 -
Conclusion générale et perspectives	133 -
Références bibliographiques	137 -
Annexes	145 -
Annexe 1 : Constantes d'élasticité radiocristallographiques	146 -
Annexe 2 : Généralités sur les ondes de choc	149 -
Annexe 3 : Bilan des résultats obtenus en DRX rasants	151 -
Annexe 4 : Optimisation du profil de pression $P=f(x,y)$	153 -
Annexe 5 : Calcul de la propagation d'un choc-laser ($P=5$ GPa)	155 -

Annexe 6 : Les champs de contraintes et de déformation de AA6056 et AA2050 en explicit et implicit	- 157 -
Annexe 7 : Champs de CR et de déformation évalué sans CR initial imposé, avec CR initial imposé sans relaxation et avec relaxation sur AA 2050	- 159 -
Annexe 8 : Fichier inp de calcul en 2D axisymétrique	- 161 -
Annexe 9 : Routine de Fortran pour imposer la pression 2D axisymétrique.....	- 165 -
Annexe 10 : Fichier de données (25 impacts -50% -3D).....	- 167 -
Annexe 11 : Routine de calcul 3D (50% de recouvrement, P=4,5 GPa)	- 175 -

Introduction générale

Les traitements mécaniques de précontrainte sont des post-traitements superficiels dont l'objectif principal est d'apporter une amélioration de la tenue en service des pièces mécaniques. L'exploitation de tels procédés permet aux industriels de concevoir des pièces plus légères et plus résistantes sans avoir à agir sur le choix du matériau [Fuchs, 1986].

Le choc-laser (CL) est un nouveau traitement alternatif de pré-contrainte distinct du grenailage classique. Il génère un écrouissage de surface par la propagation d'une onde de choc induite par un plasma laser dans la couche superficielle du matériau à traiter ([Askar'you, 1963], [Gregg, 1966], [Fairand, 1978], [Fabbro, 1990]), avec pour objectif l'amélioration des propriétés de tenue en fatigue ([Peyre, 1996], [Zhang, 1997]), des propriétés superficielles anti-usure [Sanchez-Santana, 2006] ou anti-corrosion ([Clauer, 1981],[Sano, 2006]). Actuellement, le procédé fait l'objet d'un intérêt nouveau de la part des industriels (GE Cie aux USA, Toshiba au Japon), favorisé par l'amélioration des sources laser, et la réduction de leur coût.

Parmi les avantages reconnus du procédé de CL se trouvent en premier lieu: la profondeur affectée est sensiblement plus importante (entre 1 à 2 mm), la rugosité superficielle est meilleure et les conditions locales de traitement sont mieux maîtrisées (on programme préalablement la position de chaque impact individuellement). Cependant, les états de contraintes résiduelles (CR) induites par choc-laser en extrême surface ($< 10 \mu\text{m}$) n'ont, à notre connaissance, jamais été étudiés de façon explicite et cependant ils jouent un rôle prépondérant vis-à-vis, par exemple, de la réactivité électrochimique des surfaces étudiées à développer un peu dans le cadre du projet ANR CAPSUL (<http://capsul.gerailp.fr/tiki>).

La méthode de diffraction des rayons X (DRX) est largement utilisée pour caractériser la microstructure (structure cristalline et texture cristallographique) et l'état mécanique (contraintes résiduelles) des matériaux cristallins à différentes échelles (macroscopique, mésoscopique et microscopique). C'est une technique non destructive, locale, sélective et quantitative qui permet d'obtenir des informations non seulement sur des échantillons mais également sur des pièces mécaniques. ([Von Laue, 1926], [Bragg, 1934], [Barrett, 1957], [Hauk, 1997], [Ji, 1989], [Zaouali, 1990]).

Dans un matériau hétérogène (anisotrope ou bien à gradient de propriétés), il existe souvent un fort gradient de CR lié au procédé d'élaboration et de traitement de surface. La caractérisation expérimentale de ce gradient est relativement difficile et complexe. On sous-estime alors très souvent ce gradient de CR, (i.e. le niveau maximal et la distribution en

fonction de la profondeur) qui joue un rôle extrêmement important, non seulement dans la compréhension des phénomènes physique-métallurgique-mécaniques mis en jeu lors de la genèse de CR, mais également vis à vis de leurs propriétés d'usage. La méthode classique ($\sin^2\psi$) ([[Noyan, 1987](#)], [[LM3, 2000](#)]) d'analyse des déformations et des contraintes dans les matériaux n'est plus applicable dans le cas d'un fort gradient de CR car l'angle ψ (l'angle entre normale de l'échantillon et la normale des plans diffractants) varie quand l'échantillon subit une rotation hors plan. Le changement de l'angle ψ est expérimentalement associé à une variation de l'angle d'incidence Ω et il en résulte des fortes variations de la profondeur de pénétration du faisceau incident ([[Acker, 1994](#)], [[Genzel, 1998](#)], [[Marques, 2000](#)], [[Welzel, 2005](#)]). Ainsi, le niveau des contraintes résiduelles déterminées ne révèle pas leur gradient réel.

Au Laboratoire Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM, UMR CNRS 8006), deux méthodes d'analyse des déformations et des contraintes par DRX en faible incidence ont été développées depuis 5 ans. La première méthode est basée sur la technique des multi-réflexions avec un angle d'incidence Ω fixe et l'utilisation des pics de diffraction correspondant aux différentes familles des plans $\{hkl\}$. En utilisant des modèles de passage micro-macro des cristallites, des déformations et des contraintes associées peuvent alors être évaluées en extrême surface du matériau. En collaboration avec Professeur Baczmanski de l'University of Mining and Metallurgy en Pologne, cette première méthode a déjà été appliquée avec succès pour analyser le gradient des contraintes résiduelles sur des pièces usinées [[Baczmanski, 2003, 2004](#)]. La deuxième méthode, dite des $\sin^2\psi^*$, est dérivée de la loi classique des $\sin^2\psi$. Cette méthode utilise une seule famille de plans $\{hkl\}$ et une série d'angles de rotation ψ^* et ϕ . Au lieu d'utiliser des angles ψ qui changent la profondeur de pénétration du faisceau incident en fonction de chaque rotation, on préconise d'utiliser une série d'angles ψ^* , ϕ et Ω prédéfinis permettant d'avoir la même profondeur d'analyse. Chaque point d'acquisition de pic de diffraction est alors calculé en utilisant des combinaisons des angles Ω , ϕ et ψ . Récemment, la thèse de doctorat de J. Peng avait pour objet de développer la méthode d'analyse des $\sin^2\psi^*$ en faible incidence et d'appliquer la méthode aux revêtements de cuivre et de tantale [[Peng, 2005, 2006](#)]

Depuis quelques années, les développements méthodologiques de l'analyse en faible incidence se sont multipliés afin d'appliquer la technique à différents traitements de surface tel que le dépôt par PVD ([[Genzel, 1998](#)], [[Marques, 2000](#)], [[Tagliente, 2001](#)]), le dépôt par CVD [[Peng, 2003](#)], le grenailage, l'usinage ou la trempe superficielle par induction [[Baczmanski, 2004](#)].

En revanche, il n'y a pas d'études publiées à ce jour sur de telles méthodes d'analyse expérimentales appliquées au traitement de CL. Nous nous sommes donc intéressés dans ce travail au problème de la détermination du gradient et de la distribution des contraintes résiduelles par les deux méthodes citées ci-dessus, mais également par la méthode classique $\sin^2\psi$ dans les couches superficielles de 2 alliages d'aluminium aéronautiques traités par CL.

L'intérêt majeur de la simulation numérique du choc-laser est d'amener une approche prédictive permettant aux utilisateurs d'optimiser les conditions de traitement sans passer par une longue et coûteuse caractérisation expérimentale systématique. Par ailleurs, le caractère déterministe du traitement rend obligatoire l'utilisation de modèles 3D pour représenter correctement l'hétérogénéité du champ de contraintes résiduelles. Les modélisations numériques du procédé de CL déjà existantes ([[Braisted, 1999](#)], [[Ding, 2003](#)], [[Warren, 2007](#)], [[Hu, 2007](#)], [[Peyre, 2007](#)] etc.) n'ont cependant pas confronté systématiquement les résultats à la mesure, n'ont pas validé rigoureusement les conditions de chargement mécanique $P=f(t)$ imposées au matériau, et n'ont pas étudié l'influence de stratégies de traitement complexes.

Le deuxième objectif de cette thèse est donc de simuler numériquement l'influence des différents paramètres procédé (diamètre d'impact, intensité laser, taux de recouvrement, stratégie de traitement) sur l'état mécanique superficiel induit par CL, et surtout sur l'homogénéité du champ de contrainte qui conditionne sa réactivité électrochimique, en se basant sur une caractérisation expérimentale systématique des gradients de CR en surface et en profondeur sur les 2 alliages d'aluminium (6056 et 2050).

Dans le premier chapitre, nous présentons les principes de base du procédé de CL, depuis la formation d'un plasma haute pression jusqu'à l'onde de choc qui se forme et se propage dans le matériau pour finir par la modification des propriétés de surface et les applications industrielles actuelles. Ensuite, nous rappelons les principales études récentes (analytiques ou numériques) ayant traité de la modélisation du procédé de CL.

Dans le second chapitre, nous rappelons les connaissances de base sur la caractérisation de l'état mécanique des matériaux cristallins par diffraction des rayons X (DRX), en commençant par la méthode classique de détermination des déformations et des contraintes (méthode des $\sin^2\psi$), puis en présentant les méthodes d'analyse des CR par les techniques de DRX en faible incidence (méthode des $\sin^2\psi^*$ et méthode de multi-réflexions).

Le troisième chapitre est consacré à la présentation et à la caractérisation des 2 alliages d'aluminium étudiés et à la description des conditions expérimentales de CL utilisées.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons la mise en œuvre des méthodologies d'analyse et d'évaluation des gradients de CR par DRX en faible incidence pour différentes conditions de

traitement. Les deux méthodes de DRX en faible incidence (méthode des $\sin^2\psi^*$ et méthode de multi-réflexions) sont appliquées simultanément pour comparer la fiabilité et la facilité d'utilisation dans la détermination du niveau et la distribution des CR sous CL.

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous présentons les modèles numériques par éléments finis en 2D axisymétrique et en 3D mis en œuvre et appliqués à différentes conditions de traitements. Plusieurs comparaisons expérience/simulation numérique sont présentées pour valider notre approche, que ce soit le niveau de CR en extrême surface (DRX en faible incidence) ou bien des gradients de CR en surface et en profondeur (DRX classique).

Enfin, le mémoire de thèse se termine par une conclusion générale et des suggestions de perspectives.

Chapitre I : Choc laser, principe et modélisation

Introduction

Il existe beaucoup de traitements superficiels mécaniques, thermiques ou thermochimiques (par exemple : grenailage, cémentation, nitruration, trempes superficielles) qui sont utilisés dans l'industrie pour renforcer les couches superficielles. Parmi les traitements mécaniques, le choc-laser (CL) est l'un des traitements dont les applications industrielles sont les plus récentes (1997-2008).

Ce procédé génère un écrouissage et une déformation plastique dans une couche superficielle, par la propagation et par l'atténuation d'une onde de choc formée par la détente et par l'expansion d'un plasma laser à haute pression et haute température ([[Bates, 1979](#)], [[Clauer, 1983](#)], [[Peyre, 1993](#)], [[Peyre, 1995](#)]).

Etudier le comportement des matériaux sous choc et évaluer les effets mécaniques induits sur les couches superficielles ont déjà fait l'objet de nombreuses études académiques ([[Fox, 1974](#)], [[Clauer, 1981](#)], [[Zhang, 1998](#)], [[Sano, 2006](#)]) depuis l'apparition du procédé dans les années 70, mais l'apparition de modèles prédictifs date du début des 90 [[Ballard, 1991](#)] et, pour les modèles numériques, de la fin des années 90.

La première simulation numérique par éléments finis du choc-laser est celle de Braisted et Brockman [[Braisted, 1999](#)] sur la prévision des CR dans des aciers traités par choc-laser. Depuis, plusieurs publications ont traité du problème pour différentes conditions de traitement (petits impacts < 0,1mm, grands impacts, durées d'impulsions plus ou moins courtes) ([[Zhang, 2000](#)], [[Peyre, 2003](#)], [[Hu, 2008](#)]), mais avec des validations expérimentales très limitées et des modèles mécaniques parfois discutables.

Dans ce chapitre introductif, on commencera par présenter le principe physique du traitement et les effets mécaniques induits sur les matériaux avant de présenter une synthèse des études antérieures sur la simulation numérique du procédé de choc-laser.

I-1. Principes d'un choc-laser

I-1.1. Historique du développement de traitement

L'origine du choc-laser remonte à 1963, date à laquelle Askar'you et Morez [[Askar'you, 1963](#)] suggèrent qu'on peut obtenir des pressions d'impact à partir de l'interaction d'une lumière laser pulsée interagissant avec une surface métallique. Toutefois, Anderholm [[Anderholm, 1968](#)] est le premier auteur qui montre que des pressions supérieures au GPa peuvent être obtenues grâce à l'interaction en mode confiné (avec un diélectrique transparent

à la lumière laser recouvrant la surface impactée). C'est entre autres Yang [[Yang, 1974](#)] qui a développe alors les caractérisations des pressions de choc induites en mode confiné pour différentes conditions expérimentales (milieux de confinement, matériaux impactés, densité de puissance incidente). En parallèle, Fairand et Clauer ([[Fairand, 1976](#)], [[Fairand, 1979](#)]) créent un code de calcul permettant d'accéder aux pressions d'impact et le valident par l'expérience.

Les pressions d'impact obtenues en confinant la surface impactée par du verre ou de l'eau se situant au dessus des conditions de plastification sous choc des alliages d'aluminium [[Peyre, 1993](#)], des études ont alors été engagées sur le renforcement superficiel des matériaux par choc-laser depuis 1972, pour déboucher tardivement sur des applications industrielles dans les années 90 [[Sano, 1997](#)].

I-1.2. Physique du choc-laser : l'interaction confinée

La formation d'ondes de choc avec une amplitude suffisante pour déformer plastiquement les métaux et modifier leurs propriétés nécessite des impulsions laser de forte énergie pendant des temps très courts afin d'entraîner directement la sublimation des couches atomiques en surface et d'éviter de la fusion superficielle [[Clauer, 1981](#)].

Des densités de puissance supérieures à $0,1 \text{ GW/cm}^2$ pour des temps d'émissions de l'énergie laser inférieurs à 100 ns sont nécessaires pour obtenir des pressions de choc suffisantes. Les lasers impulsionnels de type Nd-verre ou Nd-YAG délivrant des impulsions de quelques J en quelques ns sont donc adaptés au traitement de CL. Généralement, il s'agit de sources délivrant de 0.5 J à 40 J par impulsion, avec des durées de 5 à 25 ns, et sur des diamètres d'impacts de 0,5 mm à 8-10 mm. Certaines configurations particulières [[Zhang, 2004](#)] utilisent des micro-impacts laser de taille moins de 50 μm .

Le mécanisme de l'interaction est décrit comme suit : lors de l'interaction laser-matière, le matériau chauffé se vaporise (sur une épaisseur de l'ordre de 1 μm) jusqu'à atteindre des températures supérieures à plusieurs dizaines de milliers de K, au delà desquelles les atomes s'ionisent en libérant des électrons et forment un plasma. Les températures atteintes dans le plasma correspondent alors à des pressions élevées pouvant atteindre à 0,5 GPa en interaction directe à haute densité de puissance ($> 10 \text{ GW/cm}^2$). On parle d'ablation directe de la surface (Figure I-1) et, lors de la détente en pression du plasma, deux ondes de choc sont émises simultanément, l'une en retour dans l'air et la seconde vers la surface du matériau qui va se propager en le déformant plastiquement.

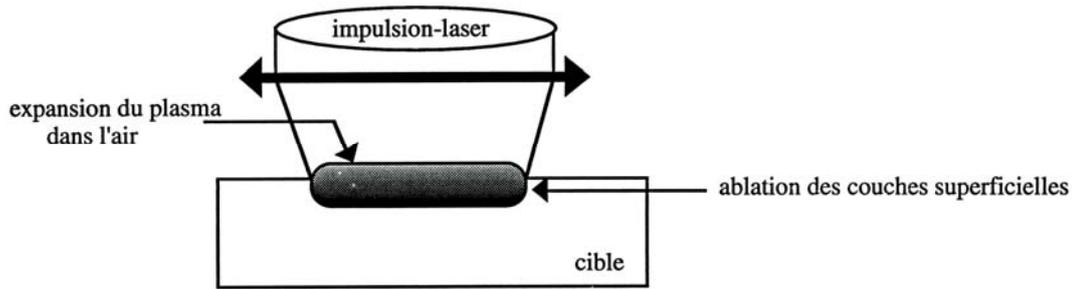


Figure I-1 : Schéma de principe d'un choc-laser en ablation directe

Anderholm [[Anderholm, 1968](#)] montre alors que, en utilisant un milieu transparent à la lumière laser pressé contre la surface métallique, l'expansion hydrodynamique du plasma au niveau de la région de confinement génère l'impulsion de pression nécessaire (grande amplitude, durée réduite) à l'utilisation du choc-laser comme traitement superficiel des matériaux. C'est la base du traitement en mode de plasma confiné (Figure I-2).

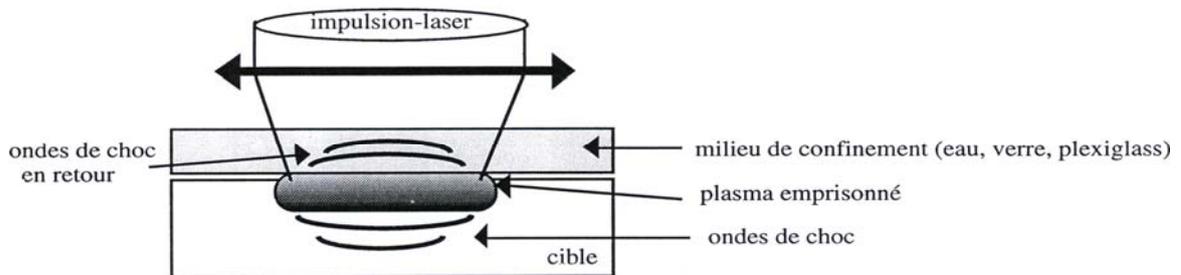


Figure I-2 : Schéma d'un choc-laser en mode de plasma confiné

Ce confinement a deux effets : (1) l'augmentation de la pression du plasma par limitation de sa détente, (2) l'allongement du temps de maintien de cette pression pendant le refroidissement adiabatique du plasma.

I-1.3. Pressions induites par choc-laser

Le régime confiné a été modélisé par Fabbro & Fournier [[Fabbro, 1990](#)] en considérant le plasma comme un gaz parfait, et pour une densité de puissance laser incidente constante (pulse laser carré) notée I_0 (GW/cm^2), pendant la durée τ du pulse. On aboutit alors [[Fabbro, 1990](#)] à une formulation analytique, pour considérer le taux d'absorption de la densité de puissance I_0 incidente :

$$P(\text{GPa}) = 0,01 \sqrt{\frac{\alpha}{2\alpha + 3}} \cdot \sqrt{Z} \cdot \sqrt{I_0} \quad (\text{I-1})$$

Avec I_0 = intensité laser (GW/cm^2), Z = impédance de choc réduite ($=\rho \cdot D$ en $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), u = vitesse matérielle et D = vitesse des ondes de choc ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$), α = proportion d'énergie contribuant à la montée en pression du plasma = 0,3 à 0,4.

Le résultat important de cette modélisation, améliorée récemment [Sollier, 2002], est que, en mode confiné, la pression est fonction de la racine carrée de la densité de puissance incidente. Pratiquement, c'est l'eau qui joue le plus souvent ce rôle de confinement.

En interaction confinée, la formule analytique donnant la pression d'impact pour un confinement par de l'eau ou du verre devient alors :

$$P(\text{GPa}) = 1,7 \cdot \sqrt{I_0} (\text{GW} / \text{cm}^2) \quad (\text{I-2})$$

Dans le cas d'un confinement par eau sur une surface d'aluminium, on s'aperçoit alors que le confinement permet d'obtenir des pressions crêtes de 6 à 10 fois supérieures à celles obtenues en ablation directe (exemple : 5 GPa contre 0,6 GPa à 8 GW/cm²), et des pics de pression environ 2 fois plus longs que la durée de l'impulsion laser (Figure I-3).

Au delà d'un certain flux, intervient un phénomène de saturation en pression qui n'est pas prévu par le modèle analytique et qui est dû à un phénomène de claquage diélectrique (l'eau s'ionise autour d'impuretés et absorbe le rayonnement laser) [Berthe, 1998]. Des mesures de pression d'impact par vélocimétrie Doppler- VISAR ([Berthe, 1997], [Berthe, 1999]), permettent de mettre en évidence ce phénomène, et montrent que les seuils de claquage dépendent de la longueur d'onde et de la durée d'impulsion.

Dans les gammes de durée d'impulsion classiquement utilisées pour le choc-laser (10-20 ns), les pressions d'impact sont limitées à environ 5 GPa pour une longueur d'onde de 1,06 μm (à 10 GW/cm²) ou de 0,532 μm (à 7 GW/cm²). Dans notre étude, seule une longueur d'onde de 0,532 μm est utilisée (Figure I-4).

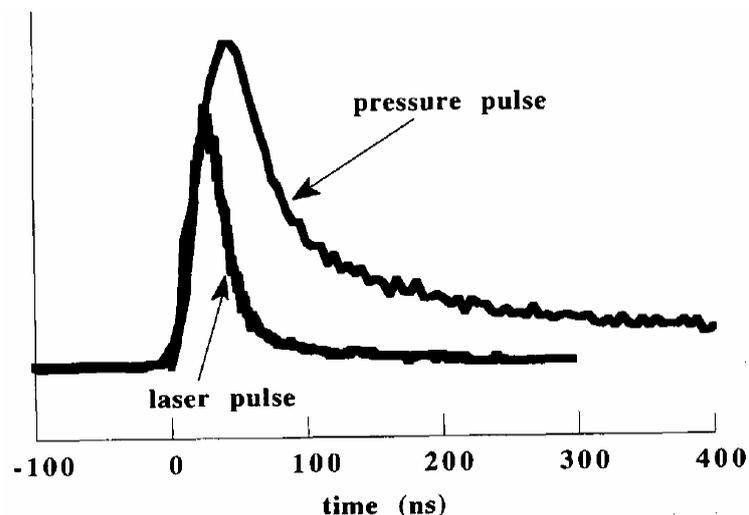


Figure I-3 : Impulsion laser Gaussienne Laser et impulsion de pression induite par laser

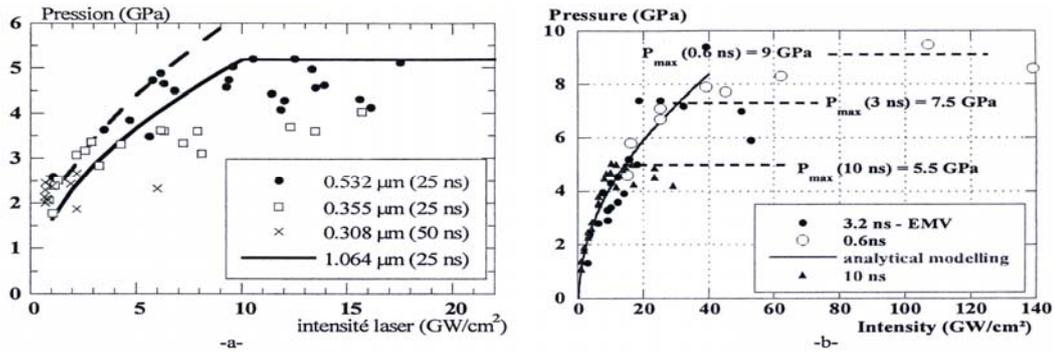


Figure I-4 : Evolution de la pression d'impact en fonction de l'intensité laser pour différentes (a) longueurs d'ondes et, (b) durée d'impulsion, $\lambda = 0,532 \mu\text{m}$ ([Berthe, 1999], [Pevre, 2000])

I-1.4. Influence du revêtement thermo-absorbant

L'application du choc laser comme un traitement purement mécanique générateur de contraintes résiduelles de compression passe par l'utilisation d'un revêtement protecteur destiné à éviter tout effet thermique en surface du matériau à traiter (Figure I-5). Même si certaines applications industrielles réalisent un traitement sans revêtement [Sano, 2006], la plupart d'entre elles protègent les surfaces à traiter par des revêtements appropriés (peintures organiques, adhésifs métalliques).

L'épaisseur de ce revêtement est généralement optimisée afin :

- de ne pas limiter les pressions d'impact transférées en surface du matériau traité en augmentant démesurément l'épaisseur du protecteur thermique,
- d'assurer par une épaisseur optimale, une protection efficace à haut flux et pour des tirs répétés.

Des études récentes [Sollier, 2002] ont montré que les profils de température induits par des plasmas laser confinés dans le régime 2-8 GW/cm² et 8-10 ns entraînaient des profondeurs affectées thermiquement toujours inférieures à 40 μm. En tenant compte des épaisseurs de revêtements (adhésifs aluminium) utilisées dans la présente étude (70-100 μm), on peut considérer que la surface n'est soumise qu'à un impact mécanique.

Enfin, si l'impédance de choc ($Z=\rho x D$) du revêtement est différente de celle du matériau traité, la transmission de l'onde de choc du revêtement au matériau va correspondre à une amplification si $Z_{\text{revêtement}} < Z_{\text{cible}}$ ou une atténuation de l'onde si $Z_{\text{revêtement}} > Z_{\text{cible}}$. Le revêtement joue donc un triple rôle : (1) formation du plasma, (2) absorption des effets thermiques, (3) modification du profil de pression lors de la transmission de $P(t)$ dans le matériau traité.

I-2. Applications industrielles

Le choc-laser en tant que traitement générateur de contraintes résiduelles de compression a mis un certain temps avant d'aboutir à des applications industrielles.

L'industrie aérospatiale a été la première à déposer des brevets sur le choc laser en production pour le traitement des bords de turbine et des composants rotors ([[Mannava, 1996](#)], [[Mannava, 1997](#)]), des disques et des réducteurs [[Ferrigno, 2001](#)] ainsi que des composants de roulement [[Casarcia, 1996](#)].

General Electric Aircraft Engines aux Etats-Unis traite, par choc-laser, les bords d'attaque des aubes FAN en alliage de titane pour des avions militaires depuis 1997 pour renforcer la durabilité et la résistance à la fissuration sans endommager la surface de finition [[Mannava, 1997](#)] (Figure I-7). A partir de 2004, l'utilisation du choc-laser a été étendue aux avions civils.

Depuis 1995, la société Toshiba au Japon a également développé un système de renforcement, par choc-laser, des joints soudés des parois (internes et externes) en acier 304 des cuves de Réacteur à Eau Pressurisée. Les avantages du choc-laser pour cette application sont la possibilité de traiter les joints soudés en immersion dans la cuve d'eau sans arrêter la centrale nucléaire et la génération de contraintes résiduelles de compression profondes (autour de 800 μm) pour éviter la corrosion sous contrainte (Figure I-8).

Enfin, depuis 2002, MIC (Metal Improvement Company) a installé aux Etats-Unis la première usine de traitement par choc-laser, en collaboration avec LNL (San Francisco), principalement dédiée pour l'instant à des pièces aéronautiques à forte valeur ajoutée. Une seconde usine a été installée en Grande Bretagne en 2005 [[Guernic, 2002](#)].

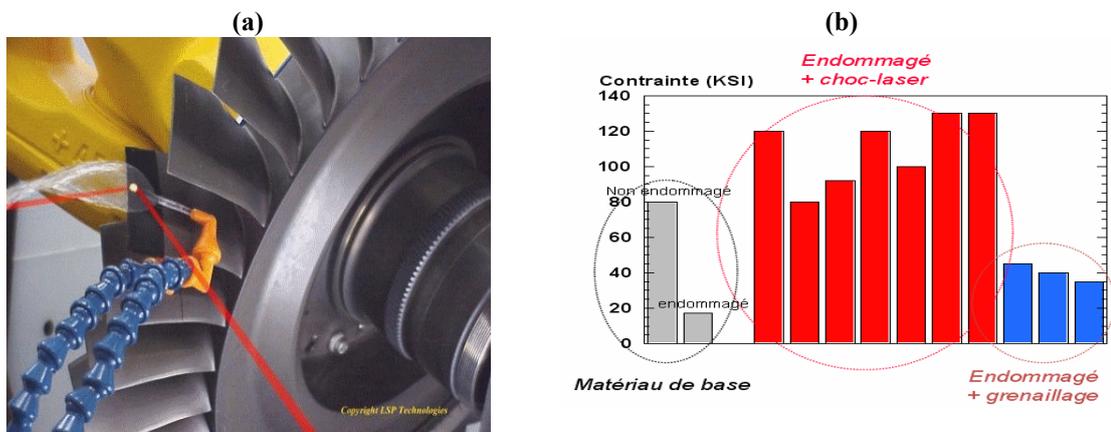


Figure I-7: (a) traitement par choc-laser des aubages, (b) tenue en fatigue de structures en titane avec ou sans défaut initial

Industriel	Application
General Electric Aircraft Engines , USA	aéronautique civil et militaire
MIC, GB	aéronautique civile
Toshibas Corporation, Japon	Nucléaire
MIC (Metal Improvement Company), USA	aéronautique civil et militaire

Tableau I- 1 : Applications industrielles du choc laser

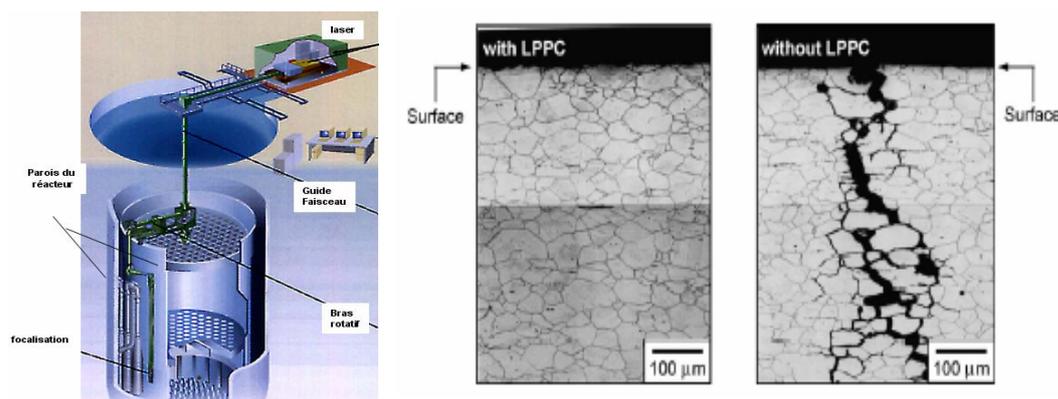


Figure I-8: Amélioration de la résistance à la corrosion sous contrainte des REP (nucléaire)
(TOSHIBA - Japon – 1998-2007)

I-3. Modélisation et simulation numérique du procédé

Divers auteurs ([Braisted, 1999], [Zhang, 2000], [Ding, 2003-1], [Zhang, 2004-1], [Fan, 2005], [Warren, 2008]) se sont intéressés à la description de la réponse mécanique d'un matériau soumis à un choc laser. Le choc-laser (CL) peut être considéré comme un traitement de surface purement mécanique lorsqu'on utilise un revêtement thermo-protecteur pour éviter les effets thermique et thermodynamique. Le problème est alors que les vitesses de déformation sont de l'ordre de $\frac{d\varepsilon}{dt} = 10^6 s^{-1}$ pour lesquelles le matériau se comporte comme un fluide. Il faut donc combiner un formalisme hydrodynamique à des notions d'élasto-plasticité traditionnelles (le matériau après choc est considéré comme un solide). Pour cela, on peut déterminer expérimentalement les limites d'élasticité des matériaux sous choc P_H (limite d'Hugoniot) (cf. Chapitre I-3.1.2.) afin de les intégrer dans les lois de comportement.

I-3.1. Modèles analytiques

A notre connaissance, le seul modèle analytique de calcul des états mécaniques induits par impact rapide est celui développé par P. Ballard dans sa thèse en 1991 [Ballard, 1991], que nous présentons brièvement dans le paragraphe qui suit.

I-3.1.1. Hypothèses et équation de base

Dans la description des effets mécaniques des ondes de choc laser, Ballard insiste sur la dualité Hydrodynamique / Elasto-plasticité nécessaire à la compréhension du phénomène. Il base son modèle sur les hypothèses suivantes:

- on néglige les effets thermiques, minimisés par la présence d'une couche sacrificielle ;
- le matériau se comporte comme un solide. L'amortissement se fait par des ondes de détente élastiques et le formalisme élasto-plastique permet de décrire correctement l'atténuation des ondes ;
- on suppose que la zone concernée par l'impact laser se déforme à très grande vitesse et sans frottement dans un moule rigide, la déformation induite par impact laser est donc uniaxiale et plane.

On a donc des tenseurs de déformation et de déplacement imposés du type :

$$\underline{\varepsilon} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{u} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u \end{vmatrix} \quad (\text{I-3})$$

Le tenseur de contrainte imposé $\underline{\sigma}$ et le tenseur de déformation plastique $\underline{\varepsilon}^P$ s'expriment par :

$$\underline{\sigma} = \begin{vmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \underline{\varepsilon}^P = \begin{vmatrix} -\varepsilon^P/2 & 0 & 0 \\ 0 & -\varepsilon^P/2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon^P \end{vmatrix} \quad (\text{I-4})$$

I-3.1.2. Seuil de plastification sous choc

La condition limite pour souscrire au critère de plasticité (limite d'Hugoniot) est telle que :

$$P_H = \sigma_x = \left(1 + \frac{\lambda}{2\mu}\right) \sigma_y^{dyn} = \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) \sigma_y^{dyn} \quad (\text{I-5})$$

Avec P_H la limite d'Hugoniot; λ et μ les coefficients de Lamé¹; ν , le coefficient de Poisson du matériau ; σ_y^{dyn} la limite d'élasticité dynamique du matériau.

Cette limite d'Hugoniot peut être sensiblement modifiée par la présence d'un champ de contraintes résiduelles initiales σ_0 . Dubouchet [[Dubouchet, 1993](#)] a alors montré que P_H devenait :

$$P_H = \sigma_x = \left(1 + \frac{\lambda}{2\mu}\right) (\sigma_y^{dyn} - \sigma_0) = \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) (\sigma_y^{dyn} - \sigma_0) \quad (\text{I-6})$$

¹ $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$ et $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$

I-3.1.3. Calcul des déformations plastiques

Le modèle représente également la courbe de déformation plastique en fonction de la pression d'impact (Figure I-9).

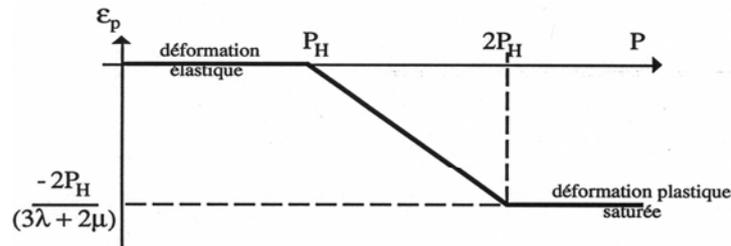


Figure I-9: Déformation plastique en fonction de la pression d'impact [Fabbro, 1995]

Ce modèle met en évidence trois domaines de pression (Figure I-9):

- un domaine $P < P_H$, pour lequel il n'y a pas de déformation plastique
- un domaine $P_H < P < 2P_H$, pour lequel la déformation plastique croît avec la pression (équation I-8)
- un domaine $P > 2P_H$, pour lequel la déformation plastique est saturée

Les équations reliant la déformation à la pression établie sont :

$$\varepsilon_0^P = -\frac{2P_H}{3\lambda + 2\mu} \quad \text{pour } P > 2P_H \quad (\text{I-7})$$

$$\varepsilon^P = -\frac{2P_H}{3\lambda + 2\mu} \left[\frac{P}{P_H} - 1 \right] \quad \text{pour } P_H < P < 2P_H \quad (\text{I-8})$$

L'un des résultats du modèle est que les matériaux à haute limite d'élasticité acceptent des taux de déformation plus élevés que les matériaux moins résistants.

A partir de diagrammes de marche (x,t) de l'onde de choc et des différences de vitesses de propagation des ondes élastiques et plastiques, Ballard a aussi calculé la profondeur affectée plastiquement par un CL élastique depuis la surface de matériau. A chaque retour d'onde élastique depuis la surface à vitesse C_{el} , l'onde de choc est réduite de $2P_H$. Cet écrêtage se produit pour la première fois à la profondeur Z^2 :

$$Z = \frac{C_{el} C_{pl} \cdot \tau}{C_{el} - C_{pl}} \quad (\text{I-9})$$

avec C_{el} et C_{pl} = célérités des ondes élastiques et plastiques ; τ = durée du maintien en pression

La profondeur plastifiée par une impulsion temporellement triangulaire devient donc :

$$^2 C_{élastique} = C_{el} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad \text{et} \quad C_{plastique} = C_{pl} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu/3}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1+\nu)}{3\rho(1+\nu)(1-2\nu)\rho}}$$

$$L = \frac{C_{el} C_{pl} \cdot \tau}{C_{el} - C_{pl}} \left[\frac{P - P_H}{2P_H} \right] \quad (\text{I-10})$$

Ce calcul montre donc que la profondeur plastifiée diminue avec la limite d'élasticité sous choc et elle augmente linéairement avec la durée d'impulsion et avec la pression.

I-3.1.4. Calcul des contraintes résiduelles induites par choc laser

Enfin, le modèle calcule le champ de contraintes résiduelles (CR) issus d'impacts géométriquement carrés et circulaires à partir du modèle d'une inclusion affleurant à la surface d'un massif semi-infini, et ce pour un matériau élasto-parfaitement plastique.

La contrainte superficielle pour un impact circulaire de rayon r_0 , donne alors :

$$\sigma_{surf} = \mu \cdot \varepsilon^p \cdot \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \cdot \left[1 - \frac{4\sqrt{2}}{\pi} (1+\nu) \frac{L}{r_0 \sqrt{2}} \right] \quad (\text{I-11})$$

La valeur de contrainte augmente donc avec la déformation plastique ε^p et, à ε^p constant, diminue avec la profondeur plastifiée L .

En présence de CR initiales σ_0 la formule devient [[Dubouchet, 1993](#)] :

$$\sigma_{surf} = \sigma_0 - (\sigma_Y + \sigma_0) \cdot \left[1 - \frac{4\sqrt{2}}{\pi} (1+\nu) \frac{L}{r_0 \sqrt{2}} \right] \quad (\text{I-12})$$

La présence de contraintes initiales de compression a donc pour effet d'augmenter le seuil de plastification sous CL.

I-3.2. Simulations numériques (1999-2008)

La première simulation numérique en 2D axisymétrique publiée concernant le CL date de 1999 [[Braisted, 1999](#)]. Depuis, différents auteurs ([[Chaieb, 2005](#)], [[Hirano, 2006](#)], [[Hu, 2006](#)], [[Peyre, 2007](#)], [[Morales, 2008](#)], [[Song, 2008-1, 2, 2009](#)]) ont développé des simulations numériques du procédé de CL par la méthode des éléments finis, en utilisant essentiellement des algorithmes explicites pour le calcul des chocs [[Braisted, 1999](#)], suivis le plus souvent d'une étape de relaxation en mode explicit-implicit. Une synthèse de l'ensemble des publications ayant traité récemment de la simulation du CL est présentée dans le tableau I-2.

I-3.2.1. Différents modèles géométriques (1998-2008)

Un grand nombre d'auteurs ([[Braisted, 1999](#)], [[Zhang, 2000](#)], [[Chaieb, 2005](#)], [[Peyre, 2007](#)]) ont utilisé des modèles en 2D axisymétriques, car l'impact laser est généralement circulaire (Figure I-10). Les modèles développés, en particulier sur ABAQUS utilisent une combinaison d'éléments finis et infinis. Les éléments finis continus sont utilisés pour simuler le

comportement sous un choc de la matière traitée et les éléments infinis (élastiques) permettent d'éviter les surfaces libres susceptibles de générer des réflexions d'onde.

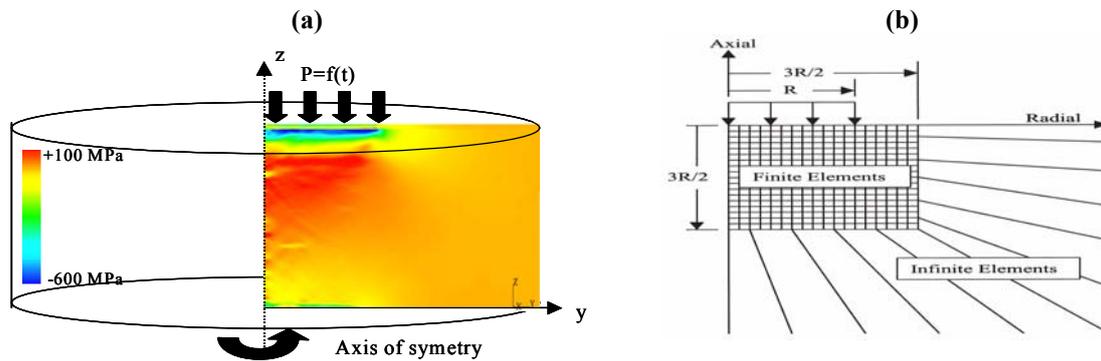


Figure I-10 : (a) Calcul des contraintes résiduelles par un modèle 2D axisymétrique [Peyre, 2004], (b) Modèle 2D axisymétrique de Braisted [Braisted, 1999]

Les maillages utilisés par [Ding, 2003-1,2] et [Braisted, 1999] sont rectangulaires et de dimension L^e proportionnelle au rayon r_0 des impacts laser (L^e/r_0 compris entre 0,22 % et 0,67 % de r_0). Ainsi, pour des impacts de l'ordre de 5 mm, les auteurs utilisent des éléments de l'ordre de 25 μm .

D'autres auteurs [Peyre, 2007] utilisent des progressions géométriques (fonction Bias sur ABAQUS [Abaqus, 2008]) permettant d'affiner le maillage uniquement dans les zones les plus sollicitées (la surface), afin de limiter la durée des calculs.

La première simulation en 3D par éléments finis est publiée en 2006 par Hu [Hu, 2006] avec le code ANSYS. Puisque le modèle est symétrique et qu'il considère un impact de forme carrée, le modèle considère deux plans de symétrie $x=0-z$ et $y=0-z$, ainsi qu'une condition aux limites sur les surfaces libres (surface non réfléchissante) permettant de limiter l'oscillation dynamique du massif. Malgré la simulation d'un seul impact laser, les résultats permettent de bien décrire un impact laser sur un acier 35CD4 avec une dureté HRC de 50 (Figure I-11).

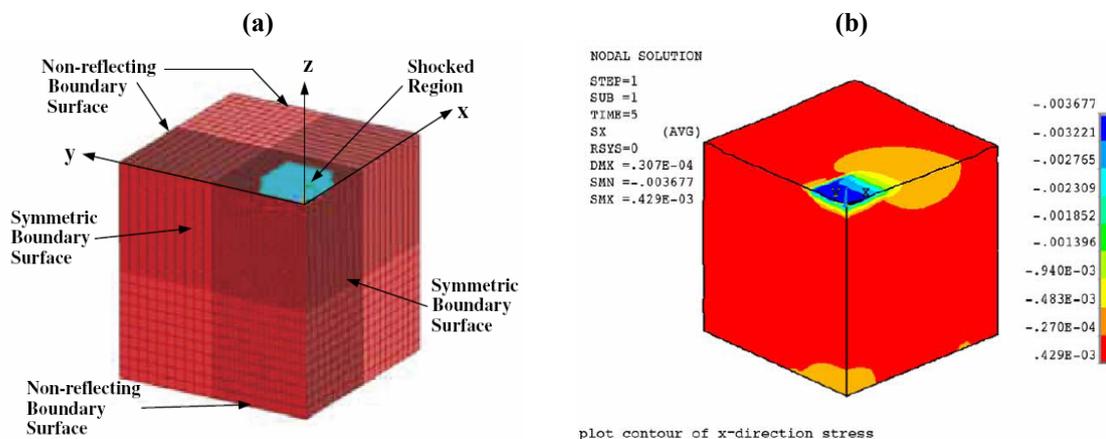


Figure I-11: (a) Modèle 3D symétrique établi par Hu, (b) Champ de contraintes selon l'axe x [Hu, 2006]

En 2008, Hu [Hu, 2008] utilise un seul plan de symétrie et analyse l'effet de recouvrement d'impacts (décalage entre impacts $\Delta_d=R, 2R, 2,5R$ (Figure I-12)), en considérant le champ de contrainte résultant. Il montre que l'utilisation d'impacts successifs ou simultanés n'a d'effet sur l'état résiduel que si le taux de recouvrement entre impacts est important ($\Delta_d=R$). En 2008, le modèle en 3D de Warren [Warren, 2008], comme celui de Hu, analyse les effets de distance inter-impacts, d'intensité de choc et de taille de l'impact. Par contre, les résultats numériques publiés ne présentent pas de validation expérimentale.

I-3.2.2. Etapes de calcul

Dans la plupart des simulations en 2D ou en 3D existantes, à l'issue du calcul explicite du choc, toutes les contraintes et les déformations dynamiques sont importées comme donnée d'entrée d'un second calcul implicite pour le calcul des distributions des contraintes stabilisées ou résiduelles.

Ainsi, lors de la simulation d'impacts multiples, les valeurs des contraintes et des déformations résiduelles de l'impact n deviennent les contraintes et les déformations initiales des matériaux pour l'impact $(n+1)$. Ce processus est répété à chaque nouvel impact.

Le schéma d'analyse sous ABAQUS est illustré en Figure I-13 [Braisted, 1999].

En suivant le même schéma de résolution sous ABAQUS (explicit + implicit), Ding [Ding, 2003-1,2] a pour la première fois développé un modèle en 3D permettant de calculer la distribution de CR lors d'un impact rectangulaire dans l'acier 35CD4 avec une dureté HRC de 50 et dans l'alliage de titane Ti-6Al-4V.

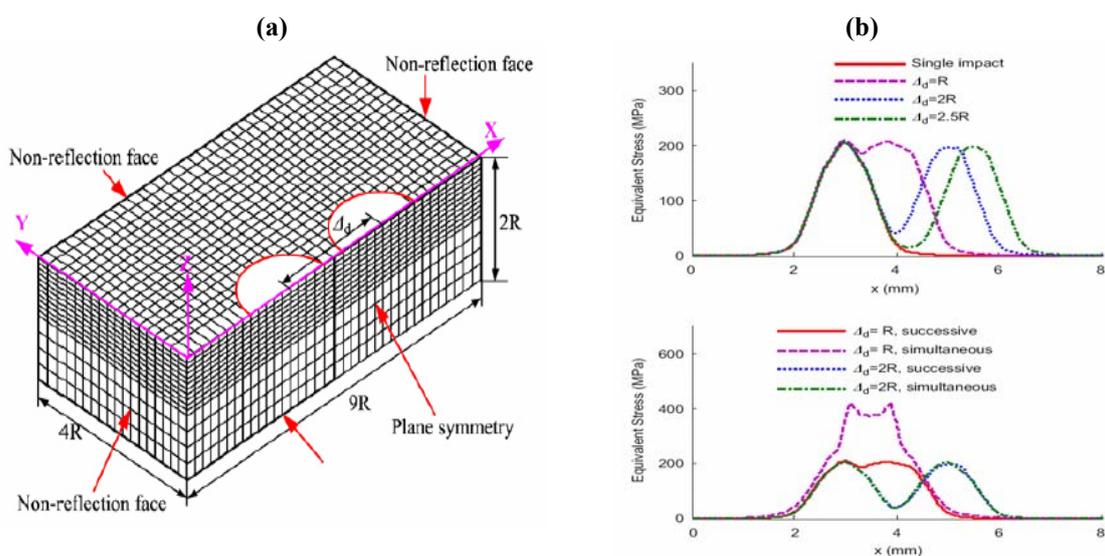


Figure I-12: (a) modèle 3D de Hu, (b) effets de la distance inter-spot sur les contraintes équivalentes

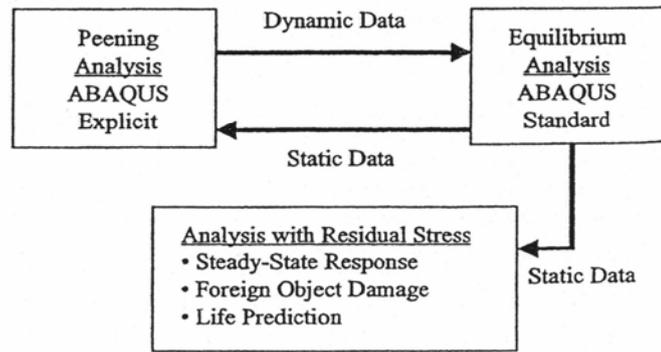


Figure I-13: Le procédé d'analyse par ABAQUS/Explicite et ABAQUS/Implicite [Braisted, 1999]

Plus récemment, Peyre [Peyre, 2007] a présenté des résultats d'états quasi-résiduels obtenus uniquement avec des calculs explicites. Sur un acier à 12 % Cr et un acier 316 L, soumis à des impacts laser de l'ordre de 5 GPa – 20 ns, et en utilisant deux étapes de calcul successives, l'auteur montre qu'au-delà de 50 μ s, l'état mécanique n'évolue plus, et qu'on peut donc considérer les contraintes dynamiques relaxées, comme des CR.

I-3.2.3. Comportement des matériaux sous choc-laser

L'un des problèmes récurrents des simulations numériques du CL est la nécessité de connaître a priori, à la fois le comportement mécanique statique et le comportement dynamique du matériau considéré. La plupart des publications récentes utilisent des modèles assez similaires, qui sont résumés ci-dessous.

I-3.2.3.1. Généralités : contraintes et déformations sous CL

L'état de contrainte et de déformation d'un matériau est décrit par deux tenseurs $\underline{\sigma}$ et $\underline{\varepsilon}$ qui se décomposent en une partie sphérique (hydrostatique) et une partie déviatorique (plastique). Dans le cas d'un CL, la partie hydrostatique peut être représentée par une équation d'état ou un simple comportement élastique. La partie déviatorique (élasto-visco-plastique) est en général représentée par une loi de Johnson-Cook [Cook, 1983].

$$\underline{\sigma} = \underline{\sigma}_s + \underline{\sigma}_d \quad (\text{I-12})$$

$$\underline{\varepsilon} = \underline{\varepsilon}_s + \underline{\varepsilon}_d \quad (\text{I-13})$$

$$\text{Avec } \underline{\sigma}_s = \begin{pmatrix} -P & 0 & 0 \\ 0 & -P & 0 \\ 0 & 0 & -P \end{pmatrix} \text{ et } \underline{\varepsilon}_s = \begin{pmatrix} e & 0 & 0 \\ 0 & e & 0 \\ 0 & 0 & e \end{pmatrix} \text{ et } e = \frac{1}{3} \cdot \frac{\Delta V}{V}$$

Comme les pressions hydrostatiques ne créent aucun cisaillement, on peut séparer les relations reliant les parties sphériques et déviatoriques des tenseurs. On obtient alors :

$$\underline{\sigma}_s = 3.K. \underline{\varepsilon}_s \quad \text{et (en phase élastique)} \quad \underline{\sigma}_d = 2.G. \underline{\varepsilon}_d \quad \text{(I-14)}$$

avec K =module d'élasticité en compression hydrostatique, et G =module de cisaillement Coulomb = $E/(1+2\nu)$

La déformation générée par un choc-laser étant uniaxiale, elle s'écrit :

$$\underline{\varepsilon} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad \text{(I-15)}$$

En considérant la loi de Hooke présentée sous la forme :

$$\underline{\sigma} = \lambda.trace(\underline{\varepsilon}) + 2\mu \underline{\varepsilon} \quad \text{et} \quad \underline{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_r & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_r & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_x \end{pmatrix}$$

avec les coordonnées cylindriques (r, Θ , x), et x l'axe de propagation du choc, on obtient, en élasticité :

$$\sigma_r = \lambda.\varepsilon \quad \text{et} \quad \sigma_x = (\lambda + 2\mu).\varepsilon \quad \text{(I-16)}$$

En combinant le critère de plasticité ($\sum_{i,j} (\sigma_i - \sigma_j)^2 = 2.\sigma_y^2$) simplifié dans le cas d'une

déformation uniaxiale ($\sigma_x - \sigma_r = \sigma_y^{dyn}$) à l'équation précédente, on obtient alors un seuil de plastification sous choc uniaxial (= limite d'Hugoniot P_H):

$$\sigma = (1+\lambda/2\mu). \sigma_y^{dyn} = (1-\nu)/(1-2\nu). \sigma_y^{dyn} \quad \text{(I-17)}$$

I-3.2.3.2. Equations d'état

Les trois grandeurs caractérisant l'état thermodynamique d'un milieu homogène et isotrope sont reliées par une relation $f(P,V,E) = 0$, appelée équation d'état, et propre à chaque matériau. Cette équation d'état est utilisée, dans le cas des chocs intenses, pour décrire la partie hydrodynamique du tenseur des contraintes.

L'équation d'état utilisée le plus souvent dans le cas du CL est l'équation d'état de Mie-Grüneisen. Cette équation établit la relation entre la pression P et l'énergie interne E par référence à la courbe d'Hugoniot. Sa forme est la suivante :

$$P - P_H = \Gamma_0 \rho_0 (E - E_H) \quad \text{(I-18)}$$

avec P_H , la pression d'Hugoniot, E_H , l'énergie spécifique : fonction de densité du matériau uniquement, Γ_0 , une constante matériau (coefficient de Grüneisen), ρ_0 , la densité initiale.

Par ailleurs, la courbe d'Hugoniot peut être décrite par la relation linéaire entre la vitesse de

choc U et la vitesse particulaire u.

$$U = C_0 + Su \quad (\text{I-19})$$

avec C_0 , la vitesse du son à pression ambiante

S, une constante du matériau (comprise entre 1,0 et 1,7 pour la plupart des matériaux)

En combinant l'équation (I-18) avec les équations de conservation de Rankine-Hugoniot (cf. annexe 2), on obtient la pression et l'énergie interne le long de l'Hugoniot:

$$P_H = \frac{\rho_0 C_0 \eta}{(1 - S\eta)^2} \quad (\text{I-20})$$

$$E_H = \frac{P_H \eta}{2\rho_0} \quad (\text{I-21})$$

avec : η , coefficient de compression de volume

Finalement, en introduisant les termes des équations (I-20) et (I-21) dans l'équation (I-18), on obtient l'équation d'état finale suivante, souvent utilisée dans les simulations numériques :

$$P = \frac{\rho_0 C_0 \eta}{(1 - S\eta)^2} \left(1 - \frac{\Gamma_0 \eta}{2} \right) + \Gamma_0 \rho_0 E \quad (\text{I-22})$$

Certains auteurs, comme Braisted [[Braisted, 1999](#)] ont considéré dans leurs calculs des expressions simplifiées de l'équation d'état du type $P = KV$, où $K = \frac{E}{3(1 - 2\nu)}$, E est le module

d'Young, ν est le coefficient de Poisson et V est le volume considéré.

L'utilisation d'une équation d'état pour décrire le comportement du matériau dépend des niveaux de pression mis en jeu. Ainsi, Ballard [[Ballard, 1991](#)] montre que la pression limite à ne pas dépasser pour négliger les effets hydrodynamique est égale à :

$$P = 0,1 \cdot \left(\lambda + \frac{2\mu}{3} \right) \quad (\text{I-23})$$

On aboutit alors à des domaines d'application des formalismes pour les différents matériaux (Figure I-14). Pratiquement, sur des alliages d'aluminium, pour des pressions < 7 GPa (typiques d'un confinement par eau), un simple formalisme élasto-plastique suffit.

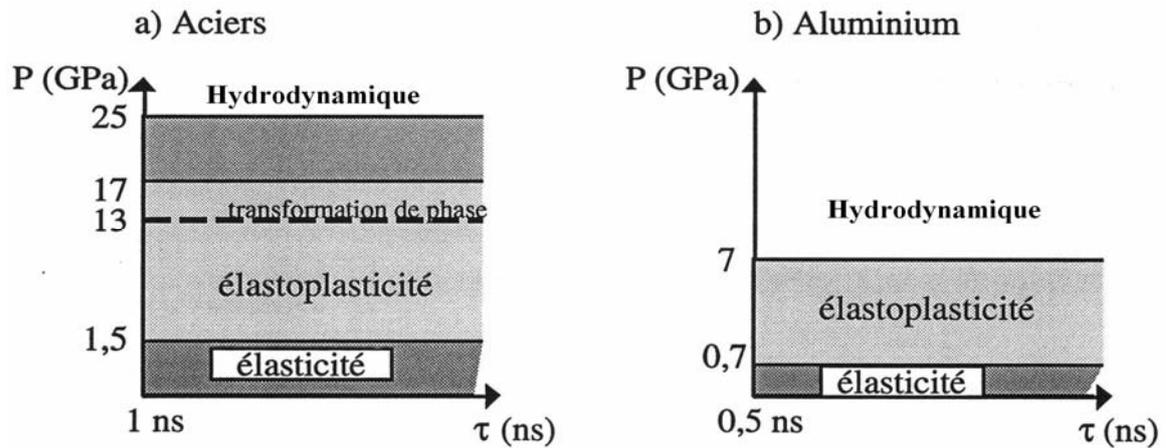


Figure I-14 : Diagrammes pression- durée d'impulsion, domaine de validité des formalismes [Ballard, 1991]

Les simulations numériques du CL réalisées jusqu'alors ont utilisé soit une équation d'état pour décrire la partie hydrostatique, soit un comportement purement élastique.

I-3.2.3.3. Lois de comportement élasto-visco-plastiques

Durant un CL, la pression est imposée pendant des temps ultra-rapides (moins de 200 ns), et la surface du matériau subit une grande pression de choc (plus de 1 GPa) avec une vitesse de déformation de l'ordre de 10^6 s^{-1} .

Pour décrire la loi du comportement de matériau, et sa sensibilité à la vitesse de déformation, et/ou à la pression, plusieurs modèles existent.

En 1983, Johnson-Cook [Cook, 1983] pour la première fois, a établi une relation basée sur l'expérience en considérant l'influence de la température T et de la vitesse de déformation des

matériaux $\dot{\varepsilon}$:

$$\sigma = \underbrace{(A + B\varepsilon_p^n)}_{\text{Elasto-plastique avec écrouissage}} \cdot \underbrace{\left(1 + C \cdot \ln \left[\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \right]\right)}_{\text{Vitesse de déformation plastique}} \cdot \underbrace{\left(1 + \left[\frac{T - T_t}{T - T_f} \right]^m\right)}_{\text{Effet de thermique}} \quad (\text{I-24})$$

Où

σ	Contrainte	$\dot{\varepsilon}$	Vitesse de déformation
A	Limite d'élasticité σ_y	$\dot{\varepsilon}_0$	Vitesse de déformation de référence
B	Module d'écrouissage	T	Température
ε_p	Déformation plastique	T_t	Température de transition
n	Coefficient d'écrouissage	T_f	Température de fusion
C	Coefficient de sensibilité à la vitesse de déformation	m	Coefficient de dépendance à la température

La loi de Johnson Cook peut ainsi être découpée en plusieurs contributions :

- (a) Une partie sensible à la déformation élasto-plastique que nous appellerons contribution statique.
- (b) Une partie qui prend en compte la vitesse de déformation plastique.
- (c) Une partie sur la contribution thermique qui sera négligée dans notre recherche future.

Cette équation est la plus utilisée pour décrire le comportement élasto-visco-plastique des matériaux sous CL [Braisted, 1999], [Zhang, 2000], [Peyre, 2007], [Hu, 2008]. Cependant, le modèle de Johnson-Cook a essentiellement été validé sur des vitesses variant de 0 à 1000 s⁻¹, et il ne considère pas l'influence spécifique de la pression de choc P.

En 1980, Steinberg [Steinberg, 1980] a établi un modèle constitutif applicable au cas des matériaux sollicités à très haute pression, mais sans considérer l'influence de la vitesse de sollicitation. Les équations de base sont les suivantes :

$$G = G_0 \left[1 + \left(\frac{G'_p}{G_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right] \quad \text{(I-25)}$$

$$\sigma = \sigma_0 [1 + B(\varepsilon + \varepsilon_0)]^n \left[1 + \left(\frac{\sigma'_p}{\sigma_0} \right) \frac{P}{\eta^{1/3}} + \left(\frac{G'_T}{G_0} \right) (T - 300) \right] \quad \text{(I-26)}$$

Avec $G'_p = \frac{dG}{dP}$, $G'_T = \frac{dG}{dT}$, $Y'_p = \frac{d\sigma}{dP}$, $\frac{\sigma'_p}{\sigma_0} \approx \frac{G'_p}{G_0}$

Où

G	Module de cisaillement	ε	Déformation
G ₀	Module de cisaillement de référence (T=300 K, P= 0 Pa, sans déformation)	ε_0	Déformation plastique initiale (normalement égal à zéro)
P	Pression	η	Coefficient de compression de volume
n	Coefficient d'écrouissage		

Différents auteurs ([Zhang, 2000], [Hu, 2008]) ont étudié en détail l'influence des vitesses de sollicitation sur des comportements du matériau à étudier, et montré l'intérêt de combiner les deux modèles (Johnson-Cook et Steinberg) pour décrire le comportement sous choc-laser. Zhang et Yao [Zhang, 2000] ont ainsi proposé une combinaison des deux modèles en considérant à la fois l'influence de la pression de choc P et de la vitesse de déformation ε .

$$\sigma = \sigma_0 \left[1 + C \ln \dot{\varepsilon} \right] \cdot [1 + B\varepsilon]^n \left[1 + \left(\frac{\sigma_p'}{\sigma_0} \right) P + \left(\frac{G_T'}{G_0} \right) (T - 300) \right] \quad (\text{I-27})$$

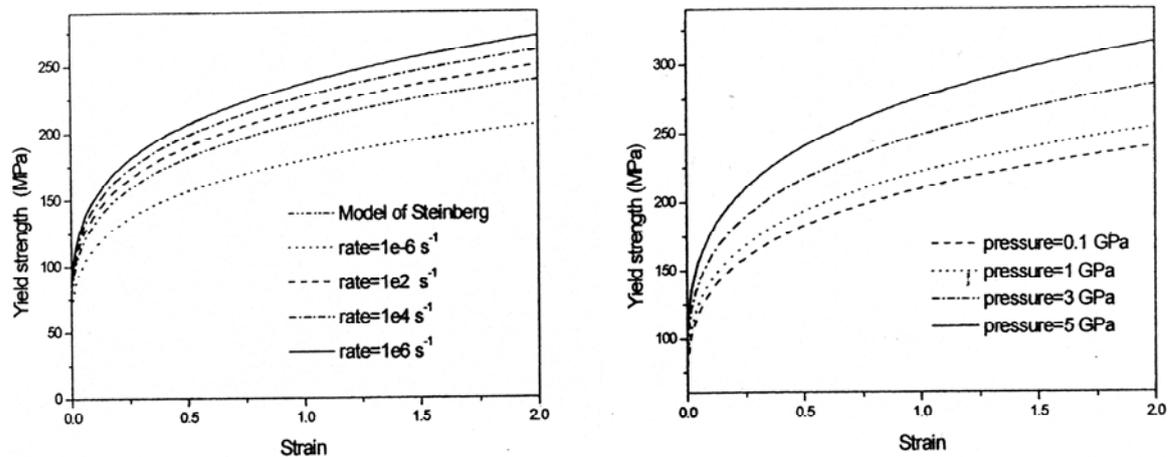


Figure I-15 : Couplage des modèles de Steinberg et Johnson-Cook (a) influence de la vitesse de déformation sur la limite d'élasticité (à pression nulle et T=300 K), (b) influence de la pression sur la limite d'élasticité (à vitesse de déformation égale à 1 s⁻¹ et T=300 K) [Zhang, 2000]

I-3.2.4. Mise en œuvre des simulations

Outre le choix du maillage et des lois de comportement, plusieurs problèmes ont déjà été abordés lors de la mise en œuvre des simulations. Ils concernent : l'optimisation du chargement imposé, le pas de temps de calcul ou le maillage.

I-3.2.4.1. Optimisation du chargement en pression

Le profil temporel d'une impulsion de pression générée par laser est bien connu, pour une durée d'irradiation donnée τ (ns) et une intensité fixée du laser (W/cm²), grâce à des mesures expérimentales, par exemple par vélocimétrie VISAR [Berthe, 1997], [Peyre, 2000].

La distribution spatiale du profil de pression : $P=f(x, y)$ est par contre moins facile à déterminer par l'expérience, et dépend de l'homogénéité de la source du laser utilisée.

De nombreux auteurs, Hu [Hu, 2008], [Braisted, 1999], [Fan, 2005], [Hirano, 2006] et [Morales, 2008], ont effectué des simulations du choc laser en considérant une répartition de pression $P=P_0$ uniforme à la surface du matériau. Zhang [Zhang, 2000], en 2000 pour la première fois, a utilisé une distribution de pression Gaussienne sur la surface traitée par choc en fonction du temps :

$$P(r, t) = P(t) \exp\left(-\frac{r^2}{2R^2}\right) \quad (\text{I-28})$$

Où $P(t)$ est la pression en fonction du temps t pendant la durée d'impulsion de choc.

R est le rayon du faisceau laser

r est la distance radiale du centre d'impact

Plus récemment, en se basant sur des déformations mesurées expérimentalement par

profilométrie sur des mono-impacts, Peyre [Peyre, 2008] a utilisé une distribution spatiale de pression quasi-sphérique qui coïncide bien avec les déformations mesurées :

$$P(x, y, t) = P(t) \sqrt{1 - 0,5 \left(\frac{x^2}{R^2} + \frac{y^2}{R^2} \right)} \quad (\text{I-29})$$

L'utilisation d'une distribution de pression $P=f(x,y,t)$ réaliste est donc l'un des points clés des simulations du choc-laser. Une distribution de pression non-uniforme avec un maximum au centre (Gaussienne ou sphérique) permet en particulier de réduire les contraintes de cisaillement en bord d'impact.

I-3.2.4.2. Optimisation du pas de temps

Lors d'un calcul explicite, la solution est inconditionnellement stable et correspond à un pas de temps Δt . Cette valeur joue un grand rôle sur la fiabilité et l'exactitude de calcul.

L'estimation d'un pas de temps limite à ne pas dépasser Δt_{stable} est définie comme suit [ABAQUS user's manual] :

$$\Delta t_{\text{stable}} = \frac{L^e}{C_d} \quad (\text{I-30})$$

Où L^e est la longueur du plus petit élément, et C_d est la vitesse d'onde élastique du matériau.

Ainsi, raffiner le maillage entraîne une réduction du pas de temps, à C_d constant. Hu et al ont étudié l'influence du pas de temps sur la convergence des calculs. En comparant les résultats obtenus à partir du pas de temps calculé automatiquement par Abaqus Explicit Δt_0 , à des pas de temps inférieurs $\Delta t_0/2$, $\Delta t_0/4$, ils montrent ainsi l'importance de réaliser un test de convergence sur le pas de temps de calcul, qui conduit à une diminution du pas de temps, et une fiabilisation des résultats résiduels (Figure I-16).

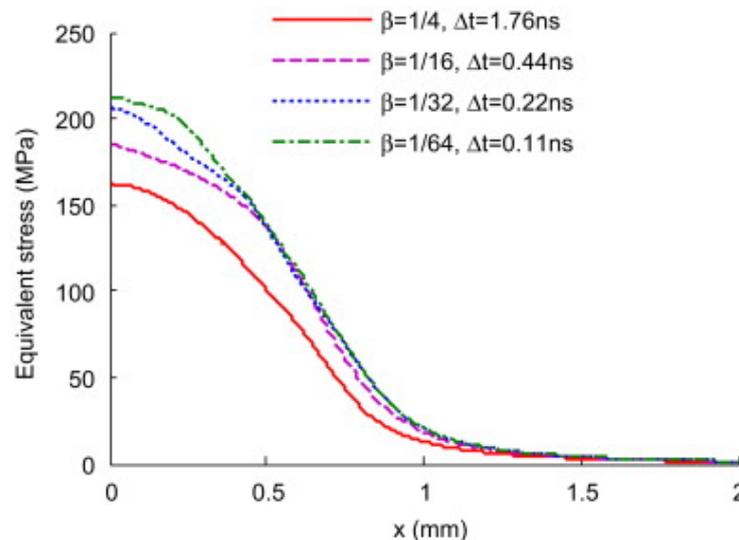


Figure I-16 : Effet de pas de temps sur les contraintes équivalentes [Hu, 2008]

I-3.2.5. Matériaux et conditions de traitement étudiés par simulation numérique

Les simulations des états mécaniques générés par choc laser sont généralement réalisées :

- sur des alliages d'aluminium à vocation aéronautique des séries 7000 (Al-Zn-Mg) [[Peyre, 2003, 2007](#)], 2024 (Al-Cu-Mg) [[Warren, 2008](#)] ou 1100 [[Zhang, 2000, 2004-2](#)].
- sur des aciers martensitiques [[Braisted, 1999](#)], des aciers inoxydables austénitiques et martensitiques [[Peyre, 2007](#)] ou ferritiques [[Hirano, 2006](#)].
- sur des alliages de titane [[Braisted, 1999](#)], [[Peyre, 2003](#)].
- sur des alliages de cuivre [[Zhang, 2004-1](#)], [[Fan, 2005](#)].

Les auteurs considèrent toujours une loi de comportement unique, sans distinguer le comportement de la surface et celui du cœur. Une synthèse des conditions d'essai et des matériaux étudiés est présentée en Tableau I- 3. A l'exception de simulations sur des traitements par micro-impacts laser (< 30 μm), la plupart des conditions simulées sont dans la même gamme expérimentale : impulsions de 8-30 ns, intensités laser < 10 GW/cm², diamètre d'impacts circulaires de 1 mm à 8-10 mm. Par contre, les articles s'intéressent peu ou pas à l'effet de recouvrements entre impacts, et à la chronologie des impacts laser.

I-4. Conclusion du chapitre, introduction de l'étude

Dans ce chapitre introductif, les différentes étapes du traitement par choc-laser (CL) ont été passées en revue: création du plasma, formation et propagation des ondes de choc pour terminer par l'atténuation des ondes de choc en induisant les effets mécaniques dans les matériaux, et leur simulation par des modèles analytiques et par des modèles numériques. Cette revue bibliographique nous permet de définir à la fois les avancées récentes dans la simulation du CL afin de les intégrer dans notre approche expérimentale et numérique, mais également d'établir les limites de ces modèles pour y apporter des améliorations avec notre nouvelle approche.

Parmi les manques importants, on retient :

- le manque de comparaisons systématiques expérience/simulation : les modèles proposés ne sont souvent pas validés par l'expérience, ou n'utilisent que des résultats expérimentaux dans la bibliographie qui n'obtiennent pas dans les mêmes conditions ;
- la définition approximative des profils de chargement $P=f(x,y,t)$;
- le peu de simulations en 3D du procédé ou la non-prise en considération des effets de recouvrement d'impact et/ou des stratégies de traitement (chronologie des impacts...);
- les auteurs calculent un champ de CR moyen en profondeur, et ne s'intéressent pas à

la distribution hétérogène des contraintes en surface et au gradient de CR.

Nous proposons donc, sur 2 alliages d'aluminium ayant des propriétés distinctes, une approche couplée expérience/simulation numérique permettant de remédier aux manques énoncés ci-dessus. Plusieurs aspects y seront traités :

- une optimisation du profil de chargement $P=f(t,x,y)$ à partir de mesures profilométriques sur des mono-impacts ;
- une simulation du gradient de CR en extrême surface ainsi que la distribution des CR en surface, importante pour ce qui concerne la réactivité électrochimique des surfaces (projet CAPSUL) ;
- une étude de l'influence du recouvrement inter-impacts sur les états mécaniques résiduels (amplitude et homogénéité) ;
- l'utilisation de modèles multicouches intégrant le comportement spécifique des surfaces avant choc-laser.

Référence et auteurs	[Braisted, 1999]	[Zhang, 2000, 2004]	[Ding, 2003-1,2]	[Fan, 2005]	[Hirano, 2006]	[Warren, 2008]	[Morales, 2008]	[Hu, 2008]	[Hu, 2006]	[Chaieb, 2004, 2005]	[Peyre, 2003, 2007]
Nature de l'étude											
en 2D	X				X					X	X
en 3D		X	X	X		X	X	X	X		
sur un impact	X	X	X		X		X		X	X	X
sur multi impacts				X	X		X	X		X	X
loi de Johnson Cook (vitesse de déformation et écrouissage)		X		X				X		X	X
EOS				X						X	X
pression spatiale : sphère $P=f(x,y,t)$											
pression exponentielle $P=f(x,y,t)$		X				X		X			
pression uniforme P	X		X	X			X			X	X
ABAQUS Explicit/Implicite	X		X	X			X	X		X	X
profil de pression gaussienne	X	X	X	X		X		X		X	X
profil de pression triangulaire	X		X				X		X		

Tableau I- 2 : Synthèse des différents modèles de simulation numérique du choc-laser

Matériau et épaisseur	Type de laser	Densité de puissance	Durée d'énergie	Pression	Taille de faisceau	Confinement transparent	Couche de protection	Référence et auteur
Titane-6Al-4V Acier 35CD4			20-25 ns 20-25 ns	3,5-5GPa 2,8 GPa	8 mm	eau	Peinture	[Braisted, 1999]
Al 1100, 70µm Cuivre, 1 et 3µm	Nd :YAG	4 GW/cm ²	50 ns	1,88 GPa	12 µm	eau 254 µm silicium	16 µm Al 16 µm Al	[Zhang, 2000,2004]
Ti-6Al-4V 35CD4 50 HRC		5,5 GW/cm ²	7-8 ns	3,5-5GPa 3-5 GPa	4-8 mm	eau	Peinture	[Ding, 2003-1,2]
Cuivre, 100µm Al pur, 5mm	Nd :YAG	4-5 GW/cm ²	50 ns	3 GPa	12 µm	eau	16 µm Al	[Fan, 2005]
Acier ferrite perlite	Nd :YAG	4 GW/cm ²	5 ns	3 GPa	0,7 mm	eau	Sans	[Hirano, 2006]
Acier AISI 52100		2-6 GW/cm ²	20-30 ns	2-5 GPa	3-12 µm	eau	Peinture	[Warren, 2008]
Al2024-T351, 8mm	Nd :YAG	>1 GW/cm ²	9,4 ns		1,5 mm	eau	sans	[Morales, 2008]
Acier AISI1045, 5mm Acier 35CD4 50HRC	Nd :YAG	8 GW/cm ²	10 ns 30 ns		1 mm	eau	Sans Peinture	[Hu, 2006, 2008]
Acier C75 Aluminium pur	Nd :YAG	4-8 GW/cm ²	7-9 ns	3-5 GPa	1,5-4 mm	eau	Peinture	[Chaieb, 2004, 2005]
Acier 316L, X80, Al7150, Al7075 Ti6Al4V etc.	Nd :YAG	3- 10 GW/cm ²	2,5-10ns	3-10 GPa	1-4 mm	eau	Peinture et 100µm Al	[Peyre, 2004, 2007]

Tableau I- 3 : Bibliographie - Conditions expérimentales utilisées pour le traitement des matériaux par choc laser

Chapitre II : Détermination des contraintes résiduelles par diffractométrie X

II-1. Analyse des contraintes par DRX : aspects théoriques

II-1.1. Différents ordres de contraintes

La méthode de diffractométrie X (DRX) permet d'analyser des déformations élastiques du réseau cristallin. Cependant, selon les conditions expérimentales et la microstructure des matériaux étudiés, l'information recueillie peut aller d'une déformation très locale au sein d'un réseau cristallin jusqu'à une déformation moyenne d'un ensemble de réseaux cristallins. Différentes échelles sont ainsi définies [Macherauch, 73] auxquelles sont associées différents ordres de contraintes internes. La Figure II-1 illustre la variation de la contrainte interne sur une distance traversant plusieurs grains.

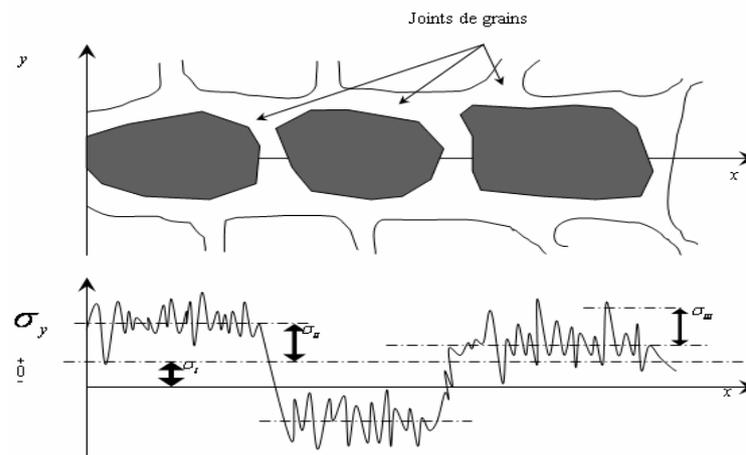


Figure II-1 : Présentation schématique des 3 ordres des contraintes internes

Sont ainsi mis en évidence différents ordres de contraintes internes:

Ordre I : ce sont les contraintes internes macroscopiques. Elles s'étendent sur un nombre suffisant de grains et correspondent à une valeur moyenne sur le volume étudié, on les appelle également les contraintes résiduelles (CR) ;

Ordre II : ce sont les contraintes internes moyennes au sein du grain. Elles correspondent aux moyennes des contraintes d'ordre III.

Ordre III : ce sont les contraintes internes intra-cristallites. Elles sont inhomogènes sur quelques distances interatomiques. Elles correspondent aux fluctuations de contraintes à l'intérieur d'un grain.

Nous pouvons également, sur ces 3 ordres de contraintes, faire les remarques suivantes :

Les contraintes d'ordre I sont celles qui sont souvent prises en compte de façon macroscopique (c'est-à-dire de façon mécanique), parce que ce sont elles qui sont atteintes le plus facilement par l'analyse expérimentale et par le calcul, et les contraintes d'ordre III sont reliées à toutes les déformations existant à l'échelle du réseau cristallin. La définition des différentes échelles d'analyse des contraintes internes est donnée dans le Tableau II-1 [JL, 1989]. La relation entre les 3 ordres de contraintes dans un matériel polycristallin est décrite [Noyan, 1995] par :

$$\sigma^{RS} = \sigma^I + \sigma^{II} + \sigma^{III} \quad (\text{II-1})$$

Dans notre cas d'étude, c'est la contrainte d'ordre I qui nous intéresse. Nous allons appliquer la méthode classique de $\sin^2\psi$ par DRX et la méthode de détermination des gradients de contraintes par DRX en faible incidence pour déterminer la distribution et le niveau des contraintes internes macroscopique d'ordre I (contraintes résiduelles) générées par choc laser.

Type d'analyse	Volume	Discontinuités
Macroscopique Ordre I	Quelques mm ³	Surface, fissures, cavités
Mésoscopique Ordre II	Un grain ou des sous-grains	Joints de grains
Microscopique Ordre III	Echelle atomique	Sous joints, dislocations, interstitiels, atomes en substitution, lacunes, précipités

Tableau II-1 : définition des différentes échelles d'analyse des contraintes internes

II-1.2. Estimation des déformations en différentiant la loi de BRAGG

La déformation ε est estimée en différentiant la loi de BRAGG [Bragg, 1912]:

$$\left. \begin{aligned} \Delta\lambda &= 2[\Delta d \cdot \sin(\theta) + d \cdot \cos(\theta) \cdot \Delta\theta] \\ \Delta\lambda &= 0 \Rightarrow \Delta d \cdot \sin(\theta) = -d \cdot \cos(\theta) \cdot \Delta\theta \end{aligned} \right\} \Rightarrow \varepsilon = \frac{\Delta d}{d} = -\cot g(\theta) \cdot \Delta\theta \quad (\text{II-2})$$

II-1.3. Système de coordonnées pour l'analyse de CR par DRX

Les méthodes classiques de détermination de la CR sont basées sur la mesure des variations de 2θ (l'angle de Bragg) pour différentes directions du vecteur de diffraction [Noyan, 1987]. Ces directions sont définies par les angles φ et ψ dans le système de coordonnées Cartésiennes qui doivent être distinguées en premier lieu (cf. Figure II-2).

Les coordonnées de l'échantillon (S) : l'axe S3 est perpendiculaire à la surface de l'échantillon et les axes S1 et S2 sont dans le plan de surface. S'il y a un sens préférentiel dans le plan de surface d'échantillon, par exemple, la direction de laminage dans le cas d'une pièce laminée ou la direction de traitement pour une pièce traitée par choc laser, la direction S1 peut être orientée le long de cette direction préférentielle. Dans ce repère, les composants

du tenseur de contrainte σ_{11} , σ_{22} et σ_{33} sont parallèles aux axes S1, S2 et S3.

Les coordonnées de plan de diffraction (L) : l'axe L3 est perpendiculaire au plan de diffraction $\{hkl\}$ i.e. il est parallèle au vecteur de diffraction et les axes L1 et L2 sont dans le plan de diffraction.

L'angle ψ est l'angle entre L3 et S3, i.e. l'angle de l'inclinaison du vecteur de diffraction par rapport à la normale de la surface, et on peut dire qu'il est la rotation de l'axe L2.

L'angle ϕ est l'angle de rotation autour de la normale à l'échantillon i.e. l'angle entre la projection de L3 dans la surface de l'échantillon et l'axe S1.

Pour $\psi = \phi = 0$, Les coordonnées de l'échantillon (S) coïncident avec les coordonnées du plan de diffraction.

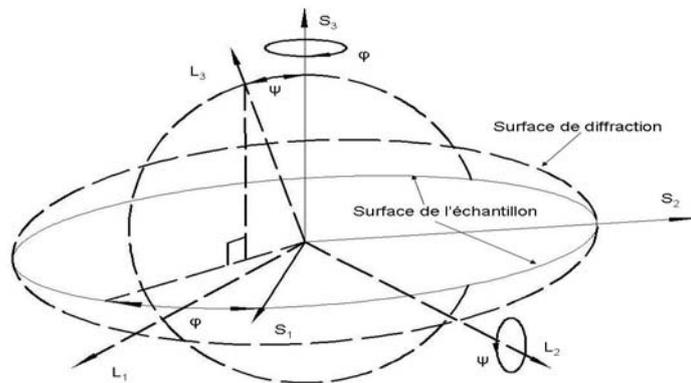


Figure II-2 : Orientation du repère de diffraction L par rapport au repère S de l'échantillon. La transformation des coordonnées de l'un à l'autre peut être faite par les matrices de rotation décrite par la référence [Hauk, 1997].

II-1.4. Angles instrumentaux

Les angles ϕ et ψ qui définissent la relation entre l'échantillon et la géométrie de diffraction doivent être distingués de la rotation d'angles instrumentaux 2θ , Φ , ω et χ (Figure II-3) par rapport aux coordonnées.

Les angles instrumentaux sont définis ci-dessous :

(i) 2θ = angle de diffraction entre le faisceau de Rayon X et la position du détecteur. $2\theta_{hkl}$ est l'angle de diffraction pour un plan de réflexion $\{hkl\}$ particulier avec θ_{hkl} angle de Bragg.

(ii) Φ = angle de rotation autour de la normale au plateau tournant qui porte l'échantillon. Normalement, la surface de l'échantillon et la surface de plateau tournant sont parallèles, et les angles Φ et ϕ coïncident ou sont reliés par une constante.

(iii) ω = angle de rotation de l'échantillon autour de l'axe perpendiculaire à la normale du plan de diffraction L3 et l'axe χ en même temps (i.e. l'axe ω perpendiculaire au plan composé par le faisceau incident et le faisceau diffracté). Dans le cas de la diffraction symétrique (cf. Figure II-4) (ω mode), $\psi=0$, $\chi=0$, on peut obtenir la relation : $\Omega=\omega$ où Ω est l'angle

d'incidence entre le faisceau de rayon X et le plan de la surface de l'échantillon.

(iv) χ = angle de rotation de l'échantillon autour de l'axe perpendiculaire à la normale du plan de diffraction L3 et l'axe ω en même temps. L'axe χ est situé dans le plan composé par le faisceau incident et le faisceau diffracté.

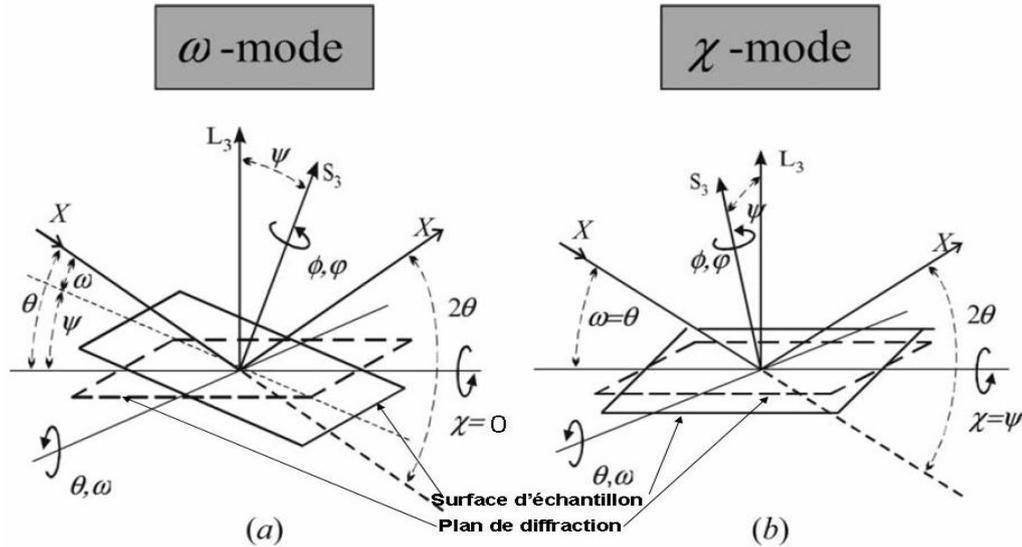


Figure II-3 : Définition des angles pour la géométrie de diffraction et la variation de l'angle ψ en (a) mode- ω (ici $\psi < 0$), (b) mode- χ . L_3 est la normale au plan de diffraction, S_3 est la normale à la surface de l'échantillon [Peng, 2006]

Le plan cristallographique $\{hkl\}$ analysé dans la direction (ϕ, ψ) par rapport au système de coordonnées de l'échantillon S (cf. Figure II-3), peut être choisi à partir des paramètres 2θ , Φ , ω et χ . L'ajustement de l'angle ψ peut être réalisé par la rotation de ω (mode ω : Figure II-3a), par la rotation de χ (mode χ : cf. Figure II-3b), ou par la rotation simultanée de ω et χ (mode combiné ω/χ).

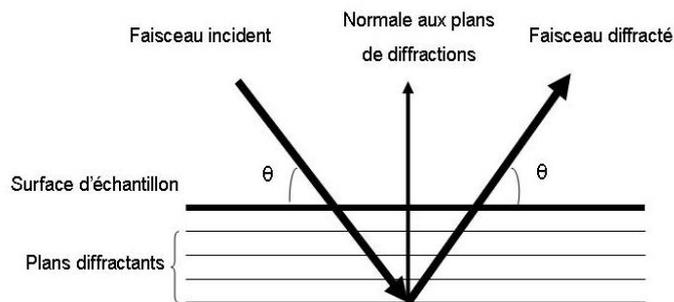


Figure II-4 : Diffraction symétrique ($\Omega=0$)

II-1.5. Analyse de la profondeur du faisceau des rayons X

La profondeur moyenne de pénétration τ , indique à quelle distance sur l'axe z, l'intensité du faisceau incident I_0 a diminué pour atteindre la valeur $I_0 \times 1/e$ ($e=2,71828$). La mesure est souvent attribuée au centre de gravité de toute la distribution d'intensité diffractée, i.e. au point situé à la profondeur de pénétration τ , où 33% de l'intensité incidente sort du volume

irradié , en supposant la couche suffisamment épaisse. L'expression modifiée de la profondeur de pénétration s'écrit de la façon suivante [Genzel, 1998] :

$$\tau = \frac{\sin \Omega \sin \gamma}{\mu(\sin \Omega + \sin \gamma)} \quad (\text{II-3})$$

Où Ω : l'angle d'incidence qui correspond à la profondeur de pénétration envisagée pour l'expérimentation :

γ : l'angle diffracté i.e. l'angle entre la surface d'échantillon et le faisceau diffracté

μ : le coefficient d'absorption linéaire qui est une constante intrinsèque du matériau et qui dépend de la longueur d'onde λ du rayonnement et de la composition chimique de l'échantillon ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$)

II-1.5.1. Mode ω , $\chi=0$

La variation d'angle ω , en fixant $\theta=\theta^{\text{hkl}}$, donne lieu à une variation d'inclinaison d'angle ψ pour un plan de diffraction $\{\text{hkl}\}$ par rapport à la normale de la surface ($\psi = \theta - \omega$). Comme $\chi=0$, l'angle d'incidence Ω est directement lié à l'angle ω ; et l'angle diffractant $\gamma=2\theta-\omega=\theta+\psi$.

Pour le mode ω , il est limité au domaine $|\psi| < \theta$ (le faisceau incident ou diffractant est parallèle à la surface d'échantillon.).

En remplaçant $\Omega=\omega=\theta-\psi$; et $\gamma=\theta+\psi$ dans l'équation II-3, on obtient alors :

$$\tau = \frac{\sin^2 \theta - \sin^2 \psi}{2\mu \sin \theta \cos \psi} \quad (\text{II-4})$$

II-1.5.2. Mode χ (mode ψ), $\omega=0$

Pour le mode χ , l'angle χ est identique à l'angle ψ ($\chi=\psi$). La variation de χ (on fixe $\theta=\theta^{\text{hkl}}$) fournit une variation de l'inclinaison de l'angle ψ . L'angle incident est égal à l'angle diffractant:

$$\sin \Omega (= \sin \gamma) = \sin \omega \cos \chi \quad (\text{II-5})$$

On obtient alors l'équation de la profondeur de pénétration par rapport aux angles θ et ψ :

$$\tau_{\chi} = \frac{\sin \theta}{2\mu} \cos \psi \quad (\text{II-6})$$

La différence entre le mode χ et le mode ω vient d'un décalage de 90° de l'angle ϕ dans le plan de surface d'échantillon.

II-1.5.3. Mode combiné ω/χ

Pour incliner l'échantillon autour à la fois de l'axe ω et de l'axe χ simultanément, on utilise un mode combiné ω/χ . Généralement, l'angle incident et l'angle diffractant peuvent être

exprimés en fonction de l'angle instrumental, i.e. :

$$\sin \gamma = \sin(2\theta - \omega) \cos \chi \quad (\text{II-7})$$

L'équation de la profondeur de pénétration est alors obtenue par:

$$\tau = \frac{\sin \omega \sin(2\theta - \omega) \cos \psi}{\mu [\sin \omega + \sin(2\theta - \omega)] \cos(\omega - \theta)} \quad (\text{II-8})$$

II-1.6. Equations de base pour l'analyse des CR par DRX

L'échantillon le plus simple pour l'analyse des contraintes résiduelles par DRX est composé de cristaux élastiquement isotropes. La loi de Hooke donne la relation entre le tenseur de contrainte et le tenseur de déformation mécanique [Meyers, 1984] :

$$\varepsilon_{ij} = S_{ijkl} \cdot \sigma_{kl} = S_1 \sigma_{kk} + \frac{1}{2} S_2 \sigma_{ij} \quad (\text{II-9})$$

Où S_{ijkl} représentent les coefficients d'élasticité (complaisance du matériau). Les valeurs des coefficients d'élasticité de quelques matériaux sont listées dans le tableau II-2 de [LM3, 2000].

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1(i = j) \\ 0(i \neq j) \end{cases} \quad i, j, k=1,2,3 \quad (\text{II-10})$$

Dans le cas d'une analyse unidirectionnelle, les constants élastiques S_1 et $\frac{1}{2}S_2$ dépendent du module de Young E et du coefficient de Poisson ν .

$$S_1 = -\frac{\nu}{E} \text{ et } \frac{1}{2}S_2 = \frac{1+\nu}{E} \quad (\text{II-11})$$

La direction de déformation mesurée $\varepsilon_{\varphi\psi}$ est dans la direction L3, sa valeur peut être exprimée dans les coordonnées d'échantillon S ci-dessous : (Figure II-2).

$$\varepsilon_{\varphi\psi}^{hkl} = \langle \varepsilon_{33}^L \rangle = \langle \varepsilon_{11}^S \rangle \cos^2 \varphi \sin^2 \psi + \langle \varepsilon_{22}^S \rangle \sin^2 \varphi \sin^2 \psi + \langle \varepsilon_{33}^S \rangle \cos^2 \psi + \langle \varepsilon_{12}^S \rangle \sin(2\varphi) \sin^2 \psi + \langle \varepsilon_{13}^S \rangle \cos \varphi \sin(2\psi) + \langle \varepsilon_{23}^S \rangle \sin \varphi \sin(2\psi) \quad (\text{II-12})$$

En exprimant les déformations en fonction des contraintes en utilisant l'équation II-12, on obtient :

$$\varepsilon_{\varphi\psi}^{hkl} = \frac{1}{2} S_2 \sin^2 \psi \left[\langle \sigma_{11}^S \rangle \cos^2 \varphi + \langle \sigma_{12}^S \rangle \sin(2\varphi) + \langle \sigma_{22}^S \rangle \sin^2 \varphi \right] + \frac{1}{2} S_2 \left[\langle \sigma_{13}^S \rangle \cos \varphi \sin(2\psi) + \langle \sigma_{23}^S \rangle \sin \varphi \sin(2\psi) + \langle \sigma_{33}^S \rangle \cos^2 \psi \right] + S_1 \left[\langle \sigma_{11}^S \rangle + \langle \sigma_{22}^S \rangle + \langle \sigma_{33}^S \rangle \right] \quad (\text{II-13})$$

Cette équation est à l'origine de la «**méthode des $\sin^2\psi$** » introduite la première fois en 1961 par [Macherauch 1961]. Le principe de la détermination d'une contrainte dans une direction φ est alors le suivant : on trace la déformation mesurée $\varepsilon_{\varphi\psi}$ en fonction de $\sin^2\psi$. La pente est alors proportionnelle à σ_φ et l'ordonnée à l'origine est proportionnelle à la trace du tenseur des contraintes.

II-2. Méthode classique: «méthode des $\sin^2\psi$ »

Nous nous intéressons à un état de contrainte bidimensionnelle car le traitement de choc-laser peut être anisotrope dans le plan d'un échantillon. Par rapport à la géométrie des échantillons étudiés, les repères du laboratoire concordent parfaitement avec les contraintes principales. Nous pouvons alors appliquer la détermination unidirectionnelle des CR par la méthode des $\sin^2\psi$.

Dans le cas d'un état uniaxial, l'équation II-13 peut être simplifiée comme suit :

$$\varepsilon_{\varphi\psi}^{hkl} = \frac{1}{2} S_2^{hkl} \sin^2 \psi \left[\langle \sigma_{11}^S \rangle \cos^2 \varphi \right] + S_1^{hkl} \langle \sigma_{11}^S \rangle \quad (\text{II-14})$$

La déformation cristallographique peut alors être mesurée à l'aide de $\varphi=0$ avec plusieurs rotations d'angle ψ . La pente de la droite $\varepsilon_{\varphi\psi}^{hkl} = f(\sin^2\psi)$ donne donc accès à la contrainte principale $\langle \sigma_{11}^S \rangle$.

II-3. DRX en faible incidence (GIXRD) : les différentes approches

Plusieurs méthodes ont été développées pour l'analyse du gradient des CR par DRX en faible incidence depuis de nombreuses années. Dans cette thèse, nous allons utiliser 2 méthodes : la méthode des $\sin^2\psi^*$ qui utilise une famille unique de plans $\{hkl\}$ et la méthode multi-réflexions qui utilise plusieurs familles de plans $\{hkl\}$.

II-3.1. Méthode des $\sin^2\psi$ en faible incidence ($\sin^2\psi^*$)

Plus le faisceau incident est rasant, plus la profondeur étudiée est proche de la surface. En effectuant des mesures pour différentes incidences on peut obtenir des informations sur le gradient de contraintes superficielles (de quelques centaines de nanomètres à quelques microns qui dépendent des matériaux à étudier et de l'anticathode utilisée). Il faut donc limiter l'angle d'incidence Ω pour limiter la profondeur de pénétration. Pour cela, [Bein, 1998] a introduit l'angle β qui est relié à Ω par :

$$\beta = \frac{\pi}{2} - \theta + \Omega \quad (\text{II-15})$$

Où

β : l'angle entre la normale du plan de diffraction et la surface de l'échantillon

θ : l'angle de Bragg

Ω : l'angle d'incidence i.e. l'angle entre le faisceau incident et la surface d'échantillon

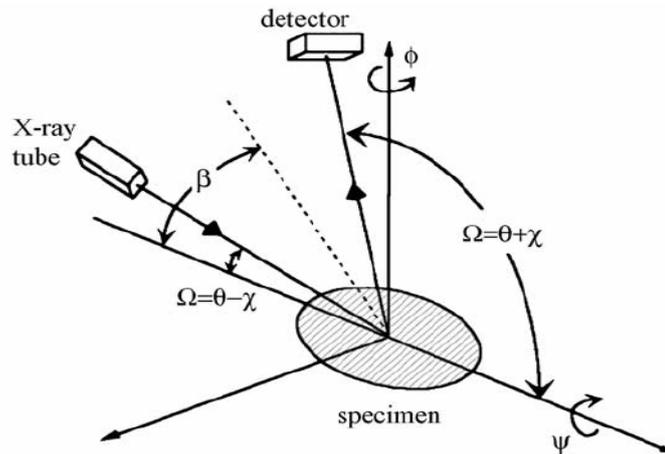


Figure II-5 : Description de la méthode $\sin^2\psi$ rasante conventionnelle

Trois corrections dans la définition de la géométrie de cette méthode doivent être réalisées :

- (1) l'angle ψ n'est plus celui de la rotation autour de l'axe χ (cf. Figure II-6 a).
- (2) l'angle d'incidence Ω change en fonction de la rotation de l'éprouvette autour de l'axe χ , la profondeur de pénétration est donc modifiée (cf. Figure II-6b).
- (3) la direction de mesure ϕ varie quand l'éprouvette tourne autour de l'axe χ (cf. Figure II-6c).

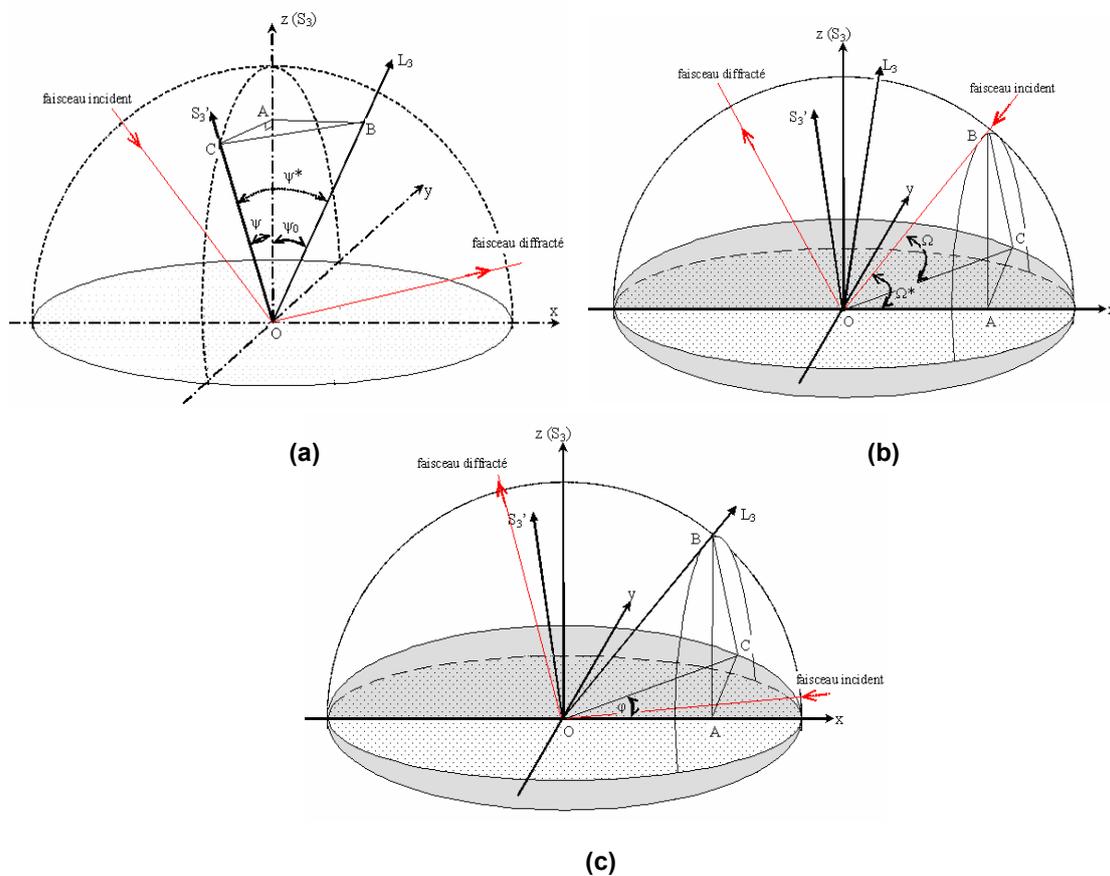


Figure II-6 : Définition de l'angle ψ^* (a), l'angle Ω^* (b), l'angle ϕ (c) quand l'échantillon tourne autour de l'axe χ dans le cas de faible incidence en mode χ [Peng, 2006]

Dans le cas de la DRX classique (incidence normale), toutes les combinaisons instrumentales d'angles Ω , ψ , Φ , θ sont possibles. En effet, dans ce cas, l'orientation de l'éprouvette et l'angle de diffraction θ peuvent être choisis indépendamment, contrairement au cas de la méthode en faible incidence étudiée ici. Ces aspects seront analysés dans la suite de l'étude. Les valeurs des angles variables ne sont pas mesurables directement mais peuvent être calculées à partir de la définition des directions du faisceau incident, du faisceau diffracté et du vecteur de diffraction d'éprouvette (Figure II-6), bien que la profondeur de pénétration puisse rester constante τ , en tournant l'éprouvette autour de l'axe χ ($= \psi$) (Figure II-7). 4 angles instrumentaux peuvent être utilisés pour corriger les 4 angles recalculés : l'angle d'incidence Ω^* , la direction de mesure (ψ^* , φ^*) et l'angle de Bragg $2\theta_{hkl}$, qui est identique à l'angle instrumental 2θ .

Peng [Peng, 2006] dans sa thèse a corrigé les 3 angles instrumentaux (ψ , φ , Ω) afin d'obtenir les 3 angles recalculés (ψ^* , φ^* , Ω^*) qu'il a utilisé pendant la mesure expérimentale. Les 3 formules de correction sont montrées ci-dessous.

$$\psi^* = \frac{\psi}{|\psi|} \arccos[\cos \psi \cos \psi_0] \quad (\text{II-16})$$

$$\Omega^* = \arcsin \frac{\sin \Omega}{\cos \psi} \quad (\text{II-17})$$

$$\varphi^* = \varphi_0 + \arctan \left[\frac{-\sin \psi}{\tan(\Omega^* - \theta)} \right] \quad (\text{II-18})$$

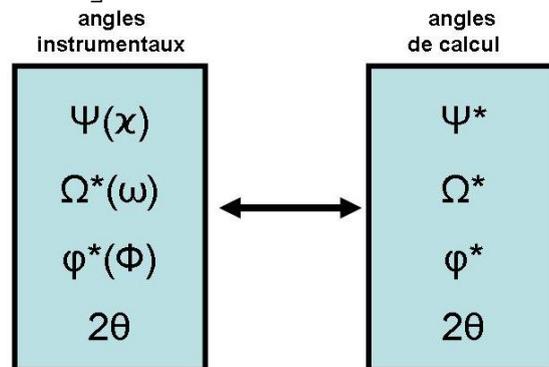


Figure II-7 : Schéma de correspondance des angles recalculés et des angles instrumentaux par rapport à 2θ pour une famille de plans de diffraction $\{hkl\}$

La profondeur de pénétration est alors exprimée comme suit [Peng, 2006]:

$$\tau = \frac{\cos \psi [\sin^2 \theta - \sin^2(\theta - \Omega^*)]}{2\mu \sin \theta \cdot \cos(\theta - \Omega^*)} \quad (\text{II-19})$$

avec μ : le coefficient d'absorption linéaire = constante intrinsèque du matériau étudié qui dépend de la longueur d'onde λ et de la nature chimique de l'échantillon Z ($\text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$).

II-3.2. Méthode des multi-réflexions

Afin de comparer les résultats obtenus par $\sin^2\psi^*$, une 2^{ème} méthode de détermination des CR par DRX en faible incidence, appelée méthode des multi-réflexions, peut être appliquée sur les échantillons élastiques isotropes macroscopiquement, ou élastiques macroscopiquement anisotropes (texturés). La méthode des multi-réflexions est basée sur la détermination des variations des positions des pics de différentes familles de plans $\{hkl\}$, pour différentes directions du vecteur de diffraction. Les distances inter-réticulaires sont calculées en utilisant la loi de Bragg et les contraintes de 1^{er} ordre sont déterminées en appliquant une hypothèse des relations linéaires ou elliptiques entre les déformations relative à chaque famille de plans $\{hkl\}$ utilisées et $\sin^2\psi$ [Noyan, 1987].

Pendant la mesure, l'angle d'incidence Ω ($=\omega$ quand $\chi=0$) est toujours constant et plusieurs familles de plans $\{hkl\}$ sont analysés par le balayage en 2θ (Figure II-8). Différentes directions de mesure définies par l'angle φ (en général $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$) peuvent ainsi être analysées. Les angles ψ , définis par l'angle entre la normale au plan analysé et la normale à la surface de l'échantillon, varient avec les angles de Bragg. L'angle ψ est donc relié aux familles de plans et à l'angle d'incidence Ω choisis, par:

$$\psi = \theta_{hkl} - \Omega \quad (\text{II-20})$$

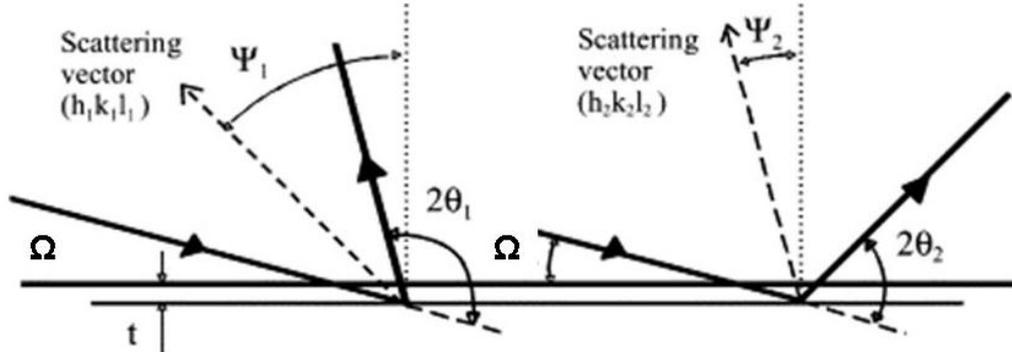


Figure II-8 : Géométrie de la méthode des multi-réflexions. L'angle d'incidence Ω est fixé pendant la mesure. La rotation de la normale aux différents plans de diffraction $\{hkl\}$ est caractérisé par l'angle : $\psi_{\{hkl\}} = \theta_{\{hkl\}} - \Omega$ [Baczmanski, 2004].

En cas d'absence de contraintes du second ordre dans un matériau isotrope ou quasi-isotrope, la déformation inter-réticulaire mesurée pour $\varepsilon_{\varphi=0^\circ, \psi}^{hkl}$ différents plans de diffraction $\{hkl\}$ est donnée par la relation suivante [Noyan, 1987] :

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\varphi\psi}^{(hkl)_i} &= \frac{1}{2} S_2^{(hkl)_i} \sin^2 \psi \left[\langle \sigma_{11}^S \rangle \cos^2 \varphi + \langle \sigma_{12}^S \rangle \sin(2\varphi) + \langle \sigma_{22}^S \rangle \sin^2 \varphi \right] \\ &+ \frac{1}{2} S_2^{(hkl)_i} \left[\langle \sigma_{13}^S \rangle \cos \varphi \sin(2\psi) + \langle \sigma_{23}^S \rangle \sin \varphi \sin(2\psi) + \langle \sigma_{33}^S \rangle \cos^2 \psi \right] \\ &+ S_1^{(hkl)_i} \left[\langle \sigma_{11}^S \rangle + \langle \sigma_{22}^S \rangle + \langle \sigma_{33}^S \rangle \right] \end{aligned} \quad (\text{II-21})$$

Où $i=1, 2, 3 \dots n$; $(hkl)_i$ représentent différents plans de diffraction

La méthode classique des $\sin^2\psi$ décrite dans la partie II-2 est bien adaptée pour analyser l'état de contraintes triaxiales, biaxiales et uniaxiales.

Normalement, on détermine un état de contraintes biaxiales $\langle\sigma_{11}^S\rangle, \langle\sigma_{22}^S\rangle$, en supposant que le composant du tenseur de contrainte $\langle\sigma_{33}^S\rangle$ perpendiculaire à la surface de l'échantillon est nul compte tenu de la faible profondeur de pénétration du faisceau de rayons X. On obtient donc :

$$\varepsilon_{\varphi\psi}^{(hkl)_i} = \frac{1}{2}S_2^{(hkl)_i} \sin^2\psi \left[\langle\sigma_{11}^S\rangle \cos^2\varphi + \langle\sigma_{12}^S\rangle \sin(2\varphi) + \langle\sigma_{22}^S\rangle \sin^2\varphi \right] + S_1^{(hkl)_i} \left[\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right] \quad (\text{II-22})$$

Pour $\varphi=0^\circ$ et $\varphi=90^\circ$, on a alors :

$$\varepsilon_{0^\circ\psi}^{(hkl)_i} = \frac{1}{2}S_2^{(hkl)_i} \langle\sigma_{11}^S\rangle \sin^2\psi + S_1^{(hkl)_i} \left[\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right] \quad (\text{II-23})$$

$$\varepsilon_{90^\circ\psi}^{(hkl)_i} = \frac{1}{2}S_2^{(hkl)_i} \langle\sigma_{22}^S\rangle \sin^2\psi + S_1^{(hkl)_i} \left[\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right] \quad (\text{II-24})$$

Avec $S_1^{(hkl)}$ et $S_2^{(hkl)}$ = constantes élastique radiocristallographiques (CER) des familles de plans $\{hkl\}$.

Pour le calcul des contraintes résiduelles [Vermeulen, 2002] a introduit les équations ci dessous :

$$g[\psi, (hkl)_i] = \frac{1}{2} \frac{S_2^{(hkl)_i}}{S_1^{(hkl)_i}} \sin^2\psi \quad (\text{II-25})$$

$$\frac{\varepsilon_{0^\circ\psi}^{(hkl)_i}}{S_1^{(hkl)_i}} = g[\psi, (hkl)_i] \langle\sigma_{11}^S\rangle + \left(\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right) \quad (\text{II-26})$$

$$\frac{\varepsilon_{90^\circ\psi}^{(hkl)_i}}{S_1^{(hkl)_i}} = g[\psi, (hkl)_i] \langle\sigma_{22}^S\rangle + \left(\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right) \quad (\text{II-27})$$

$$\frac{\varepsilon_{45^\circ\psi}^S}{S_1^{(hkl)_i}} = g[\psi, (hkl)_i] \left[\frac{\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle}{2} + \langle\sigma_{12}^S\rangle \right] + \left[\langle\sigma_{11}^S\rangle + \langle\sigma_{22}^S\rangle \right] \quad (\text{II-28})$$

La déformation inter-réticulaire est mesurée sur 3 angles $\varphi = 0^\circ, 90^\circ$ et 45° pour plusieurs plans de diffractions $\{hkl\}$ et différents angles ψ . Les valeurs des contraintes $\langle\sigma_{11}^S\rangle$ et $\langle\sigma_{22}^S\rangle$

et le cisaillement $\langle\sigma_{12}^S\rangle$ sont alors obtenues directement par les pentes des droites $\frac{\varepsilon_{0^\circ\psi}^{(hkl)_i}}{S_1^{(hkl)_i}}$,

$$\frac{\varepsilon_{90^\circ\psi}^{(hkl)_i}}{S_1^{(hkl)_i}} \text{ et } \frac{\varepsilon_{45^\circ\psi}^S}{S_1^{(hkl)_i}} \text{ en fonction de } g[\psi, (hkl)_i].$$

Dans le cas de la DRX en faible incidence, la profondeur de pénétration des RX est limitée par l'absorption du faisceau. Pour définir le volume de diffraction, le parcours des RX dans l'échantillon doit être reconsidéré (Figure II-9). La distance inter-réticulaire moyenne est décrite par :

$$\langle d(\varphi, \psi) \rangle_{\{hkl\}} = \frac{\int_0^{\infty} d(\varphi, \psi, x)_{\{hkl\}} \exp[-\mu \cdot l(\tau)] d\tau}{\int_0^{\infty} \exp[-\mu \cdot l(\tau)] d\tau} \quad (\text{II-29})$$

Avec

$$l(\tau) = \tau \left[\frac{1}{\sin \Omega} + \frac{1}{\sin(2\theta_{\{hkl\}} - \Omega)} \right] = a(\tau) + b(\tau) \quad (\text{II-30})$$

Où μ : le coefficient d'absorption linéaire

$l(\tau)$: le parcours de RX qui est déterminé en fonction de profondeur de pénétration x , Ω et $2\theta_{\{hkl\}}$

Ω : l'angle d'incidence

$2\theta_{\{hkl\}}$: l'angle de Bragg pour les différents plans de diffraction $\{hkl\}$

On trouve alors que si l'angle d'incidence Ω tend vers 0, le parcours $l(\tau)$ tend vers $a(\tau)$.

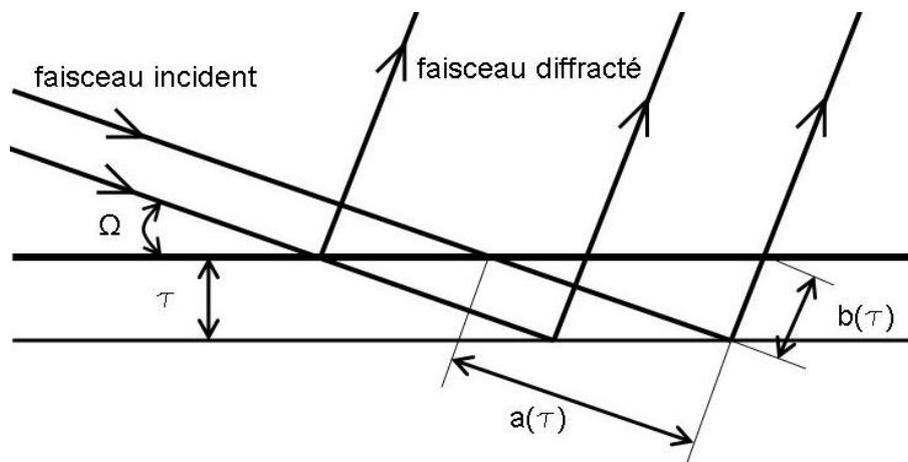


Figure II-9 : Le parcours des faisceaux de RX de méthode multi-réflexions

La profondeur de pénétration peut être exprimée comme ci -dessous [Baczmanski, 2004] :

$$\tau = \left[\frac{\mu}{\sin \Omega} + \frac{\mu}{\sin(2\theta_{\{hkl\}} - \Omega)} \right]^{-1} \quad (\text{II-31})$$

Si l'angle d'incidence Ω (qui dépend des coefficients d'absorption linéaire du matériau μ), est petit l'équation II-32 peut être simplifiée comme suit :

$$\tau = \frac{\sin \Omega}{\mu} \quad (\text{II-32})$$

Dans cette expression, la profondeur de pénétration τ est indépendante de $2\theta_{\{hkl\}}$ ou $\psi_{\{hkl\}}$; ce

qui peut entraîner des erreurs importantes. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre IV.

II-4. Conclusions du chapitre, introduction de l'étude

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les définitions et les origines physiques des différents types de contraintes internes (CI), et le principe de la méthode d'analyse des contraintes résiduelles (contrainte d'ordre I) par DRX. Plus spécifiquement, les méthodes de détermination des CR par DRX classique « méthode des $\sin^2\psi$ » et en faible incidence « méthode des $\sin^2\psi^*$ », « méthode des multi-réflexions » ont été présentées et discutées.

Le but du présent travail est de mettre en œuvre ces 3 différentes méthodologies dans l'analyse des déformations et des contraintes résiduelles en extrême surface (<10 μm) et en profondeur dans les échantillons en alliages d'aluminium 6056-T4 et 2050-T8 traités par choc-laser, afin de fournir une base de données comparative pour la simulation numérique et afin d'accéder aux états de contrainte résiduelle d'extrême surface, particulièrement importants vis-à-vis de sa réactivité mécano-électrochimique.

Chapitre III : Matériaux étudiés et conditions de traitement

III-1. Généralités sur les alliages d'aluminium

Les alliages d'aluminium sont largement utilisés dans l'industrie aéronautique en raison de leur faible densité ($2,7 \text{ g/cm}^3$), associée à différentes propriétés attractives comme : une bonne résistance à la corrosion, de très bonnes propriétés de coulée, une excellente ductilité à toutes températures, une mise en forme aisée et la possibilité de contrôler aisément les propriétés mécaniques par les éléments d'additions et les traitements thermiques associés. Les éléments d'additions (cf. Tableau III-1) permettent de durcir la matrice aluminium CFC, soit en solution solide (cas des alliages Al-Mg (5xxx), ou Al-Mn (3xxx)), soit par précipitation de composés nanométriques (cas des Al-Cu (2xxx), des Al-Zn (7xxx)). Par ailleurs, l'ensemble des alliages d'aluminium peut également être durci par écrouissage et génération de dislocations lors d'une déformation plastique comme un laminage ou un filage.

Series	Element Names (in order of %)	Atomic Symbols	Treatable Status
1xxx	Super- or commercial-purity aluminum		Non-heat-treatable
2xxx	Aluminum-Copper-Magnesium	Al-Cu(-Mg)	Heat-treatable
3xxx	Aluminum-Manganese-Magnesium	Al-Mn(-Mg)	Non-heat-treatable
4xxx	Aluminum-Silicon	Al-Si	Non-heat-treatable
5xxx	Aluminum-Magnesium	Al-Mg	Non-heat-treatable
6xxx	Aluminum-Magnesium-Silicon	Al-Mg-Si	Heat-treatable
7xxx	Aluminum-Zinc-Magnesium-Copper	Al-Zn-Mg(-Cu)	Heat-treatable
8xxx	Aluminum-Lithium- Etc...	Al-Li-Other Elements	Non-heat-treatable
9xxx	Unused Series		

Tableau III-1 : les différentes classes d'alliages d'aluminium

III-1.2. Durcissement structural

Les alliages utilisés lors de cette étude (2050 et 6056) sont essentiellement durcis par précipitation. On parle alors de durcissement structural. Les résistances mécaniques obtenues peuvent alors être importantes (proches de 500 MPa) et permettent l'utilisation des alliages pour des pièces de structure. Le principe du durcissement structural est le suivant (Figure III-1) :

Traitement de mise en solution (autour de $450\text{-}530^\circ\text{C}$).

Trempe rapide pour obtenir une solution solide sursaturée en éléments d'addition.

Traitement de maturation (T4) ou de revenu à durée variable (T6, T7, T8 - autour de $150\text{-}220^\circ \text{C}$) permettant d'obtenir une précipitation contrôlée.

Suivant la température et la durée du revenu, le cycle de précipitation sera modifié, pour

passer par une valeur de résistance maximale à l'état de revenu standard T6 (T4 = sous-revenu, T8 = sur-revenu). Le durcissement maximal T6 correspond à une précipitation intermétallique fine (par exemple Al_2Cu sur les 2xxx), homogène et cohérente avec la matrice [Barralis, 1992]. Au-delà de T6 (cas des sur-revenus T7 ou T8), les précipités grossissent, perdent leur cohérence avec la matrice et une partie de leur pouvoir durcissant.

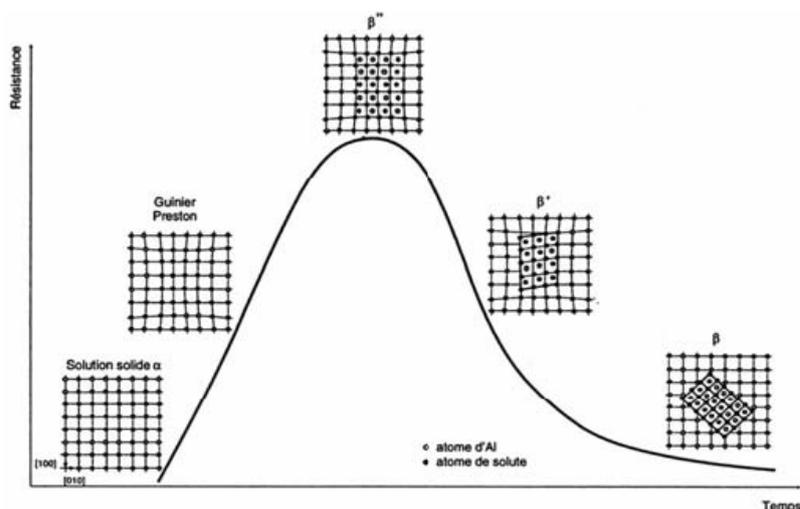


Figure III-1 : Principe du durcissement structural (cas des alliages série 2000) [Barralis, 1992]

III-2. Alliages utilisés : 6056 et 2050

III-2.1. Alliage 6056

Dérivé de l'alliage 6013, l'alliage d'aluminium 6056 est très connu dans le domaine aéronautique, et est envisagé pour des applications telles que le fuselage des avions civils [Delmas, 2004], en remplacement des alliages 2024. Sa bonne soudabilité et sa résistance mécanique élevée expliquent son développement important. Sa composition nominale est détaillée dans le Tableau III-2.

	Al	Si	Mg	Cu	Mn	Fe	Zn	Zr
AA6056 (% masse)	base	0,7-1,3	0,6-1,2	0,5-1,1	0,4-1,0	0,5	0,1-0,7	0,07-0,20

Tableau III-2 : Composition chimique d'AA 6056

Le traitement T4 correspond à une étape de maturation ou de vieillissement naturel, qui consiste à laisser le métal obtenu, après une mise en solution et une trempe, à température ambiante pendant un certain temps. L'état métastable évolue vers une structure plus stable pendant laquelle des précipités se forment et contribuent au durcissement.

Les principales phases à l'origine du durcissement sont des composés nanométriques (10-500 nm) et métastables de type $Mg_2Si - \beta'$, Al-Cu-Si, ou Q- $Al_5Cu_2Mg_8Si_6$ [Amancio, 2008],

[[Delmas, 2004](#)], [[Bourdet, 2007](#)].

Selon une observation par microscopie optique (MO) (cf. Figure III-2a), les grains ont une taille moyenne comprise entre 50 et 700 μm . Quelques petits grains situés à l'intersection des plus grands grains ont été observés qui nous indiquent un état partiellement recristallisé.

Des essais de traction réalisés avec une vitesse de déformation de $0,01\text{s}^{-1}$ nous permettent d'identifier les différents paramètres de loi de comportement (cf. la Figure III-2b), utilisables dans les calculs numériques des effets induits (cf. Chapitre V - loi de Johnson-Cook...). Le matériau présente une limite d'élasticité statique de l'ordre de 310 MPa, et un comportement élasto-plastique avec un écrouissage quasi-linéaire.

$$\sigma = \sigma_y + K \cdot \varepsilon^n \quad (\text{III-1})$$

Avec σ_y = limite d'élasticité vraie = 310 MPa, K =module d'écrouissage = 200 MPa, n =coefficient d'écrouissage = 0,45

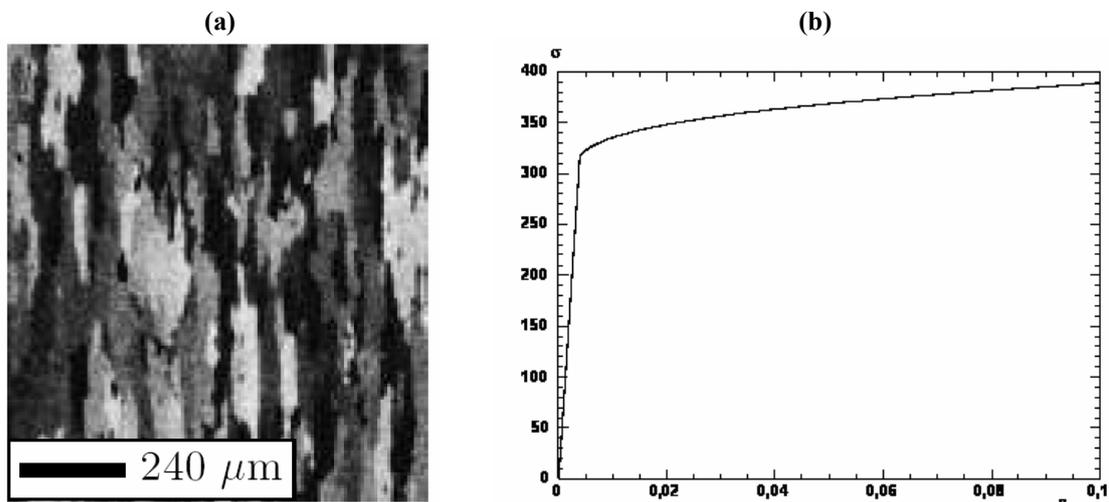


Figure III-2 : (a) Micrographies optiques d'AA 6056-T4 obtenue après attaque Keller, (b) illustration de courbe de traction expérimentale à la vitesse $0,01\text{s}^{-1}$

III-2.2. Alliage 2050

L'alliage d'aluminium 2050 est un alliage Al-Cu-Li de développement plus récent, ce qui explique la quasi-absence de références bibliographiques à l'exception de [[Liu, 2008](#)]. Les alliages Al-Cu-Li sont également à durcissement structural, essentiellement grâce à la précipitation de composés métastables T1 (Al_2Cu) [[Shukla, 2007](#)]. La composition chimique nominale 'AA 2050 est présentée dans le Tableau III-3. En état sur-revenu de T8, avec microscopie optique (cf. Figure III-3a), on révèle des tailles de grain comprises entre 50 microns et 500 microns et une texture orientée selon le sens du laminage. Par ailleurs, des analyses EBSD récentes non publiées dans le cadre du projet ANR CAPSUL (T.Baudin, LEMHE, 2009), mettent en évidence un matériau partiellement recristallisé, avec, selon les

grains, des petits (10-50 μm) cristallites diffractant, ou des gros grains (70 μm à 500 μm) recristallisés.

Mécaniquement, lors d'un essai de traction à $0,01 \text{ s}^{-1}$, on met en évidence un comportement proche de plastique parfaitement, avec un écrouissage très limité (Figure III-3), et une limite d'élasticité de 510 MPa. Des essais de traction réalisés à EADS Innovation Works sur le même matériau avec différents sens de prélèvement (SL, ST) n'ont par ailleurs montré aucune anisotropie des propriétés mécaniques.

	Al	Cu	Li	Mg	Mn	Fe	Zr
AA 2050-T8 (% masse)	base	3,5	0,9	0,3	0,4	0,05	0,1

Tableau III-3 : Composition chimique de l'alliage 2050 (% massique)

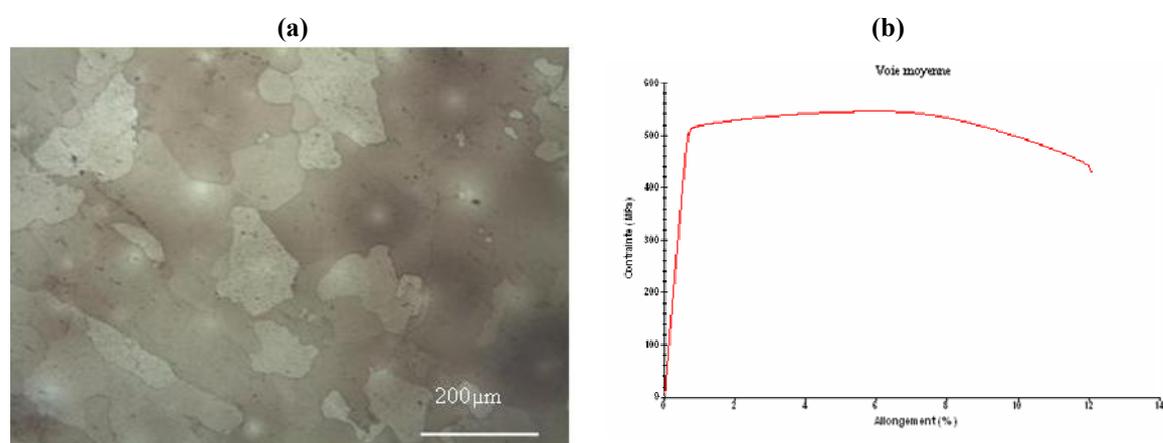


Figure III-3 : (a) Micrographies d'AA 6056-T4 obtenue après attaque Keller, (b) courbe de traction expérimentale à la vitesse $0,01 \text{ s}^{-1}$

III-3. Analyse de la texture initiale par DRX

Avant d'effectuer les analyses des CR dans le matériau traité par choc-laser (CL), la texture cristallographique a été caractérisée qualitativement, sur des échantillons avant et après le traitement de CL, sur un diffractomètre Philips X'pert sous 30kV et 35mA en utilisant le rayonnement monochromatique du Cuivre $K_{\alpha 1}$. Les acquisitions ont été effectuées pour 4 familles de plans $\{111\}$, $\{200\}$, $\{220\}$ et $\{311\}$ avec des positions de Bragg 2θ de $38,5^\circ$, $44,7^\circ$, $65,1^\circ$ et $78,3^\circ$ respectivement. Le pas d'acquisition est de 5° pour la rotation de l'angle φ (entre 0° et 360°) et de l'angle ψ (entre 0° et 70°), le temps de comptage par pas est de 3 secondes.

Plusieurs informations peuvent être obtenues à partir des figures de pôle : (1) la majorité de texture présente le plan $\{200\}$ à la surface de l'échantillon, (2) La famille de plans $\{311\}$ présente une faible dispersion d'intensité (rapport d'intensité $I_{\text{max}}/I_{\text{min}}$ faible) par rapport aux

autres familles de plans (cf. Tableau III-4).

Les figures de pôles réalisées sur la couche traitée par choc-laser et sur le matériau de base en AA6056-T4 et AA2050-T8, montrent qu'il n'y a pas de changement visible d'orientation des grains après le choc (Figure III-4 et Figure III-5).

Cependant, on peut noter qu'après le choc-laser, la taille des cristallites diffractant semble moins importante qu'avant le traitement à cause de la déformation plastique et l'écroutissage associé par choc-laser.

La texture est très marquée, notamment dans les plans {200}. Une variation très importante des intensités de diffraction des pics {200} avant et après le CL nous indique que la majorité des grains sont orientés préférentiellement dans la direction <200> pour les deux alliages étudiés. Avec l'alliage 6056-T4, le rapport d'intensité est légèrement diminué dans les 4 plans après le CL ; tandis que les rapports d'intensités sont augmentés dans les plans {111}, {200} et {220} pour l'alliage AA2050-T8 après le CL. Dans le plan {311}, le rapport d'intensité passe de 3,9 à 2,4 avec le traitement de CL pour 6056-T4; et de 7,4 à 6,7 sur 2050-T8. L'effet d'anisotropie est donc moins important dans les plans {311}. C'est pour cette raison que nous avons retenu {311} pour l'analyse des CR avec la méthode classique des $\sin^2\psi$ et avec la méthode des $\sin^2\psi^*$.

Matériau	Plan de diffraction	Avant le choc laser		Après le choc laser	
		Intensité Non traité	Rapport d'intensité	Intensité Traité	Rapport d'intensité
6056-T4	{111}	Mini. : 1797	7,3	Mini. : 1797	7
		Maxi. : 13179		Maxi. : 12678	
	{200}	Mini. : 691	11,9	Mini. : 835	10
		Maxi. : 8262		Maxi. : 8281	
	{220}	Mini. : 529	5,8	Mini. : 590	5,8
		Maxi. : 3080		Maxi. : 3469	
	{311}	Mini. : 600	3,9	Mini. : 979	2,4
		Maxi. : 2371		Maxi. : 2391	
2050-T8	{111}	Mini. : 1267	10,5	Mini. : 605	25
		Maxi. : 13363		Maxi. : 15104	
	{200}	Mini. : 408	29,4	Mini. : 243	56
		Maxi. : 12012		Maxi. : 13618	
	{220}	Mini. : 225	16,7	Mini. : 207	21
		Maxi. : 3757		Maxi. : 4356	
	{311}	Mini. : 408	7,4	Mini. : 449	6,7
		Maxi. : 3036		Maxi. : 3025	

Tableau III-4 : Variation des intensités de diffraction maximale et minimale d'AA 6056-T4 et AA2050-T8 avant et après traitement par CL

Au final, cette étude de texture nous aura permis :

--De choisir la famille de plans de diffraction pour l'étude : plan {311}

--D'identifier le comportement en diffraction X du matériau non traité et traité par CL

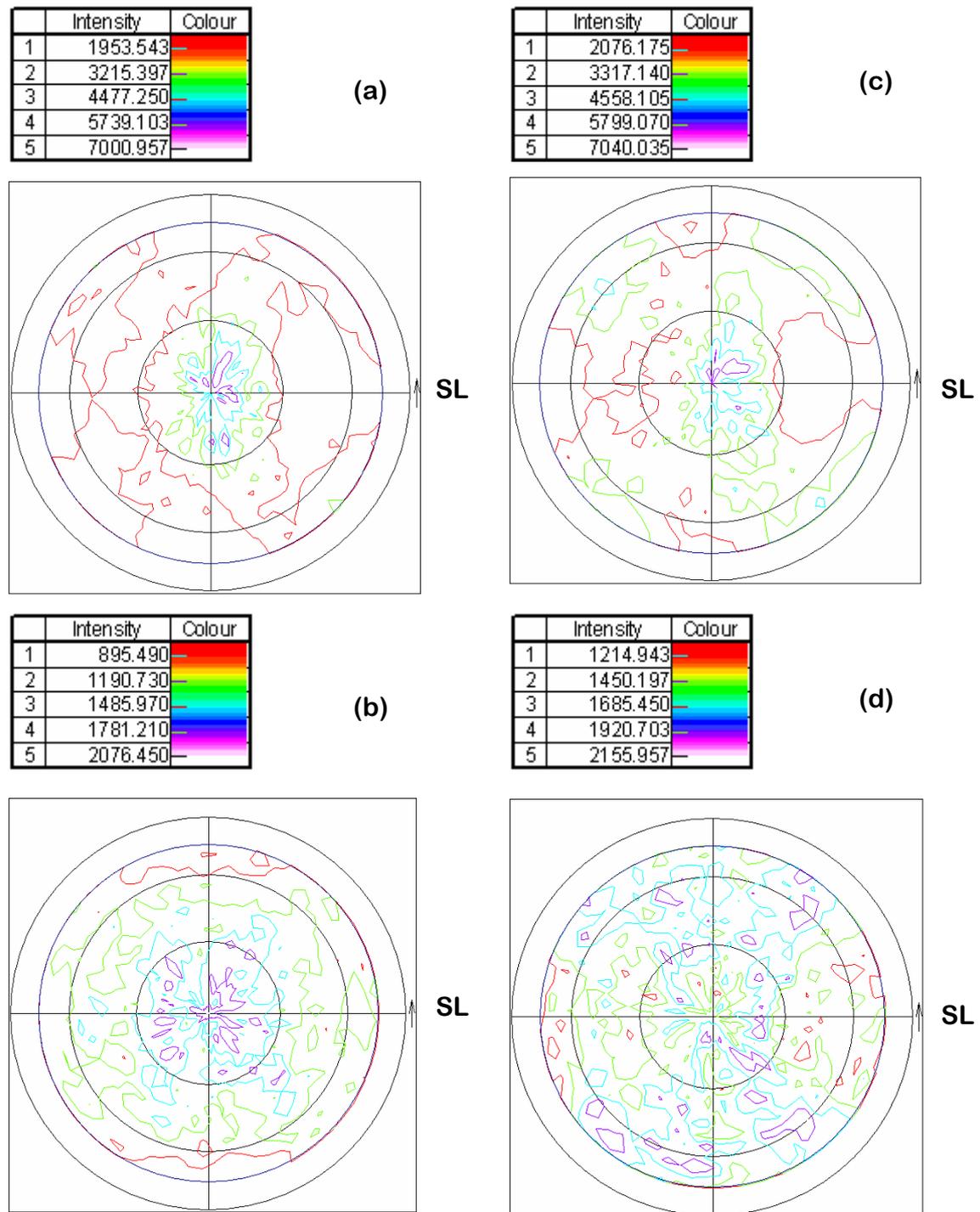


Figure III-4 : Figures de pôles de 3 familles de plans {hkl} avant traitement de choc laser (a) {200}, (b) {311} et après choc-laser (c) {200}, (d) {311} sur 6056-T4

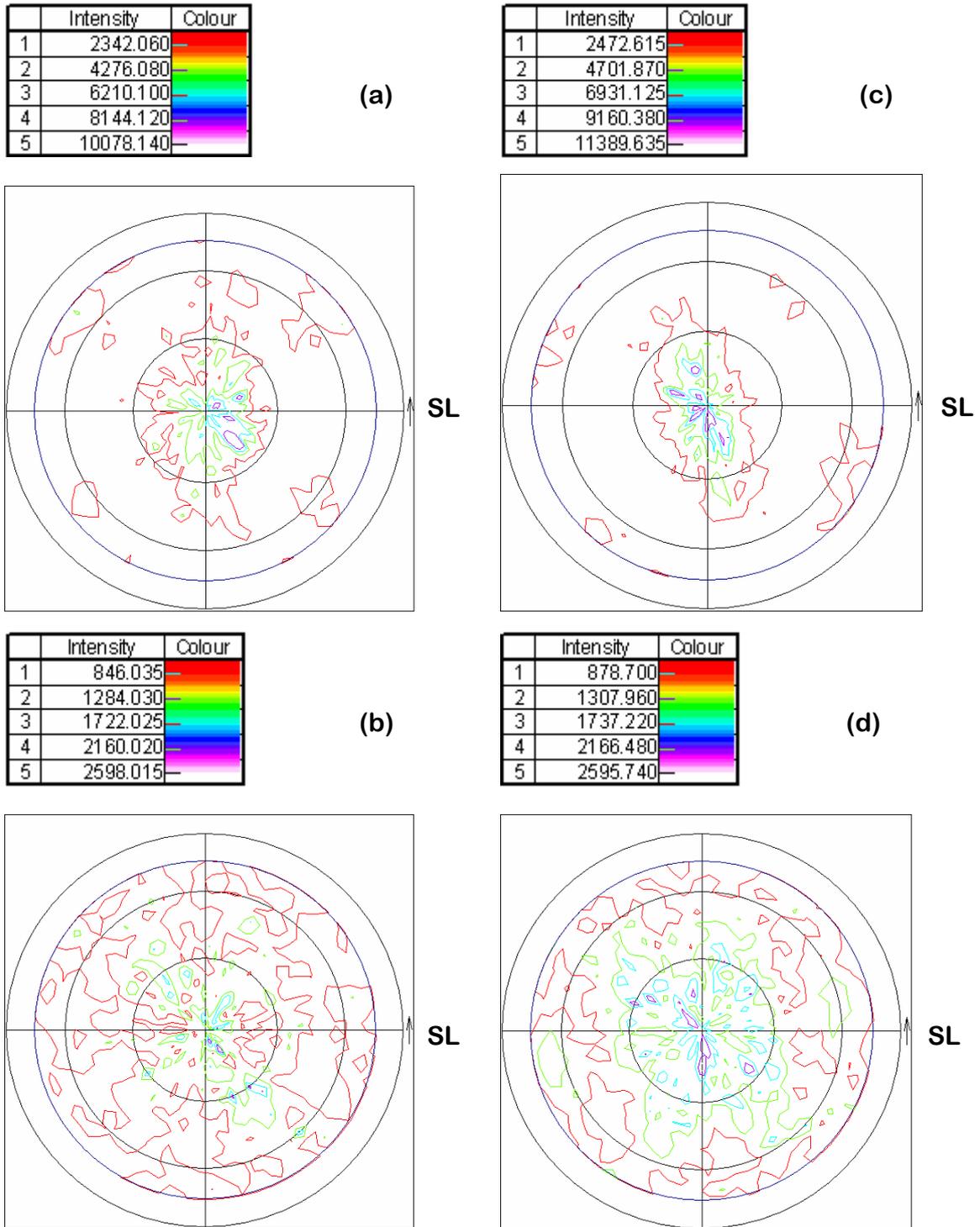


Figure III-5 : Figures de pôles des 3 familles de plans {hkl} avant traitement de choc laser (a) {200}, (b) { 311} et après choc-laser (c) {200}, (d) {311} sur 2050-T8

III-4. Conditions expérimentales de choc-laser

Les essais de CL ont été effectués au Laboratoire d'Application des Lasers de Puissance (LALP) avec un laser Nd : YAG doublé en fréquence ($\lambda=0,532$ nm), délivrant jusqu'à 10 impacts de 1,35 J – 9 ns par seconde.

Au total, nous avons traité 18 échantillons dont 10 en 6056-T4 et 8 en 2050-T8 avec différents paramètres de traitement : (1) diamètres d'impact de 1,3 mm à 2 mm (suivant le niveau de défocalisation), (2) densités de puissance comprises entre 4 GW/cm² et 10 GW/cm² (correspondant à des énergies de 0,6 J à 1,35 J par impulsion).

Les échantillons traités (en général : parallélépipèdes de 30 mm x 30 mm x 4 mm pour le 6056 et 30 mm x 30 mm x 8-10 mm pour le 2050) ont tous été protégés des effets thermiques par une double couche peinture + scotch d'aluminium, puis traités sur des surfaces circulaires de 20 mm de diamètre.

L'un des paramètres essentiels étudiés est le taux de recouvrement entre les impacts. La Figure III-6 présente 3 configurations de traitement distinctes et la Figure III-7 présente les surfaces obtenues avec 3 taux de recouvrement : 16%, 50 % et 66 %.

Le taux de recouvrement est défini par $\Delta d_{x,y}/D$, avec $\Delta d_{x,y}$ = espacement entre 2 impacts successifs, et D = diamètre d'impact. Ainsi, un décalage de 0,8 mm entre 2 impacts de 1,6 mm de diamètre correspond à un recouvrement de 50 %.

Au total, un matériau traité entre $\Delta d_{x,y}/D = 50$ % de recouvrement sur les deux axes (Figure III-6b) est soumis en moyenne à 2 ou 4 impacts localement. Les morphologies de surface obtenues sont également nettement modifiées par les variations du taux de recouvrement.(Figure III-8).

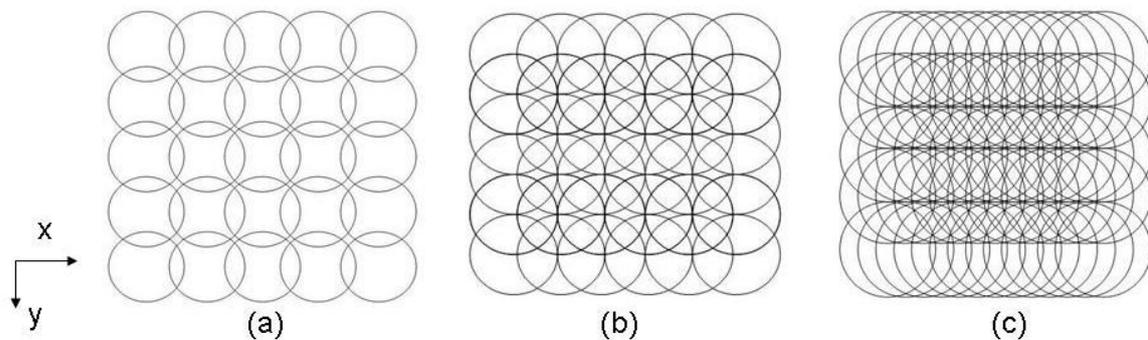


Figure III-6 : Illustration de différents recouvrement d'impacts (a) 2 passes à 16% recouvrement en x, décalées de $d/2$ en y, (b) 50% recouvrement, (c) 1 passe à 66 % recouvrement en x, décalée de $d/2$ en y

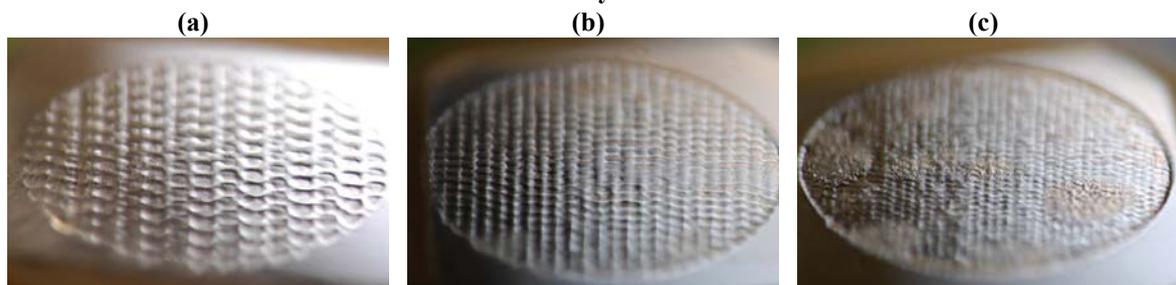


Figure III-7 : Surfaces de 6056-T4 traitées par choc-laser ($d=1.5$ mm) avec différents recouvrements : (a) 16 %, (b) 50 %, (c) 66 %

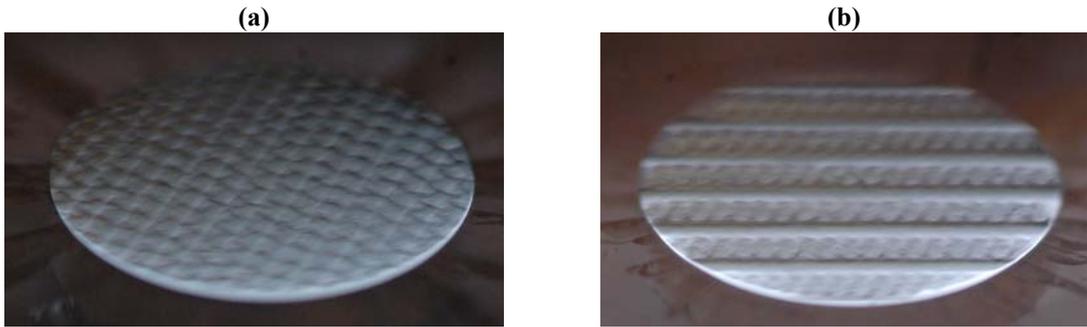


Figure III-8 : Surfaces de cylindres de 14 mm en 2050-T8 traités par choc-laser à 50 % de recouvrement (a) traitement complet, (b) traitement partiel

Chapitre IV : Caractérisation expérimentale des matériaux traités par choc-laser

Introduction

Le choc-laser génère un champ de contraintes résiduelles de compression à la surface des pièces traitées. L'étude du champ de contraintes résiduelles (CR) induit sur les deux alliages d'aluminium 6056-T4 et 2050-T8, à différentes échelles : par DRX classique sur des profondeurs comprises entre 10 μm et 300 μm (avec un polissage électrolytique local), ou par DRX en faible incidence (sur des profondeurs de 1 μm à 10 μm), est l'un de nos objectifs principaux.

L'influence de différents paramètres expérimentaux de CL seront considérés comme : l'effet de la pression, l'effet du diamètre d'impact ou l'effet du taux de recouvrement entre impacts.

Les premiers résultats de CR présentés correspondent à des déterminations par DRX classique (avec une profondeur de pénétration de l'ordre de 11 μm), et fourniront une base expérimentale destinée à être comparée aux résultats de simulations numériques.

La détermination des CR en extrême surface (1 μm à 10 μm), qui fait l'objet de la seconde partie, est une donnée importante pour relier le comportement électrochimique des matériaux, et en particulier la résistance à la corrosion par piqûration, et plus largement la passivité des surfaces. Pour l'analyse des CR dans une couche superficielle comprise entre 1 à 10 μm , 2 méthodes sont utilisées et comparées : (1) la méthode des $\sin^2\psi^*$ développée par [[Peng, 2006](#)] pour une profondeur comprise entre 1 à 10 μm , (2) la méthode des multi-réflexions ([[Vermeulen, 2002](#)], [[Syrzypek, 2001](#)], [[Quaeyhaegens, 1995](#)], [[Kamminga, 2000](#)], [[Baczanski, 2003, 2004](#)], pour une profondeur comprise entre 2 à 5 μm . Les précisions de détermination et les limitations des deux méthodes de mesure sont discutées.

Avant de présenter les résultats de CR, nous présentons tout d'abord les effets induits par le CL en termes de topographie de surface et d'écaillage superficiel.

IV-1. Analyse de la topographie superficielle – Influence sur l'analyse des surfaces

IV-1.1. Modification de la topographie superficielle

Outre le fait qu'elle conditionne les propriétés d'usage des pièces, la géométrie de la surface a une influence sur la distribution des CR. Souvent, la rugosité est à l'origine d'une relaxation locale de CR en peau de la pièce [[Li, 1993](#)]. C'est donc l'un des points clés pour interpréter la

distribution des CR à proximité d'une surface traitée par CL.

Un rugosimètre mécanique de type PERTHEN M4P (normes DIN-ISO AFNOR) a été utilisé pour mesurer la rugosité moyenne de surface sur des éprouvettes traitées par différentes conditions de laser dans le sens de laminage et dans le sens transversal de la tôle initiale, avec des parcours l_m de 12 mm (Figure IV-1). Les surfaces traitées par CL présentent à la fois une augmentation de rugosité modérée, et l'apparition d'une ondulation plus macroscopique.

Les résultats des mesures sont présentés en Tableau IV-1. Chaque valeur de rugosité est la moyenne de 6 mesures successives sur la même zone dont 3 selon le sens de traitement par CL et 3 selon le sens transversal. Les effets du CL peuvent être résumés ainsi :

- L'incertitude des valeurs de rugosité R_a obtenue est de l'ordre de 1-2,5 μm pour AA6056-T4 et de 0,55- 0,7 μm pour AA 2050-T8.
- Plus la pression d'impact augmente, plus la rugosité augmente pour les deux matériaux étudiés
- Plus le taux de recouvrement augmente, plus la rugosité diminue.

Les explications de ce dernier résultat sont simples : la déformation sur chaque impact augmente avec la pression, alors que le recouvrement a pour effet d'aplanir les crêtes.

Les Figure IV-2 et Figure IV-3 présentent l'ondulation d'une surface de 6056-T4 traitée par CL, et étudié à l'INSA-Strasbourg par profilométrie confocale.

Une telle analyse met bien en évidence la périodicité de la topographie d'une surface traitée (période de l'ordre de 0,8 mm), et les différences de hauteur entre creux et bosses des zones traitées ($\Delta z \approx$ autour de 8 μm).

$$R_a = \frac{1}{l_m} \int_0^{l_m} |y| dx$$

$$R_z = \frac{1}{5} (R_{z1} + R_{z2} + R_{z3} + R_{z4} + R_{z5})$$

$$R_{\max} = \{R_{z1}; R_{z2}; R_{z3}; R_{z4}; R_{z5}\}$$

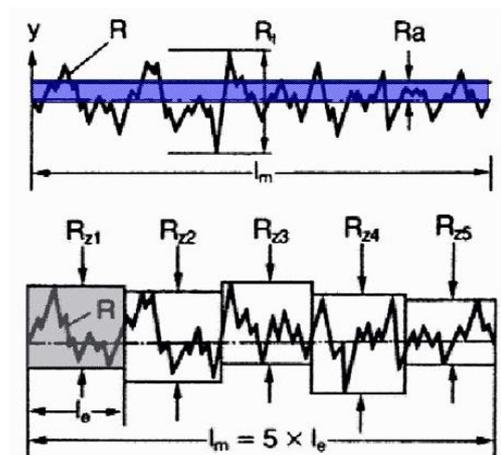


Figure IV-1 : Définition de R_a , R_z et R_m (Normes DIN-ISO AFNOR)

	N°	Intensité (GW/cm ²)	Pression (GPa)	Taux de recouvrement	Diamètre d'impact (mm)	Ra (μm)	RZ (μm)	Rmax (μm)	
AA6056-T4	T	Poli (non-traité)					0,07	0,30	0,38
	1	5	3,8	50%	2	1,58	6,28	9,52	
	2	7	4,4	50%	1,7	2,51	8,51	10,59	
	3	6	4,2	50%	1,8	1,65	6,07	8,46	
	4	6	4,2	50%	1,8	1,85	5,71	8,34	
	5	6	4,2	50%	1,8	1,88	6,15	8,33	
	6	4,6	3,6	16%	1,8	1,35	4,42	6,57	
	7	4,6	3,6	66%	1,8	1,24	4,36	6,07	
	8	5	3,8	66%	1,6	1,16	4,24	5,13	
	9	4,7	3,7	16%	1,5	2,42	6,85	9,29	
	10	4,7	3,7	50%	1,5	1,95	7,10	10,62	
AA2050-T8	N	Poli (non-traité)					0,06	0,20	0,25
	1	7,7	4,7	50%	1,5	0,70	2,70	3,91	
	2	10,3	5,5	50%	1,3	0,68	2,73	3,54	
	3	7,5	4,7	50%	1,3	0,68	2,69	3,63	
	4	4	3,4	50%	1,5	0,55	2,42	3,42	
	5	8,8	5	50%	1,5	0,71	2,75	3,98	
	6	4,7	3,8	50%	1,5	0,59	2,50	3,51	
	7	8,5	5	50%	1,5	0,72	2,71	3,89	
	8	3,4	3,1	50%	1,8	0,58	2,51	3,55	

Tableau IV-1 : Conditions de traitement par CL et valeurs de rugosités correspondantes

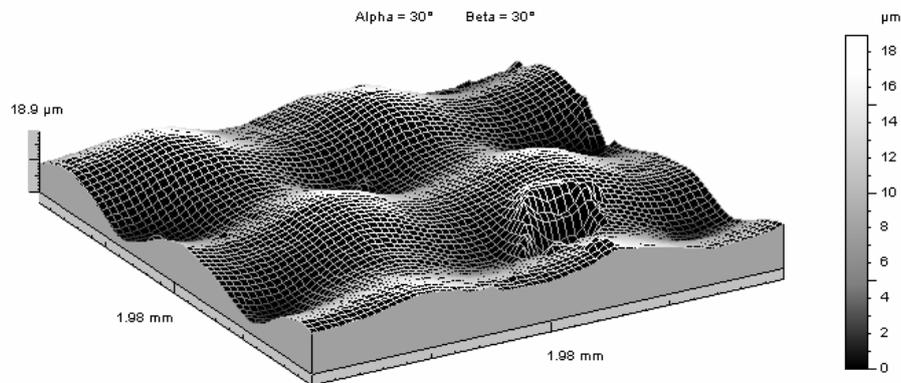


Figure IV-2 : Ondulation mesurée par Microscope confocal sur un échantillon en AA6056-T4 traité sous la pression= 4,5 GPa, d=1,8mm, 50% recouvrement

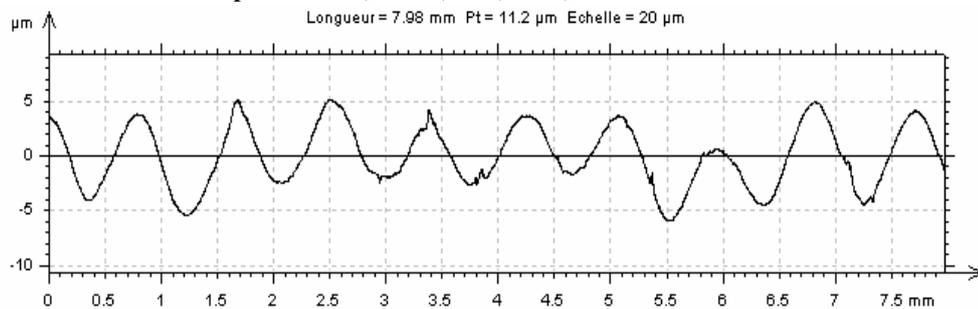


Figure IV-3 : Topographie de surface sur un échantillon AA 6056+T4 traité sous la pression =4,5 GPa, d=1,8 mm, 50% recouvrement

IV-2. Caractérisation de durcissement induit par choc-laser

Outre la génération de CR de compression, le CL génère un écrouissage des surfaces traitées, en général assez modéré en raison des durées d'impulsion de pression $P=f(t)$ très courtes ($< \mu s$), et qui peut être évalué par des mesures de microdureté (ou nano-indentation), et par l'étude de l'élargissement des raies de diffraction X [Ji, 1989].

Une caractérisation expérimentale des surfaces traitées par microdureté Vickers sous 50 g de charge (profondeur indentée = environ $4 \mu m$ et profondeur caractérisée ≈ 15 à $20 \mu m$), indique des niveaux d'écrouissage de l'ordre :

+ 8 % après CL avec 8 GW/cm^2 - 50 % rec. sur 6056-T4 (Figure IV-4)

+ 6 % après CL avec 4 GW/cm^2 (3 GPa), et + 17 % après CL avec 8 GW/cm^2 (5 GPa) sur 2050-T8 (Figure IV-5).

Des essais de nano-indentation Berkovich ont également été réalisés par H.Pelletier à l'INSA Strasbourg sur 2050-T8 (Figure IV-6), afin d'évaluer les états d'écrouissage en extrême surface. Pour des charges comprises entre 1,25 mN et 5 mN (profondeurs indentées de l'ordre de 100 nm), la surface ne présente pas de durcissement $\Delta H/H$, mais au contraire une légère tendance à l'adoucissement (Figure IV-7). Sur l'alliage 6056-T4, les mesures de nano-indentation (5 mN, 10 mN, 20 mN) n'ont mis en évidence aucune variation significative de dureté. Ces résultats montrent donc un faible écrouissage des deux matériaux sous le CL, et une singularité atypique en extrême surface, avec une absence de durcissement dans les 1-2 premiers μm (Figure IV-7).

A titre indicatif, les valeurs des modules d'Young, obtenues par la pente des courbes de décharge en nano-indentation, sont peu affectées en amplitude moyenne par le traitement de CL, mais sont beaucoup plus dispersées après le traitement.

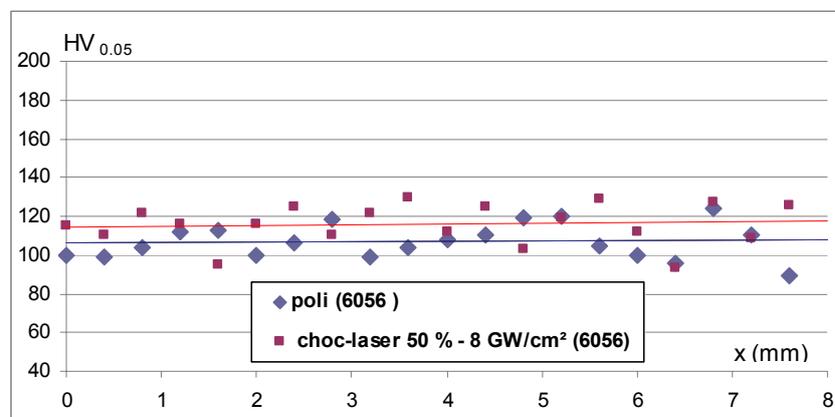


Figure IV-4 :Caractérisation par micro-dureté Vickers (50 g) de la surface de l'alliage 6056-T4 traité par choc-laser (valeur moyennes = 107 pour l'état poli et 116 après CL 8 GW/cm^2)

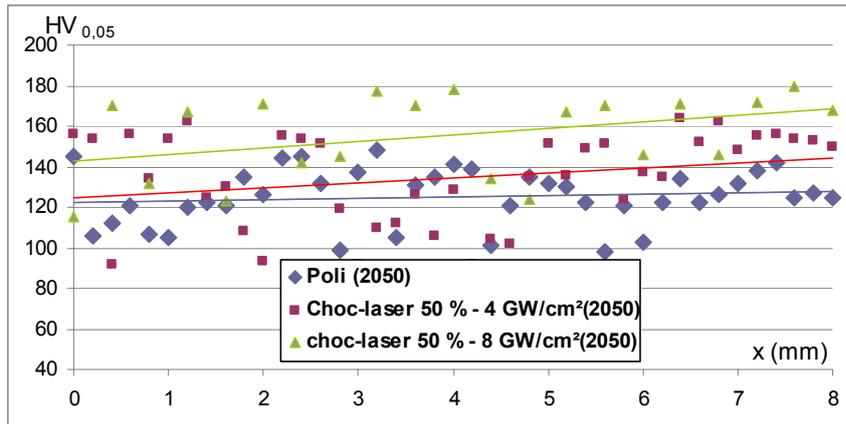


Figure IV-5 : Caractérisation par micro-dureté Vickers (50 g) de la surface de l'alliage 2050-T8 traité par choc-laser (valeur moyennes = 131 pour l'état poli, 139 après CL 4 GW/cm², et 154 après CL 8 GW/cm²)

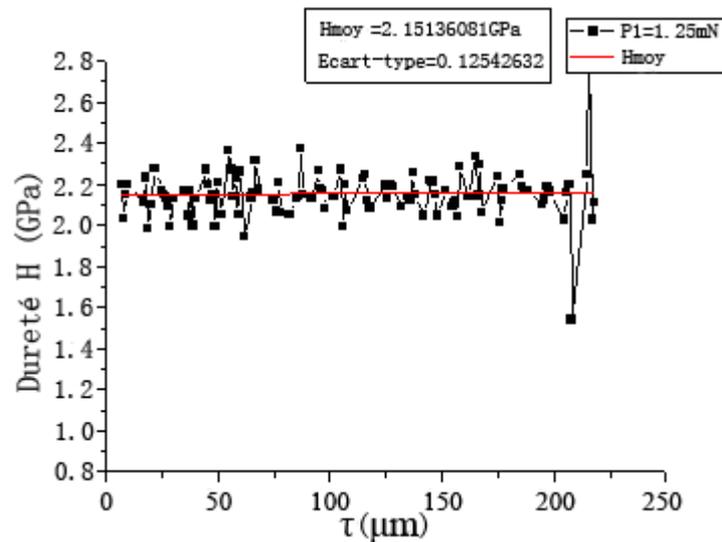


Figure IV-6 : Filiation de nano-indentation en profondeur (0 μm = surface) sur échantillon traité 8 GW/cm² - 50 % rec (2050-T8) : quasi-absence d'écroutissage

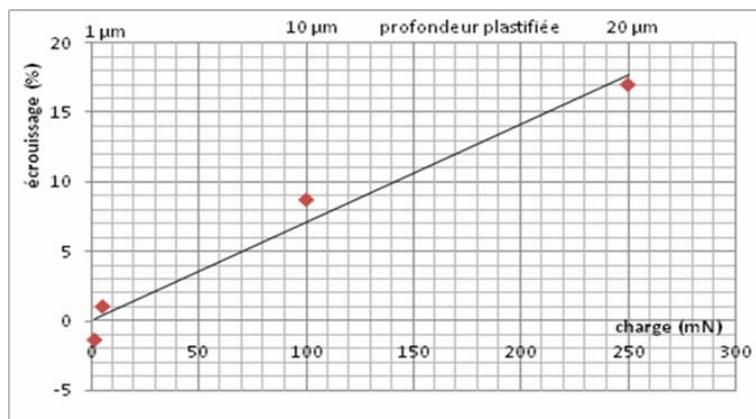


Figure IV-7 : Evolution de la dureté du 2050-T8 en fonction de la charge appliquée, et de la profondeur analysée lors de l'indentation (250 mN = Vickers, 1,25 mN, 5 mN et 100 mN = Berkovich)

IV-3. Analyse des contraintes résiduelles par la méthode des $\sin^2\psi$

La détermination de CR par la méthode classique des $\sin^2\psi$ a été réalisée sur un appareil SET-X. Les conditions de diffractions sont résumées ci-dessous :

Cathode Cr	filtre	Collimateur	Plans {hkl}	Nombre d'Angles ψ	Oscillations ψ	Temps d'acquisition
$\lambda\alpha=0,229\text{nm}$	V	2 mm	{311}	15	$\pm 5^\circ$	40-100 s

Tableau IV-2: Conditions de DRX utilisées (loi des $\sin^2\psi$)

Par ailleurs, les constantes élastiques macroscopique utilisées sont : $E_{\text{macroscopique}}=72000 \text{ MPa}$, $\nu=0,34$, $A_{RX}=1,09$.

Les déterminations de CR présentées sont réalisées dans le cas du 6056-T4 et 2050-T8. Les résultats obtenus sont utilisés pour évaluer l'effet des différentes conditions expérimentales (la pression d'impact, le diamètre d'impact et le taux de recouvrement d'impact), et surtout pour comparer avec les résultats de la simulation numérique.

IV-3.1. Etats de contraintes résiduelles sur les matériaux polis

L'analyse des contraintes dans 6056-T4 et 2050-T8 a été menée par DRX avant CL.

IV-3.1.1. Procédure

Un polissage électrolytique local a été utilisé afin d'enlever la couche superficielle sans introduire de nouvelles contraintes, et étudier ainsi les profils de CR existant initialement en profondeur. Une électrolyte à base d'acide perchlorique (70% Ethanol, 10% Ether monobutylique et 20% Acide perchlorique) a été utilisée pour le décapage progressif et local à la température ambiante ($I=1 \text{ A/cm}^2$ et vitesse d'enlèvement de matière= 60 microns/minute). Le contrôle de l'épaisseur enlevée est réalisé à l'aide d'un comparateur mécanique.

Les résultats des CR initiales, présentées en Figure IV-8 indiquent de faibles niveaux de CR de compression, attribués au polissage mécanique.

IV-3.1.2. Résultats

Pour AA6056-T4, les CR en surface sont de l'ordre de -50 MPa dans le sens de laminage (σ_{11}) et de -65 MPa dans le sens transversal (σ_{22}). Ces contraintes s'annulent à 70 μm sous la surface.

Pour AA2050-T8, les CR en surface sont relativement isotropes ($\sigma_{11} \approx \sigma_{22}$) : environ -40 MPa dans les deux sens, et s'annihilent à environ -60 μ m en profondeur

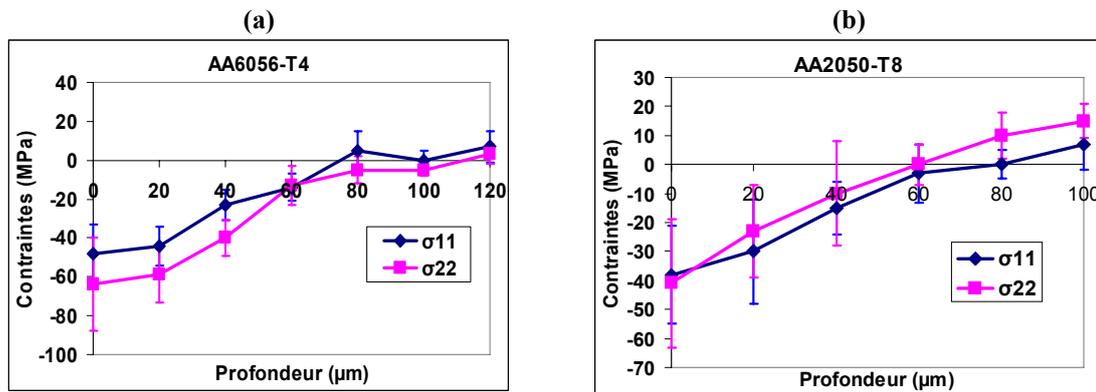


Figure IV-8 : Contraintes résiduelles initiales (a) AA6056-T4 (b) AA2050-T8, σ_{11} est dans le sens de laminage, σ_{22} est dans le sens transversal

IV-3.2. Largeurs intégrale-Ecrouissage du matériau

L'étude des largeurs des pics de diffraction X permet de remonter, via la quantité de défauts cristallins, à l'état d'écrouissage du matériau, particulièrement visible au niveau des largeurs intégrales [JL, 1989].

La Figure IV-9 présente des résultats d'élargissement des pics de DRX après le CL pour des échantillons de 6056-T4 et 2050-T8.

Sur l'évolution des largeurs intégrales des échantillons en 6056-T4, il y a une augmentation de l'ordre de 20% d'écrouissage après le traitement de CL (Figure IV-9a) ; alors que pour les échantillons en AA2050-T8, l'augmentation des largeurs intégrales des pics reste relativement modérée (Figure IV-9 b). Les élargissements des pics obtenus après un CL varient de +5 % à +20 %, par conséquent les degrés d'écrouissages après un CL sont donc limités, et proches des augmentations de dureté observées en IV-2.

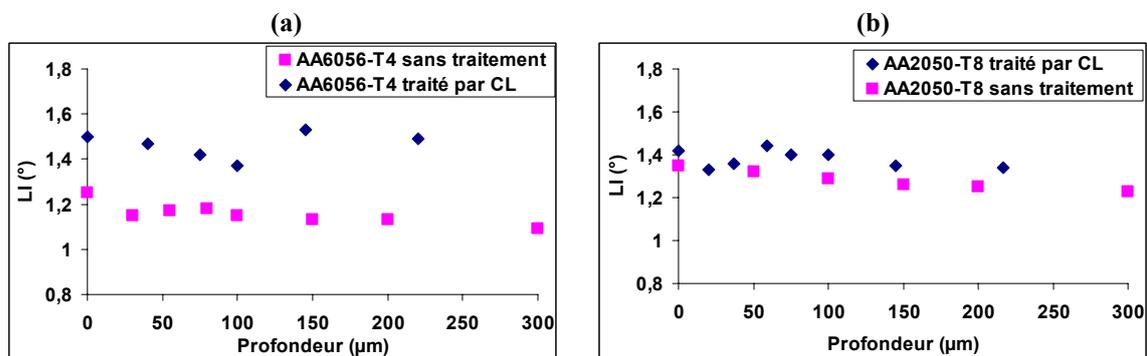


Figure IV-9 : Largeurs intégrales des pics DRX avant et après CL (a) 6056-T4 - 4,7 GW/cm² - 2 passes à 16% recouvrement, (b) 2050-T8 / 7,5 GW/cm², 50% recouvrement

IV-3.3. Contraintes résiduelles induites par choc-laser

Dans cette partie, nous passons en revue l'influence des différents paramètres de traitement

(pression, diamètre d'impact, recouvrement des impacts, revêtement protecteur) sur les distributions de CR après un CL au sein des 2 alliages traités.

IV-3.3.1. Tendances générales - Anisotropie du champ de contrainte résiduelle

L'un des résultats importants mis en évidence est l'anisotropie du champ de CR : dans la plupart des cas, les valeurs de CR σ_{11} (selon le sens principal de la direction de traitement) sont inférieures aux CR σ_{22} . (dans le sens perpendiculaire à la direction de traitement).

Afin de vérifier l'origine de cette anisotropie, nous avons étudié 3 différents cas : (1) le sens de traitement est parallèle au sens initial de laminage de la tôle; (2) le sens de traitement est à 45° par rapport au sens de laminage ; (3) le sens de traitement est perpendiculaire au sens de laminage (cf. Figure IV-10).

Pour les trois cas étudiés, les valeurs de CR en surface sont de l'ordre de -50 MPa à -120 MPa dans le sens σ_{11} , et de -150 MPa à -170 MPa dans le sens σ_{22} (Figure IV-11). En profondeur (100 μm sous la surface), σ_{11} et σ_{22} se stabilisent autour de -100 MPa à -150 MPa.

Dans les trois configurations étudiées, la CR σ_{22} est de 50 à 100 MPa supérieure que la CR σ_{11} . Cette anisotropie affecte essentiellement à la surface : à -150 μm en sous-couche, les champs de CR redeviennent quasiment isotropes (Figure IV-12).

Bien qu'ils ne soient pas obtenus sur tous les matériaux, ces résultats confirment une étude analytique récente de Nippon Steel [Hirano, 2006] validée expérimentalement sur un acier ferrique pour des impacts de 0,7 mm de diamètre. L'anisotropie y est attribuée à la différence des distributions de CR σ_r et σ_θ induites par un mono-impact laser et par la répétition de cet impact. La contribution des impacts précédents est alors assimilée à un effet d'érouissage.

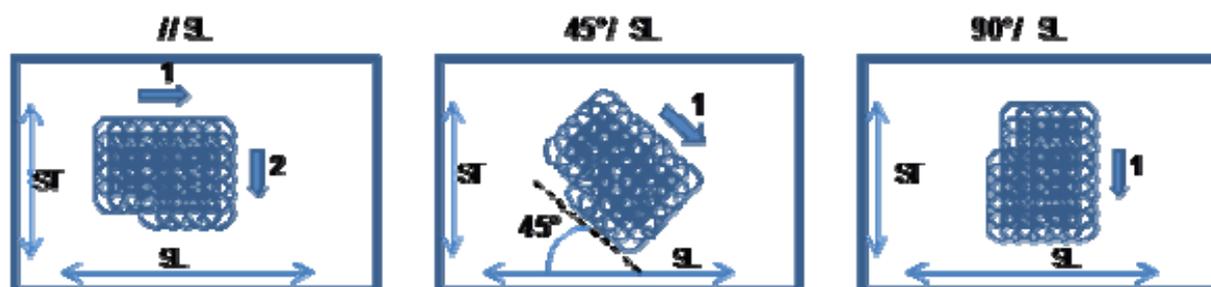


Figure IV-10 : Positionnement du sens de traitement par rapport à la direction initiale de laminage

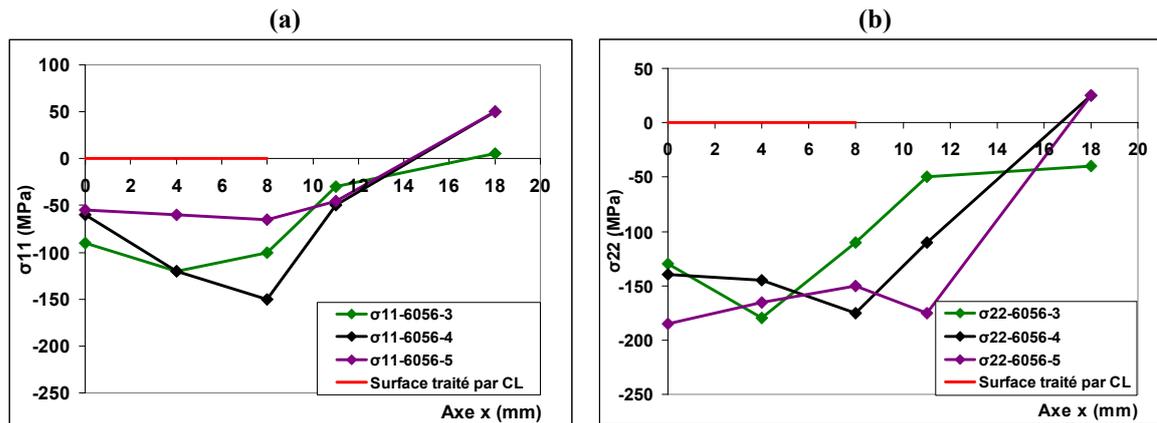


Figure IV-11 : Contraintes en surface pour différentes orientation de traitement par rapport au sens initial de laminage (6056-3 ST//SL ; 6056-4 ST/45° SL ; 6056-5 ST \perp SL) P= 4,2 GPa, 50% rec., d=1,8 mm

La Figure IV-12 présente une comparaison de l'anisotropie des deux alliages d'aluminium avec les mêmes conditions de traitement de CL. Peu de différence au niveau de l'anisotropie des CR entre les deux alliages a été remarquée. Cette anisotropie est limitée dans les deux cas aux premiers 120 μm sous la surface. C'est donc un phénomène superficiel.

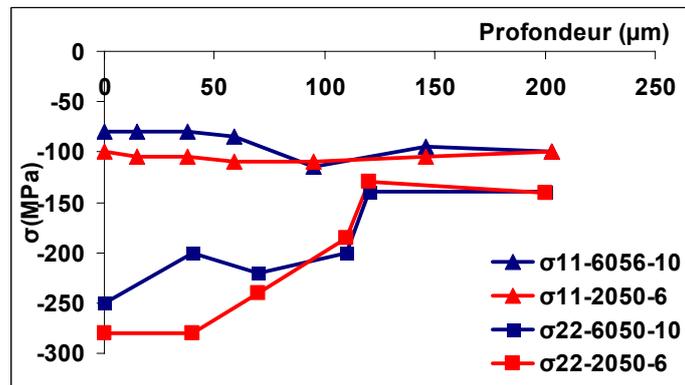


Figure IV-12 : Comparaison de l'anisotropie de ces deux alliages d'aluminiums sous les mêmes conditions de traitement de CL (50% rec., 4,7 GW/cm 2 (3,6 GPa), d=1,5 mm)

IV-3.3.2. Influence de la pression d'impact

Dans cette partie l'effet d'une variation de la pression d'impact a été évalué sur la distribution de CR induites par CL en surface et en profondeur, sur 2050-T8 et 6056-T4.

La Figure IV-13 présente les résultats obtenus sur AA6056. Pour une faible augmentation de pression (3,7 GPa à 4,4 GPa), une forte augmentation du niveau de CR en surface et en profondeur a été observée.

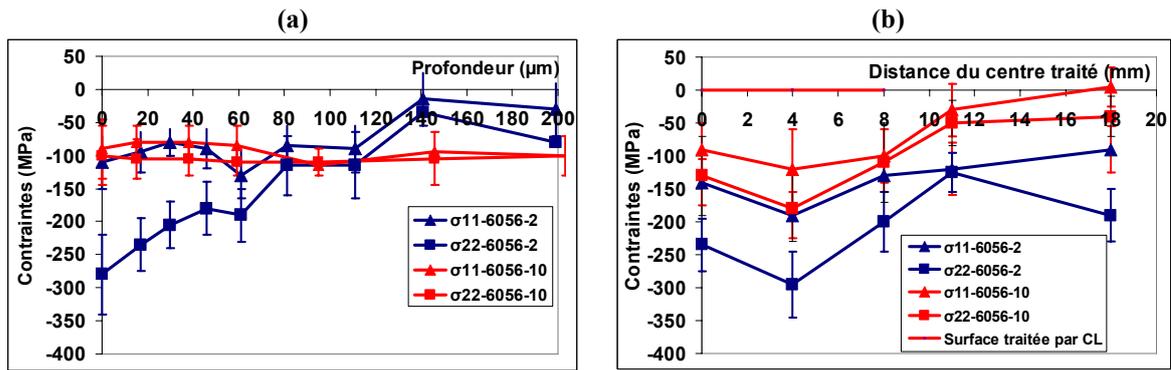


Figure IV-13 : Influence de la pression sur les CR induites sur 6056-T4 : (a) en profondeur, (b) en surface (d= 1,7 mm, rec.=50%) (AA6056-2, P= 4,4 GPa pour 6056-10, P= 3,7 GPa)

Sur 2050-T8, 3 pressions d'impact sont étudiées 3,4 GPa, 3,8 GPa et 5 GPa. Globalement, le niveau de CR atteint est faible (-300 MPa) par rapport à la limite d'élasticité de l'alliage (510 MPa), et varie assez peu avec P, ce qui nous indique que, soit le matériau est saturé en déformation plastique dès une pression de 3,4 GPa, soit les niveaux de pression réellement atteints aux intensités laser correspondantes sont plus faibles que les valeurs prévues (Figure IV-14).

Pour les différentes pressions d'impact, les distributions de CR à la surface du 2050-T8 (Figure IV-15) mettent en évidence des niveaux de CR relativement homogènes en surface, et qui augmentent (de -170 à -280 MPa) avec la pression d'impact.

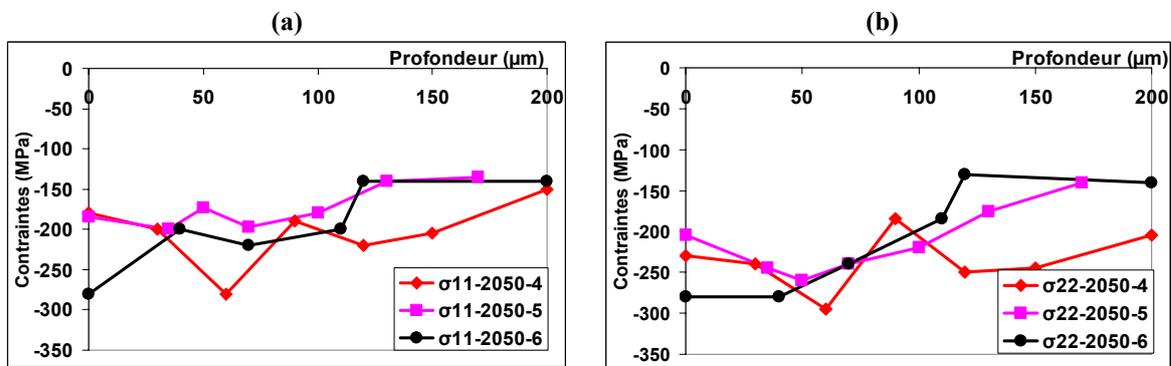


Figure IV-14 : Influence de la pression sur les CR en profondeur (d= 1,5 mm , rec. 50%) (AA2050-4, P= 3,4 GPa ; AA2050-5, P= 5 GPa, AA2050-6, pression=3,8 GPa) (a) σ_{11} , (b) σ_{22}

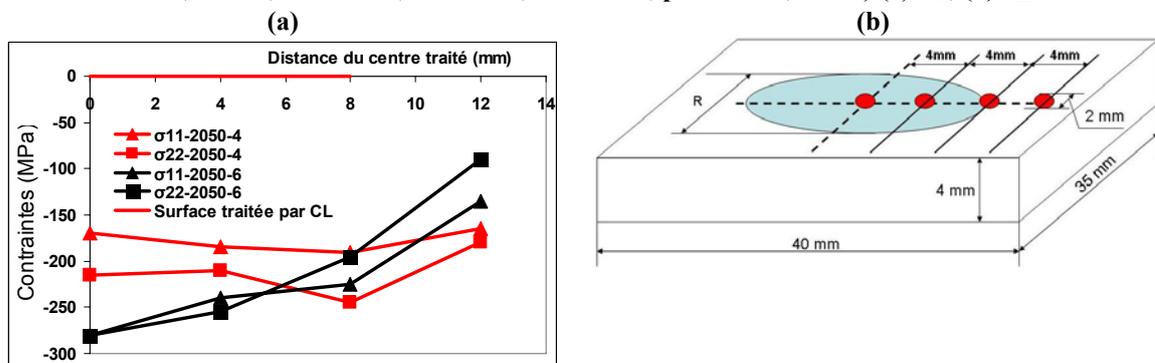


Figure IV-15 : Influence de la pression sur les CR en surface (d= 1,5 mm, rec. 50%) (AA2050-4, pression= 3,4 GPa ; AA2050-6, pression=3,8 GPa) (b) orientations des spots analysés par DRX par rapport à zone traitée par CL

Enfin, l'évolution de CR maximale en fonction de la pression d'impact estimée (Figure IV-16), met en évidence d'une diminution de CR pour les fortes valeurs de pression (à haute intensité laser 8-11 GW/cm²). Ce résultat inattendu, confirmé par les mesures de déformation superficielle par profilométrie en 2D (chapitre V) est peut-être dû à des problèmes de mise en œuvre du procédé ou à l'apparition du claquage dans l'eau qui limite les pressions d'impact réelles.

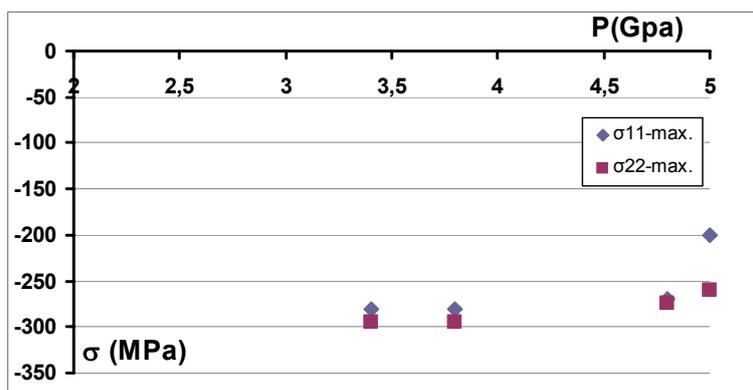


Figure IV-16 : Influence de la pression d'impact vis-à-vis des contraintes maximales dans 2050-T8.

Pour résumer, les CR augmentent avec la pression d'impact estimée dans les deux matériaux, mais saturent à des valeurs assez basses sur 2050-T8. Enfin, en raison de la dispersion des résultats, aucune conclusion précise ne peut être formulée sur l'influence de la pression d'impact vis à vis du degré d'anisotropie des CR induites.

IV-3.3.3. Influence du taux de recouvrement (alliage 6056)

Dans cette partie, l'effet du recouvrement entre impacts (donc du nombre d'impacts vus localement par la matière) a été étudié en conservant la pression et le diamètre d'impact constants. Dans le cas d'un traitement de CL avec des petits impacts (1 à 2 mm), ce paramètre est, avec l'intensité laser, le plus important vis-à-vis du champ final de CR.

Pour cela, nous avons procédé 3 différents types de recouvrements entre impacts (Figure III-6) sur l'alliage 6056.

La Figure IV-17 présente les niveaux de CR en surface et les niveaux maximaux en profondeur sur 6056-T4 pour les 3 taux de recouvrement décrits en Figure III-6.

Dans tous les cas étudiés, les CR sont anisotropes, et elles augmentent avec le taux de recouvrement, donc avec le nombre d'impacts locaux, que ce soit en surface ou au cœur du matériau.

Enfin, l'anisotropie ($\sigma_{22}-\sigma_{11}$) semble être augmentée avec l'augmentation du taux de recouvrement (elle est maximale à 66 %).

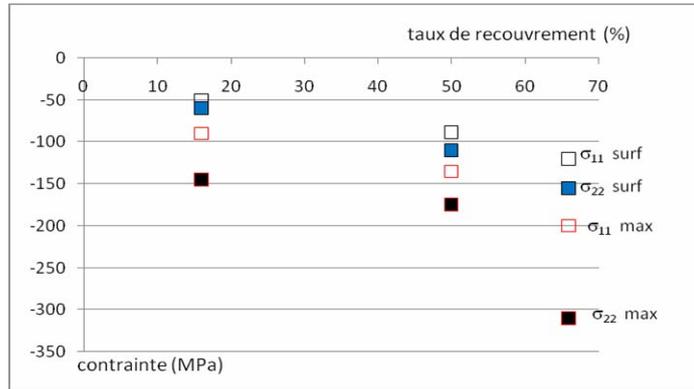


Figure IV-17 : Evolution des valeurs de contraintes en surface et des valeurs maximales pour les différents taux de recouvrement utilisés (16, 50 et 66%) - impacts de 1,5 mm, P=4,7 GPa

IV-3.3.4. Influence du diamètre d'impact

Suivant les lasers utilisés, un traitement de CL peut mettre en œuvre des impacts de 1 à 10 mm de diamètre. Dans notre étude, parce que l'énergie du laser est limitée à 1,4 J à $\lambda=0,532$ μm , des petits impacts de 1 à 2 mm ont été utilisés. Notre but est donc de mettre en évidence l'effet d'une variation modérée de diamètre d'impact (entre 1 et 2 mm) sur l'état de CR, à pression et taux de recouvrement constant, et pour les deux alliages étudiés. Nous comparons, ci-dessous, 2 cas distincts en profondeur et 1 cas en surface :

Cas A : AA6056-T4, 66% de recouvrement, $I=4,6$ GW/cm^2 , $P=3,6$ GPa.

La Figure IV-18 montre les résultats de profils de CR en profondeur pour 2 diamètres différents (1,5 mm et 1,8 mm).

Paradoxalement, et contrairement aux résultats décrits par le modèle de Ballard [Ballard, 1991], les CR induites par un petit impact, et en particulier σ_{22} , sont supérieures à celles induites par l'impact le plus grand (-310 MPa contre -250 MPa). Les valeurs de σ_{11} sont assez proches dans les deux cas étudiés. A pression équivalente, l'atténuation de la pression de choc en profondeur, moins prononcée pour le grand diamètre que pour le petit (effets 2D) aurait dû entraîner un résultat inverse [Fabbro, 1998]. Pour nos études, les impacts étant plus petits, la conclusion peut être différente de celle de Fabbro. Les explications scientifiques restent à trouver en tenant compte le dynamique du choc et l'interaction faisceau-matière.

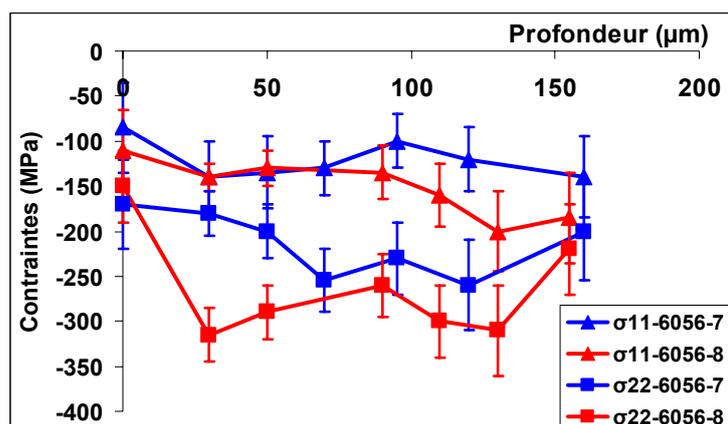


Figure IV-18 : Contraintes résiduelles induites par CL (P=3,6 GPa, rec. = 66%) – Influence du diamètre d’impact (6056-7, d=1,8 mm ; AA6056-8, d=1,5 mm)

Cas B : 6056-T4, 2 passes 16 % recouvrement, I= 4,7 GW/cm² - P=3,6 GPa

En surface, sur 6056-T4, l’augmentation du diamètre d’impact semble augmenter le niveau des CR selon les deux axes (Figure IV-19). Contrairement aux mesures en profondeur, on retrouve donc l’effet globalement bénéfique d’un diamètre d’impact supérieur vis-à-vis des CR de surface.

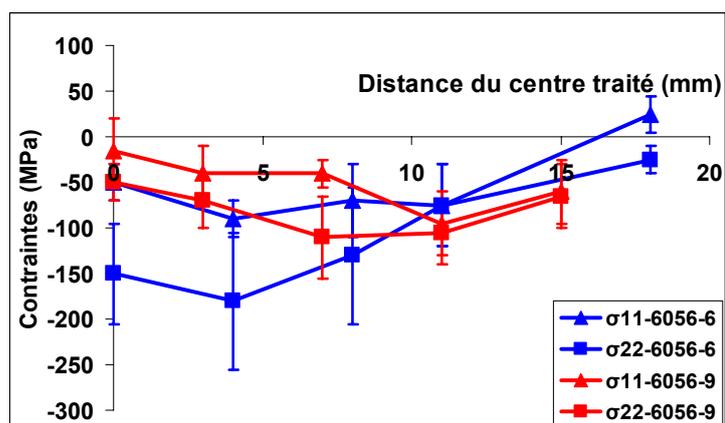


Figure IV-19 : Contraintes résiduelles induites par CL en surface P= 3,6 GPa, 2 passes à 16% recouvrement – influence du diamètre d’impact (6056-6, d=1,8 mm ; AA6056-9, d=1,5 mm)

Cas C : AA2050-T8, 50% de recouvrement, I= 7,7 GW/cm², P=5 GPa.

Deux échantillons en alliage 2050 sont traités, 2050-1 (d=1,5 mm), et 2050-3 (d=1,3 mm). Pour maintenir une intensité donc une pression constante, on a diminué l’énergie incidente proportionnellement au diamètre.

Contrairement aux résultats obtenus sur 6056 en profondeur, le plus grand diamètre conduit au maximum de CR (Figure IV-20), avec des valeurs maximales de -270 MPa contre -200 MPa en σ_{22} et de -200 MPa contre -140 MPa en σ_{11} .

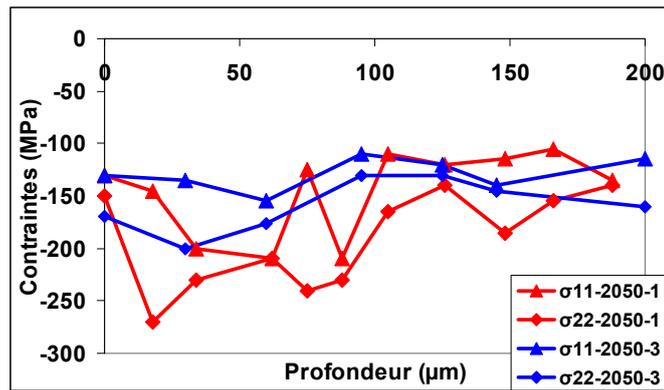


Figure IV-20 : Contraintes résiduelles induites par CL P= 5 GPa, rec.= 50% - influence du diamètre d'impact (2050-1, d=1,5 mm ; AA2050-3, d=1,3 mm)

En résumé, en profondeur, les CR induites par un petit impact, et en particulier σ_{22} , sont supérieures à celles induites par l'impact le plus grand pour AA6056-T4 (diamètre impact = 1,5 et 1,8 mm) ; les résultats sont contraire en surface.

Pour AA2050-T8, le grand diamètre du faisceau donne plus de contribution aux CR (diamètre impact= 1,5 et 1,3 mm) à l'opposé de ceux obtenus sur AA6056-T4. Etudier les paramètres plus larges nous permet d'aborder ce problème avec plus de conviction.

IV-3. Analyse de CR en faible incidence

Aucune étude n'a été publiée à ce jour sur le gradient de CR superficielles induites par CL sur des profondeurs inférieures à 10 μm . Nous nous sommes donc intéressés dans ce travail au problème de la détermination du gradient et de la distribution des CR par les deux méthodes en faible incidence : méthode des $\sin^2\psi^*$ et méthode multi-réflexions dans les couches superficielles des 2 alliages d'aluminium traités par CL.

IV-3.1. Conditions expérimentales pour l'analyse des CR en faible incidence

Les mesures de déformations ont été réalisées sur un goniomètre 4-cercles de type Seifert PTS/MZ6 équipé d'un détecteur ponctuel en cristal de Germanium sous 35 kV et 30 mA avec un rayon goniométrique de 295 mm. Devant ce détecteur ponctuel, une fente longue de 0,4 rad de divergence a été utilisée. Une longueur d'onde $\lambda_{K\alpha} = 0,229\text{nm}$ du chrome a été utilisée car sa longueur d'onde relativement grande permet de limiter la profondeur de pénétration des rayons X incidents et d'éviter la fluorescence X du matériau à étudier. Un collimateur de 3 mm de diamètre et une fente de 1,5 mm sont installés à la sortie du faisceau incident pour limiter sa divergence.

Au final, la taille du faisceau de RX à la surface de l'échantillon est de l'ordre de 10 mm x 10

mm. Les mesures seront donc intégrées sur la surface correspondante.

IV-3.1.1. Paramètres de goniomètre par la méthode des $\sin^2\psi^*$

Un grand angle de diffraction est souhaitable afin de réduire les erreurs instrumentales et les erreurs de détermination des déplacements de pics de diffraction. Dans cette étude, la famille des plans de diffraction $\{311\}$ a été choisie avec $2\theta = 139,47^\circ$ pour le rayonnement $\text{CrK}_{\alpha 1}$. Afin d'obtenir une résolution suffisante pour déterminer avec précision la position 2θ des pics de diffraction, un balayage en 2θ entre 136° à 144° a été appliqué pour faire apparaître complètement le bruit de fond de chaque côté de la raie et en utilisant un pas en 2θ de $0,04^\circ$. Le temps d'acquisition par pas augmente quand la profondeur de pénétration diminue (15s par pas avec une profondeur de $2 \mu\text{m}$ et 5s avec une profondeur de $10 \mu\text{m}$) afin de mieux définir les pics de diffraction.

Les corrections des ψ^* et β^* ont pour l'objet de calculer la constante d'élasticité radiographique (CER) F_{11} avec laquelle, nous pouvons lisser le nuage de points par une droite en combinant la déformation mesurée ε . La pente de la courbe de ε - F_{11} est reliée à la contrainte résiduelle dans la direction Φ (cf. chapitre II-3.1).

5 différentes profondeurs d'analyses ont été choisies (de 2 à $10 \mu\text{m}$) afin de décrire le gradient de contraintes. Pour chaque profondeur fixée, une série d'angles ψ (ψ^*), ϕ (ϕ^*) et ω (ω^*) a été proposée par le logiciel en utilisant la méthode inverse qui représente la même profondeur de pénétration. Les angles ψ , varient en général de -63° à $+63^\circ$ selon la profondeur de pénétration choisie (Tableau IV-3). En même temps, l'écart de la variation de l'angle ψ diminue quand la profondeur de pénétration choisie est proche de la profondeur de pénétration maximale par RX. Pour chaque détermination de CR unidirectionnelle, au moins 13 angles ψ sont choisis pour chaque profondeur de pénétration étudiée.

τ (μm)	ψ ($^\circ$)	ψ^* ($^\circ$)	Ω^* ($^\circ$)	ϕ ($^\circ$)	β^*
2	0	64,35	5,31	0	25,65
	-63	-78,66	13,46	-30,81	33,80
4	0	57,72	11,94	0	32,28
	-63	-75,97	35,21	-52,40	55,55
6	0	49,60	20,06	0	40,40
	-58	-69,91	62,90	-82,04	83,24
8	0	39,45	30,21	0	50,55
	-45	-56,91	62,62	-80,09	82,96
10	0	25,40	44,26	0	64,60
	-28	-37,10	63,01	-76,05	83,35

Tableau IV-3 : Paramètres de la méthode $\sin^2\psi^*$ pour un alliage d'aluminium

IV-3.1.2. Conditions de diffraction pour la méthode des multi-réflexions

Dans un second temps, nous avons appliqué la méthode des multi-réflexions pour comparer les résultats obtenus avec ceux de la méthode des $\sin^2\psi^*$. Quatre familles de plans {111}, {200}, {220} et {311} sont examinées avec le rayonnement $\text{CrK}_{\alpha 1}$ (Tableau IV-4) en prenant des précautions pour disposer suffisamment de points de mesures et d'une intensité de diffraction suffisamment intense. La mesure a été réalisée sur le même goniomètre de type Seifert PTS/MZ6. Quatre profondeurs de 2 μm , 3 μm , 4 μm et 5 μm sont également étudiées par multi-réflexions. Pour les profondeurs de pénétration choisies, nous pouvons facilement calculer les angles d'incidence correspondants. Avec cette méthode, le choix de l'angle ψ dépend seulement de l'angle d'incidence et du plan diffractant ($\psi = \theta - \Omega$) (cf. Chapitre II-3.2).

Angle incident Ω (°)	Profondeur de pénétration τ (μm)	Plans de diffraction {hkl}	Angle de Bragg 2θ (°)	Angle Ψ (°)
5,2	2	{111}	58,67	64,54
		{200}	68,90	47,93
		{220}	106,26	29,25
		{311}	139,47	24,14
8,3	3	{111}	58,67	61,44
		{200}	68,90	44,83
		{220}	106,26	26,15
		{311}	139,47	21,04
12	4	{111}	58,67	67,74
		{200}	68,90	41,13
		{220}	106,26	22,45
		{311}	139,47	17,34
16	5	{111}	58,67	53,74
		{200}	68,90	37,13
		{220}	106,26	18,45
		{311}	139,47	13,34

Tableau IV-4 : Paramètres de méthode multi-réflexions pour alliage d'aluminium

IV-3.1.3. Limite de la méthode des multi-réflexions

L'équation suivante qui est détaillée dans la partie II-3.2.2 a été utilisée pour déterminer la profondeur de pénétration par RX par la méthode des multi-réflexions.

$$\tau^{\{hkl\}} = \left[\frac{\mu}{\sin \Omega} + \frac{\mu}{\sin(2\theta_{\{hkl\}} - \Omega)} \right]^{-1} \quad (\text{IV-1})$$

Plusieurs familles de plans de diffraction ont été utilisées pour calculer la CR à partir de mesures d'une série de valeurs de $\epsilon_{\varphi=0 \text{ ou } 90; \psi_{\{hkl\}}$ selon une direction de mesure. Le tableau IV-5 présente l'incertitude théorique en fonction de l'angle d'incidence, donc de la profondeur de pénétration de RX, Cette incertitude est calculée par l'équation suivante :

$$\text{Incertainitude} = \frac{\tau_{\max}^{\{hkl\}} - \tau_{\min}^{\{hkl\}}}{\tau_{\max}^{\{hkl\}}} \times 100\% \quad (\text{IV-2})$$

Pour une profondeur supérieure à $-5 \mu\text{m}$ (correspondant à environ 16° d'incidence), l'incertitude théorique atteint 10 %, et ne peut plus être négligée (cf. Figure IV-21). On considèrera donc uniquement des profondeurs d'analyse comprises entre $2 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$.

Ω (°)	2θ (°)	$\tau_{\{hkl\}}$ (μm)	τ moyenne (μm)	Incertainitude
2,5	139,31	1,00	1,01	1,80%
	106,18	1,02		
	68,86	1,01		
	58,64	1,01		
5,2	139,31	1,96	1,99	3,10%
	106,18	2,02		
	68,86	2,01		
	58,64	1,98		
8,3	139,31	2,95	3,00	3,98%
	106,18	3,07		
	68,86	3,02		
	58,64	2,96		
12	139,31	4,02	4,05	6,29%
	106,18	4,19		
	68,86	4,06		
	58,64	3,94		
16	139,31	5,05	5,02	9,73%
	106,18	5,27		
	68,86	4,99		
	58,64	4,77		

Tableau IV-5 : Incertitude théorique en fonction de l'angle d'incidence sur la méthode multi-réflexions pour alliage d'aluminium

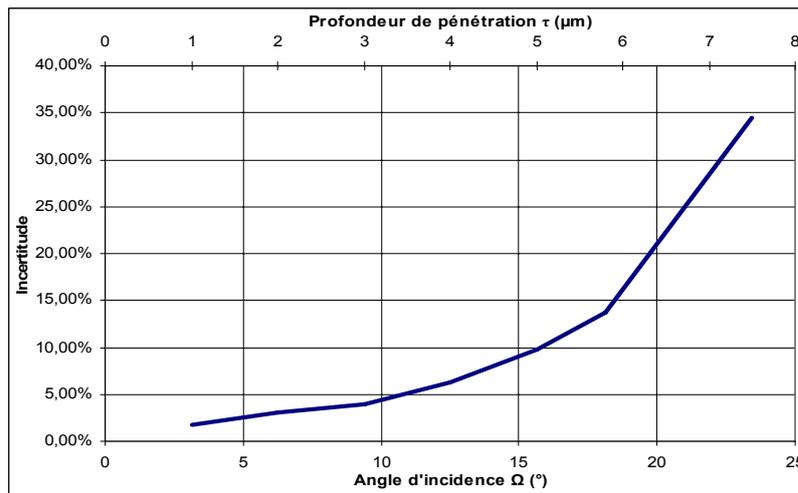


Figure IV-21 : Incertitude théorique sur la méthode multi-réflexions dans notre cas d'étude, c'est-à-dire avec une anticathode du chrome et des alliages à base d'aluminium

IV-3.2. Résultats sur 6056-T4

L'ensemble des valeurs de CR déterminées par la méthode des $\sin^2\psi^*$ et par la méthode des multi-réflexions est présenté en annexe 4 en fonction de la profondeur de pénétration, et détaillé cas par cas dans les figures qui suivent. Ces résultats sont aussi comparés aux résultats de DRX classique ($\sin^2\psi$), correspondant à une pénétration moyenne de 11 μm .

Dans le cas de l'alliage 6056-T4, 4 échantillons ont été analysés. Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces résultats :

Les CR et les erreurs associées obtenues par les deux méthodes sont assez proches et tout à fait comparables pour chaque profondeur de pénétration, quel que soit l'échantillon analysé (Figure IV-22 et Figure IV-24). Ce résultat fiabilise les valeurs obtenues.

Pour les échantillons 6056-1 et 6056-2 (Figure IV-22), les CR dans le sens de traitement σ_{11} passent légèrement en traction (+ 20 à +50 MPa) en extrême surface (< 3 μm). Le passage en traction semble plus prononcé pour la pression où l'intensité laser est la plus élevée.

L'augmentation de pression d'impact (5 $\text{GW}/\text{cm}^2 = 3,8 \text{ GPa}$ à 7,5 $\text{GW}/\text{cm}^2 = 4,8 \text{ GPa}$) a pour effet de réduire l'amplitude des CR de compression sur les couches de surface : $\sigma \approx 0 \text{ +/- } 50 \text{ MPa}$ sur les 2-3 premiers μm à $P=4,8 \text{ GPa}$, contre -70 +/- 50 MPa à $P=3,8 \text{ GPa}$ (Figure IV-22 et Figure IV-23) ;

A une intensité laser équivalente, la répétition d'impacts a pour effet de diminuer le gradient de CR en surface (environ 25 $\text{MPa}/\mu\text{m}$ à 50 % recouvrement contre 8 $\text{MPa}/\mu\text{m}$ à 16% recouvrement), et le niveau de compression en extrême surface (Figure IV-23 et Figure IV-25).

Les résultats de DRX rasants sont comparables à ceux obtenus en DRX classique à la

profondeur d'analyse de 10-11 μm , quelle que soit la condition de traitement (Figure IV-23 et Figure IV-25).

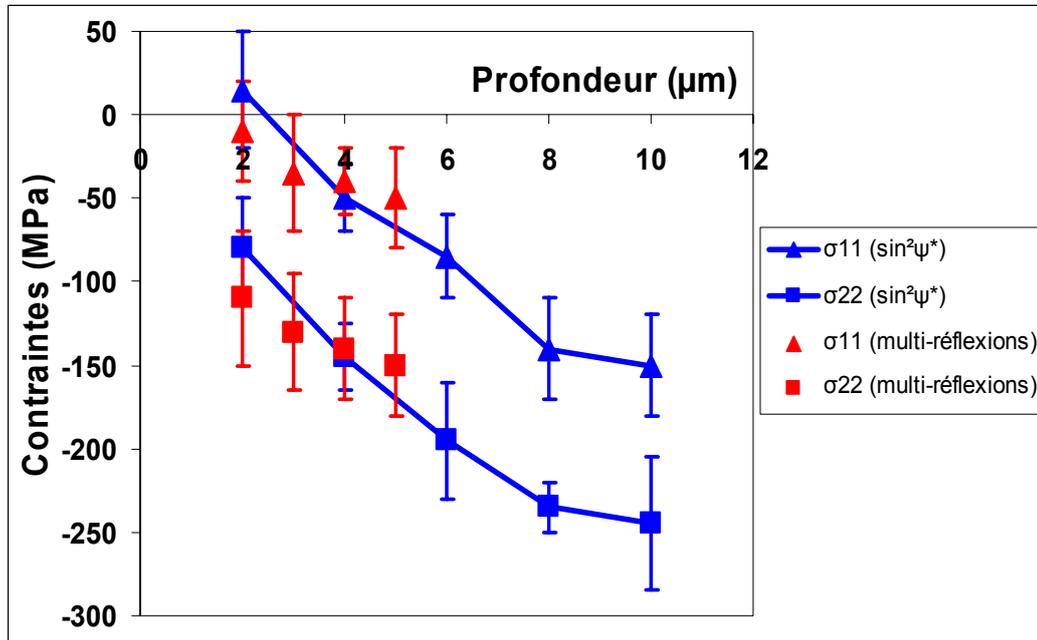


Figure IV-22 : CR en fonction de la profondeur - 6056-1 / 5 GW/cm^2 ; $d=2$ mm ; 50% recouvrement

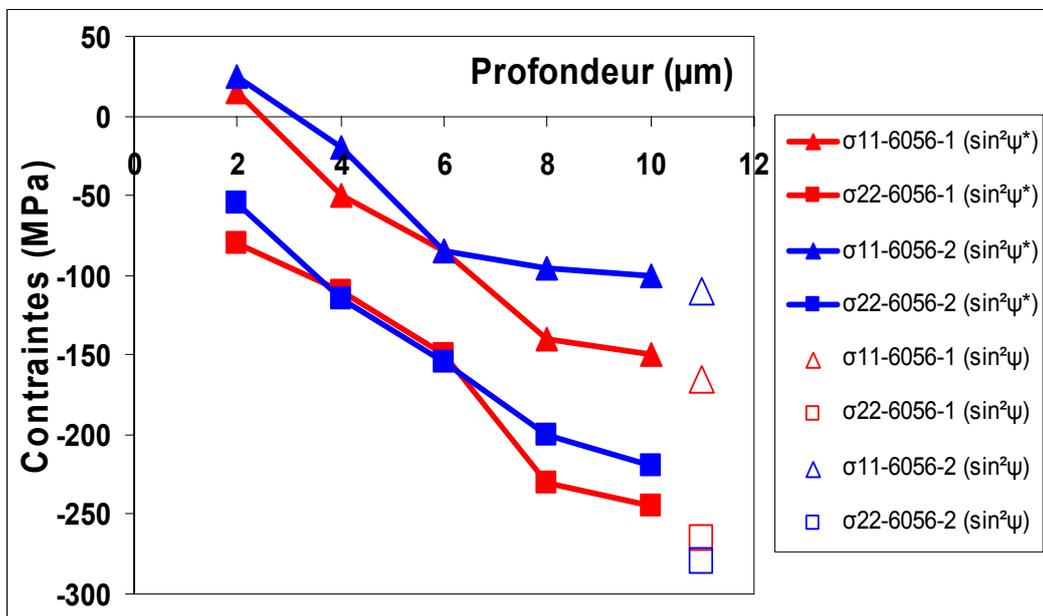


Figure IV-23 : Comparaison DRX rasant ($\text{sin}^2\psi^*$) / DRX classique (6056-1, 5 GW/cm^2 ; 6056-2 : 7,5 GW/cm^2)

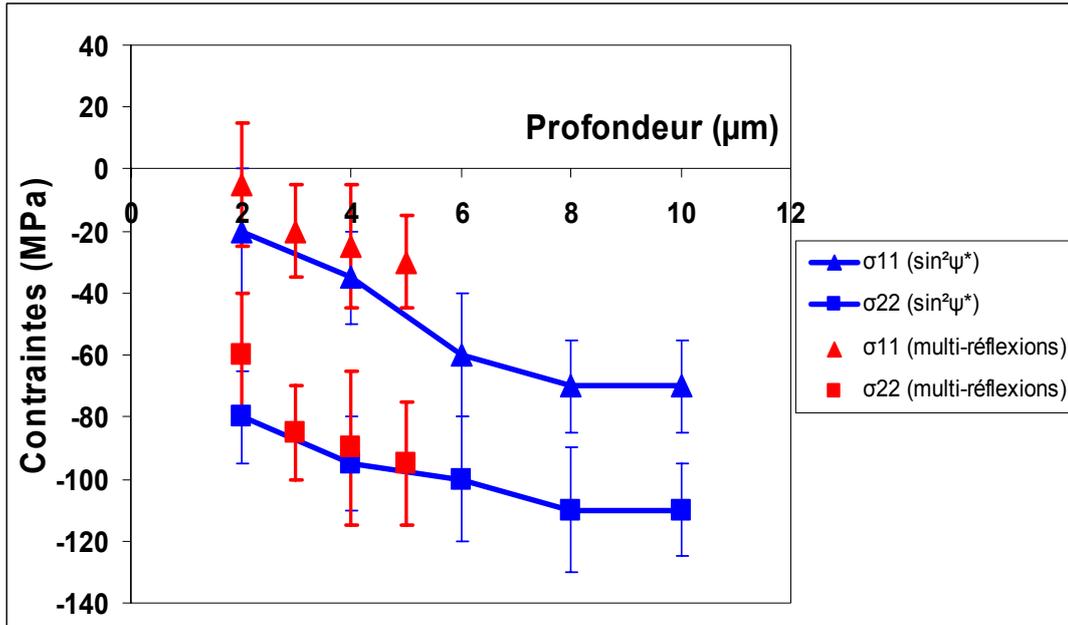


Figure IV-24 : CR en fonction de la profondeur - 6056-6 – 5 GW/cm² ; d=1,8 mm ; 2 passes à 16% recouvrement

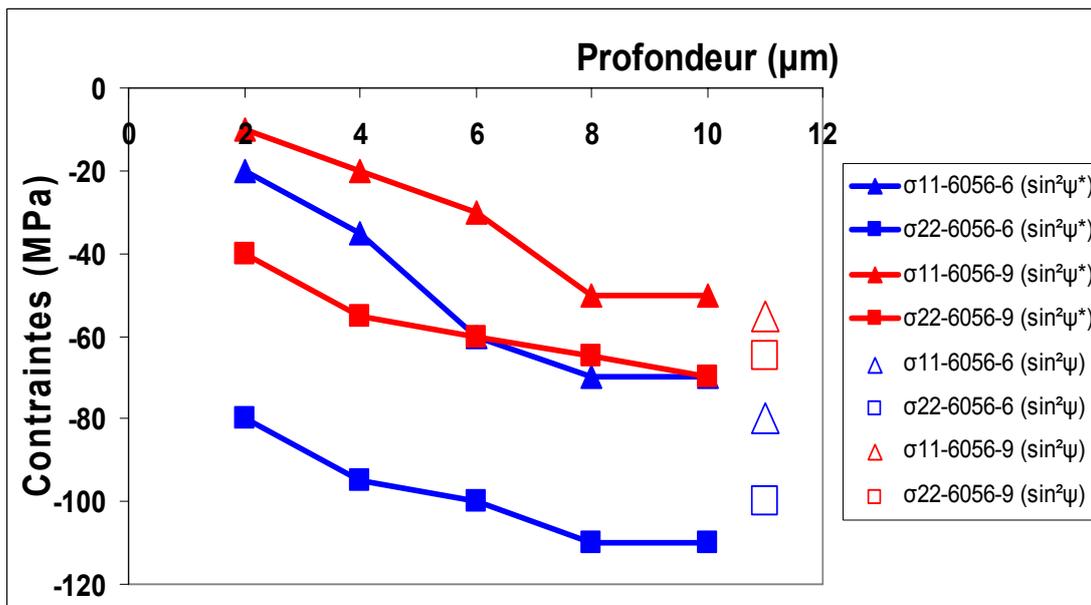


Figure IV-25 : Comparaison DRX rasant (sin²ψ*) / DRX classique (5 GW/cm² - 2 passes à 16% recouvrement pour 6056-6, d=1,8 mm; pour 6056-9, d=1,5 mm)

IV-3.3. Résultats sur 2050-T8

Comme sur le matériau précédent, une bonne adéquation a été observée entre les deux méthodes de DRX en faible incidence (Figure IV-26), et avec la méthode des sin²ψ classique (Figure IV-27). La méthodologie d'analyse semble donc validée pour les deux matériaux étudiés.

Pour les deux échantillons analysés, la différence par rapport aux résultats obtenus sur

l'alliage 6056-T4 vient essentiellement du niveau de traction atteint en surface, sensiblement plus élevé sur l'alliage 2050-T8 (autour de +120 MPa en σ_{11} et +50 MPa en σ_{22}). Les résultats obtenus sur 2050-1 et 2050-2 sont par ailleurs assez proches (Figure IV-26) car les pressions d'impact à 8 GW/cm² et 11 GW/cm² sont sensiblement comparables. Ces niveaux de traction sont associés à des gradients de contrainte plus prononcés (jusqu'à 60 MPa/ μ m pour l'alliage 2050 contre 30 MPa/ μ m pour l'alliage 6056).

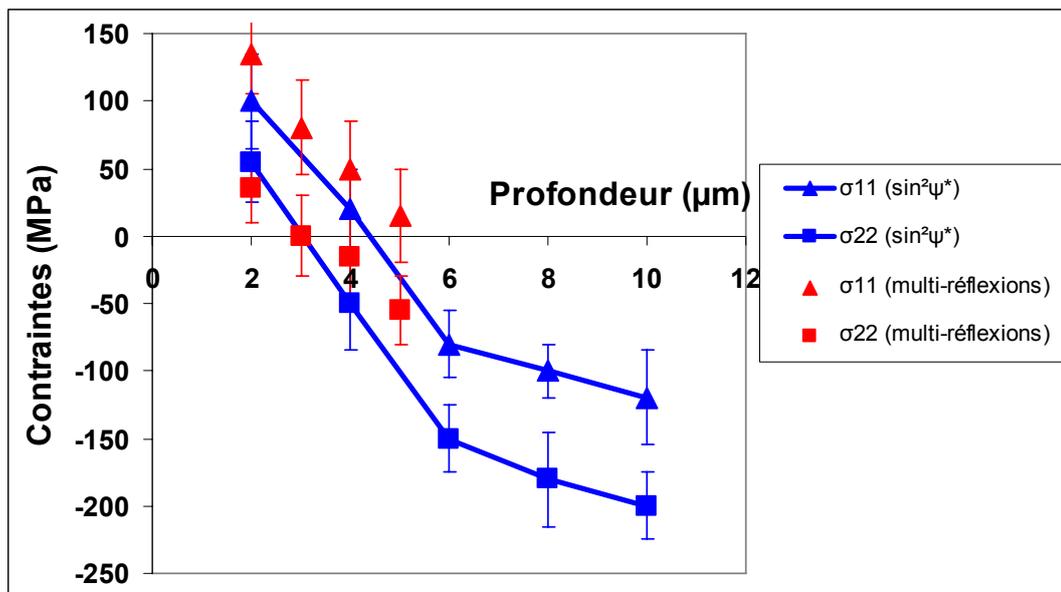


Figure IV-26 : CR en profondeur sur l'échantillon 2050-1 (8 GW/cm² ; 50% recouvrement ; d=1,5 mm)

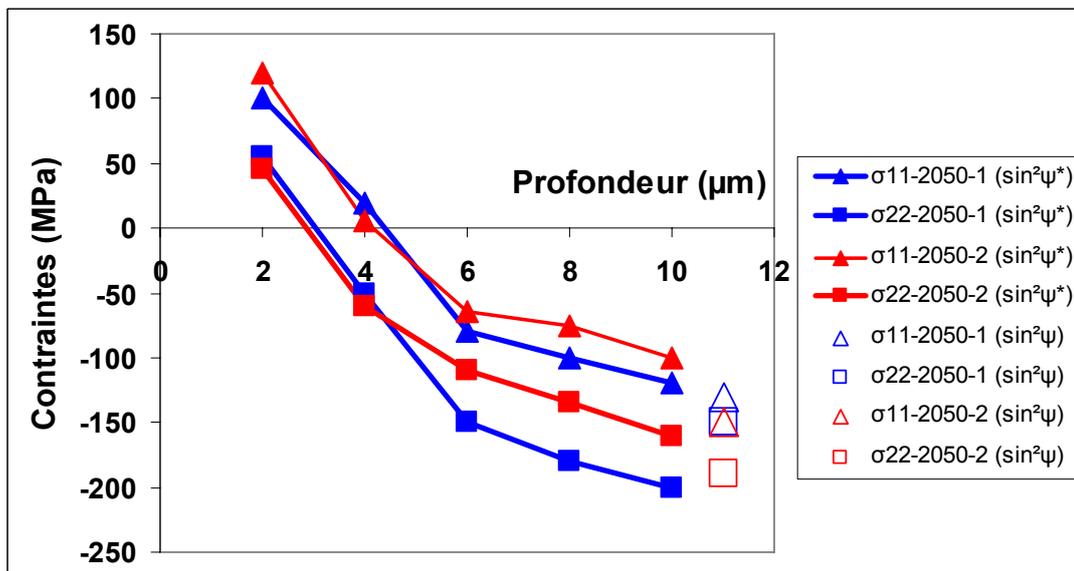


Figure IV-27 : Comparaison DRX rasant ($\sin^2\psi^*$) / DRX classique (2050-1/ - 8 GW/cm², d=1,5 mm / 2050-2/11 GW/cm², d=1,5 mm)

IV-3.4. Discussion

Les valeurs de CR obtenues par les 2 méthodes de DRX en faible incidence sont en bon accord et semblent confirmer leur validité dans le cas de l'analyse du gradient de CR en surface traitée par CL présentant une ondulation périodique.

L'alliage 2050-T8, à plus haute limite d'élasticité, et moins écroui par le CL, présente un gradient de CR plus important en extrême surface, avec des niveaux de traction qui atteignent 100 MPa. Ce résultat original est important pour la réactivité électrochimique des surfaces traitées par CL (projet ANR CAPSUL), car il indique que les états mécaniques proches de la surface sont finalement très différents de ceux analysés avec la méthode d'analyse par DRX classique.

La topographie ondulée de la surface peut cependant influencer les résultats d'analyse. Intrinsèquement, le matériau traité par CL présente une hétérogénéité spatiale des CR sous forme d'un gradient entre les crêtes -moins en compression- et les creux de la topographie de surface correspondant à des concentrations de CR (cf. chapitre « Simulation »). Lorsque la profondeur d'analyse et l'angle d'incidence des rayons X diminuent, la contribution des crêtes devient prépondérante par rapport à celle des creux (effets d'ombre portée), et l'absorption du rayonnement change localement (faible sur les crêtes et dans les creux, maximale sur les flancs). L'intégration globale de la mesure se trouve donc perturbée. La fiabilité des mesures passe donc par la définition d'un angle critique, directement lié à la topographie de la surface des échantillons traités.

La Figure IV-28 présente une illustration du calcul de l'angle critique au-delà duquel il est possible d'intégrer toutes les zones traitées lors de l'analyse par DRX en faible incidence. L'équation peut s'écrire comme suit :

$$\text{Angle critique} = \text{ArcTan} (H/L) \quad (\text{IV-3})$$

H : hauteur entre le creux et la crête d'une zone traitée par CL

L : distance horizontale projetée entre le point creux et le point crête (demi-période de la surface)

Prenons l'exemple d'un traitement de CL sous une pression estimée $P = 4,5$ GPa, un diamètre d'impact = 1,6 mm et 50 % de recouvrement favorisant les différences de hauteur « crête-creux ». D'après les mesures par microscope confocal, on peut estimer que $H \approx 17$ μm pour AA6056-T4 et $H \approx 12$ μm pour AA2050-T8, avec une demi-période équivalente de l'ordre $L \approx 420$ μm .

L'angle critique calculé est égal à $\approx 5,2^\circ$ (pour AA2050-T8) et à $\approx 7,3^\circ$ (pour AA6056-T4). Ces angles critiques correspondent à des profondeurs de pénétration de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ (2050) et $3 \mu\text{m}$ (6056). En dessous de ces niveaux de pénétration, les déterminations de CR par DRX en faible incidence perdent donc de leur sens physique.

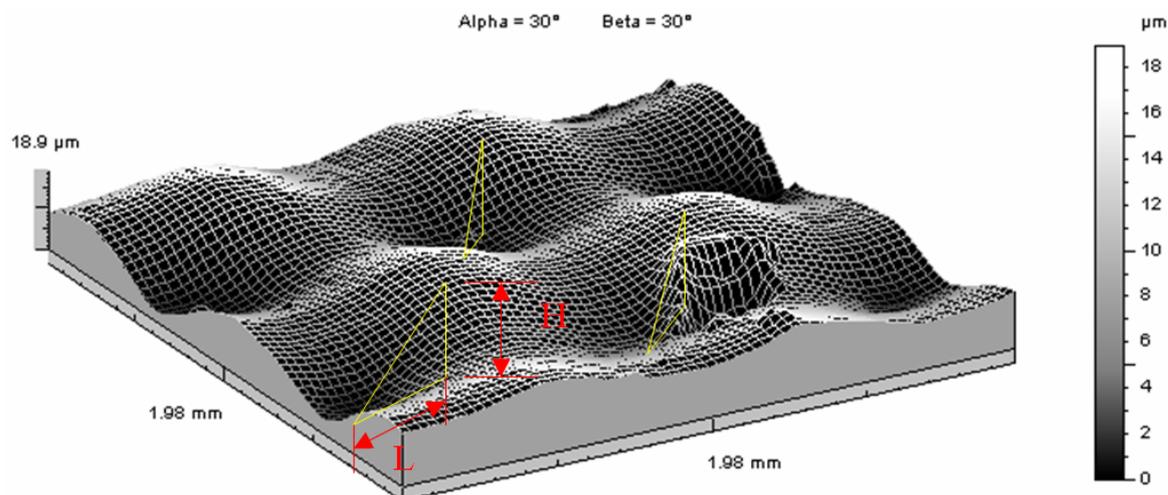


Figure IV-28 : Illustration du calcul de l'angle critique à partir d'un profil 3D mesuré par microscopie confocale sur 6056-T4 traité par CL (P= 4,5 GPa, d=1,8mm, 50% recouvrement)

IV-4. Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, la modification des surfaces par CL de deux alliages d'aluminium a été étudiée, depuis la rugosité et la dureté superficielle, jusqu'à l'analyse approfondie des CR par diffraction des rayons X en incidence normale et en faible incidence.

Après traitement de CL, les deux alliages présentent un niveau d'écaillage relativement faible (+15 % au maximum), une augmentation de rugosité superficielle, et une apparition d'ondulation périodique avec une amplitude de $5 \mu\text{m}$ à $10 \mu\text{m}$ suivant les taux de recouvrement, et une périodicité comprise entre $500 \mu\text{m}$ et $1000 \mu\text{m}$.

L'analyse des CR par DRX en incidence normale (profondeur de pénétration de l'ordre de $11 \mu\text{m}$), indique des niveaux de CR maximales induites de l'ordre de -310 MPa (proche de la limite d'élasticité σ_Y) en profondeur sur le 6056-T4, et -290 MPa ($-0.6 \sigma_Y$) en profondeur sur l'alliage 2050-T8.

Cette différence de comportement sera discutée dans le chapitre « simulation », mais un plus grand nombre de conditions expérimentales différentes, en particulier sur le 2050-T8 aurait sans doute permis de préciser cet aspect.

La distribution des CR semble évoluer assez peu avec les conditions de traitement de CL et semble saturer au-delà d'un certain niveau de pression d'impact et/ou de recouvrement. On retrouve cependant les tendances du modèle analytique, et de la plupart des études antérieures

sur le procédé : (1) le niveau des CR augmente avec la pression d'impact et le taux de recouvrement, (2) à un degré moindre, les CR superficielles augmentent avec le diamètre d'impact.

Par contre, l'anisotropie des CR, dépendante de l'orientation du traitement ($\sigma_{22} > \sigma_{11}$ avec 1 = direction principale de traitement), constitue un résultat véritablement original et peu mentionné dans des études antérieures. Cette anisotropie semble plus marquée sur le 6056 que sur le 2050, en particulier pour des conditions de traitement sévères.

En considérant l'intégration de la mesure sur la surface irradiée par le faisceau incidente des rayons X (variant de quelques mm^2 jusqu'à quelques dizaines de mm^2), la distribution de CR sur un axe donné (axe de traitement 1 ou axe transversal 2), est relativement homogène.

L'étude, pour la première fois, des CR sur des profondeurs d'analyse réduites (2 μm à 10 μm), par 2 méthodes de DRX en faible incidence apportent des résultats véritablement nouveaux et intéressants :

- Les méthodes ($\sin^2\psi^*$ et multi-réflexions) donnent des résultats identiques, ce qui semble valider les résultats expérimentaux obtenus.
- Les CR proches de la surface repassent souvent en traction sur les 2-3 premiers μm de la surface, en particulier sur l'alliage 2050-T8. Ce résultat semble confirmer les mesures de nano-indentation qui indiquent un adoucissement du matériau en extrême surface (1 μm).
- Le gradient de CR est très prononcé dans les 10 premiers μm , en particulier sur l'alliage 2050.

Ces résultats seront en partie discutés dans le chapitre suivant concernant la simulation du procédé.

Chapitre V : Simulation numérique des modifications de surface induites par CL

L'objectif des simulations numériques est de calculer des états mécaniques et topographiques induits par différentes conditions de choc-laser (CL) (pression, diamètre d'impact, taux de recouvrement), puis de les comparer avec des résultats de caractérisation par DRX en incidence normale et en faible incidence. Des modèles en 2D-axisymétrique et en 3D ont été développés dans le présent travail. Le laser utilisé lors de notre étude étant limité en énergie (1,3 J maximum par impact), et en durée d'impulsion (9 ns fixe), les tailles d'impact utilisées pour l'expérimentation et pour la simulation dans ce qui suit, sont comprises entre 1 mm et 2 mm de diamètre, et les pressions d'impact sont comprise entre 2 GPa et 5 GPa, ce qui correspondent à des intensités laser de 3 GW /cm² à 8-10 GW/cm².

Dans les articles traitant de la simulation de procédé de CL, la plupart des auteurs utilisent principalement le logiciel commercial ABAQUS [[Abaqus, 2008](#)] à l'exception de Hu [[Hu-2006, Hu-2008](#)] qui utilise le code ANSYS. Ces deux codes sont des codes généralistes. Ils se distinguent par leur grand champ d'action dans beaucoup de domaine : statique, dynamique, thermique, acoustique, mécanique des fluides etc. En ce qui nous concerne, nous avons utilisé les modules explicite (et standard) de ABAQUS pour effectuer nos calculs numériques de CL.

V-1. Simulation numérique en 2D-axisymétrique

Les impacts laser étant généralement circulaires (à l'exception de certains lasers prototypes, les barreaux laser sont cylindriques, et le faisceau est circulaire en sortie), on peut, par souci de simplicité, représenter le procédé par un modèle en 2D-axisymétrique, intégrant une symétrie de révolution. Dans ce qui suit nous passons en revue, à travers l'utilisation d'un modèle en 2D, l'influence des principaux paramètres expérimentaux (cf. Figure V-1).

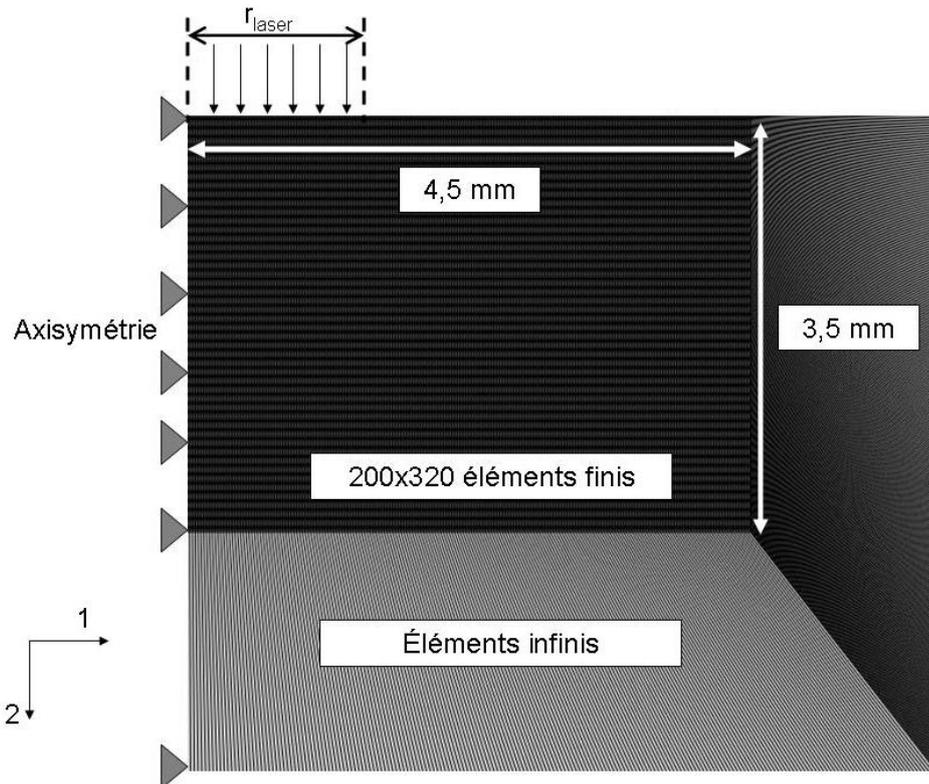


Figure V-1 : Modèle géométrique en 2D –axisymétrique utilisé

V-1.1. Modèle géométrique, les éléments utilisés, les conditions aux limites

Pour les géométries présentant une symétrie de révolution, nous disposons d'éléments axisymétriques qui réduisent l'étude à une analyse plane du problème. Pour ce type d'élément, la continuité de la matière nous impose l'égalité des contraintes transversales ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$).

Une frontière d'élément infini sans réflexion est imposée dans le modèle pour éviter le retour de l'onde de choc par réflexion sur la surface libre, à l'origine de résultats perturbés (Figure V-1).

Les paramètres du maillage d'un cylindre de 5 mm de rayon et 5,5 mm de hauteur sont reportés dans le Tableau V-1, dont un bloc de 200 x 320 éléments finis CAX4R (éléments continus axisymétriques à 4 nœuds et à intégration Réduite) sur une zone de 4,5 mm x 3,5 mm, et 520 éléments infinis autour de la frontière (cf. Tableau V-1). Une optimisation préalable du maillage a permis de converger vers ces tailles d'éléments.

Entité	Type d'éléments	Géométrie des éléments	Taille des éléments	Nombre d'éléments
Massif	Élément fini CAX4R	Quadrangles	23 μm x 11 μm	200x320=64000
Frontières	Élément infini CINAX4	Quadrangles	1500 μm x 11 μm (côté droit)	320
			225 μm x 2000 μm (en bas)	200

Tableau V-1 : Détail du maillage de la simulation en 2D

V-1.2. Choix de la loi de comportement des matériaux

Pour décrire la loi de comportement du matériau sous un CL, il est nécessaire de considérer à la fois la partie hydrostatique (ou élastique) du tenseur de contraintes et de déformations, et en même temps la partie déviatorique (ou visco-plastique).

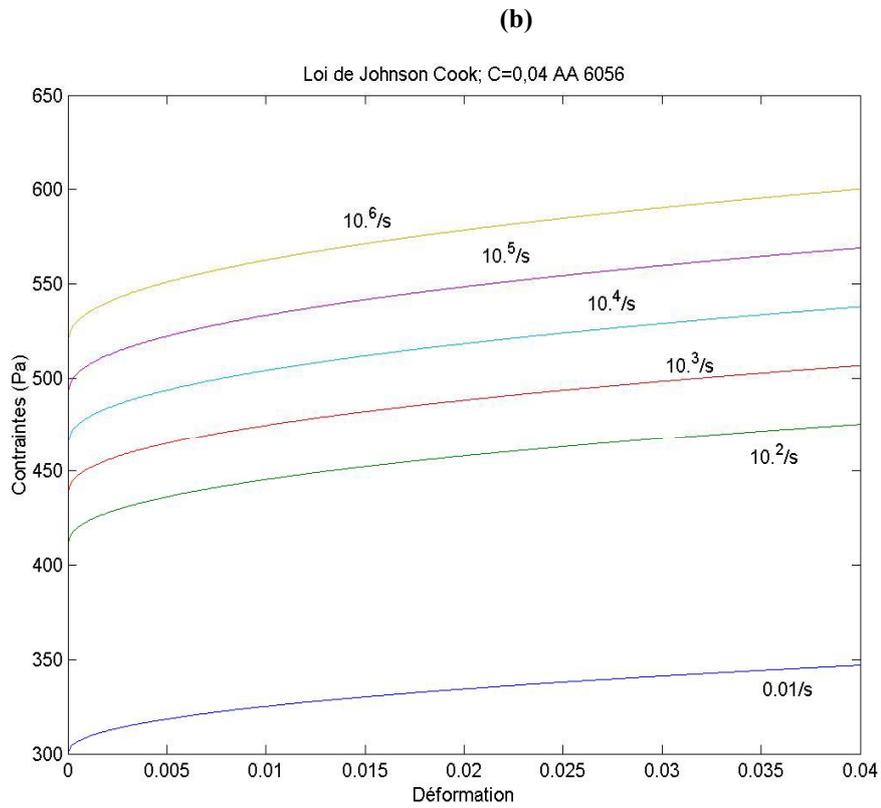
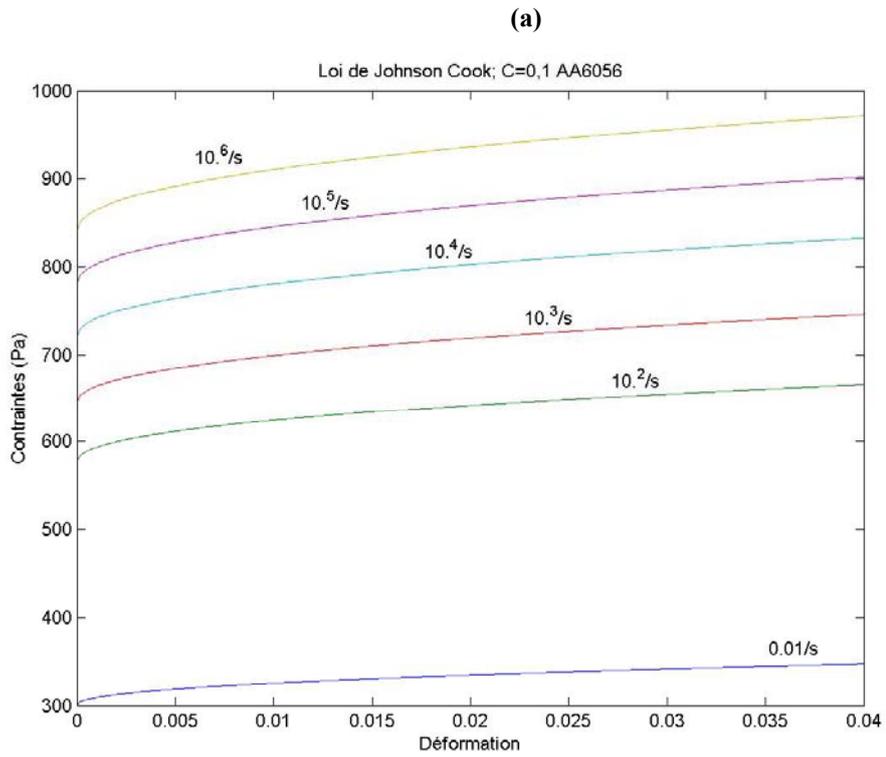
Pour la partie hydrostatique, nous avons utilisé, soit un comportement purement élastique, soit une équation d'état de type Mie Grunëisen, adaptée à la description des ondes de choc.

Pour la partie déviatorique, la loi de comportement du matériau, et en particulier sa limite d'élasticité, doit répondre aux deux critères suivants : (1) représenter correctement le seuil de plastification sous un choc plan (limite d'Hugoniot = $\sigma_Y \cdot (1 - \nu) / (1 - 2\nu)$) à grande vitesse de déformation, (2) présenter une loi de comportement statique réaliste permettant le calcul de l'état résiduel. La plupart des études antérieures utilisent pour la partie déviatorique une loi de Johnson-Cook, intégrant un écrouissage isotrope. Classiquement, le paramètre C (la sensibilité à la vitesse de déformation) est, pour les alliages d'aluminium, de l'ordre de 0,01-0,02.

Les premières simulations effectuées ont donc utilisé une loi de Johnson-Cook (*plastic, hardening=johnson-cook dans le fichier inp cf. annexe 8) pour la partie déviatorique, afin de présenter la sensibilité à la vitesse de déformation entre $0,01s^{-1}$ à 10^6s^{-1} . L'effet de température dans l'équation de Johnson-Cook a été négligé en considérant qu'aucune élévation de température n'intervient pendant la propagation de l'onde de choc. Les coefficients de la loi de Johnson-Cook des alliages 6056-T4 et 2050-T8 ont été, obtenus à partir des courbes de traction statique des deux alliages (cf. chapitre III-2.2), sont présentés dans le Tableau V-2.

$$\sigma = \underbrace{(A + B\varepsilon_p^n)}_{\text{Elasto-plastique avec écrouissage}} \cdot \underbrace{\left(1 + C \cdot \ln \left[\frac{\dot{\varepsilon}}{\varepsilon_0} \right]\right)}_{\text{Vitesse de déformation plastique}} \quad (\text{V-1})$$

Une 2^{ème} loi de comportement (élasto-visco-plastique introduite sous forme tabulaire) a été utilisée. Elle présente 2 avantages : (1) la possibilité de représenter de façon réaliste, à la fois le comportement statique issu des courbes de traction (à $10^{-2}s^{-1}$), et en même temps la sensibilité à la vitesse de déformation (entre $10^{-2}s^{-1}$ et 10^5s^{-1}), et la limite d'élasticité sous un choc (à 10^6s^{-1}), (2) la possibilité de réaliser, sans changer de loi de comportement, une relaxation en standard (ce qui n'est pas possible avec la loi de Johnson-Cook sur ABAQUS). La comparaison entre les deux types de lois de comportement est représentée en Figure V-2 sur les deux alliages 6056-T4 et 2050-T8.



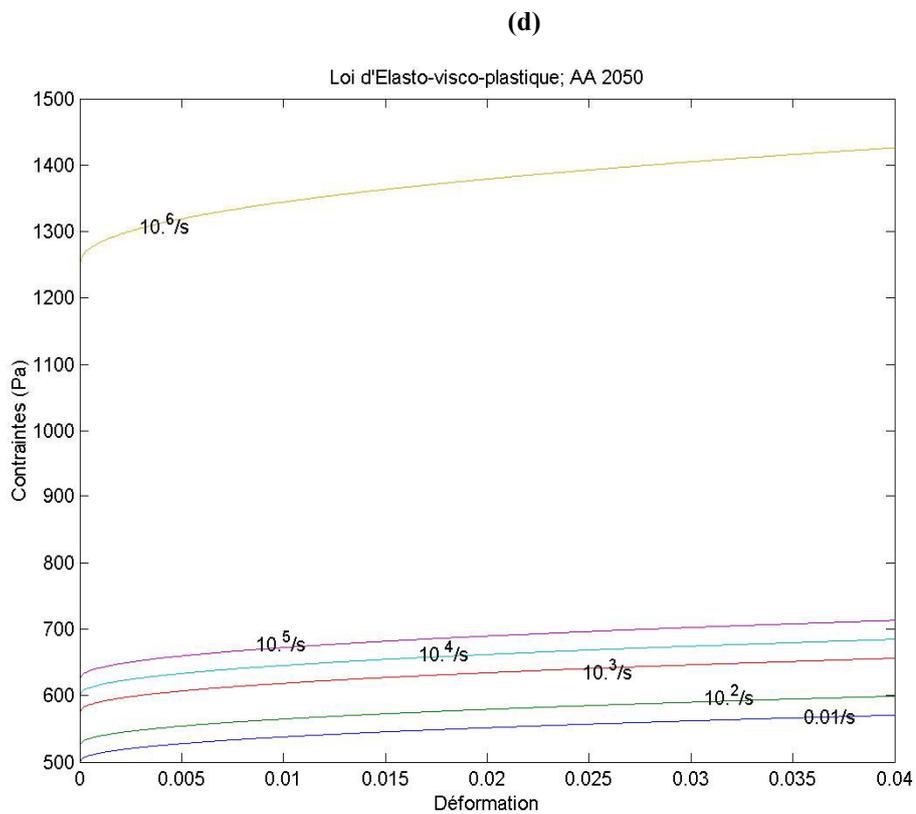
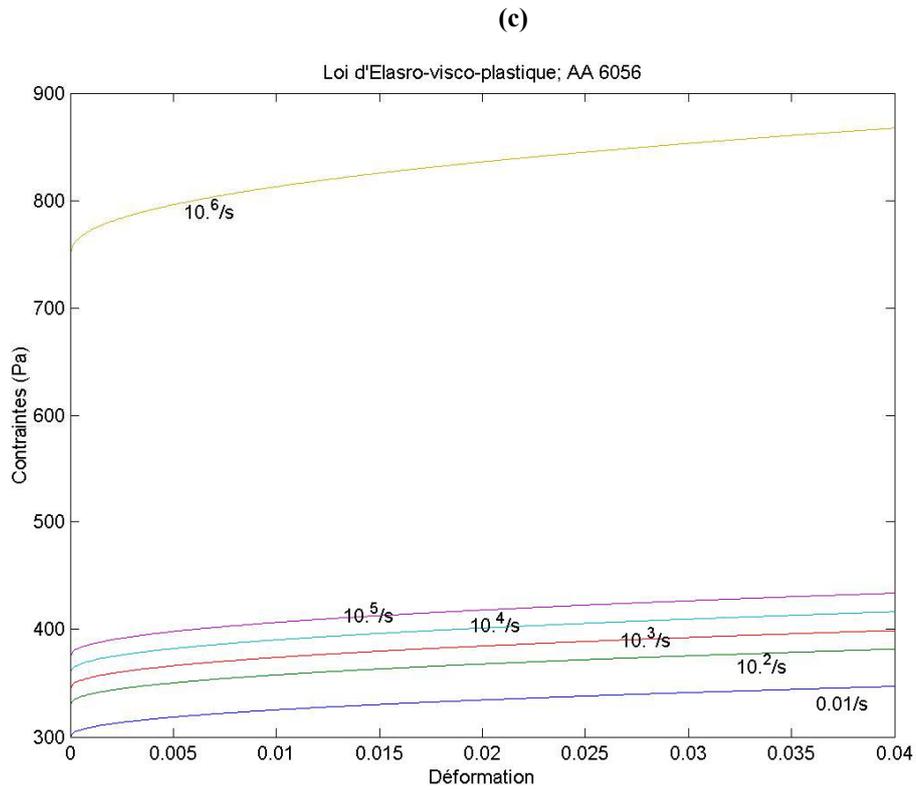


Figure V-2 : Représentation des deux lois de comportement utilisées pour décrire la réponse à une sollicitation dynamique (a) 6056-T4 et loi de Johnson-Cook, avec $C=0,1$, (b) 6056-T4 et loi de Johnson-Cook avec $C=0,04$, (c) 6056-T4 avec loi Elasto-Visco-Plastique, (d) 2050-T8 avec loi EVP

A (MPa)	B (MPa)	n	C	ϵ_0
300	200	0,45	0,1	0,01
510	200	0,45	0,1	0,01

Tableau V-2 : Coefficients de la loi de Johnson-Cook des alliages 6056-T4 et 2050-T8 [Pevre, 2008]

Sous forme tabulaire, la loi de comportement élasto-visco-plastique du 6056-T4 s'écrit alors comme ci-dessous (cf. Figure V-4). La première partie correspond à la description de la loi de comportement élasto-plastique statique (*elastic, * plastic). La seconde partie, impose des coefficients multiplicateurs à cette loi de comportement, pour représenter la sensibilité à la vitesse de déformation. De 10^{-2}s^{-1} à 10^5s^{-1} , la loi de comportement évolue peu (facteur x 1,25). Entre 10^5s^{-1} et 10^6s^{-1} , on choisit d'imposer un facteur $2 = (1-\nu)/(1-2\nu)$ supplémentaire ($1,25 \times 2 = 2,5$) pour représenter les conditions de plastification sous un choc, donc la limite d'Hugoniot du matériau (cf. Annexe 8).

V-1.3. Chargement en pression : description de la routine FORTRAN

Dans tout ce qui suit le chargement en pression issu de l'interaction laser-matière sera ramené à un pic de pression $P=f(t)$ quasi-gaussien (cf. Figure V-3) qui a déjà été mesuré, pour les différentes intensités laser, grâce à la vélocimétrie VISAR (cf. partie bibliographique).

Dans la pratique, une carte *AMPLITUDE a été utilisée dans le fichier .inp qui nous permet de programmer sur toute la durée du chargement l'évolution en normalisant la pression appliquée en fonction du temps.

Un sous-programme fortran de type *VDLOAD a également été utilisé qui nous permet d'appliquer un chargement non uniforme spatialement (et temporellement en faisant appel à la variable AMPLITUDE), donc en programmant les impacts laser circulaires (cf. Annexe 9).

Dans notre cas, le seul paramètre mal connu est la répartition spatiale de pression $P=f(x,y)$, les autres paramètres du chargement (pression maximale et durée à mi-hauteur) ayant été mesurés par le passé pour notre gamme de condition expérimentale. Ainsi, par exemple, un impact de 4 GW/cm^2 avec une impulsion laser de 9 ns, doit correspondre à une durée d'impulsion de l'ordre de 20 ns (23 ns en Figure V-3), et une pression maximale de l'ordre de 3-3,5 GPa. De même, les pressions maximales ne dépasseront jamais 5 GPa, le maximum de pression accessible pour ces conditions expérimentales (au-delà de 8 GW/cm^2).

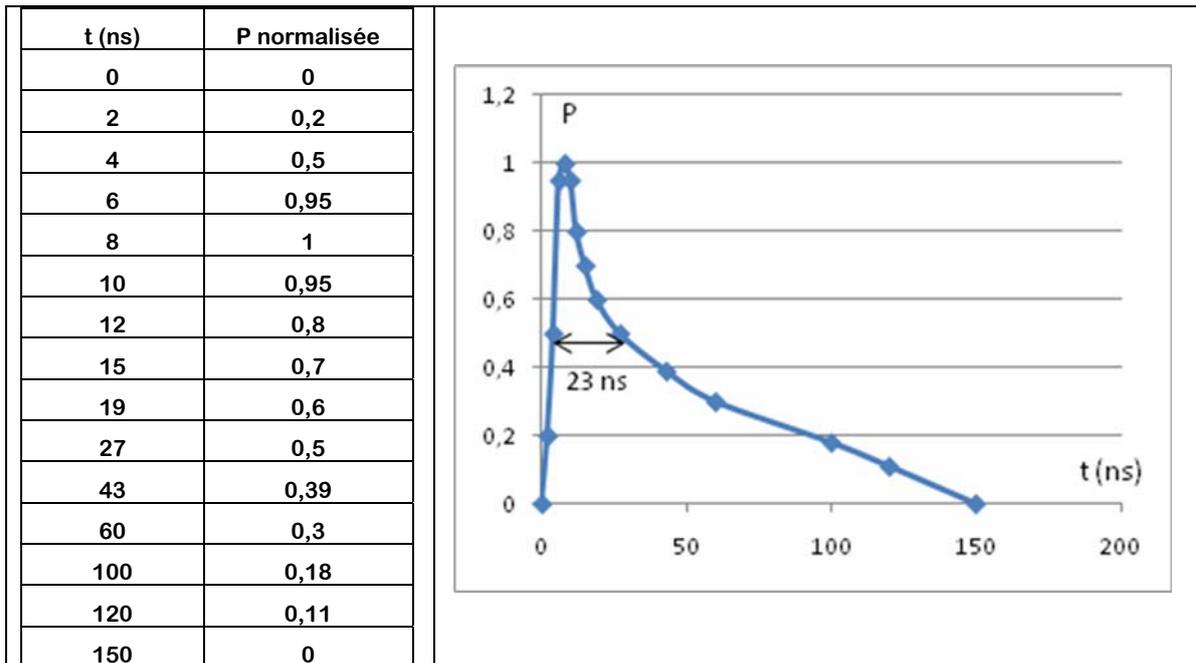


Figure V-3 : Chargement $P=f(t)$ normalisé identifié par VISAR pour des impulsions laser de 9 ns

V-1.4. Optimisation des conditions d'un calcul 2D sur ABAQUS Explicit

Dans ce qui suit, le cas d'un impact unique de pression $P=4,5$ GPa et de diamètre 1 mm est considéré. Le calcul étant réalisé intégralement en explicite, il est nécessaire d'optimiser la durée minimale de l'étape de calcul permettant d'aboutir à une solution stable, cette durée étant beaucoup plus longue que la durée totale du chargement en pression (200 ns). Comme dans [Ding 2003], le critère principal utilisé est l'énergie cinétique du massif et l'énergie interne. La Figure V-4 montre que cette énergie cinétique devient quasiment nulle au-delà de $10 \mu s = 10^{-5}$ s, alors que, simultanément, l'énergie interne, et le déplacement u_2 n'évoluent plus. C'est donc cette durée minimale d'étape de calcul qui est utilisée par la suite. Au-delà de 10^{-5} s, les contraintes dynamiques sont considérées comme stabilisées, donc quasi-résiduelles.

La propagation et l'atténuation des ondes de choc dans les deux alliages sont présentées en Figure V-5. La présence d'un précurseur élastique sous forme d'une inflexion dans la partie avant de l'onde de choc a été repérée. Ce précurseur qui se détache nettement autour de 1 mm de profondeur (à 1,3 GPa sur 2050-T8 et à 0,8 GPa sur 6056-T4), matérialise la limite d'élasticité sous un choc (HEL) du matériau. Lorsque $P_{max} < HEL$, le matériau ne se plastifie plus au passage d'un choc laser.

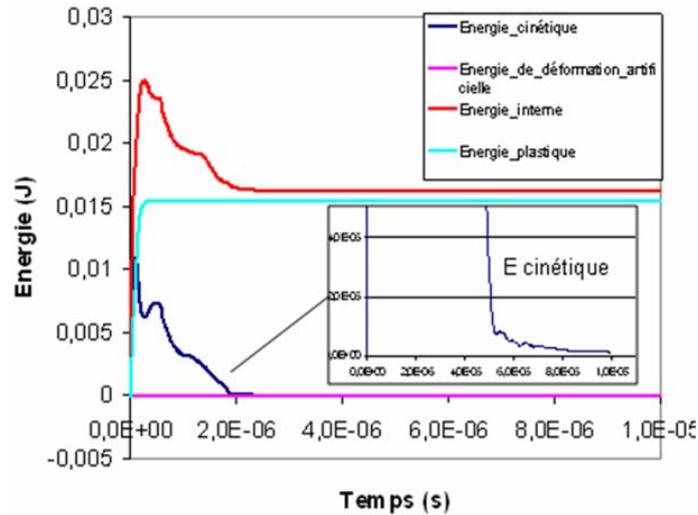


Figure V-4 : Historique des énergies au cours d'un choc-laser (4,5 GPa, $\tau_p=23$ ns) : l'énergie cinétique devient quasiment nulle au bout de 10^{-5} s

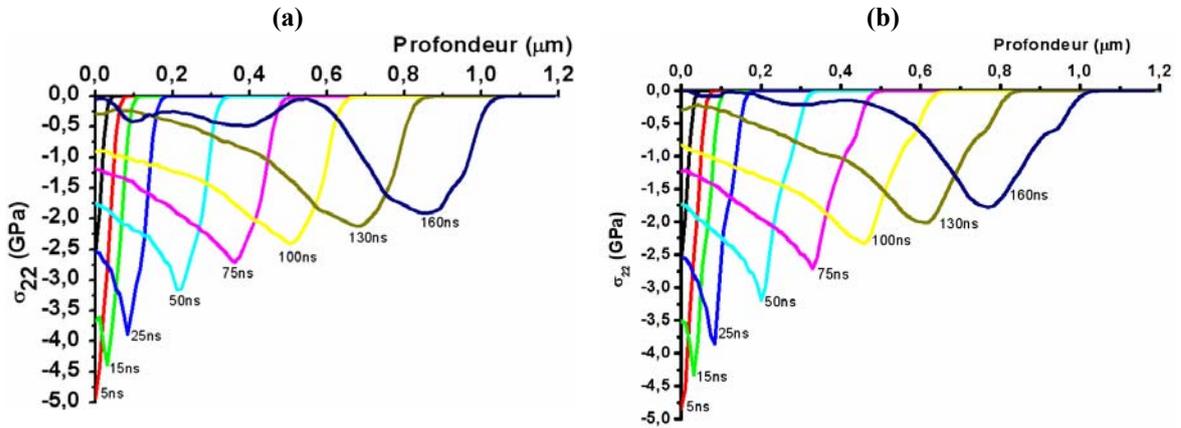


Figure V-5 : Atténuation des ondes de choc en profondeur ($\sigma_{22} = f(y)$) : (a) sur 2050-T8, (b) sur 6056-T4 ($P=5$ GPa, $\tau_p=21$ ns)

Les Figure V-6 et Figure V-7 présentent respectivement : (1) l'évolution du déplacement d'un noeud central au cours du choc en fonction du temps, et (2) les états résiduels après un impact laser (5 GPa – 1 mm) sur l'alliage 2050-T8. La déformation résiduelle de la surface (u_2) est de l'ordre de $-8,2 \mu\text{m}$ après relaxation élastique depuis une valeur maximale de $-19 \mu\text{m}$, et le profil de contrainte dynamique stabilisée présente une valeur maximale de -400 MPa en sous-couche, et une profondeur précontrainte de l'ordre de $800 \mu\text{m}$. Le creux de contrainte identifié en surface (passage en traction à $+300$ MPa en surface et au centre de l'impact) est caractéristique des impacts laser circulaires, et s'explique par des croisements d'ondes de cisaillement latérales générées depuis le bord des impacts ([Forget, 1993], [Ballard, 1991]) La profondeur affectée par ce « creux de contrainte » est ici de l'ordre de $100 \mu\text{m}$.

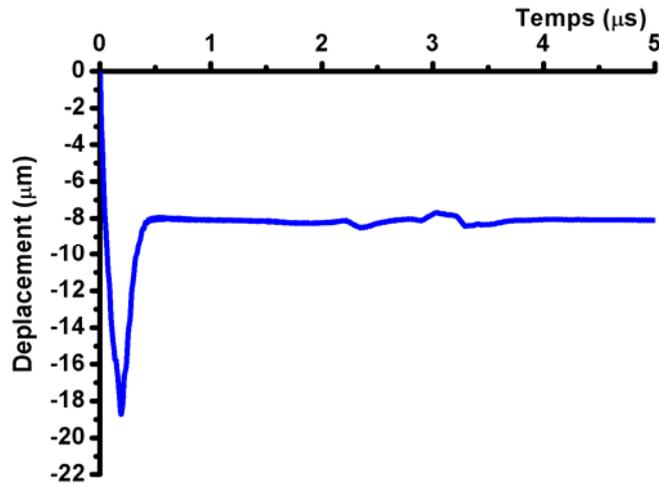


Figure V-6 : Choc-laser 4,5 GPa – 23 ns - déplacement u_2 du centre d'impact (coin haut à gauche du massif)

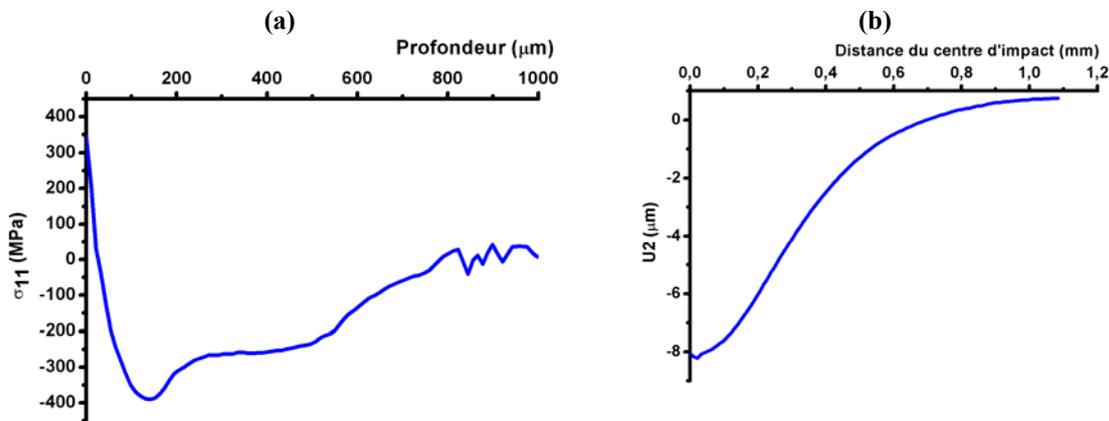


Figure V-7 : Calcul 2D-axisymétrique d'un impact de 5 GPa – 1mm : (a) distribution de contrainte σ_{11} en profondeur, (b) déplacement résiduel $-u_2$ du centre d'impact

V-1.5. Optimisation du profil spatial de pression $P=f(x,y)$

L'objectif de cette partie est la validation du profil spatial et temporel de pression imposé par un plasma laser. Globalement $P=f(t)$ est connu pour une durée d'impulsion (8-9 ns) et une intensité laser (entre 4 et 10 GW/cm²) donnée (Figure V-8), mais dans le cas de petits impacts de laser, il est difficile d'avoir accès à $P=f(x,y)$ par l'expérience. On doit donc passer par une phase d'identification de ce profil $P=f(x,y)$, qui passe par la comparaison avec des déformations de surface mesurées par profilométrie à l'ICB de Dijon (Figure V-9) sur des mono-impacts de laser avec des intensités de 8-10 GW/cm² correspondant à des pressions de 5 GPa, et ce sur les deux alliages d'aluminium considérés. Cette approche de validation des profils de pression $P=f(x,y,t)$ n'a jamais été à notre connaissance utilisée par le passé.

Différentes répartitions spatiales ont ainsi été testées : quasi-Gaussiennes, quasi-sphériques (Tableau V-3 et Annexe 4). Les résultats des comparaisons expérience/simulation pour les

alliages 6056-T4 et 2050-T8 sont présentés en Annexe 4. A partir des comparaisons effectuées, la meilleure adéquation expérience/simulation est obtenue pour une distribution de

type : $P=P_0*\sqrt{1-\frac{0,5*(x^2+y^2)}{r^2}}$ (pour 3D) et $P=P_0*\sqrt{1-\frac{0,5*x^2}{r^2}}$ (Pour 2D axisymétrique).

Nom	Formulation mathématique symbolique en 3D	Figure en 3D
quasi-Gaussienne	$P = P_0 * e^{-\frac{x^2+y^2}{3r^2}}$	
quasi-sphérique	$P = P_0 * \sqrt{1 - \frac{0,5*(x^2+y^2)}{r^2}}$	
quasi-parabolique	$P = P_0 * \sqrt[3]{1 - \frac{x^2+y^2}{r^2}}$	

Tableau V-3 : Fonctions de distribution spatiales P=f(x,y) testées sur ABAQUS

Dans la suite du manuscrit, cette distribution spatiale optimisée est utilisée systématiquement, les seuls paramètres variables étant le diamètre des impacts (entre 1 mm et 2 mm), et les pressions d'impact (entre 3 GPa et 5 GPa, correspondant à des intensités laser de l'ordre de 4 GW/cm² à 10 GW/cm²).

La comparaison expérience/simulation de l'enfoncement de matière est présentée en Figure V-10. Le même profil P=f(x,y) optimisé permet de reproduire à la fois l'enfoncement de matière (-20 μm et -8 μm respectivement sur 6056 et 2050) et le bourrelet latéral. Ce profil est donc validé, et pourra être utilisé dans la suite de l'étude, en particulier dans les simulations en 3D.

Les évolutions des enfoncements de matière avec la pression d'impact estimée étant assez chaotiques (Figure V-11), notre validation des profils de pression a donc été volontairement limitée aux pressions maximales induites par CL, qui, on le sait, sont limitées à environ 5

GPa. L'écart relevé entre la simulation et l'expérience peut être attribué à une erreur sur la détermination précise du diamètre d'impact, donc de l'intensité laser réelle.

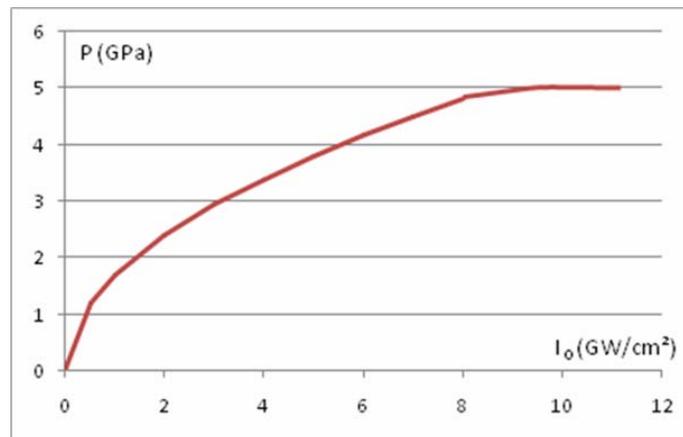


Figure V-8 : Relation entre l'intensité laser et la pression ($P(\text{GPa}) = 1,7 \cdot \sqrt{I_0}(\text{GW}/\text{cm}^2)$)

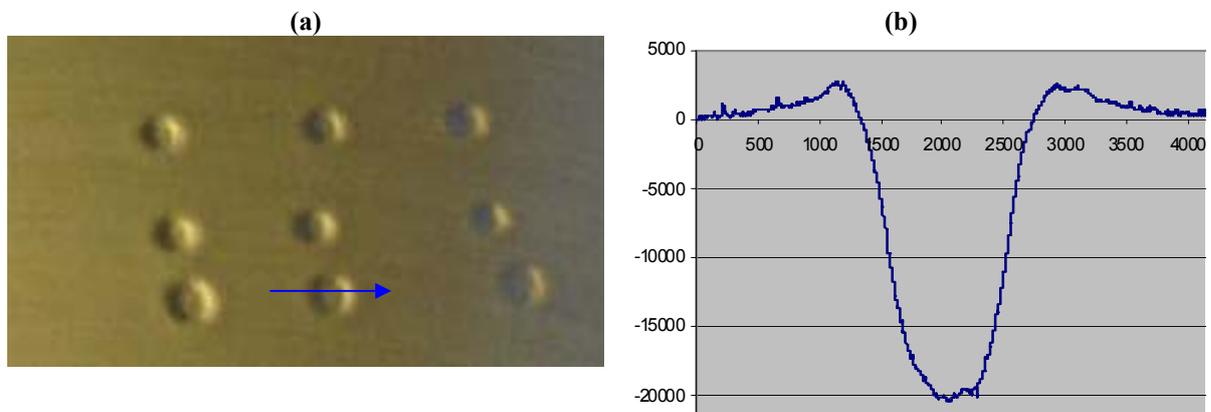


Figure V-9 : (a) Enfoncements de matière obtenus pour différents mono-impacts laser (photo d'une surface de 6056 déformée), (b) profil de déformation mesuré (-20 µm- pour d=1,5 mm et I=6-7 GW/cm²)

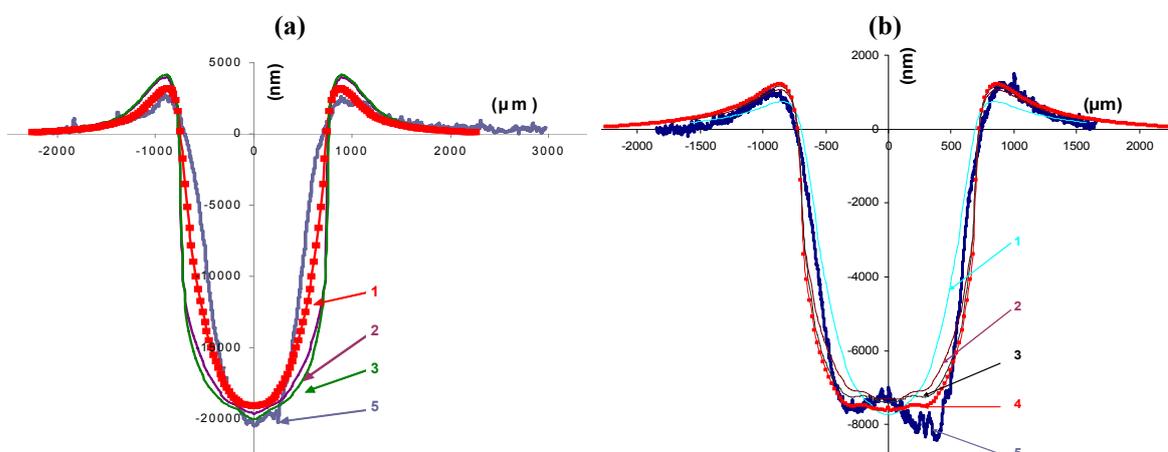


Figure V-10 : (a) Simulation d'un impact laser sur 6056-T4 ($6-7 \text{ GW}/\text{cm}^2 = 4 \text{ GPa}$) avec différentes répartitions spatiales, (b) simulation d'un impact laser ($7 \text{ GW}/\text{cm}^2 = 4,5 \text{ GPa}$) sur 2050-T8. Les courbes 1 à 4 sont obtenues avec différents profils de pression (détails en annexe 4). La courbe n°5 est obtenue par profilométrie

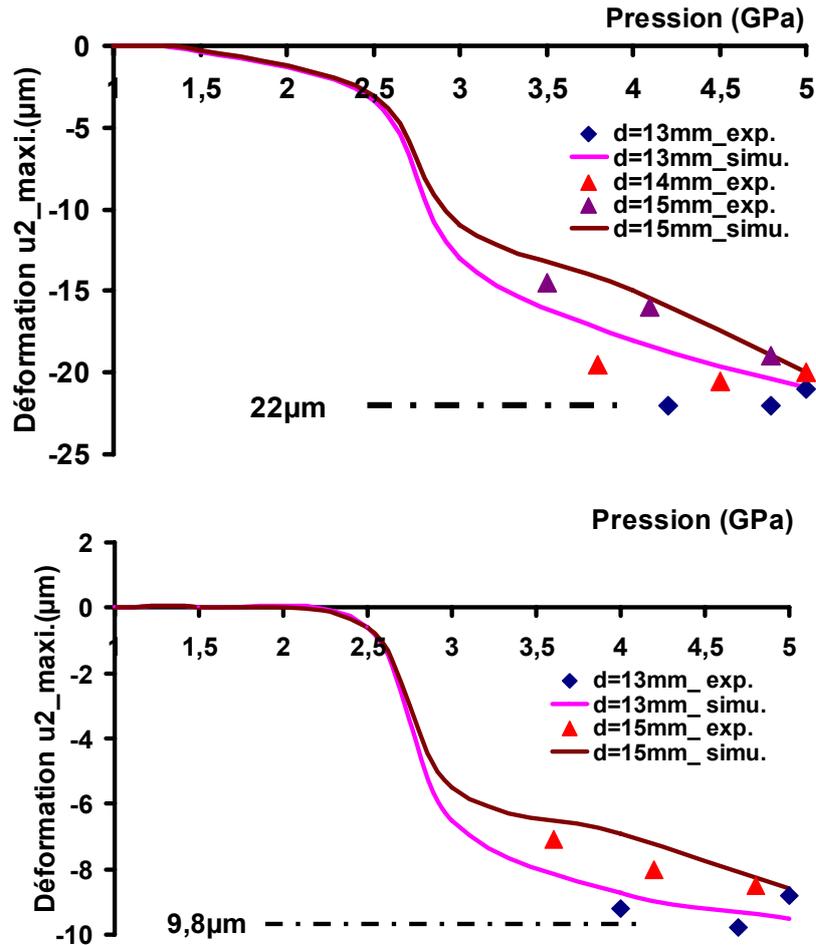


Figure V-11 : Variation des enfoncements de matière mesurés avec la pression d'impact estimée (a) AA 6056-T4, (b) AA 2050-T8

V-1.6. Optimisation du pas de temps en 2D Explicit

Par défaut, l'Abaqus Explicit définit automatiquement un pas de temps de calcul Δt , essentiellement dépendant de la géométrie du massif. Différents auteurs [Ding, 2003] [Peyre, 2008] ont cependant montré la nécessité de réduire ces valeurs de pas de temps pour aboutir à une bonne convergence de calcul. Nous avons donc réalisé ce type d'optimisation sur 1 impact de laser sur 6056-T4 en utilisant des pas de temps égaux à Δt , $\Delta t/2$, $\Delta t/3$. Les résultats sont présentés ci-dessous (Figure V-12). Ils montrent que, pour le maillage en 2D axisymétrique utilisé, un pas de temps de $\Delta t/2$ est suffisant pour obtenir un calcul convergé, dont les valeurs restent inchangées pour des pas de temps inférieurs.

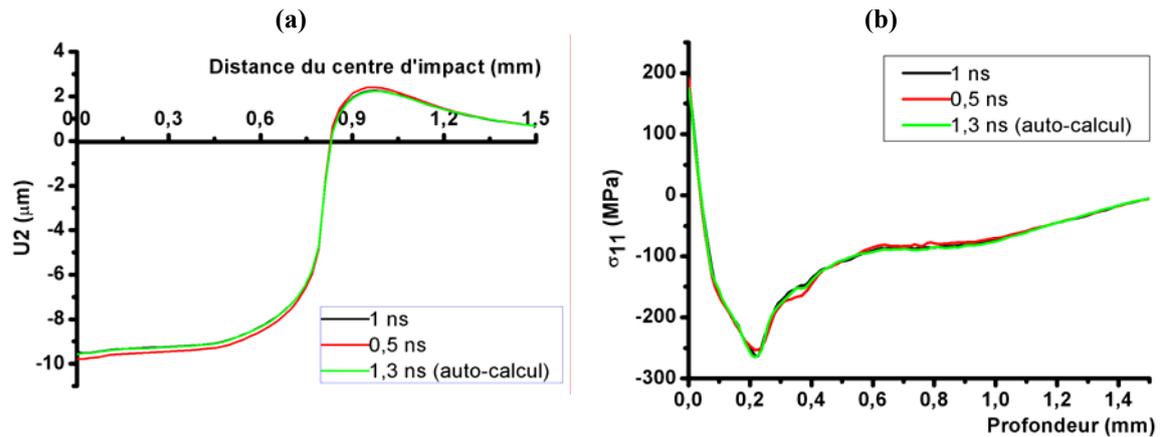


Figure V-12 : Influence du pas de temps de calcul sur les valeurs de déplacement vertical u_2 et de contrainte résiduelle au centre d'impact ($P= 4 \text{ GPa}$, diamètre=1,6mm) 6056-T4

V-1.7. Comparaison des différentes lois de comportement

Dans cette partie l'influence de la loi de comportement sur les états mécaniques résiduels sera testée, en comparant une loi de comportement élasto-visco-plastique tabulée (EVP) avec la loi de Johnson-Cook (JC) pour différents paramètres C ($C=0,1$ comme dans [Chaieb,2004] ou $C= 0,01$, et $0,04$). Sur alliages d'aluminium, le coefficient de sensibilité visco-plastique C peut ainsi varier de $0,01$ à $0,04$ environ.

Plus le paramètre C est important, plus l'utilisation de la loi de Johnson-Cook engendre des niveaux de CR supérieurs à ceux obtenus avec la loi élasto-visco-plastique (Figure V-13a). Par ailleurs, avec $C=0,04$ ou $C=0,1$, les niveaux atteints de CR (-500 MPa) semblent trop élevés par rapport à la limite d'élasticité statique du 6056-T4, et les niveaux de déformation atteints (Figure V-14) trop faibles par rapport aux résultats expérimentaux. L'utilisation d'une loi de comportement EVP tabulée ou d'une loi de JC utilisant $C=0,01$ reproduisent par contre bien les niveaux de déformation.

De même, les profils de CR obtenus avec la loi de JC à $C=0,01$ correspondent bien à ceux produits par la loi EVP (Figure V-13a). Enfin, l'utilisation ou non d'une équation d'état (à la place d'un comportement élastique) pour décrire la partie hydrostatique des contraintes, modifie peu le profil de contrainte (Figure V-13b).

Dans la suite de la thèse, la loi de comportement EVP tabulée avec équation d'état est donc retenue pour décrire le comportement des deux alliages sous CL.

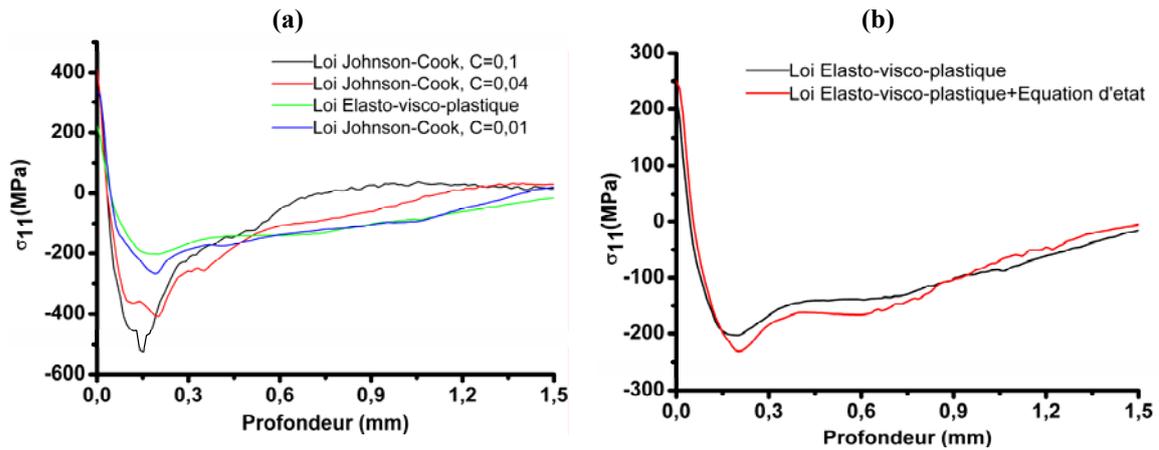


Figure V-13 : Influence de la loi de comportement sur les champs de contraintes résiduelles en profondeur- (a) loi élasto-visco-plastique par rapport à loi de Johnson-Cook ($C=0,1$, $0,01$ et $0,04$), (b) calculs avec loi EVP avec ou sans équation d'état (eos) ($P=4$ GPa, $\varnothing=1,6$ mm, AA6056-T4)

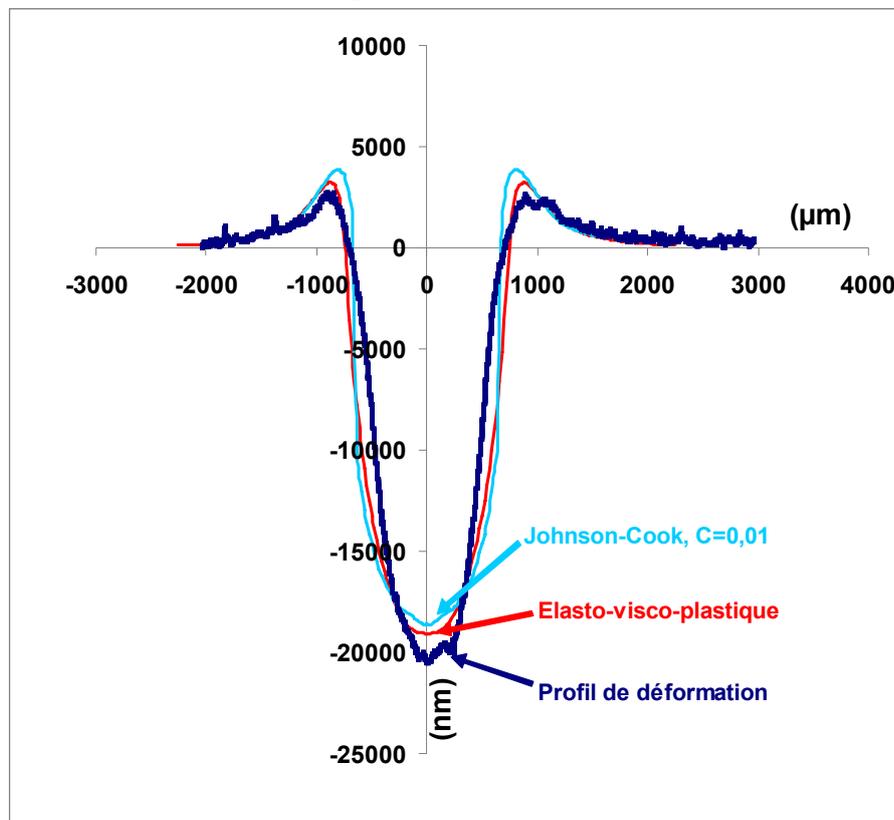


Figure V-14 : Influence de la loi de comportement sur l'enfoncement de matière de AA6056-T4 ($P=4$ GPa, $\varnothing=1,6$ mm)

V-1.8. Comparaison avec une relaxation sur ABAQUS Standard

La plupart des publications récentes (essentiellement en 2D-axi ou en 3D avec un très faible nombre d'impacts) utilisent, pour gagner du temps de calcul, une étape de relaxation implicite (ABAQUS Standard) pour obtenir l'état résiduel quasi-statique après la première étape de CL résolue en formulation explicite. Cependant, notre objectif étant de simuler un grand nombre d'impacts (25) en 3D, l'utilisation d'allers-retours implicite-explicite successifs s'est avérée problématique. De plus, la formulation implicite ne permet pas d'utiliser l'intégralité des lois

de comportement utilisées en explicite. L'intégralité des calculs (choc1 + relaxation1, choc2 + relaxation2 ...) a été réalisée en explicite, après avoir testé l'équivalence des résultats obtenus par un formalisme purement explicite ou couplé explicite + standard.

Pour le calcul couplé explicite + standard, une première étape de calcul de 1 μ s en Explicit a été lancée pour le calcul du CL. A l'issue de ce calcul explicite, un fichier de résultat (restart file : .res) contenant les informations de contraintes, déformations et déplacements est généré. Ce fichier est utilisé comme condition initiale du calcul de relaxation sur ABAQUS/Standard (durée de step = 10^{-3} s) afin de déterminer les champs de contraintes et déformations résiduelles en statique.

Finalement la comparaison des deux formalismes donne peu ou pas de différences, pour un mono-impact laser en 2D-axi (Figure V-15), entre les distributions de contraintes et de déformation (cf. Annexe 6).

Au final, dans la suite de l'étude, un calcul explicite a été utilisé exclusivement pour estimer les états résiduels après n CL successifs (en 2D et en 3D).

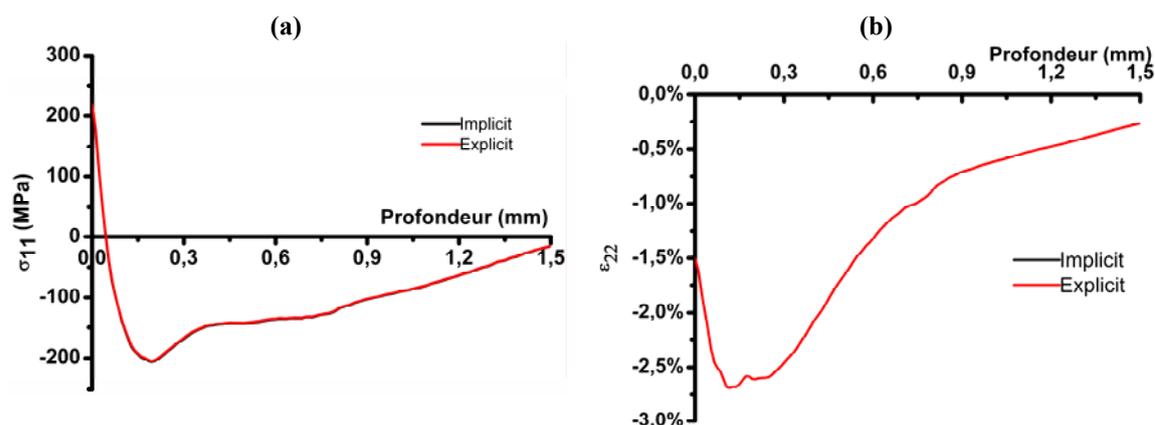


Figure V-15 : Influence du mode de calcul (purement explicite ou explicite + relaxation en implicite) sur les résultats finaux (a) les contraintes σ_{11} , (b) les déformations ϵ_{22} au centre d'impact (1 impact de $d=1,4\text{mm}$; $P= 4 \text{ GPa}$; 6056-T4)

V-1.9. Influence des paramètres expérimentaux sur les champs de contrainte et de déformation induits par CL – Calculs en 2D-axisymétriques

Le CL permet de modifier les états mécaniques de surface en faisant varier des paramètres expérimentaux comme : l'intensité laser (GW/cm^2), le diamètre d'impact (mm), le taux de recouvrement entre impacts (%), ou la durée d'impulsion de laser (ns). Dans ce qui suit, l'influence de ces paramètres est évaluée en se limitant aux conditions expérimentales disponibles. Ainsi, nous considérerons la durée d'impulsion laser fixée ($\tau=9 \text{ ns}$) qui conditionne la durée à mi-hauteur de l'impulsion de pression ($\tau_p = 2 \text{ à } 2,5 \tau$), et nous nous limiterons à des pressions d'impact inférieures à 5 GPa correspondant à des intensités de laser

inférieures à 10 GW/cm². Les diamètres d'impact simulés seront compris entre 1 mm et 2 mm, en accord avec les diamètres utilisés lors de l'étude expérimentale.

V-1.9.1. Simulation d'impacts multiples

Dans cette partie, l'axi-symétrie du problème est conservée en considérant que les impacts se succéderont sur une même zone. Des impacts de 1,4 mm de diamètre sont considérés, et le chargement de 5 GPa est appliqué de 1 à 8 fois successives.

Les résultats montrent (Figure V-16, Figure V-17) que :

- le niveau de déformation plastique, et la profondeur plastifiée ont tendance à augmenter, puis saturer progressivement avec le nombre d'impacts ;
- l'enfoncement de matière augmente linéairement avec le nombre d'impacts ;
- les CR maximales se situent en sous-couche (vers -250 µm sur 2050) et elles tendent vers une valeur maximale proche de la limite d'élasticité pour l'alliage 2050.

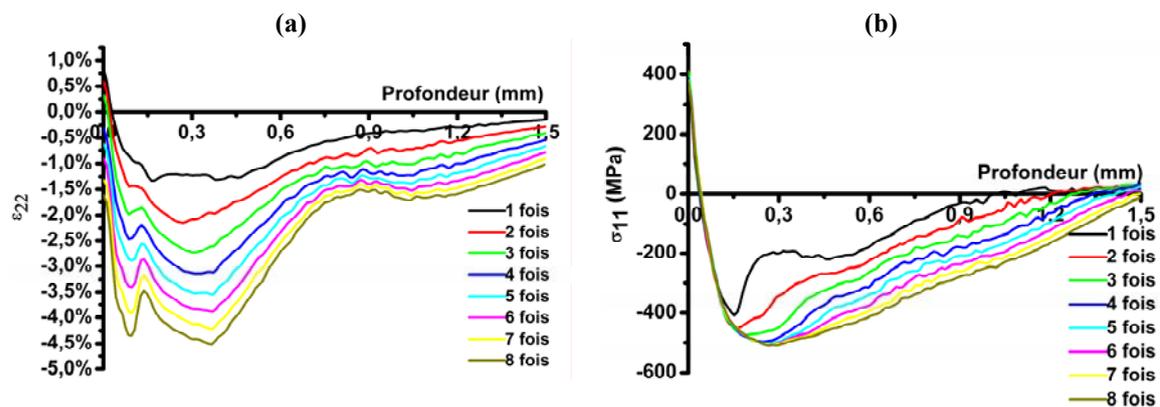


Figure V-16 : Influence de la pression d'impact P sur les déformations plastiques et contraintes induites en profondeur et au centre de l'impact (d=1,4mm ; P=5GPa ; AA2050-T8)

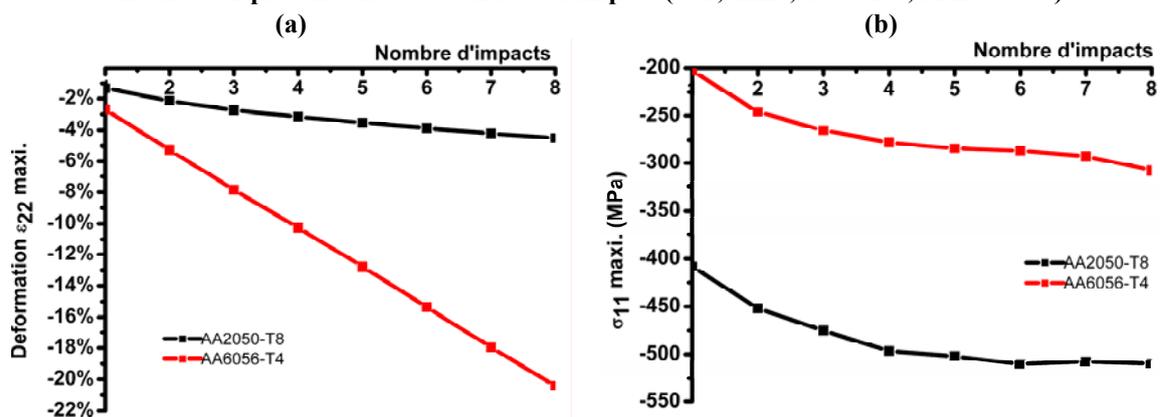


Figure V-17 : Bilan des calculs – Influence du nombre d'impacts sur (a) le taux de déformation ϵ_{22} maximum, (b) le niveau de contrainte maximal (d=1,6mm, P=5 GPa) (6056 et 2050)

V-1.9.2. Influence de la pression d'impact

Dans cette partie, l'effet d'une variation de pression d'impact (donc d'intensité laser) sur l'état des déformations et des CR est considéré en profondeur, au centre des impacts. Les

Figure V-18 a et b montrent que, pour un impact laser à P=2 GPa, 3 GPa, 4 GPa et 5 GPa, --le taux de déformation plastique augmente avec la pression d'impact ; --la singularité de contrainte au centre d'impact est plus marquée à haute pression ; --les CR atteignent un niveau maximal au-delà d'une pression seuil environ 4 GPa pour AA2050-T8, avec un maximum généralement localisé en sous-couche vers la limite d'élasticité.

Ces résultats confirment le modèle analytique de Ballard [Ballard, 1991], pour qui au-delà d'une pression d'impact égale à $2P_H$ (soit environ 3 GPa pour 2050-T8), les contraintes saturent.

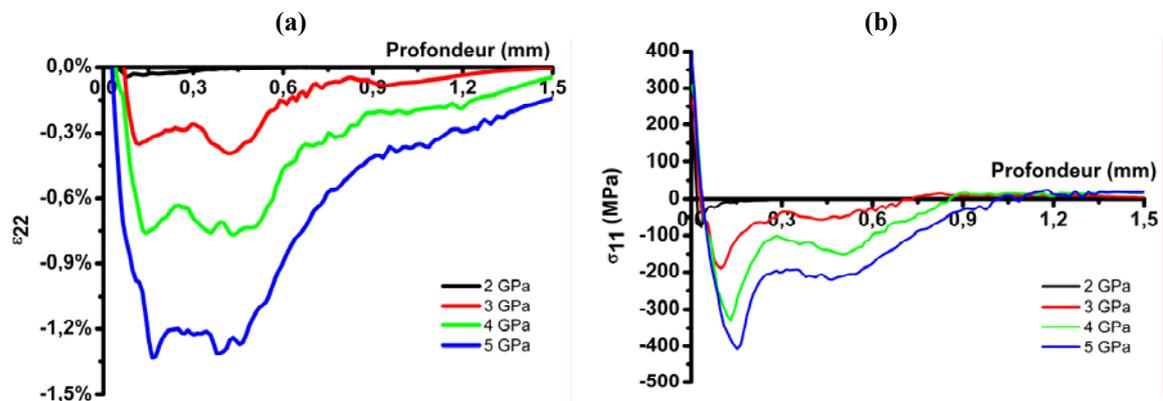


Figure V-18 : Influence de la pression d'impact P sur les déformations plastiques et contraintes induites en profondeur et au centre de l'impact (d=1,4mm, AA2050-T8)

V-1.9.3. Influence du diamètre d'impact

Le laser que nous utilisons permet de réaliser des traitements par choc avec des diamètres maximum de 2 mm environ. L'influence de 3 diamètres distincts (1, 1,2 et 1,6 mm) est considérée à pression constante (5 GPa) sur 2050-T8.

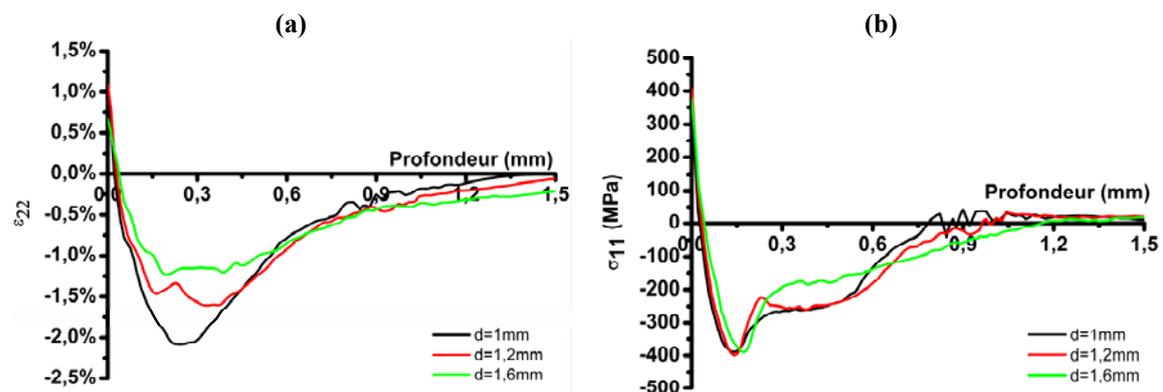


Figure V-19 : Influence du diamètre d'impact (d=1, 1,2 et 1,6 mm) sur (a) le taux de déformation plastique, (b) les contraintes résiduelles σ_{11} (P=5 GPa ; 2050-T8) (centre d'impact)

Entre 1,6 mm et 1 mm de diamètre d'impact, la diminution du diamètre d'impact a pour effet d'augmenter l'atténuation des ondes de choc en profondeur par effet en 2D, et de diminuer les

profondeurs plastifiées (Figure V-19). Par contre, le maximum de contrainte (-390 MPa à -120 μm sous la surface) ne change pas avec le diamètre d'impact.

V-1.9.4. Influence d'un champ de contraintes résiduelles initiales

Les alliages étudiés présentent avant un CL une couche faiblement écrouie par polissage mécanique en surface (Figure IV-8), qui est le siège de contraintes résiduelles (CR) de compression (inférieures à -80 MPa). Nous avons évalué l'influence de cette couche sur la propagation des ondes de choc, et les états résiduels après traitement. Avant notre étude, seul Warren [Warren, 2008] avait, par le passé, considéré l'influence de CR initiales. Dans notre modèle, un champ de CR initiales représentatif du polissage a été imposé, avec un gradient sur 5 couches d'éléments, puis réalisé une étape de relaxation – retour à l'équilibre (Figure V-20a), en relâchant les conditions aux limites du massif (blocage partie basse). Après la relaxation, le champ de CR varie d'environ 20% par rapport aux CR initiales.

Pour un impact de diamètre de 1,4 mm et de pression 5 GPa entre 3 volets, et quelles que soient les conditions d'application des CR initiales (avec ou sans relaxation), le champ de CR final ne varie quasiment pas. Dans ce qui suit, l'influence des CR initiales sur le calcul des états mécaniques après CL ne sera donc pas considérée. (Figure V-20b). Par ailleurs, les alliages d'aluminium utilisés étant faiblement écrouissables, nous ne modifierons pas non plus la loi de comportement de la surface avant CL.

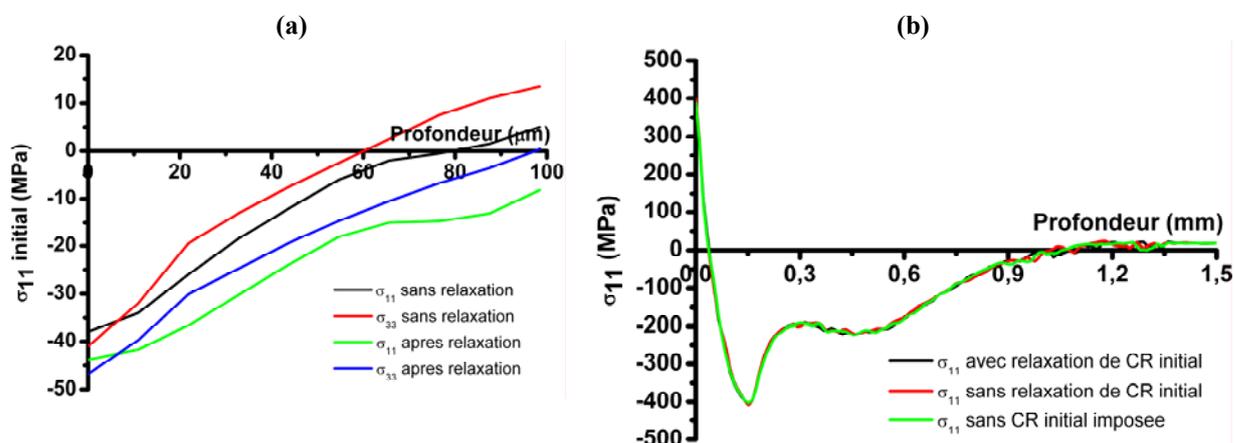


Figure V-20 : Influence des contraintes initiales : (a) champ de contraintes imposées et relaxées (alliage 2050), (b) Influence des contraintes initiales sur le résultat final (d=1,4 mm ; P= 5 GPa, AA2050-T8)

V-1.10. Conclusion sur les calculs en 2D axisymétriques

Contrairement au grenailage de précontrainte, le CL n'est pas un traitement aléatoire de la surface, mais répond à une stratégie de traitement programmée, dont l'influence (la position des impacts les uns par rapport aux autres, le taux de recouvrement entre impacts) est décisive vis-à-vis des états finaux de CR. Il est donc impossible de représenter ce type de traitement

par une approche en 2D-axisymétrique dont le seul but est alors d'estimer grossièrement l'influence de tel ou tel paramètre expérimental.

La comparaison des simulations en 2D-axisymétrique avec les résultats expérimentaux est donc difficile. Cependant, quelques tendances se dégagent : pour le nombre d'impacts compris entre 1 et 4 (la configuration classique), les niveaux de CR atteignent rapidement la limite d'élasticité, avec des maxima localisés en sous-couche (à environ -100 à -200 μm de la surface). Par ailleurs, les niveaux de CR augmentent avec la pression d'impact, puis se stabilisent au dessus d'une pression seuil, en accord avec le modèle analytique développé par P. Ballard [[Ballard, 1991](#)]. Enfin la diminution du diamètre d'impact limite les profondeurs plastifiées, et les CR initiales jouent peu sur les niveaux de CR après CL. Par contre, l'approche en 2D a permis de définir les bases du calcul en 3D : calcul exclusivement en explicite, optimisation des durées des étapes de calcul, choix de la loi de comportement ...

V-2. Simulation numérique en 3D du choc-laser

Le traitement de CL étant déterministe (on programme la position des impacts), et de nature hétérogène (pour une condition de traitement donnée, les différentes zones peuvent voir de 1 à 8 impacts selon les endroits, cas du recouvrement à 66 % par exemple), il est impératif de simuler le traitement de surface par CL en 3D.

Un modèle en 3D doit permettre, en particulier de représenter les effets de recouvrements d'impacts, et les différentes stratégies de traitement qu'on peut mettre en œuvre pour traiter une surface. Par rapport à un modèle en 2D, cette approche doit surtout nous permettre d'évaluer l'hétérogénéité mécanique de la surface après traitement de CL.

Ainsi, des études récentes chez General Electrics ont montré que le comportement en fatigue de structures en titane dépendait fortement de la stratégie de traitement, et du taux de recouvrement [[Azer, 2004](#)]. Tout cela justifie donc développement de modèles en 3D, en particulier pour l'étude des gradients de CR et de déformation en surface qui intéressent les thématiques mécano-électrochimiques (projet ANR CAPSUL).

Au final, l'objectif de ces simulations en 3D est donc d'étudier l'influence de différents paramètres (pression, diamètre d'impact, taux de recouvrement) sur :

- l'homogénéité (la distribution) et le niveau des CR en surface ;
- la répartition des CR (le profil de distribution et le gradient) en fonction de la profondeur ;
- l'anisotropie des champs de CR en surface et en profondeur.

V-2.1. Calculs en 3D d'un mono-impact de laser

V-2.1.1. Présentation du modèle en 3D : géométrie, maillage, conditions aux limites

Les lois de comportement et les conditions aux limites sont globalement les mêmes qu'en 2D-axisymétrique. Seule change, pour des raisons du temps de calcul et la dimension élémentaire du volume considéré dans le modèle, la nature et la taille des éléments finis utilisés (C3D8R) et des éléments infinis (CIN3D8). 3 modèles géométriques et tailles d'éléments en 3D ont été définis.

Pour le premier modèle (Figure V-21a), une structure finie de taille $10,4 \times 10,4 \times 3,8 \text{ mm}^3$ a été maillée en utilisant des éléments finis en 3D continus à intégration réduite (C3D8R) de $140 \mu\text{m}$ de côté et $20 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur les 5 premières couches en surface (cf. Tableau V-4), puis une fonction de décroissance géométrique BIAS vers la profondeur (6^{ème} couche => dernière couche d'éléments finis).

Le deuxième modèle (Figure V-21b) est quasiment le même. Seule change la taille globale du massif ($6,48 \text{ mm}$ de côté contre $10,4 \text{ mm}$), donc les dimensions des éléments ($84 \mu\text{m}$ de côté au lieu de $140 \mu\text{m}$).

Un troisième modèle (Figure V-21a) géométrique a permis de limiter la taille des éléments à $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 16,7 \mu\text{m}$ pour une taille de massif de $10,4 \times 10,4 \times 3,8 \text{ mm}$.

Pour ce qui est des conditions aux limites, on ne bloque aucun des 5 côtés (4 latéraux et 1 bas) sous entendre soudage des nœuds à l'interface avec partie infinie.

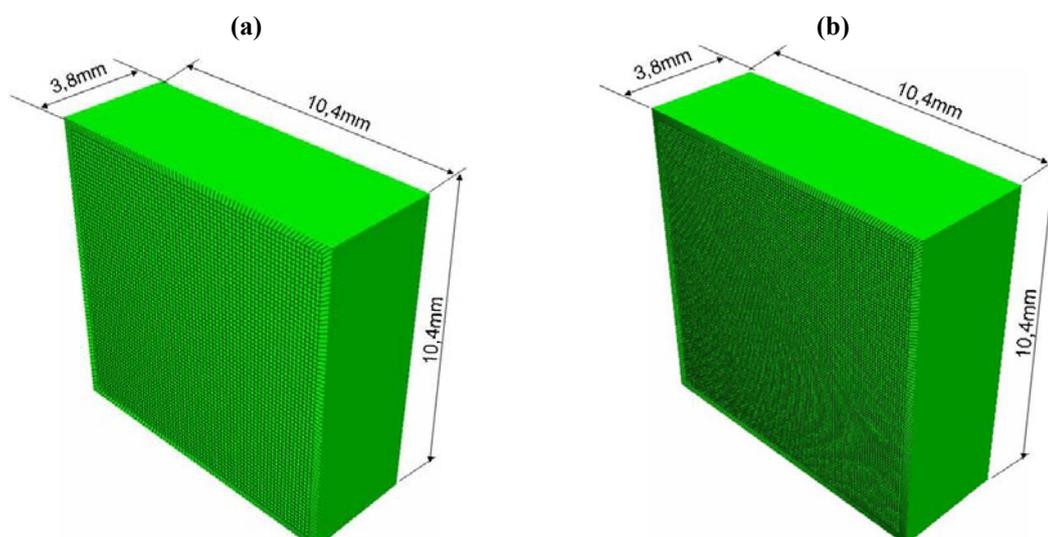


Figure V-21 : Modèle 3D (a) modèle 3D-, gros éléments, (b) modèle 3D-3, éléments plus fins

Modèle 3D	Entité	Type d'éléments	Taille des éléments	Nombre d'éléments
1	Massif	Elément fini C3D8R	140 x 140 x 20 μm^3 (5 couches de surface), puis BIAS= 1,1	171500
	Frontières	Elément infini CIN3D8		14700
2	Massif	Elément fini C3D8R	84 x 84 x 20 μm^3 (5 couches de surface), puis BIAS= 1,1	171500
	Frontières	Elément infini CIN3D8		14700
3	Massif	Elément fini C3D8R	100 x 100 x 16,7 μm^3 (6 couches de surface), puis BIAS=1,1	345744
	Frontières	Elément infini CIN3D8		23716

Tableau V-4 : Description du maillage en 3D

V-2.1.2. Routine de chargement

Comme pour les calculs en 2D, l'utilisation d'une distribution spatiale hétérogène de pression impose la mise en œuvre d'un sous-programme permettant de gérer le positionnement de chaque impact (x_i, y_i) , et leur distribution spatiale de pression $P=f(x,y,t)$. Ce sous-programme a été écrit en fortran, et permet de représenter facilement n'importe quelle chronologie ou stratégie de traitement. Nous avons étudié deux cas dans le présent travail :

Un mono-impact de laser, afin de valider comme en 2D-axi le profil spatial de pression (cf. Annexe 10) ;

Le traitement d'une surface étendue par une matrice de $5 \times 5 = 25$ impacts.

V-2.1.3. Mise en œuvre du calcul : cas d'un mono-impact

En utilisant la distribution spatiale de pression imposée via la routine Fortran, comme en 2D, la première étape de calcul consiste à vérifier les durées minimales d'étapes de calcul nécessaires pour aboutir à un résultat quasi-stabilisé.

Comme en 2D-axi, au-delà de 10 μs , l'énergie cinétique est quasiment nulle, et l'énergie interne tend vers une valeur stable (0,02 J). De même, le déplacement nodal ne fluctue plus. Nous considérerons donc une durée minimale de 10^{-5} s pour le calcul de chaque impact de laser (Figure IV-22).

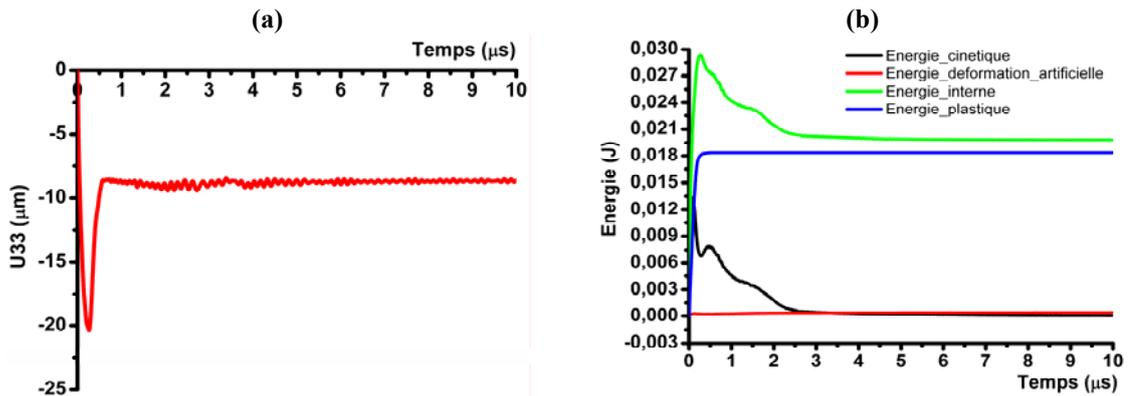


Figure V-22 : Calcul d'un impact laser en 3D - (a) déplacement nodal du centre de l'impact, (b) évolution temporelle des énergies du modèle (P= 5GPa, d=1,4 mm, AA2050-T8)

Si l'on considère l'enfoncement résiduel après impact, on retrouve bien, comme en 2D axisymétrique, une bonne représentation des déformations de surface, par la même distribution spatiale que celle optimisée en 2D extrapolée au 3D, soit

$$P = P_0(t) * \left(\sqrt{1 - \frac{0,5 * (x^2 + y^2)}{r^2}} \right)$$

Ainsi, sur les deux alliages d'aluminium considérés, et quel que soit le raffinement de maillage considéré (3D-1 ou 3D-2, voir le tableau V-4), les simulations utilisant cette distribution spatiale sont en bonne adéquation avec les résultats expérimentaux (Figure V-23 et Figure V-24), que ce soit au niveau des valeurs d'enfoncement, de l'allure générale des profils, ou des hauteurs des bourrelets. Ce résultat nous permet de valider l'utilisation de cette distribution $P=f(x,y)$ pour des simulations multi-impacts

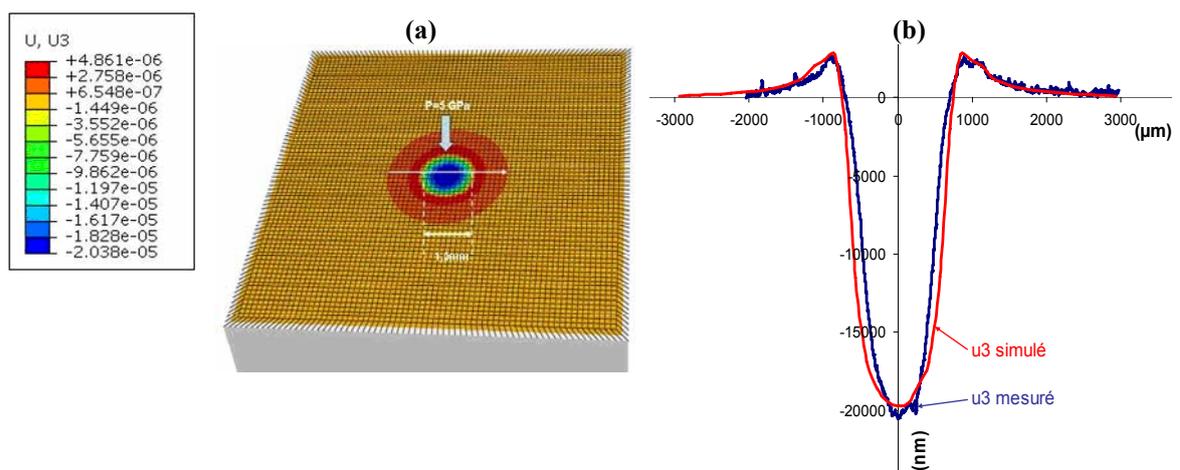


Figure V-23 : Simulation 3D-1 d'un impact laser d=1,5mm, P=5GPa sur AA6056-T4 avec la répartition spatiale optimisée (a) isocontours de déplacement u3, (b) comparaison profilométrique / déformation calculée u3

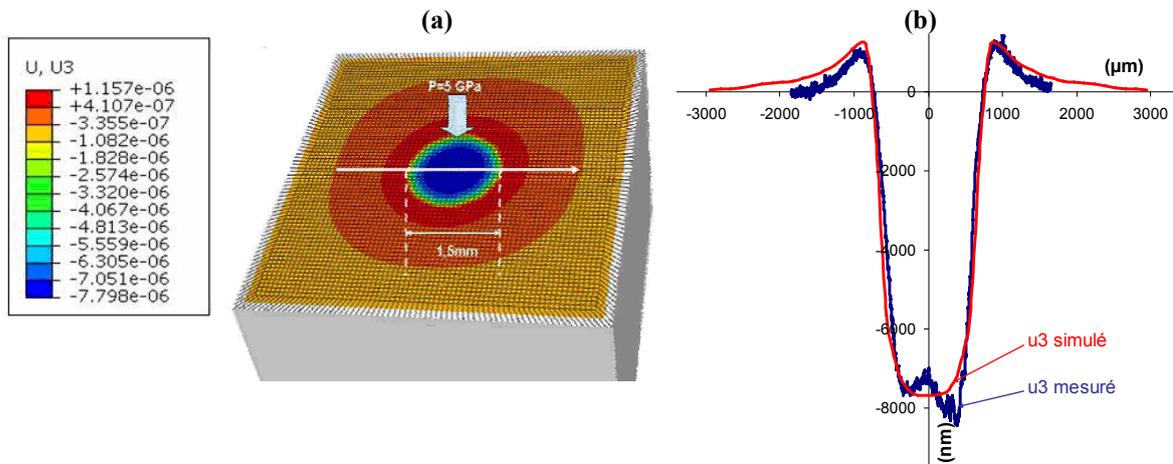


Figure V-24 : Simulation 3D-2 d'un impact laser $d=1,5\text{mm}$; $P=5\text{GPa}$ sur AA2050-T8 avec la répartition spatiale optimisée (a) isocontours de déplacement u_3 , (b) comparaison profilométrie optique / déformation calculée u_3

V-2.1.4. Test de convergence sur le pas de temps

Comme en 2D axisymétrique, l'ABAQUS explicite définit automatiquement un pas de temps de calcul Δt à partir de la géométrie du massif. Il est cependant nécessaire d'effectuer un test de convergence, en évaluant l'influence du pas de temps plus courts sur le résultat des calculs. Nous avons donc réalisé ce type d'optimisation sur 1 impact de laser sur AA2050-T8 et AA6056-T4 en utilisant des pas de temps égaux à Δt , $\Delta t/2$, $\Delta t/3$ et $\Delta t/6$. Les résultats en u_{33} sont présentés ci-dessous (Figure V-25). Ils montrent qu'un pas de temps de $\Delta t/3$ (1 ns s dans le cas présent) est suffisant pour obtenir un calcul convergé, dont les valeurs sont inchangées aux pas de temps inférieurs.

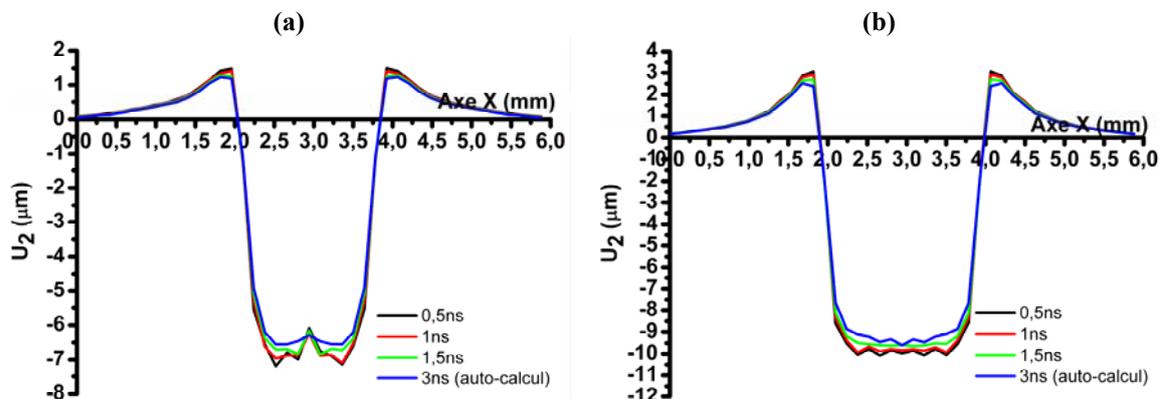


Figure V-25 : Test de convergence sur le pas de temps enfoncement de matière pour Δt , $\Delta t/2$, $\Delta t/3$ et $\Delta t/6 = 3\text{ns}$, $1,5\text{ns}$, 1ns et $0,5\text{ns}$ respectivement (pas de temps par défaut)- mono-impact de 4 GPa, $d=2\text{mm}$ (a) AA2050-T8 (b) AA6056-T4

V-2.1.5. Influence du maillage

L'influence de la finesse de maillage sur les résultats de CR obtenues en profondeur avec un impact de laser est vérifiée. Les résultats (Figure V-26) montrent des différences non négligeables sur les CR superficielles pour les 2 alliages (+80 à +100 MPa de traction en surface en raffinant), mais peu de variation du profil global de CR. Dans ce qui suit, le maillage 3D-1 le plus grossier qui semble suffisant pour décrire l'état mécanique après CL (voir le tableau V-4) est utilisé essentiellement.

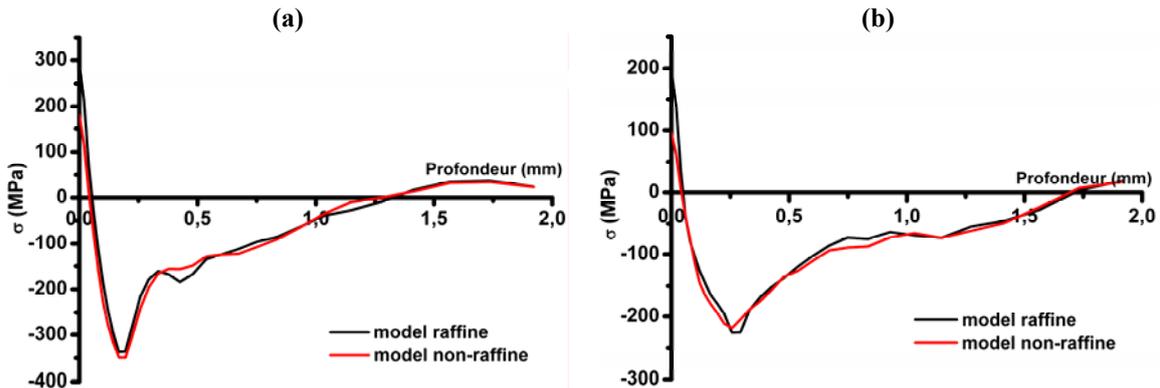


Figure V-26 : (a) σ_{11} en profondeur au centre d'impact (AA2050-T8, P=5 GPa, d=1,7mm), (b) σ_{11} en profondeur au centre d'impact (AA6056-T4, P=4GPa, d=2mm)

V-2.2. Simulation en 3D d'un traitement de surface par recouvrement d'impacts de laser sur l'alliage 2050-T8

V-2.2.1. Conditions de calcul

Après avoir optimisé les conditions de calcul en 3D (pas de temps, maillage), et validé le profil spatial de pression sur un mono-impact de laser, le traitement de surface par recouvrement de plusieurs impacts est considéré, et l'influence spécifique du taux de recouvrement sur les champs de CR et déformation est donc étudiée.

Pour décrire le chargement $P=f(x,y,t)$:

--Une carte *AMPLITUDE est utilisée dans le fichier inp qui nous permet de programmer, sur toute la durée du chargement (Figure V-27a), l'évolution en normalisé de la pression appliquée en fonction du temps $P_0(t)$ (cf. Annexe 10).

--Un sous-programme fortran de type *VDLOAD est utilisé permettant d'appliquer un chargement non uniforme $P=f(x,y,t)$ en positionnant les impacts de laser les uns par rapport aux autres dans l'espace, centrés sur des valeurs (x_i, y_i) , et de programmer une chronologie, donc de modifier la stratégie de traitement (cf. annexe 11).

--Trois taux de recouvrement ont été étudiés : 33 %, 50 % et 66 %.

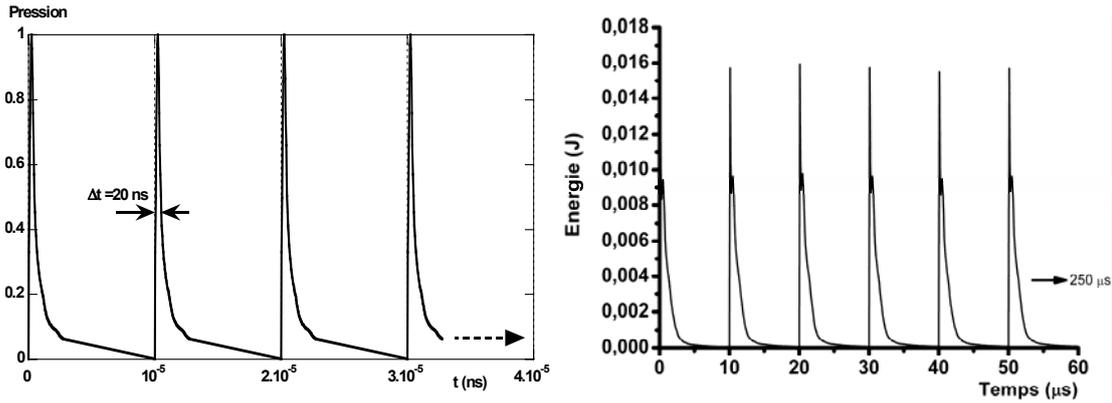


Figure V-27 : (a) Cycle de chargement $P=f(t)$ imposé en multi-impacts , (b) énergie cinétique correspondante (durée réelle entre impacts = 10 µs)

Lors du calcul, des pas de temps fixes de 1ns sont utilisés, 3 fois inférieurs au pas de temps automatique donné par défaut par le solveur (cf. V-2.1.4). La Figure V-27b confirme qu'une durée réelle entre impacts de 10⁻⁵ s est suffisante pour attendre la stabilité du système avant l'impact suivant. Une matrice de 5 x 5 = 25 impacts sera utilisée pour simuler le traitement de sur une surface étendue.

V-2.2.2. Calculs sur AA2050-T8

Des résultats de simulations de 25 impacts de laser sur 2050-T8 sont présentés, avec une stratégie de traitement aller-retour classique (Figure V-28a) correspondant à l'état de surface présenté en Figure V-28b. Comme pour les simulations en 2D, nous passerons en revue l'influence de différents paramètres expérimentaux en insistant sur celle du taux de recouvrement.

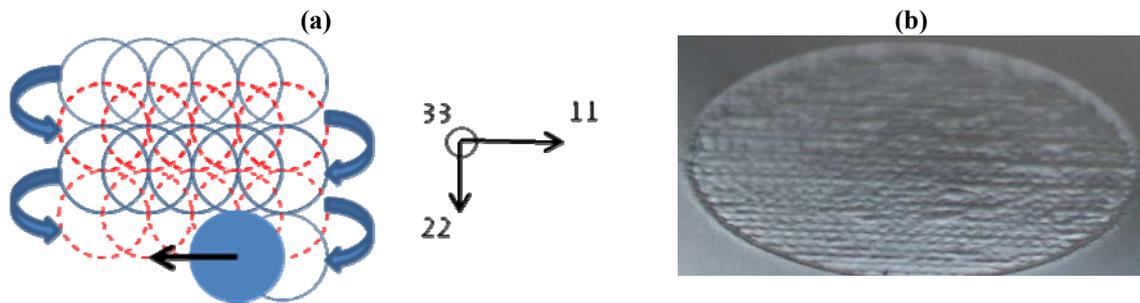


Figure V-28 : Choc-laser avec 50 % recouvrement - (a) Stratégie de traitement classique, (b) surface d'AA2050-T8 traité par choc (d=1,6mm, P=5 GPa)

Le premier résultat de ces simulations est la forte hétérogénéité de l'état de CR en surface, qui s'estompe progressivement en sous-couche (Figure V-29). Les singularités de déformation au milieu de chaque mono- impact circulaire, qui affectent 100-200 µm de profondeur semblent expliquer ce phénomène. Le 2^{ème} résultat important, qui sera à confirmer par la suite, est une tendance à l'anisotropie des CR : les σ_{22} (dans le sens perpendiculaire au

sens de traitement) sont supérieures aux σ_{11} . Enfin, la dernière ligne de traitement (en haut sur les figures) présente une singularité par rapport aux 4 lignes précédentes.

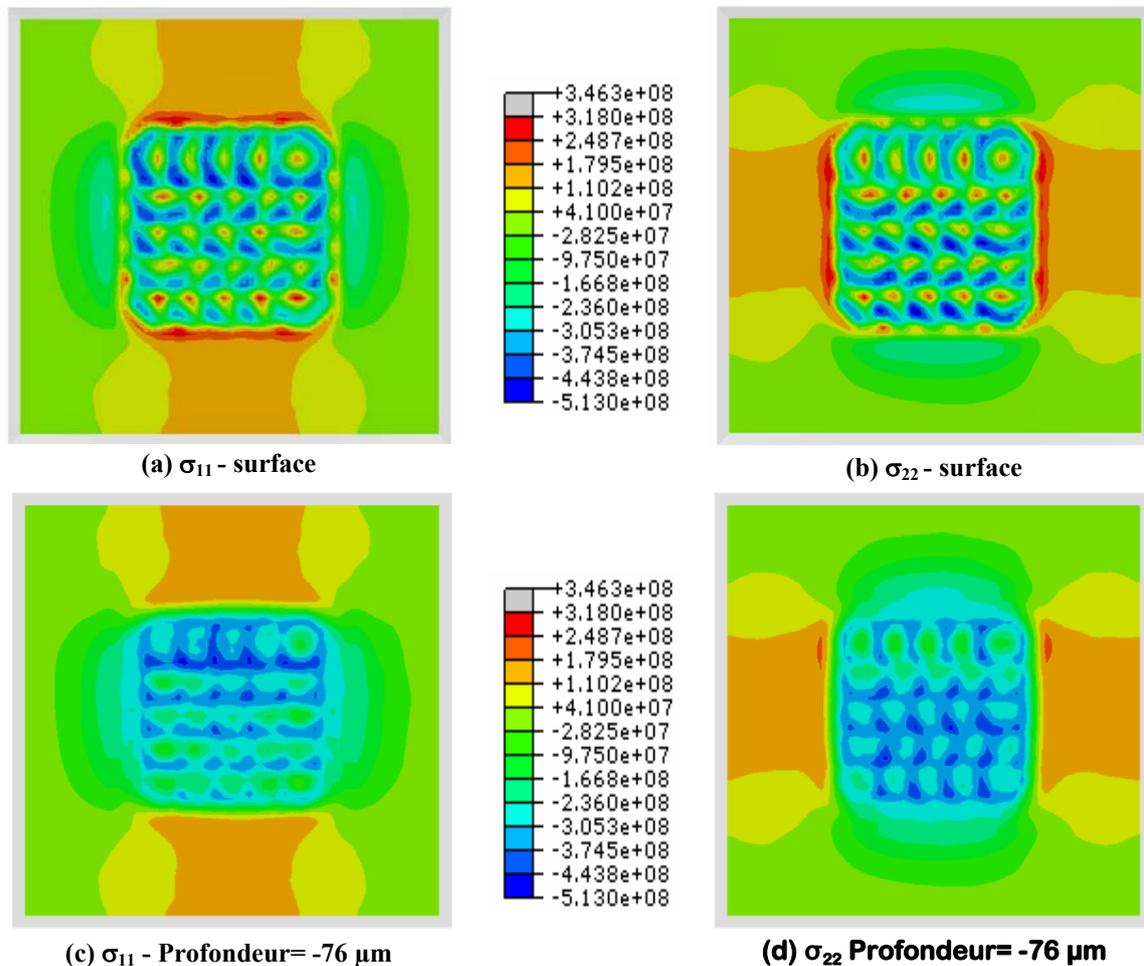


Figure V-29 : Iso-contours de CR σ_{11} et σ_{22} (alliage 2050-T8) pour un traitement de CL (rec.=50%, d=1,6 mm, P=5 GPa) : (a) et (b) en surface, (c) et (d) -76 μm sous la surface

V-2.2.3. Influence de la pression d'impact

Dans cette partie nous étudions l'effet d'une variation de pression d'impact (entre 3 GPa et 5 GPa) sur l'état des déformations et des CR dans 2050-T8.

Pour représenter des courbes de résultats en surface et en profondeur, il est nécessaire de considérer l'hétérogénéité du champ de CR et de déformation, donc de considérer plusieurs « chemins » de représentation: chemin 1 et chemin 2 sur la surface, chemin 3 et chemin 4 dans la profondeur (Figure V-30). Ces 4 chemins correspondent, dans l'exemple présenté, à des états extrêmes de CR et de déformation.

L'influence d'une augmentation de pression d'impact vis-à-vis des CR superficielles peut être résumée ainsi :

- les niveaux de CR augmentent avec P ;
- l'hétérogénéité du champ de CR (contrainte maxi / contrainte mini) augmente

également avec P. Ainsi, un recouvrement d'impact à 3 GPa (rec. 50%) génère des CR comprises entre -200 MPa et -300 MPa à 3 GPa, et des CR comprises entre -100 et -450 MPa à 5 GPa. Le passage de 3 GPa à 5 GPa entraîne même la formation plus systématique de CR de traction à la surface de l'alliage. Par ailleurs, la période de la topographie de surface (autour de 0,5 mm) diminue avec le taux de recouvrement ;

- l'anisotropie du champ de CR par rapport à la direction de traitement de CL augmente avec P (Figure V-32) : les σ_{11} (sens de traitement) et σ_{22} (sens perpendiculaire) sont presque identiques pour P=3 GPa, alors que les $\sigma_{22} > \sigma_{11}$ pour P= 5 GPa ;
- les CR au bord de la zone traitée par CL passent plus nettement en traction avec l'augmentation de pression (+280 MPa à P=5 GPa : Figure V-31).

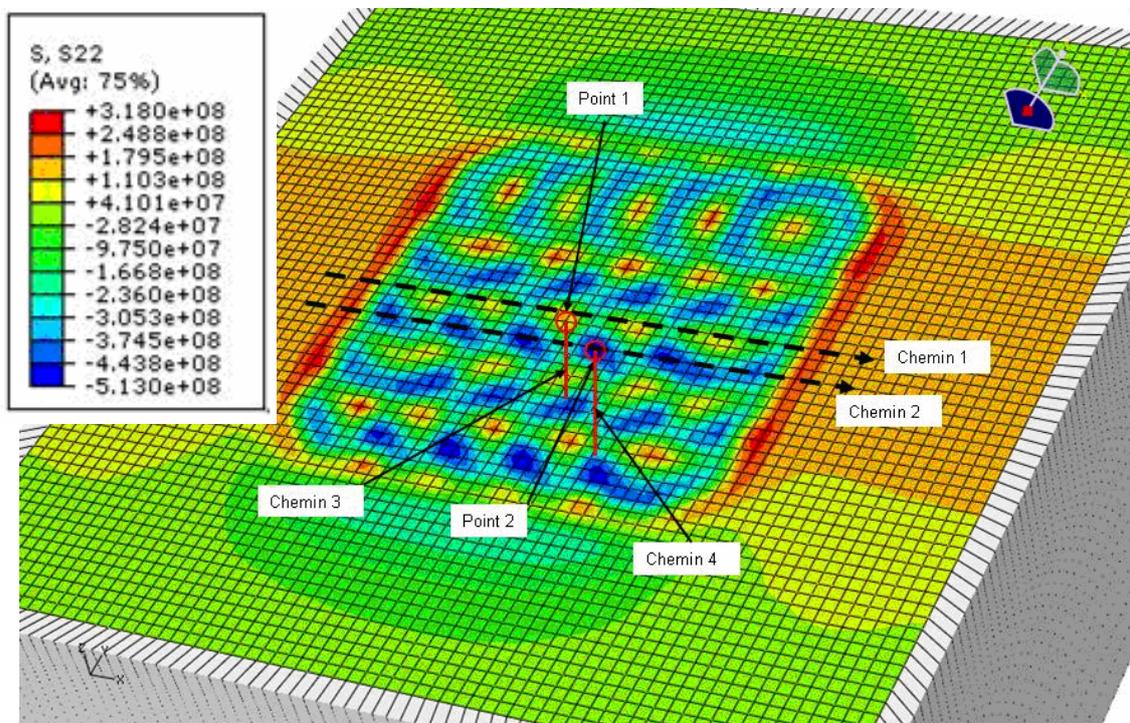


Figure V-30 : Iso-contours de contraintes σ_{22} généré par un traitement de choc-laser (50 % recouvrement, d=1,5 mm, P=5 GPa) – Position des chemins d’analyse considérés (1 et 2 en surface, 3 et 4 en profondeur)

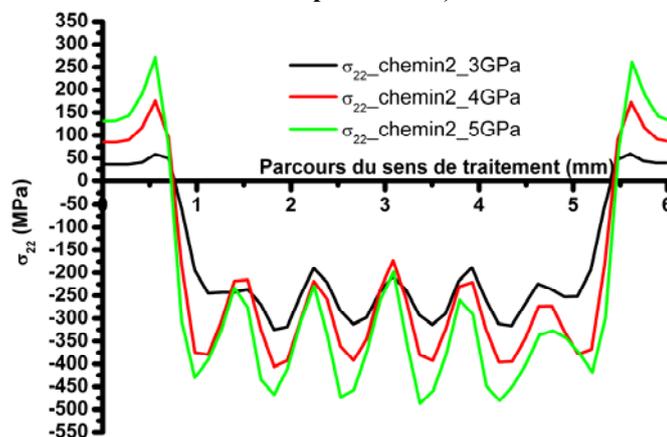


Figure V-31 : Influence de la pression d'impact sur la distribution de contraintes résiduelles en surface (alliage 2050-T8, 50 % rec.)

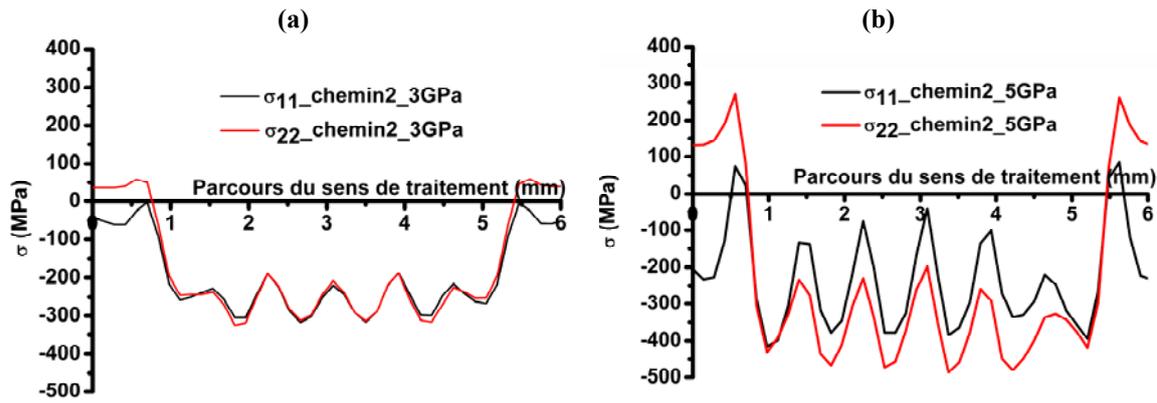


Figure V-32 : Influence de la pression d'impact (3 GPa et 5 GPa) sur l'anisotropie du champ de contraintes résiduelles σ_{11} et σ_{22} en surface (AA2050-T8, 50 % rec., localisation = chemin 2)

Si on analyse maintenant les distributions de CR en profondeur (Figure V-33) :

- l'anisotropie et l'hétérogénéité du champ de CR sont limitées à la surface du matériau (sur environ 200 μm) ;
- les profondeurs en compression augmentent avec P : de 700 μm quel que soit le chemin (3 ou 4) considéré à P=3 GPa, jusqu'à 1,2 mm à P=5 GPa ;
- les CR à 100 μm de profondeur sont beaucoup plus homogènes qu'en surface (Figure V-34).

Enfin, dans tous les cas étudiés, pour P=5 GPa, le maximum de CR induites par CL se rapproche à la limite d'élasticité (-480 MPa) (Figure V-33).

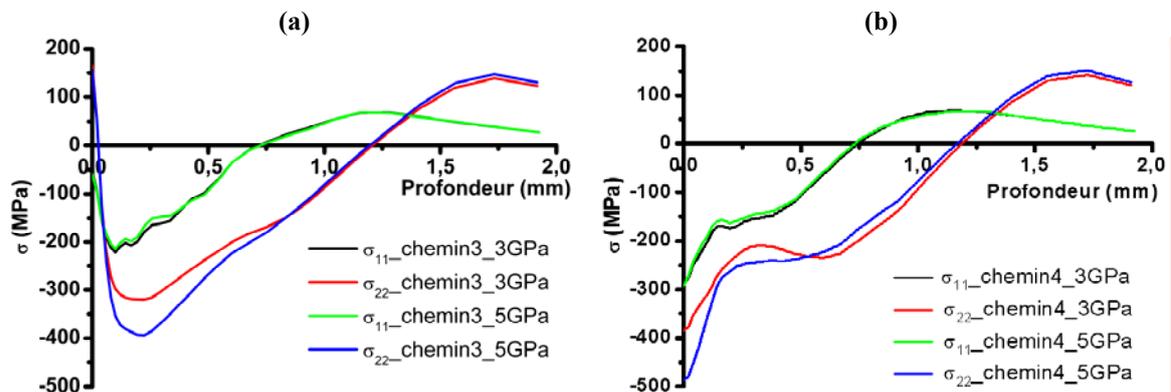


Figure V-33 : Influence de la pression d'impact (3 GPa et 5 GPa) et de la position (chemins 3 et 4) sur la distribution de CR σ_{11} et σ_{22} en profondeur (2050-T8, 50 % rec.)

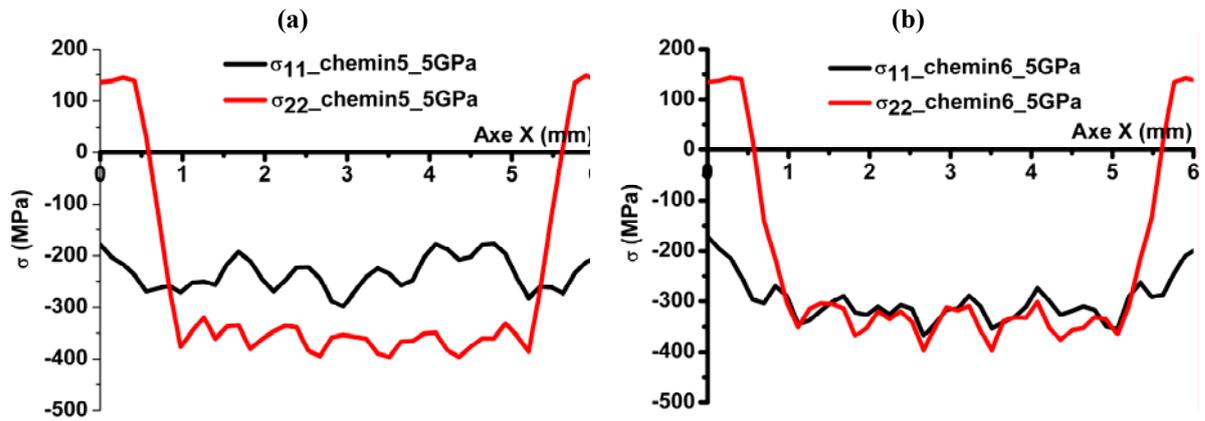


Figure V-34 : Distributions des CR à 100 μ m en profondeur (2050-T8, 50 % rec.)

En surface (Figure V-35), la comparaison expérience (valeur moyenne) / simulation donne un accord très satisfaisant. Les deux niveaux de CR déterminées expérimentalement sont compris dans l'amplitude de fluctuation des CR simulées.

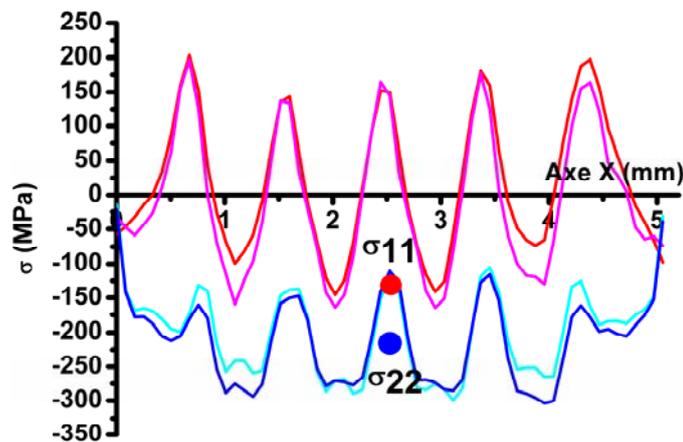


Figure V-35 : Comparaison expérience/simulation en CR en surface (2050-T8, 50% rec., 3 GPa, d=1,8 mm)

V-2.2.4. Influence du diamètre d'impact

Pour étudier l'influence du diamètre d'impact, le modèle raffiné en 3D-2 (voir tableau V-4) est utilisé. Deux diamètres ont été étudiés : 1 mm et 1,6 mm. A taux de recouvrement (50 %) et de pression (5 GPa) équivalents, plus le diamètre est important, plus CR sont hétérogènes en surface (Figure V-36a). Enfin, comme en 2D, la profondeur en compression est plus importante pour le diamètre le plus grand de 1,6 mm (Figure V-36b), en raison d'une diminution des effets en 2D qui favorisent l'atténuation des ondes de choc.

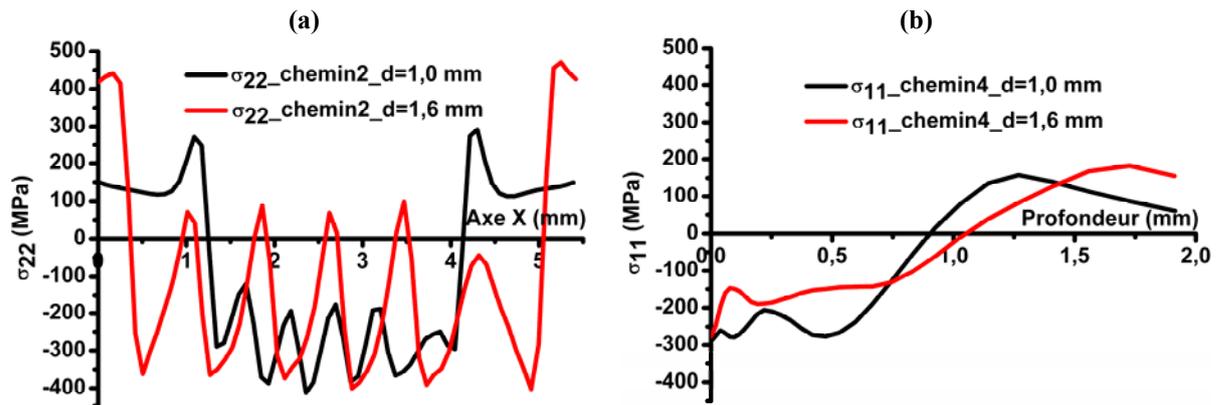


Figure V-36 : Influence du diamètre d'impact (5 GPa) sur la distribution de contraintes résiduelles (a) en surface (AA2050-T8, 50 % rec.), (b) en profondeur

V-2.2.5. Influence du taux de recouvrement (33%, 50%, 67%)

Le taux de recouvrement (% rec. = $\Delta x / D$, avec D = diamètre d'impact et Δx = déplacement entre 2 impacts) est l'un des paramètres les plus importants en CL pour modifier la topographie et l'état mécanique des surfaces. Les simulations en 3D nous permettent d'étudier son influence, en particulier vis-à-vis de l'homogénéité des états de CR, les zones traitées étant soumises à des cycles mécaniques très différents. Par exemple : un CL avec 50 % rec., génère des zones locales traitées par 2, 3 ou 4 impacts (Figure V-37).

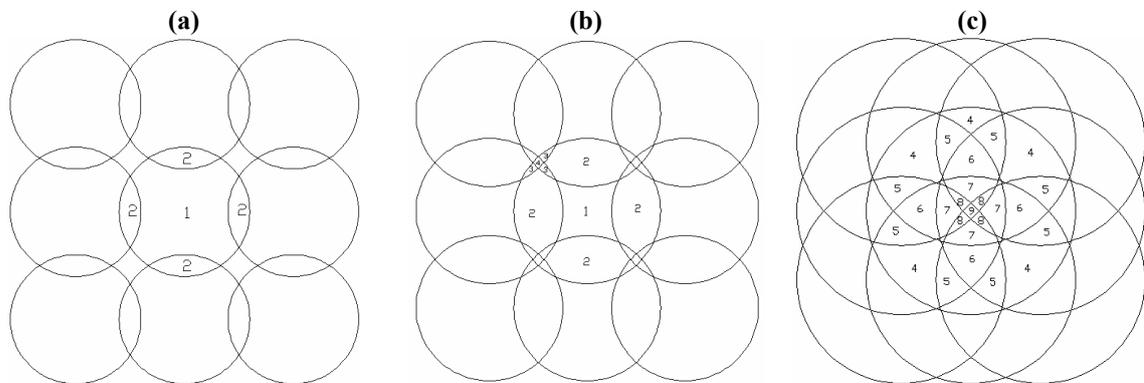


Figure V-37 : Type de recouvrements d'impacts circulaires utilisés lors des traitements de CL : (a) 33 %, (b) 50 %, les nombres 3 et 4 sont trop petits, (c) 66 % et nombre d'impacts locaux correspondants

Les profils de σ_{11} (selon l'axe de traitement) et σ_{22} (perpendiculairement à cet axe) montrent que l'homogénéité du champ de CR en surface augmente fortement avec le taux de recouvrement d'impacts entre 33 % et 66 % (Figure V-38). Cette meilleure homogénéité est associée à une diminution des paramètres d'ondulation de la surface (le ratio hauteur maximale / hauteur minimale tend à diminuer). Ainsi, si les niveaux de CR moyens varient assez peu (autour de -260 MPa pour σ_{11} et -350 MPa pour σ_{22}), ces CR dans la zone traitée par CL sont beaucoup plus homogènes à 66 %. On retrouve bien l'anisotropie des CR : $\sigma_{22} >$

σ_{11} pour les trois taux de recouvrement.

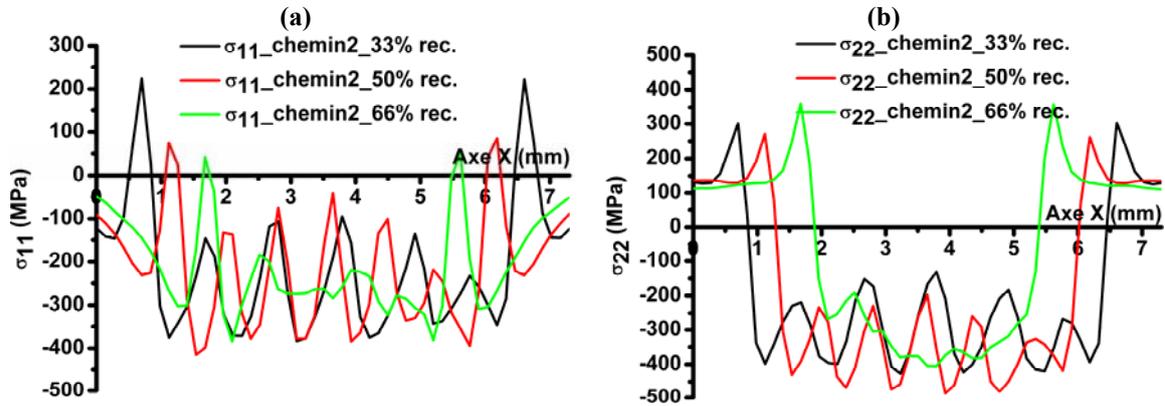


Figure V-38 : Influence du pourcentage de recouvrement sur la distribution des contraintes σ_{11} (a) et σ_{22} (b) en surface (chemin2, d=1,6mm, P=5 GPa)

En profondeur, l'étude des différentes configurations de recouvrement nous montre que les profondeurs affectées plastiquement tendent à augmenter globalement avec le taux de recouvrement (donc avec le nombre d'impacts localement) : de 1 mm à 33 % rec. à 1,45 mm à 66% rec. (Figure V-39). Enfin, le gradient de CR superficiel semble à la fois moins prononcé à fort taux de recouvrement ($\sigma_{\max} - \sigma_{\min} = 300$ MPa à 66% du taux de recouvrement contre 600 MPa à 33%) et plus limité aux couches superficielles (120 μm à 66% du taux de recouvrement contre 200 μm à 33 % rec. : Figure V-39b).

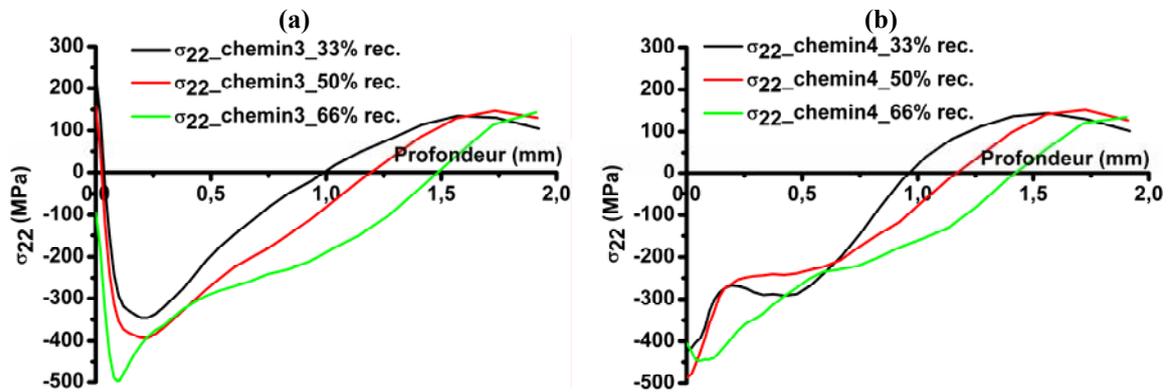


Figure V-39 : Distribution des contraintes σ_{22} en profondeur à P= 5 GPa, d=1,6mm en fonction du taux de recouvrement : (a) chemin 3 (minimum de contrainte de compression en surface), (b) chemin 4

V-2.2.6. Comparaison des résultats expérimentaux (DRX classique et en faible incidence) avec ceux de la simulation numérique sur 2050-T8

Dans cette partie, un traitement de CL avec le taux de recouvrement d'impact de 50% est simulé, cette condition de simulation correspondant le plus souvent aux conditions expérimentales utilisées pour le traitement des matériaux.

V-2.2.6.1. Problème d'échelle

La validation du modèle numérique passe nécessairement par la confrontation avec l'expérience. Cependant, les déterminations de CR sont moyennées sur la surface du spot d'analyse, qui dépend lui-même de la méthode utilisée : tache oblongue de l'ordre de 10 mm² (5mm x 2mm) par DRX en faible incidence, et tache circulaire de 2 mm² (1,5 mm de diamètre en DRX classique). Pour éviter ce problème d'échelle et afin de pouvoir comparer les résultats, nous allons donc les moyenner lors de la simulation numérique, tout en les comparant aux résultats expérimentaux sur un ensemble représentatif de profils simulés en profondeur. Cette moyenne a été réalisée sur 17 points représentatifs (Figure V-40) recouvrant une surface proche de celle analysée en DRX classique. Pour ce qui est des profondeurs d'analyse, la DRX classique donne une valeur intégrant sur 11 µm à partir de la surface et les éléments finis en 3D font de l'ordre de 20 µm d'épaisseur.

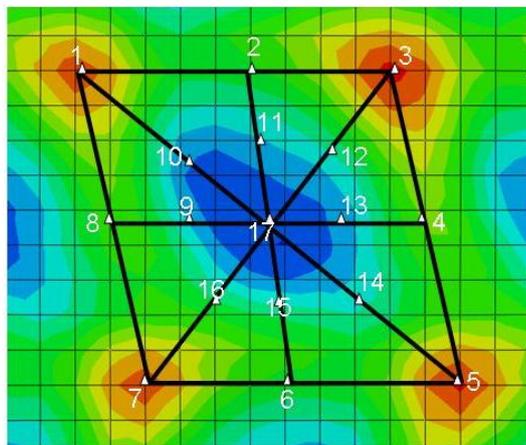


Figure V-40 : Répartition des 17 points choisis dans le modèle de simulation (surface de l'ordre de 1,5 x 1,5 ≈ 2mm²)

V-2.2.6.2. Simulation de deux cas réels sur 2050-T8

La Figure V-41 montre la comparaison des résultats entre expérience et simulation pour le premier cas A sur une profondeur d'analyse de 500 µm. Les conditions de traitement sont résumées dans le tableau V-5.

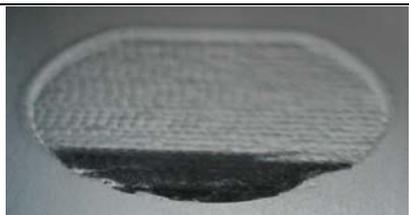
Condition de traitement	Image de la zone traitée	Sens de traitement	Commentaires
D= 1,3 mm, 50% rec., E=1,23 J, zone de 20 mm de diamètre (10 GW/cm ² ≈ 5 GPa)		90°/SL	Les analyses de DRX sont en dehors de la zone brûlée (Scotch déchiré)

Tableau V-5 : Condition de traitement de CL – cas A

On obtient une assez bonne adéquation entre les valeurs simulées moyennes pour σ_{11} et σ_{22} et les résultats de DRX classique, à l'exception des 40 premiers microns de matière pour lesquels l'écart atteint 25 % (-140 MPa contre -90 MPa simulés pour σ_{11}). Par ailleurs, le degré d'anisotropie ($\sigma_{11} < \sigma_{22}$), dépendant de l'axe principal de traitement, est bien vérifié par la simulation. Enfin, les barres d'erreur sur les déterminations de CR par DRX en profondeur (+/- 45 MPa) suffisent à valider les profils moyens simulés.

Par contre, le gradient superficiel très prononcé identifié par DRX en faible incidence (CR de traction sur 2-3 μm) n'est pas observé par la simulation.

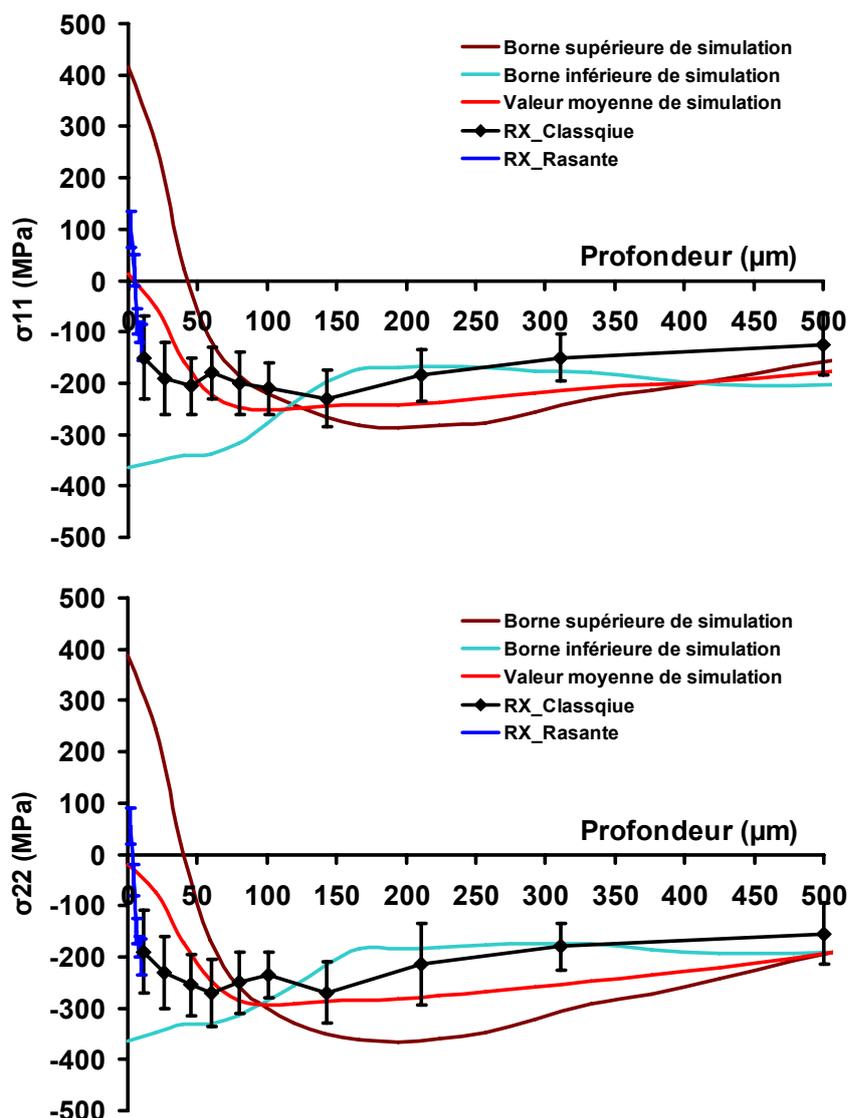


Figure V-41 : Comparaison expérience (DRX classique et en faible incidence) / simulation des CR σ_{11} et σ_{22} en profondeur (2050-T8, d=1,3mm, P=5 GPa) – valeur moyenne des simulations en rouge

Dans le deuxième cas simulé B, nous avons augmenté le diamètre d'impact de 1,3 mm à 1,5 mm et baissé l'énergie de 1,23 J à 0,65 J (Tableau V-6), ce qui entraîne une diminution d'intensité de laser (4 GW/cm²) donc de la pression (3 GPa). Dans ce cas précis, les CR sur

les premiers 200 μm de matière sont bien décrites par la simulation numérique (figure V-42), même si leur niveau est finalement peu différent de celui obtenu avec une intensité de laser supérieure (cas A).

Au final, les simulations en 3D semblent donner des distributions de CR assez proches de celles déterminées par DRX. Des conditions expérimentales plus étendues et des profondeurs d'analyse plus importantes auraient cependant permis de mieux valider les résultats obtenus avec le modèle. En plus, la simulation numérique permet d'obtenir précisément à la distribution hétérogène des CR en surface et en profondeur, qui n'est pas accessible par l'expérience.

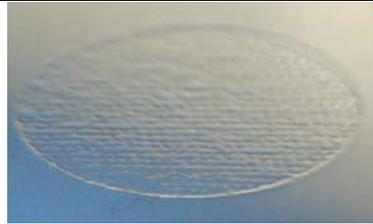
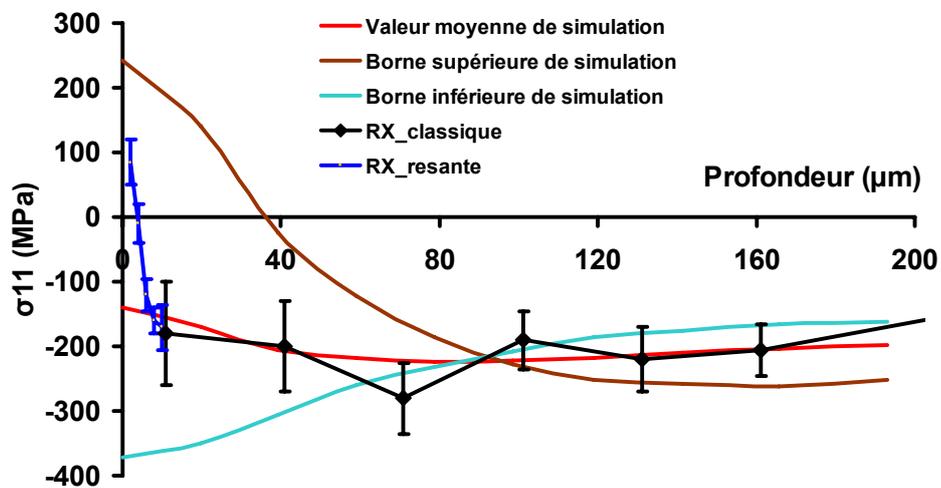
Condition de traitement	Image de la zone traitée	Sens de traitement	Commentaires
D= 1,5 mm, 50% rec., E=0,65 J, diamètre traité 20mm (4GW/cm ² , P≈3 GPa)		90°/SL	

Tableau V-6 : Condition de traitement de CL– cas B



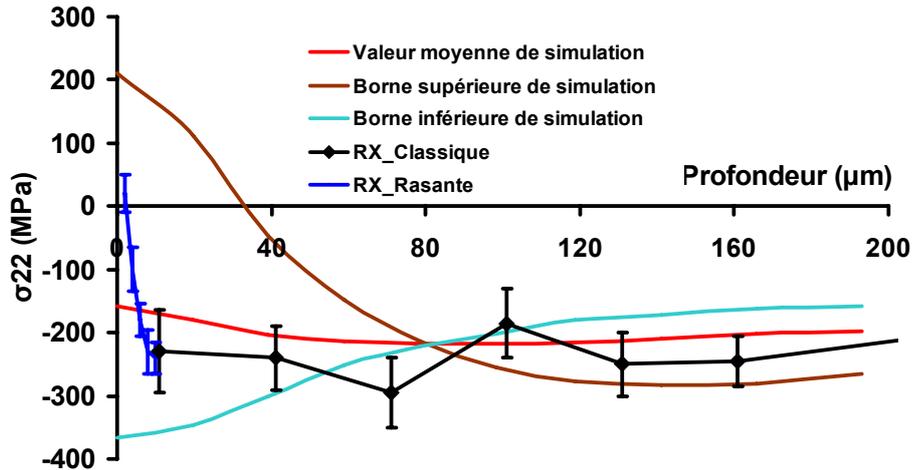


Figure V-42 : Comparaison la simulation (RX classique et en faible incidence) des CR σ_{11} et σ_{22} en profondeur (AA2050-T8, d=1,5mm, P=3,4 GPa)

V-2.3. Résultats des calculs numériques sur 6056-T4

Sans re-détailler toutes les conditions de mise en œuvre du calcul déjà développées pour les simulations numériques sur 2050-T8, nous présentons ici les résultats des calculs sur 6056-T4. Des mesures topographiques ayant été réalisées sur 6056-T4, nous présenterons également des simulations de déformations superficielles.

V-2.3.1. Influence des paramètres expérimentaux

En surface :

Les niveaux de CR maximum calculés sont de l'ordre de -280 MPa pour alliage 6056-T4 contre -420 MPa pour alliage 2050-T8, et ils varient peu avec la pression d'impact (entre 3 GPa et 5 GPa) ; ce qui semble indiquer que le matériau a, dès 3 GPa, atteint son seuil de saturation en déformation plastique et en contrainte [Ballard, 1991], contrairement aux résultats obtenus pour alliage 2050-8. L'augmentation de la pression fait accentuer le caractère hétérogène des CR superficielles (Figure V-43a). Par ailleurs, avec une pression plus élevée (5 GPa) l'anisotropie des CR est plus prononcée pour alliage 2050-8 que celle pour alliage 2050-T8 (Figure V-43b).

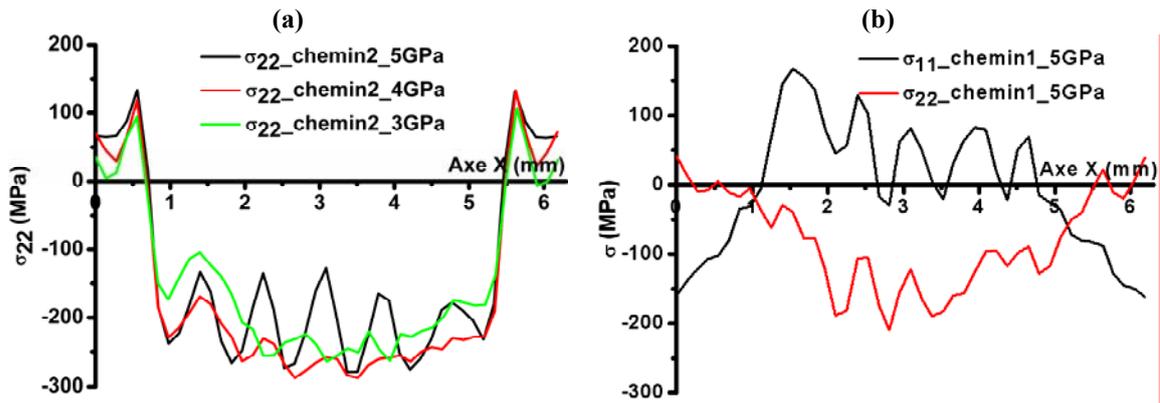


Figure V-43 : (a) Influence de la pression d'impact sur la distribution de contraintes résiduelles σ_{22} en surface (6056-T4), (b) mise en évidence de l'anisotropie des contraintes résiduelles générées par choc-laser (P=5 GPa, d=1,6mm, 50 % rec.) : $\sigma_{22} > \sigma_{11}$

En profondeur :

Comme pour alliage 2050-8, les profondeurs affectées par CL augmentent avec la pression et le diamètre d'impact (Figure V-44). Ces profondeurs sont, à pression équivalente, supérieures pour le matériau à faible limite d'élasticité (1,5 mm pour 6056-T4 contre 1 mm pour 2050-T8), ce qui est compatible avec le fait que lors de l'atténuation des ondes de choc, le seuil de plasticité sous choc est atteint plus rapidement en profondeur sur le matériau le plus résistant. On constate également que, à pression élevée, l'écart en CR (anisotropie) entre σ_{11} et σ_{22} est plus marqué (Figure V-44a).

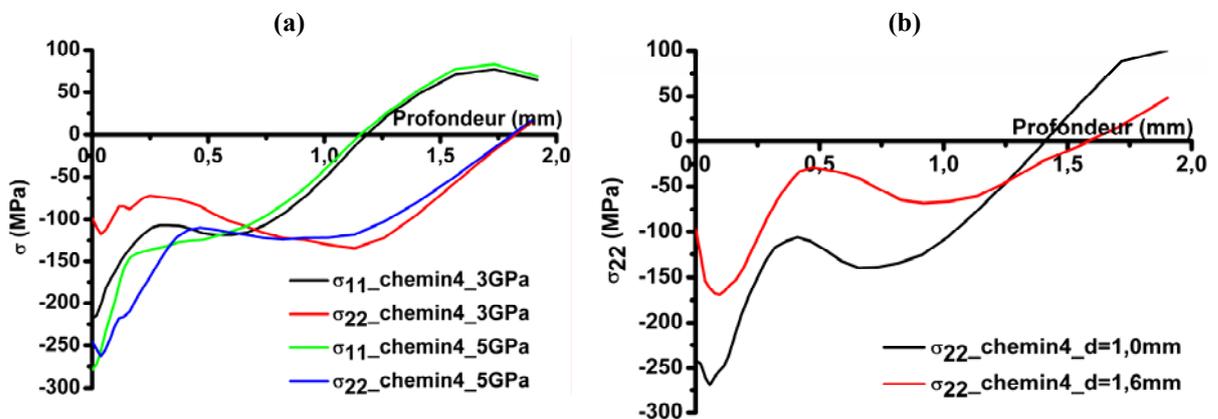


Figure V-44 : (a) Influence de la pression d'impact (3 GPa et 5 GPa) sur les distributions de contraintes résiduelles σ_{11} et σ_{22} en profondeur (50 % rec., d=1,6mm, AA6056-T4), (b) influence du diamètre d'impact (avec P=5 GPa)

L'influence du taux de recouvrement est assez différente de celle observée pour alliage 2050 : au-delà de 50 %, l'homogénéité des CR en surface varie assez peu. Par contre, les niveaux de CR continuent à augmenter, jusqu'à une valeur maximale de -300 MPa (Figure V-45). La représentation par le calcul des états de surface après traitement de CL permet également de donner une bonne indication de la topographie réelle générée par choc-laser (Figure V-46).

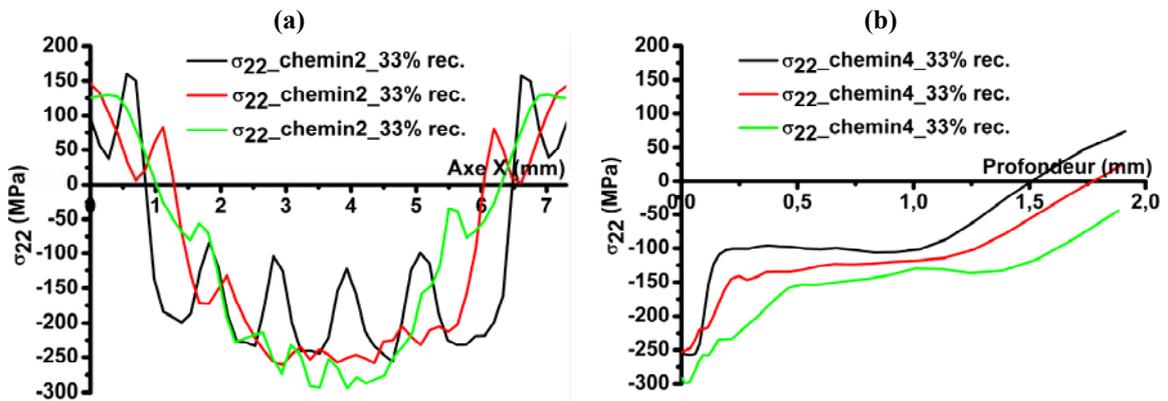


Figure V-45 : Influence du taux de recouvrement sur la distribution des contraintes résiduelles σ_{22} : (a) en surface, (b) en profondeur (P=5 GPa, d=1,6 mm, 6056-T4)

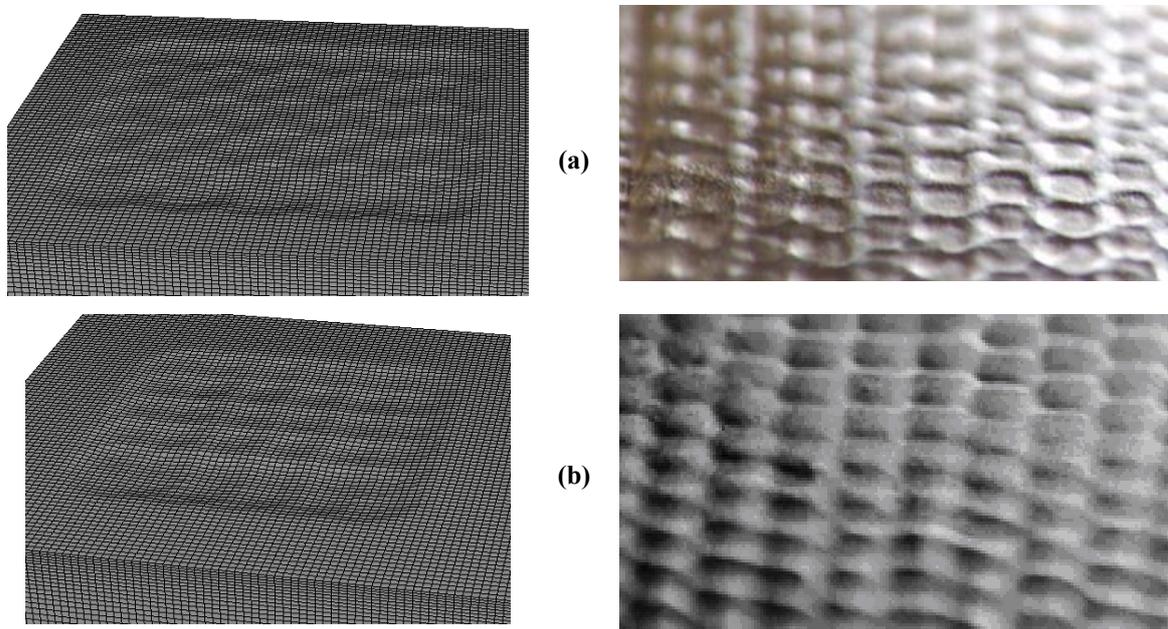


Figure V-46 : Déformation u_3 des surfaces traitées par différents taux de recouvrements : (a) 33 %, (b) 50 % (6056, P=4 GPa) – le déplacement de matière selon l'axe 3 est amplifié d'un facteur 5

V-2.3.2. Comparaison expérience/simulation (DRX classique et en faible incidence) sur 6056-T4

Comme sur l'alliage 2050-T8, nous allons confronter différentes simulations numériques aux résultats de diffraction X (et de mesures topographiques) correspondants.

Le premier cas considéré (Tableau V-7) présente une distribution de CR déterminée relativement éloignée (surtout en σ_{11}) des calculs numériques avec des écarts de 50 à 80 MPa.

Condition de traitement	de	Image de la zone traitée	Sens de traitement	Commentaires
Impact de 1,8 mm, 66 % rec. E=1,05J, zone traitée de 20 mm (4,5 GW/cm ² , ≈ 3,5 GPa)			90°/SL	les déterminations de CR par DRX sont faites en dehors des zones « affectées thermiquement »

Tableau V-7 : Condition de traitement de CL (cas C)

Le calcul indique une anisotropie plus importante que les résultats de DRX, avec une surface faiblement en compression selon l'axe (11) (sens de traitement). La présence d'effets thermiques résiduels au niveau de la surface (Tableau V-7), laisse supposer que le champ de CR expérimental est surtout issu d'une sollicitation thermomécanique. Ces effets thermiques auraient cependant dû favoriser la présence de CR de traction localement.

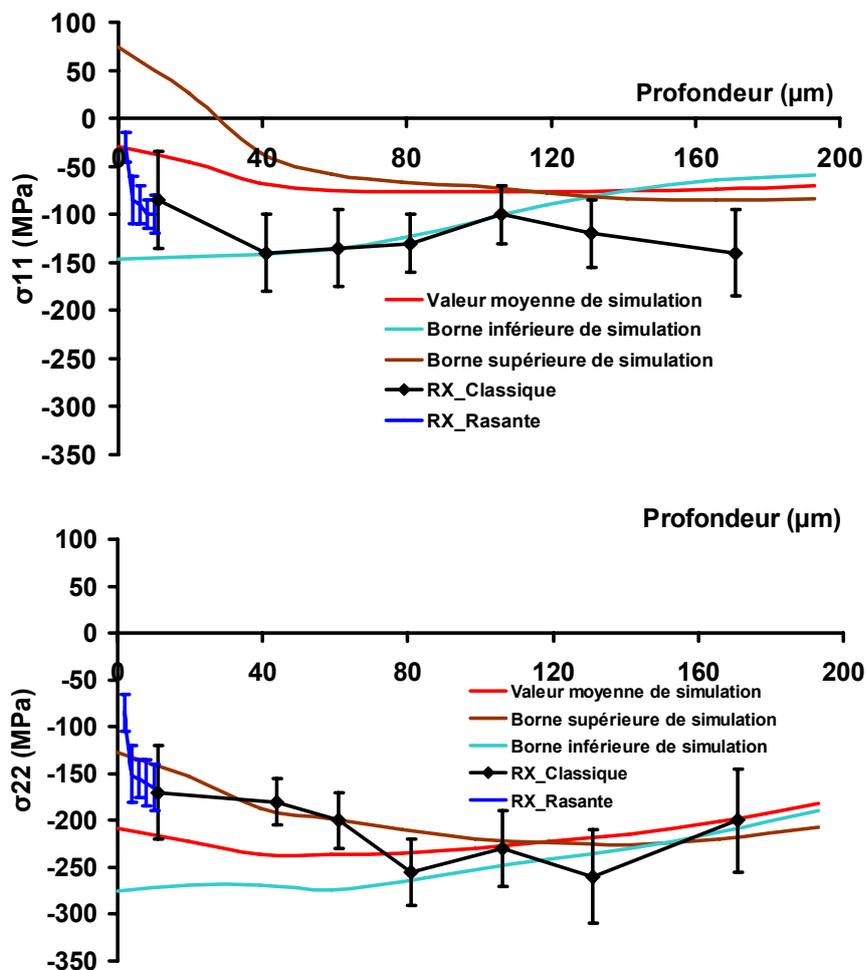


Figure V-47 : Profils de CR en profondeur - Comparaison DRX classique et en faible incidence / calcul numérique (moyenne en rouge) - (6056-T4, d=1,8 mm, P=3,5 GPa, 66 % rec.)

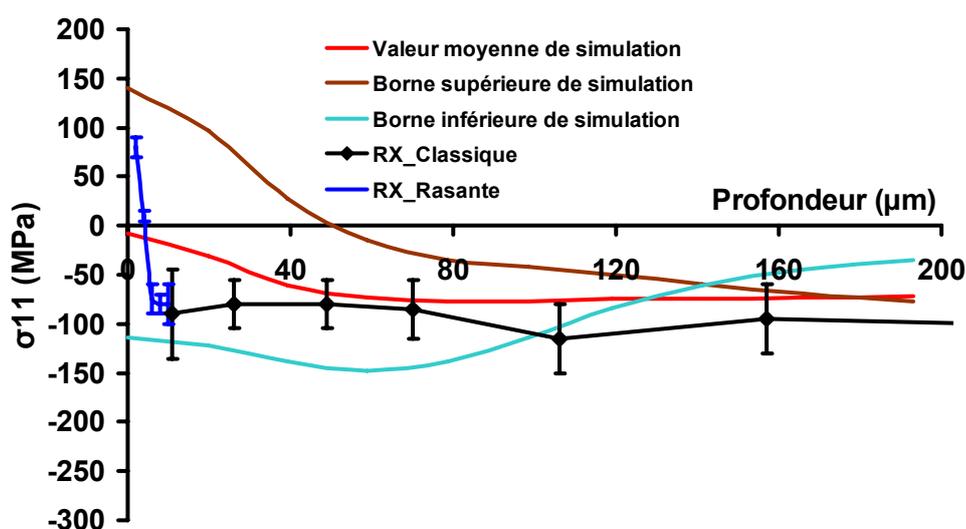
Dans le second cas considéré (Tableau V-8), nous avons utilisé un ensemble peinture +scotch pour assurer une bonne protection thermique pendant le CL. Par rapport au cas précédent, seul le taux de recouvrement change (50 % au lieu de 66 %).

Condition de traitement	Image de la zone traitée	Sens de traitement	Commentaires
Impact de 1,5mm, 1 passe à 50% rec. E=0,75 J, zone traitée de 20 mm sur tôle de 50 x 30 x14 mm ³ (4,5 GW/cm ² , environ 3,5 GPa)		90°/SL	avec peinture + scotch

Tableau V-8 : Condition de traitement de CL(cas D)

Encore une fois, les champs de CR expérimentaux sont moins anisotropes (globalement $\sigma_{11} = \sigma_{22}$) que ceux fournis par la simulation, et l'écart expérience/moyenne des simulations est proche de 80 MPa (Figure V-48).

Pour cette condition de traitement de CL, une comparaison des déformations de surface mesurées (profilométrie confocale) ou simulées montre un assez bon accord (Figure V-49), malgré des différences de hauteurs (creux/bosse) surestimées par la simulation (13 μm contre 9 μm). Cette différence peut-être due à la précision expérimentale sur la détermination de la taille d'impact.



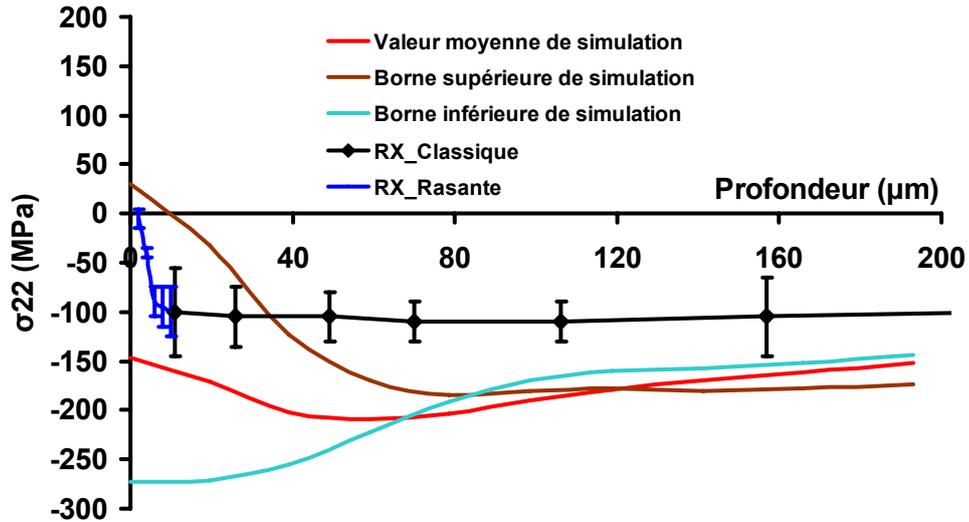


Figure V-48 : Comparaison expérience / simulation (AA6056-T4, d=1,5mm, P=3,5 GPa, 50 % rec.)

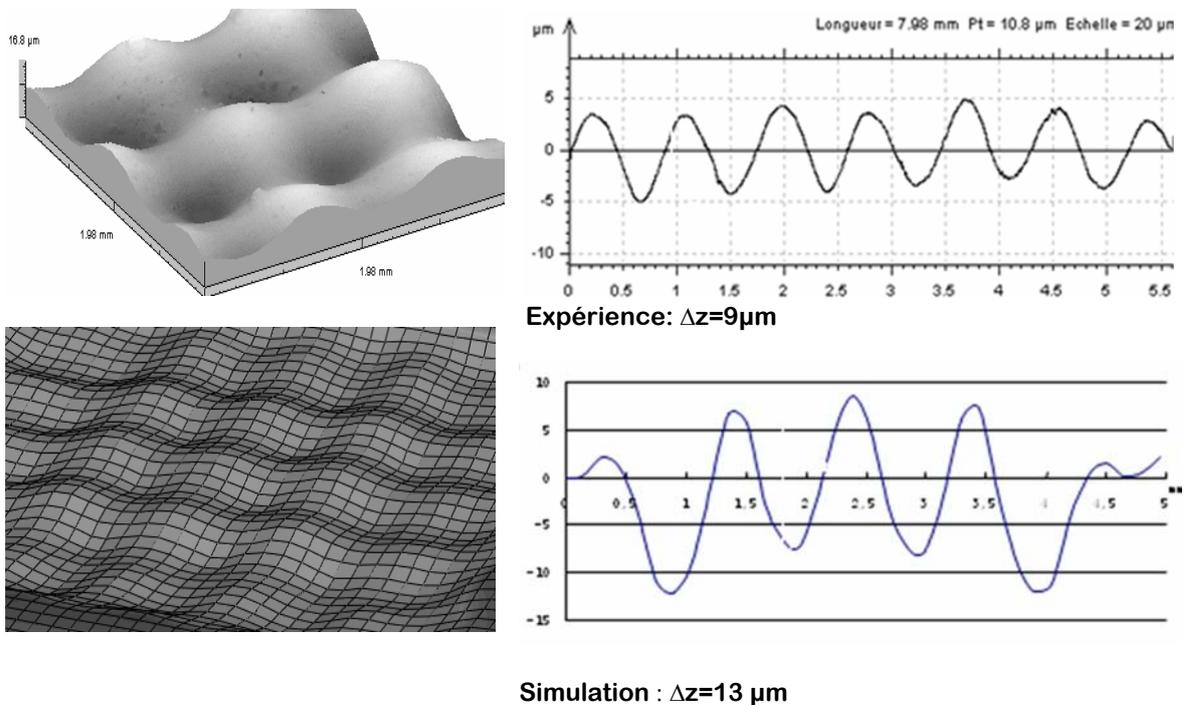


Figure V-49 : Déformations de la surface : profilométrie confocale / simulation numérique $u_3=f(x)$ (50 % rec.)

Dans le dernier cas considéré (Tableau V-9), seul le diamètre d'impact est modifié : on passe de 1,5 mm à 2 mm, avec $I=5 \text{ GW/cm}^2$ et % rec. = 50. Dans cet exemple (Figure V-50), les CR déterminées sont globalement supérieures aux CR moyennes calculées par le modèle (-170 MPa contre -140 MPa pour σ_{11} , -260 MPa contre -190 MPa pour σ_{22}). Aucune explication n'a pu être apportée pour expliquer cette différence, à l'exception d'une erreur dans la détermination des diamètres d'impact de laser (la détermination d'une taille d'impact de 1

mm à 1,5 mm peut facilement être entachée d'erreurs, qui modifient fortement la valeur d'intensité de laser prévue).

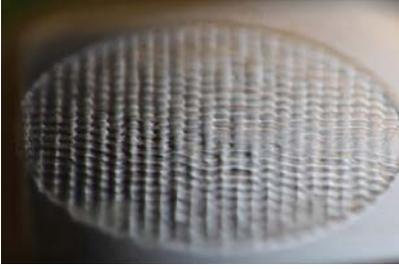
Condition de traitement	Image de la zone traitée	Sens de traitement	Commentaires
Impact de 2 mm, % rec.= 50% E=1,4J, zone traitée de diamètre 20 mm (5 GW/cm ² , environ 3,8 GPa)		90°/SL	Sans peinture ni scotch

Tableau V-9 : Conditions de traitement de CL (cas E)

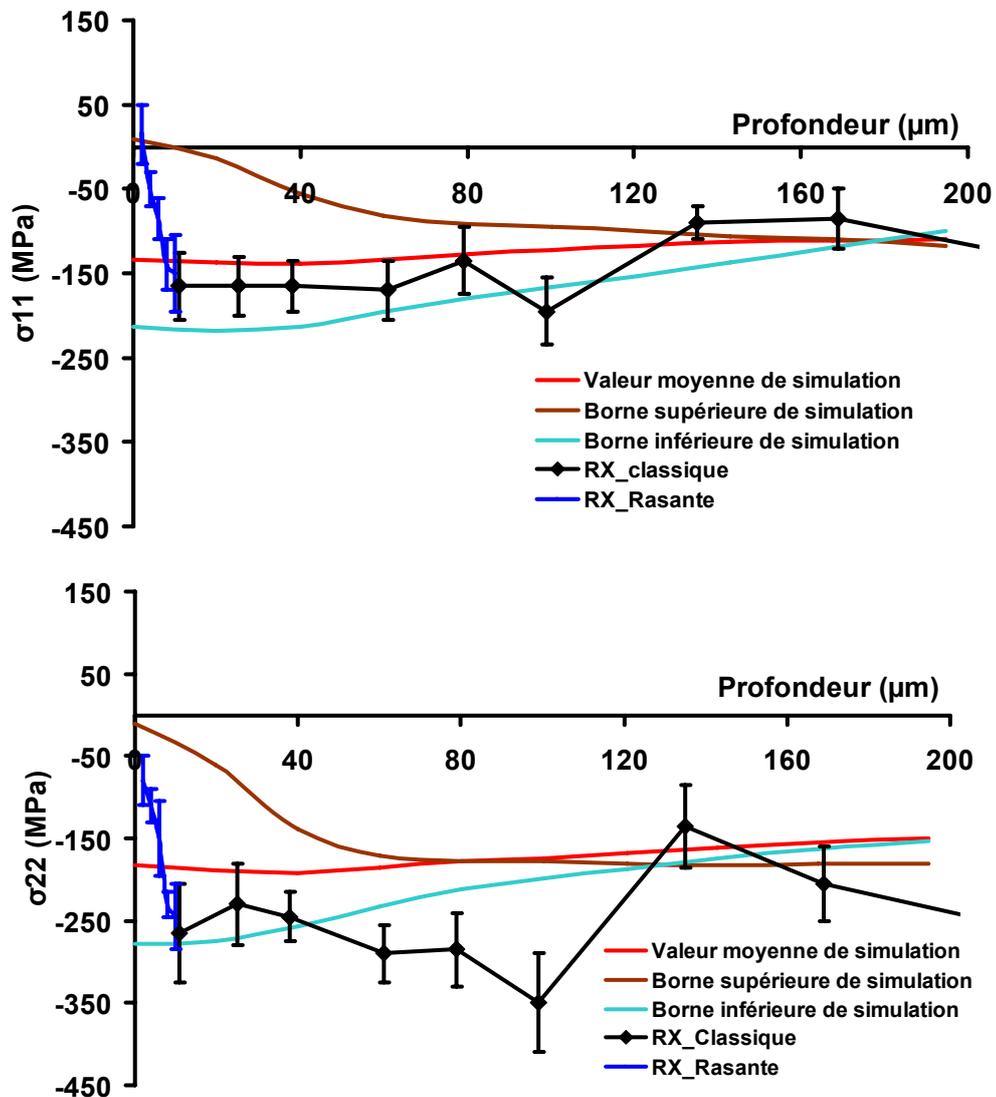


Figure V-50 : Comparaison expérience/ simulation (AA6056-T4, d=2mm, P=3.8 GPa)

Quand on compare les valeurs maximales et minimales de déformation calculées et mesurées (Figure V-51a), on constate que les résultats obtenus par profilométrie (Figure V-51c) sont compris entre les valeurs minimales et maximales calculées. Ce phénomène est illustré par la Figure V-51 b et d.

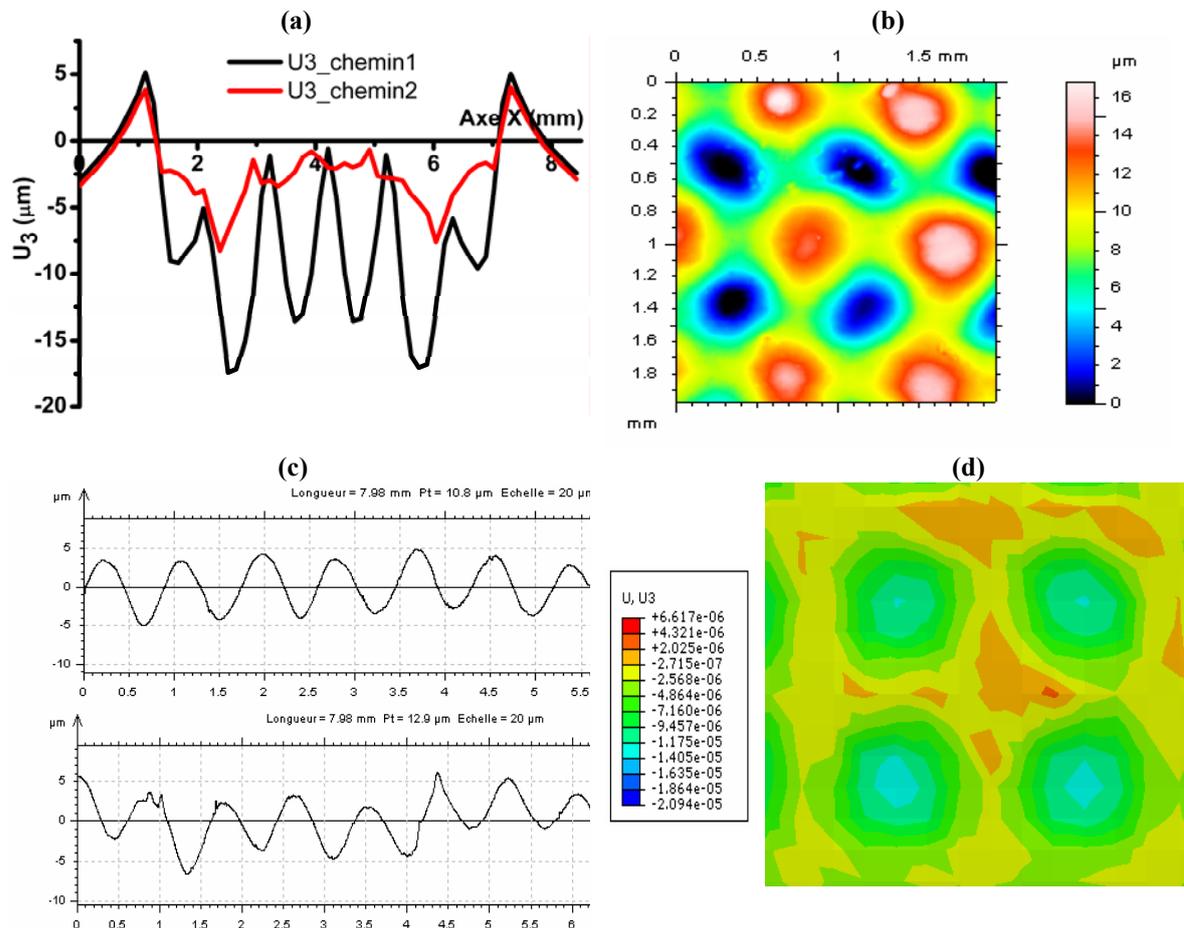


Figure V-51 : Comparaison simulation / expérience en surface (a) u_3 sur 2 chemins d'extrémité, (b) et (c) profilométrie confocale (AA6056-T4, $d=2\text{mm}$, $P=3,8\text{ GPa}$, 50% recouvrement), (d) isocontour de u_3 obtenu par simulation

V.2.4. Discussion

L'accord entre la simulation numérique et l'expérience est moins bon pour alliage 6056-T4 que pour alliage 2050-T8. Plusieurs raisons peuvent expliquer ce constat :

Des raisons expérimentales. Par exemple, une faible erreur sur la détermination du diamètre d'impact (1,3 mm au lieu de 1,5 mm) a un effet très important sur la déformée des surfaces, le décalage inter-impacts étant programmé et défini au départ comme une proportion du diamètre d'impact attendu. Cette incertitude expérimentale sur le diamètre d'impact réel (on peut difficilement donner une valeur de diamètre précise à 200 μm près) a également une incidence très importante sur les valeurs d'intensité – donc de pression. Ainsi, une énergie de

0,9 J déposée par une impulsion de laser de 9 ns va correspondre à une intensité de 7,5 GW/cm² ($P \approx 4,7$ GPa) sur un impact de 1,3 mm et de 5,5 GW/cm² ($P=3,7$ GPa) sur un impact de 1,5 mm.

De l'équation I-2, on peut quantifier l'effet de l'incertitude de pression en fonction de celle de diamètre d'impact (cf. Figure V-52).

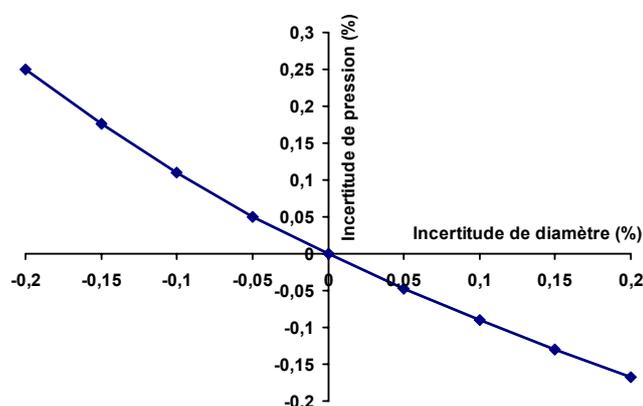


Figure V-52 : Effet de l'incertitude de pression en fonction celle de diamètre d'impact mesuré

De même, la présence d'effets thermiques locaux éventuels, non considérés dans la simulation, peut modifier fortement les résultats obtenus.

Le modèle numérique. Les lois de comportement retenues pour décrire les deux alliages considèrent un écrouissage isotrope qui n'intègre pas de comportement cyclique, alors que les surfaces traitées (en particulier à 66 % rec.) peuvent voir de 2 à 8 impacts localement. Toutefois ces deux alliages présentent un écrouissage limité et des lois de comportement en statique qui sont proches de élastique parfaitement plastique (cf. Figure III-2 et 3).

De même, la présence d'effets thermiques locaux éventuels, non considérés dans la simulation, peut modifier fortement les résultats obtenus.

Plus généralement, la validation d'un tel modèle serait plus facile avec des alliages à haute limite d'élasticité, pour lesquels des niveaux de CR seraient plus élevés et permettraient de mieux comparer l'expérience à la simulation. L'utilisation des grands diamètres d'impact permette de réduire l'incertitude sur l'intensité de laser.

V.2.5. Influence de la stratégie (ou chronologie) de traitement sur les champs de contraintes résiduelles

L'un des avantages de CL par rapport au grenailage de précontrainte est son caractère déterministe : on programme la position (x_i, y_i) de chaque impact sur la surface au cours du temps. Cela permet alors d'utiliser les 3 différentes stratégies de traitement, tout en

conservant un taux de recouvrement identique (Figure V-53). L'objectif de cette partie d'étude assez originale, était de vérifier l'influence d'un changement de stratégie (ou de chronologie) de traitement vis à vis des distributions de CR, en conservant tous autres paramètres de traitement de CL ($P=5$ GPa, $d=1,6$ mm, 50 % rec.). Nous considérerons ici exclusivement l'alliage 2050-T8.

Les résultats des simulations (Figure V-54) montrent que les iso-contours de CR ont différents les uns des autres, et dépendent beaucoup de la chronologie de traitement. Plus précisément, la stratégie de traitement classique (n°3, ligne après ligne), donne des niveaux de CR maximales en surface plus élevés que les deux autres stratégies de traitement de CL (-450 MPa contre -250 MPa). Par contre, les deux stratégies de traitement atypiques (1 et 2) affectent des profondeurs sensiblement plus importantes (1,5 mm contre 1 mm) que la stratégie traditionnelle. L'état de CR environnant la zone traitée par chaque impact a donc un effet très important sur le champ de CR final.

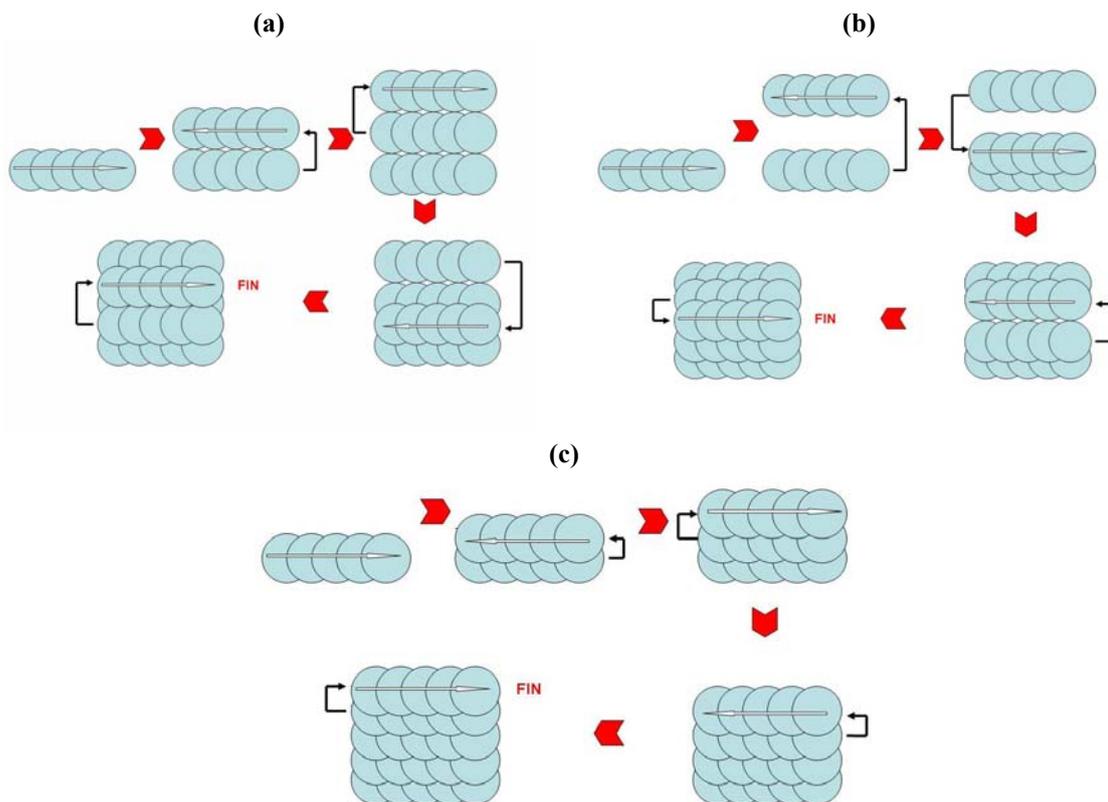


Figure V-53 : Présentation des trois différentes stratégies de traitement à taux de recouvrement constant (50 %) (a) stratégie 1, (b) stratégie 2, (c) stratégie 3 (classique)

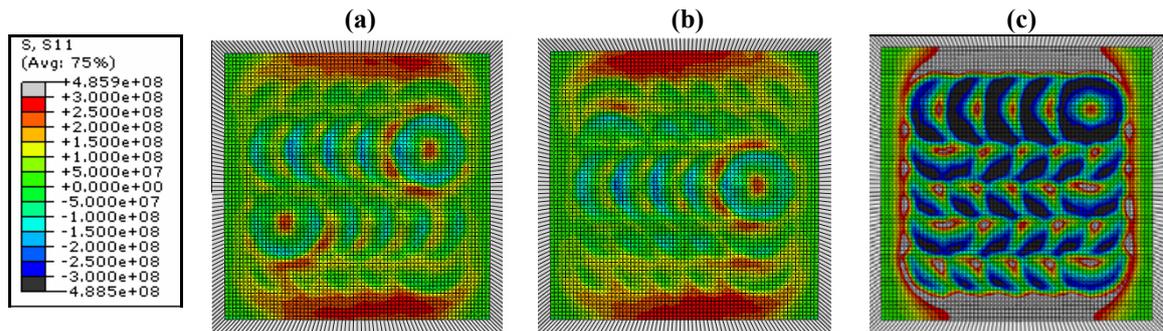


Figure V-54 : Iso-contours de CR σ_{11} (2050-T8) pour un traitement de CL (rec.=50%, d=1,6 mm, P=5 GPa) avec : (a) stratégie 1, (b) stratégie 2, (c) stratégie 3 (classique)

Enfin, l'anisotropie du champ de contrainte, bien identifiée dans la stratégie de traitement classique, est modifiée par le changement de stratégie de traitement (Figure V-55 et Figure V-56).

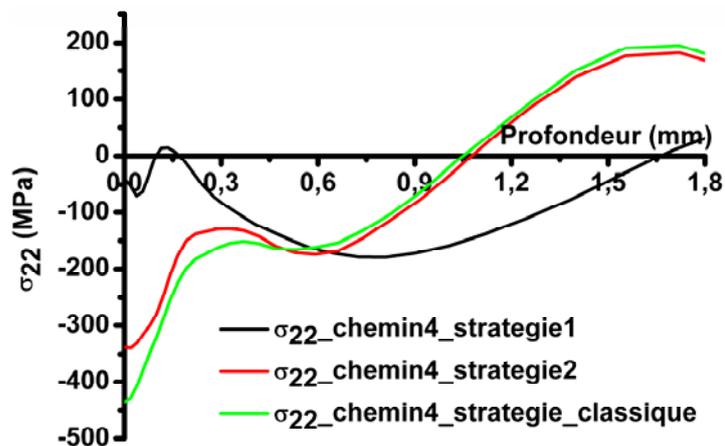


Figure V-55 : Effet des différentes stratégies de traitement sur σ_{22} (2050-T8, d=1,6 mm, P=5 GPa)

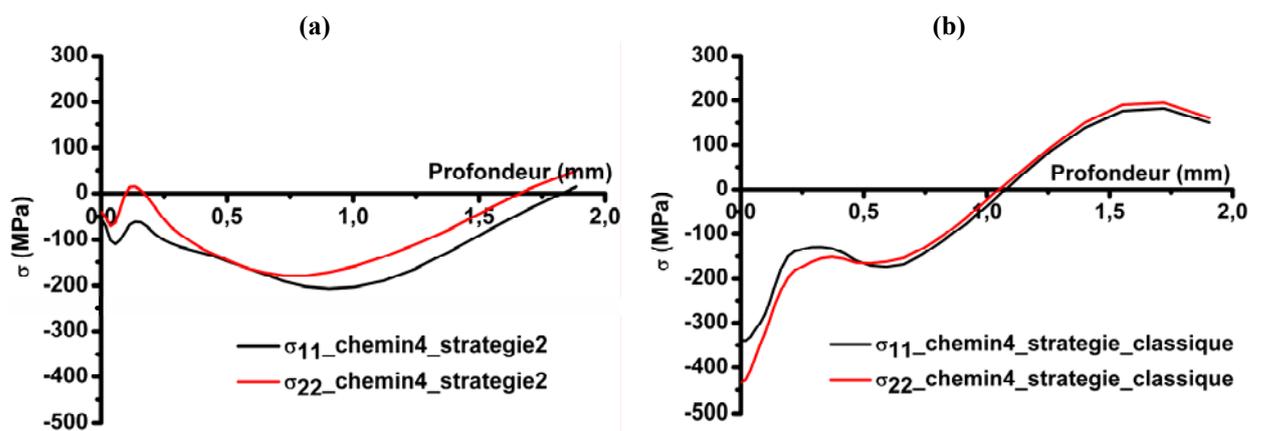


Figure V-56 : Influence de la stratégie – chronologie de traitement sur l'anisotropie des CR : (a) stratégie 2, (b) stratégie 3 classique

V-3. Conclusion et discussion

Nous avons dans cette partie proposé et décrit des modèles numériques en 2D et en 3D destinés à prédire les états mécaniques induits par choc-laser, et en particulier les effets spécifiques des principaux paramètres de traitement par CL : la pression et le diamètre des impacts, le taux de recouvrement entre impacts, et la stratégie de traitement. L'un de nos objectifs principaux était de décrire les fluctuations (ou hétérogénéités) du champ de CR induit par un recouvrement d'impacts de laser, afin de pouvoir utiliser ces données pour expliquer la réactivité électrochimique singulière des surfaces traitées par CL.

Toutes les conditions expérimentales simulées correspondent à des conditions de traitement spécifiques, conditionnées par le laser utilisé au cours de cette étude : des petits impacts de 1 à 2 mm, une durée d'impulsion de 9 ns, des pressions d'impact comprises entre 3 et 5 GPa.

Les résultats des simulations numériques ont été confrontés aux analyses par diffraction des rayons X sur les deux alliages 6056-T4 et 2050-T8.

Par rapport aux études déjà publiées sur le sujet, plusieurs modifications et innovations ont été apportées :

- la validation d'un profil spatio-temporel de pression quasi-sphérique unique $P=f(x, y, t)$ par confrontation avec des mesures de déformation en mono impact sur les deux alliages étudiés ;
- l'utilisation d'éléments infinis sur toute la périphérie du massif d'éléments finis, qui a permis de s'affranchir des problèmes de réflexions d'onde ;
- la simulation d'un grand nombre d'impacts (25 en total) permettant de simuler le procédé de CL avec géométries étendues.
- la prise en compte de l'état de CR initial.

Par ailleurs, nous nous sommes toujours situés dans des gammes paramétriques réalistes, en nous référant aux conditions de traitement par CL utilisées actuellement dans les différents laboratoires de recherche, et surtout en utilisant des conditions de chargement identifiées expérimentalement [[Peyre, 2007](#)] contrairement à la plupart des publications sur le sujet.

Les simulations en 2D-axisymétriques, utilisant des lois de comportement élasto-viscoplastique avec ou sans équation d'état, nous ont tout d'abord permis, en utilisant un maillage très fin (éléments finis de $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$), de passer en revue l'influence des différents paramètres expérimentaux vis-à-vis des déformations et CR, sur les deux alliages. Elles ont permis de retrouver les tendances déjà évoquées dans le modèle analytique de Ballard [[Ballard, 1991](#)] : (1) l'augmentation des profondeurs affectée par le traitement de CL avec : la répétition d'impacts, la pression ou (à un degré moindre) le diamètre d'impact, (2) la

saturation du niveau de déformation plastique et de CR au-delà d'une certaine pression d'impact, dépendante du seuil de plasticité sous choc.

L'utilisation de calculs en 3D a permis d'étudier l'effet des taux de recouvrements entre impacts et de la stratégie de traitement d'une surface. De forts taux de recouvrement (50 % ou 66 %) conduisent à des niveaux de CR plus homogènes, et des profondeurs plastifiées plus importantes.

Ces calculs en 3D ont été confrontés avec les résultats expérimentaux issus des déterminations de CR par DRX. L'accord expérience / simulation est globalement meilleur pour alliage 2050-T8 que pour alliage 6056-T4, mais la description de l'hétérogénéité et l'anisotropie des CR en surface et en profondeur, ainsi que les topographies superficielles sont correctement reproduites par la simulation numérique. Certaines incertitudes sur les conditions expérimentales, essentiellement liées à l'erreur sur la détermination des diamètres d'impact, pourraient expliquer les différences observées.

Conclusion générale et perspectives

Le choc-laser est maintenant un traitement de surface reconnu au niveau industriel pour le renforcement des surfaces métalliques vis-à-vis de la fatigue, la corrosion sous contrainte ou l'usure. Différentes applications industrielles ont ainsi émergé au cours des 10 dernières années, en particulier au niveau aéronautique sur des matériaux légers (titane, aluminium). La maîtrise expérimentale et numérique des états de surface induits par le procédé est donc devenue un enjeu majeur. Par ailleurs, les interactions état mécanique – comportement électrochimique, qui font l'objet de différentes études actuellement, et en particulier dans le cas du projet ANR CAPSUL (<http://capsul.gerailp.fr/tiki/>) ont besoin de connaître précisément les états mécaniques proches de la surface. C'est dans ce contexte que s'est inscrit ce travail de thèse qui avait pour objectifs principaux de :

- caractériser, sur deux alliages d'aluminium, les états mécaniques de surface induits par choc-laser par la diffraction des rayons X classique, mais également par deux méthodes récentes de diffraction des rayons X en faible incidence permettant d'avoir accès à des profondeurs d'analyse réduites (2 μm – 10 μm) ;
- développer un modèle de calcul en 3D du choc-laser permettant de considérer les effets de recouvrement entre un grand nombre d'impacts de laser, représentatif d'une surface traitée réelle, et le valider par l'expérience.

Sur les deux alliages considérés (6056-T4 et 2050-T8), l'étude de différentes zones traitées par choc-laser a permis d'évaluer l'influence des paramètres « procédé » (intensité de laser, taux de recouvrement, diamètre d'impact) sur les états de surface finaux.

Plusieurs résultats intéressants et importants ont ainsi pu être obtenus :

- pour les deux matériaux étudiés, les niveaux maximum de CR analysées en surface par DRX classique (profondeur d'analyse 11 μm) sont de l'ordre de -300 MPa, soit -0,6 σ_Y sur 2050-T8 et - σ_Y sur 6056-T4 ;
- en définissant des conditions limites d'utilisation en partie associées à la topographie superficielle, les deux techniques de DRX en faible incidence ont pu être validées sur les surfaces traitées par CL, et ont mis en évidence un fort gradient entre 2 μm et 10 μm de profondeur, tendant à faire repasser la surface en traction, en particulier pour l'alliage 2050-T8 (Figure VI-1). Ce phénomène, mal expliqué, pourrait éventuellement être dû à un échauffement à l'extrême surface lors d'un traitement par CL, et semble confirmé par une tendance à l'adoucissement observée par nano-indentation;

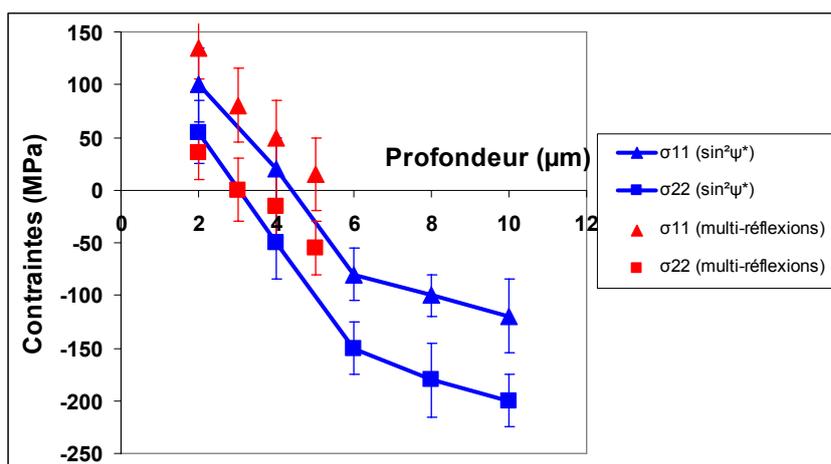


Figure VI-1 : CR en profondeur sur l'échantillon 2050-1 (8 GW/cm²- 50% recouvrement ; d=1,5 mm)

- les surfaces présentent une anisotropie du champ de CR qui est directement lié à l'orientation de l'axe de traitement de CL : les CL selon l'axe normal à cet axe de traitement (σ_{22}) sont toujours supérieures en amplitude à celles selon l'axe principal (σ_{11}). Ce résultat intéressant, qui affecte essentiellement à la surface, a déjà été détecté à quelques reprises par d'autres auteurs, en particulier sur alliages d'aluminium, et confirme également une étude analytique récente de Nippon Steel [Hirano, 2006] validée expérimentalement sur un acier ferrique pour des impacts de 0,7 mm de diamètre. Selon ces auteurs, cette anisotropie est initialement due à la différence du niveau des contraintes résiduelles σ_r (sens du traitement par CL) et σ_θ (sens perpendiculaire du traitement par CL) induites par un mono-impact de laser (Figure V-57). Nos résultats expérimentaux sont en accord avec ce phénomène.

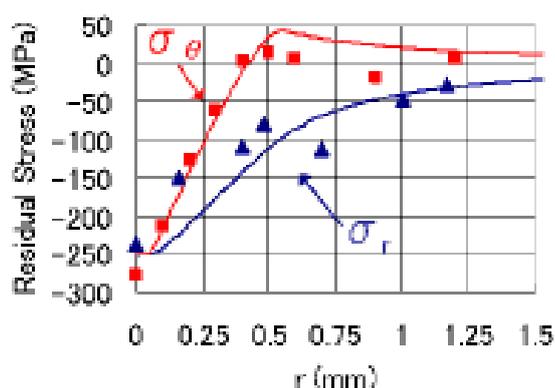


Figure VI-2 : Anisotropie du traitement de CL à partir de l'hétérogénéité de CR σ_r et σ_θ issue d'un impact unique [Hirano, 2006]

Au niveau de la simulation, le modèle numérique développé présente plusieurs nouveautés par rapport aux études antérieures :

- la distribution spatiale de chargement de pression $P=f(x, y)$ a pu être identifiée par comparaison avec des mesures de déformation par profilométrie sur des empreintes « mono-impact » ;
- le modèle en 3D présente des éléments infinis sur toutes les surfaces extérieures, à l'exception de la surface traitée afin d'éviter les problèmes de réflexions d'ondes dans la modélisation ;
- un grand nombre d'impacts (25) a été considéré pour mieux représenter un traitement de CL réel, l'effet d'un état non-nul de contraintes résiduelles initial a été étudié dans l'évaluation de l'état des CR après un traitement de CL.

Les résultats obtenus par la modélisation numérique sont alors résumés ci-dessous :

- l'anisotropie du champ de CR est confirmée numériquement sur les deux matériaux, et semble plus marquée aux forts taux de déformation ;
- la confrontation avec l'expérience est plus satisfaisante pour l'alliage 2050 que pour l'alliage 6056. La loi de comportement simplifiée utilisée (Elasto-visco-plastique ou Johnson-Cook) couplée avec une identification du comportement à grande vitesse des matériaux auraient sans doute permis de mieux décrire les états résiduels après CL. Toutefois, la prise en compte de variables d'érouissage cinématiques semble peu efficace, vu le faible niveau d'érouissage des alliages étudiés ;
- la forte hétérogénéité spatiale du champ de CR a pu être évaluée par la modélisation numérique. Cette hétérogénéité a été comparée aux résultats expérimentaux, malgré le problème de représentativité de la zone d'analyse expérimentale liée à la relative grosse taille du collimateur de rayons X (environ 2 mm de diamètre de mesure). La distribution de CR s'avère alors plus homogène avec des taux de recouvrement élevés (67 %) ;
- l'utilisation de stratégies de traitement différentes a un effet décisif sur le champ de CR final. La modélisation numérique devrait pouvoir permettre d'optimiser le traitement par rapport au champ de CR requis.

Vis-à-vis de la thématique mécano-électrochimie dans laquelle s'intègre cette thèse, le modèle proposé fournit donc une première approximation des gradients de CR en surface (de l'ordre de 40-50 MPa/ μm en valeur maximale, essentiellement aux faibles taux de recouvrement), susceptibles d'être corrélés à la réactivité électrochimique de la surface après un traitement de CL.

Pour conclure, ce travail de thèse de doctorat a donc permis, à la fois de caractériser pour la première fois les états mécaniques de surface résiduels (à fort gradients spatiaux) induits par choc-laser dans les toutes premières couches de matière (2 μm -10 μm) de deux alliages

d'aluminium par deux méthodes de DRX en faible incidence, et d'établir les bases d'une modélisation numérique en 3D destinée à évaluer les hétérogénéités et les anisotropie spatiales (distributions en surface et gradients en profondeur) du champ de contraintes résiduelles après CL.

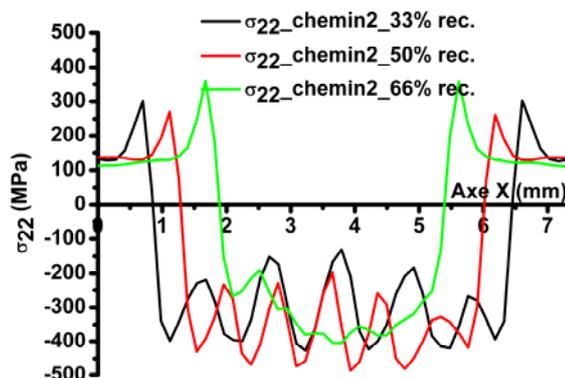


Figure VI-3 : Hétérogénéité de contrainte d'une surface de 2050 traitée par CL (P=5 GPa)

Enfin, si l'on devait proposer des perspectives immédiates à ce travail :

- la caractérisation de surfaces traitées dans des conditions très différentes (plus large gamme d'intensité de laser) afin de vérifier la fiabilité d'une modélisation numérique, mais également les seuils de plastification des surfaces ;
- la détermination des CR par DRX sur des profondeurs supérieures (proches de 1 mm), permettant de mieux valider le modèle ;
- la mise en oeuvre de détermination des CR par micro-diffraction des rayons X (collimateur de 50 μm) permettant d'avoir accès à des gradients de CR locaux plus facilement comparables aux simulations numériques par éléments finis ;
- l'identification des propriétés mécanique à grande vitesse de déformation des matériaux par VISAR afin d'accéder, via les précurseurs élastiques, aux seuils d'écoulement plastique sous choc-laser.

A plus longue échéance, il sera également intéressant de proposer des corrélations entre les gradients mécaniques de surface et la réactivité électrochimique locale, via par exemple l'utilisation de techniques de micro-cellules électrochimiques.

Références bibliographiques

- [Abaqus, 2008] ABAQUS, Inc., ABAQUS User's Manual, Ver. 6.7, Karlsson and Sorensen Inc, (2008)
- [Acker, 1994] K. V.Acker, L.De Buyser, J. P. Celis & P. V. J.Houtte, Journal Applied Crystallography 27, pp.56-66, (1994)
- [Amancio, 2008] S. T.Amancio-Filho & al., J. Mat. Proc. Tech. 206, pp.132-142, (2008)
- [Anderholm, 1968] N.C. Anderholm & J. Coll, J. Appl. Phys. 34, pp.2123, (1963)
- [Andreza, 2008] S.F. Andreza, S. de C. Valdemir, N.T. Dilermando, M.N. Carlos, Analytical Modelling for Residual Stress Produced by Shot Peening, Materials and Design, avail on line, (2008)
- [Askar'you, 1963] C.A. Askar'you, E.M. Morez, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letter 16, pp.1638-1644, (1963)
- [Assay, 1992] R. Assay James, M. Shahipoor, High Pressure Shock Compression of Solid, New York, Springer-Verlag, pp.8-12, (1992)
- [Baczanski, 2003] A. Baczanski, C. Braham, W. Seiler, Philosophical Magazine 83 (28), pp.3225-3246, (2003)
- [Baczanski, 2004] A. Baczanski, C. Braham, W. Seiler, N. Shiraki, Surface and Coatings Technology 182, Issue 1, pp.43-54, (2004)
- [Ballard, 1991] P. Ballard, Contraintes Résiduelles Induites par Impact Rapide. Application au Choc Laser, Thèse de l'école polytechnique, (1991)
- [Barral, 1987] M. Barral, J.L. Lebrun, J.M. Sprauel & G. Maeder, Met. Trans. A 18A, pp.1229, (1987)
- [Barralis, 1992] Precis de Metallurgie, J.Barralis- G.Maeder, Ed Dunod, (1992)
- [Barrett, 1957] C. S. Barrett, Structure des Métaux, Dunod, Paris, pp.397, (1957).
- [Bates, 1979] W.F. Bates, Applications of Lasers in Materials Processing, American Society for Metals, Metals Park, pp.254-267, (1979)
- [Barry, 1995] Barry T. Neyer, Member AIAA EG&G Star City, Inc, Use of Visa to Replace Detonator Dent Tests, AIAA 95, Proceedings of 31st Joint Propulsion Conference, San Diego, CA, (1995).
- [Bein, 1998] S. Bein, C.L. Calvez, J.L. Lebrun, Z. Metallkd 89, pp.289-296, (1998)
- [Berthe, 1997] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre, L. Tollier and E. Bartnicki, J. Appl. Phys., 82, 2826, (1997)
- [Berthe, 1998] L. Berthe, Processus de Claquage de Milieux Transparents sous Irradiation Laser. Application au Choc Laser en Confinement par Eau, Thèse Université d'Orsay, (1998)

- [Berthe, 1999] L. Berthe, R. Fabbro, P. Peyre and E. Bartnicki, J. Appl. Phys. 85, 7552 (1999)
- [Bourdet, 2007] P. Bourdet, Développement d'une Méthode pour Qualifier la Déformation d'un Produit Issu d'un Traitement Thermique, Approches Expérimentale et Numérique, Thèse de Doctorat de l'INSA Toulouse, (2007)
- [Bragg, 1912] W. L. Bragg, Proc. Cambridge Phil. Soc. 17, pp.43, (1912)
- [Bragg, 1934] W. L. Bragg, Macmillan, New York 1, pp.18, (1934)
- [Braisted, 1999] W. Braisted, R. Brockman, Journal of Fatigue 21, pp.719-724, (1999)
- [Brown, 1998] A.S. Brown, Aerospace America, pp.3-21, (1998)
- [Carboni, 2002] C. Carboni, Influence de Traitements Mécaniques de Surface (Choc Laser et Grenailage de Précontrainte) sur la Tenue à la Corrosion Localisée de l'Acier Inoxydable 316L, Thèse de l'Université de Technologie de Compiègne, (2002)
- [Casarcia, 1996] D.A. Casarcia, W.D. Cowie, S. Mannava, US Patent 5,584,586, Cincinnati (OH), General Electric Company, (1996)
- [Cetim, 1976] CETIM, Le Grenailage de Précontrainte, Note technique N° 15 du CETIM, (1976)
- [Chaieb, 2004] I. Chaieb, Analyse et Simulation des Contraintes Résiduelles Induites par des Traitements Mécaniques de Précontrainte en Grenailage et Choc Laser, thèse Université de Reims Champagne-Ardenne, (2004)
- [Chaieb, 2005] I. Chaieb, C. Braham, P. Peyre & A. Lodini, Simulation et Comparaison des Contraintes Résiduelles Issues du Grenailage et du Choc Laser, 17^{ème} Congrès Français de Mécanique, (2005)
- [Clauer, 1981] A.H. Clauer, J.H. Holbrook, B.P. Fairand, Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals, Concepts and Appl., Plenum, New York, pp.675-702, (1981)
- [Clauer, 1983] A.H. Clauer, C.T. Walters, S.C. Ford, Applications of Lasers in Materials Processing, American Society for Metals, pp.7-22, (1983)
- [Cook, 1983] J. Cook, G. R., Hoegfeldt, J. M., Lindholm, U. S. and Nagy, J. Eng. Mat. Tech. 105, pp.42-53, (1983)
- [Delmas, 2004] F. Delmas, M.J. Casanovove, P. Lours, Mat. Sci & Eng. A373 (2004), pp.80-89
- [Desvignes, 1987] M. Desvignes, Influence du Grenailage de Précontrainte sur la Tenue en Fatigue de l'acier 35CD4, Thèse ENSAM, (1987)
- [Ding, 2003-1] K. Ding and L. Ye; Surface Engineering 19 No. 5, (2003)
- [Ding, 2003-2] K. Ding and L. Ye, Surface Engineering 19 No. 2, (2003)
- [Dolle, 1979] H. Dolle, J. Appl. Crust. V12, pp.489, (1979)
- [Darquey, 1989] P. Darquey, Ondes de Choc et Accélération de Feuille Mince par Impulsion

- Laser en Interaction Confinée. Test d'Application à la Compaction Dynamique de Poudres Métalliques, Thèse de doctorat, Université de Poitiers, (1989)
- [Dubouchet, 1993] C. Dubouchet, Traitements Thermomécaniques de Surfaces Métalliques à l'Aide de Lasers CO₂ Continus et de Lasers Impulsionnels, Thèse de doctorat, Université de Paris XI, (1993)
- [Fabbro, 1990] R. Fabbro, J. Fournier, P. Ballard, D. Devaux & J. Virmont, J. Appl. Phys. 68, pp.775-784, (1990)
- [Fabbro, 1995] R. Fabbro, P. Peyre, Revue Française de Mécanique 4, pp.247-253, (1995)
- [Fabbro, 1998] R. Fabbro, P. Peyre, L. Berthe, X. Sperperell, Journal of Laser Applications. 10, pp.265-279, (1998)
- [Fairand, 1976] B.P. Fairand, A.H. Clauer, Optics Communications, pp.4-18, pp.588, (1976)
- [Fairand, 1978] B.P. Fairand, A.H. Clauer, Laser Generated Stress Waves: their Characteristics and their Effects to Materials, Laser Solid Interactions and Laser Processing, (1978)
- [Fairand, 1979] B.P. Fairand, A.H. Clauer, J. Appl. Phys. 50, pp. 1497, (1979)
- [Fan, 2005] Y. Fan, Y. Wang, S. Vukelic, Y. Lawrence Yao, Wave Solid Interactions in Shock Induced Deformation Processes, Laser Materials Processing Conference, pp.479-488, ICALAO, (2005)
- [Fathallah, 1994] R. Fathallah, Modélisation du Procédé de Grénaillage Incidence des Billes et Taux de recouvrement, thèse ENSAM, (1994)
- [Frija, 2006] M. Frija, T. Hassine, R. Fathallah, C. Bouraoui, A. Dogui, Mat. Sci. Eng. A426, pp.173-180, (2006)
- [Fox, 1974] J.A. Fox, Appl. Phys. Lett., vol 24, n° 10, (1974)
- [Ferrigno, 2001] S.J. Ferrigno, K.G. Mcallister, S. Mannava, US Patent 6,200,689, Cincinnati (OH), General Electric Company, (2001)
- [Forget, 1993] P. Forget, Création de Contraintes Résiduelles dans un Sperlillage à Base de Nickel par Choc Laser, Thèse de l'Ecole des Mines de Paris, (1993)
- [Francois, 1995] M. Francois, Contraintes d'élasticité radiocristallographiques (CER) sur Aciers Extra-Doux Texturés, Formation Continue, LM3, (1995)
- [Fuchs, 1986] H.O. Euchs, Mechanical Engineer's Handbook, Wiley, Cincinnati, OH, pp.941-951, (1986)
- [Genzel, 1998] C. Genzel & W. Reimers, Surface and Coatings Technology 116-119, pp.404-409, (1999)
- [Gregg, 1966] D.W. Gregg, S.J. Thomas, Journal of Applied Physics 27, pp.2787-2789, (1966)

- [Guagliano, 2000] M. Guagliano, *Journal of Materials Processing Technology* 110, pp.227-286, (2001)
- [Guernic, 2002] Y. LE Guernic, *Communication privée*, (2002)
- [Guillaumin, 2000], V.Guillaumin et G.Mankowski, *Corrosion Science*. 42, pp.105-125, (2000)
- [Guinebretière, 2002]. Guinebretière, René. *Diffraction des rayons X sur Echantillons Polycristallins*. La Voisier, pp.27-37, (2005)
- [Hakimi, 1984] D. Hakimi, *Caractérisation Mécanique et Métallurgique de la Structure d'une Couche Grenillée*, Thèse d'ENSAM, (1984)
- [Hauk, 1997] Editor. *Structural and Residual Stress Analysis by Non-destructive Methods*. Amsterdam : Elsevier., (1997)
- [Hirano, 2005] K. Hirano, A. Sugihashi, H. Imai, and N. Hamada, *Mécanism of Anisotropic Stress Generation in Laser Peening Process*, Miami (USA), Actes de ICALEO, (2005)
- [Hong, 1998] Z. Hong, Y. Chengye, *Materials Science and Engineering A257*, pp.322-327, (1998)
- [Hu, 2006] Y. Hu, Z. Yao, J. Hu, *Surface & Coatings Technology* 201, pp.1426- 1435, (2006)
- [Hu, 2008] Y. Hu, Z. Yao, *International Journal of Machine Tools & Manufacture* 48, pp.152-162, (2008)
- [JI, 1989] V. JI, *Application de l'Analyse des Profils de Raies de Diffraction X pour Caractériser l'Etat Microstructural et Mécanique des Matériaux Métalliques*, Thèse de Doctorat ENSAM, France, (1989)
- [JI, 2003] V. JI, *Contribution à l'Analyse par Diffraction des Rayons X de l'Etat Microstructural et Mécanique des Matériaux Hétérogènes*, Habilitation à Diriger des Recherches, (2003)
- [Juijerm, 2007] P. Juijerm, I. Altenberger, B. Scholtes, *International Journal of Fatigue* 29, pp.1374-1382, (2007)
- [Kamminga, 2000-1] J.D. Kamminga, R. Delhez, R. de Keijser, T.H. Mittemeijer, *J. Appl. Cryst.* 33, pp.108-111, (2000)
- [Kamminga, 2000-2] J.D. Kamminga, R. Delhez, R. de Keijser, T.H. Mittemeijer, *J. Appl. Cryst.* 33, pp.1059-1066, (2000)
- [Leeuwen, 1999] Leeuwen, M. Van, J.D. Kamminga & E.J. Mittemeijer, *J. Appl. Phys.* 86, pp.1904-1914, (1999)
- [Li, 1991] J. Li, *Mater. Sci. Eng.* A147, pp.167-173, (1991)
- [Liu, 2008] Z.Liu et al, *Corrosion Behaviour of Aluminium Alloys after Laser-Remelting*, Actes de la Conférence, Icaleo'08 ,Temecula USA, (2008)

- [Lillamand, 1998] I. Lillamand, Evolution d'une Couche Grenillée sous Sollicitation Thermique et Mécanique, Cas de la Fatigue Oligocyclique, Thèse ENSAM, (1998)
- [LM3, 2000] Laboratoire de Microstructure et Mécanique des Matériaux LM3-UPRESA 8006, Détermination des Contraintes Résiduelles par Diffraction X, Première Partie : Cas Général, (2000)
- [Macherauch 1961] E. Macherauch & P. Muller, Z. Angew, Physique. 13, pp.305-312, (1961)
- [Macherauch, 73] E. Macherauch, H. Wohlfhrt, U. Wolfstieg, HTM, 28, pp.201-302, (1973)
- [Maeder 1981] G. Maeser, J.L. Lebrun, J.M. Sprauel, Matériaux et Techniques, Avril/Mai, pp.135-149, (1981)
- [Majzoobi, 2005] A. Majzoobi, Journal of Materials Processing Technology 164, pp.1226-1234, (2005)
- [Mannava, 1996] S. Mannava, A.E. McDaniel, W.D. Cowie, US Patent 5,492,447, General Electric Company (Cincinnati, OH), (1996)
- [Mannava, 1997] S. Mannava, A.E. McDaniel, W.D. Cowie, US Patent 5,591,009, General Electric Company (Cincinnati, OH), (1997)
- [Marques, 2000] M.J. Marques, A.M. Dias, P.Gergaud & J.L Lebrun, Mat. Sci. & Eng., A287, pp.78-86, (2000)
- [Meguid, 2002] S.A. Meguid, G. Shagal, J.C. Stranart, International Journal of Impact Engineering 27, pp.119-134, (2002)
- [Meyers, 1984] M.A. Meyers & K.K. Chawla, Mechanical Metallurgy, Principe and Applications, Englewood Cliffs, New Jersey, (1984)
- [Morales, 2008] M. Morales, J.L. Oncana, C. Molpeceres, J.A. Porro, A. Garcia-Beltran, Surface & Coating Technology 202, pp.2257-2262, (2008)
- [Nalla, 2003] R.K. Nalla, I. Altenberger, U. Noster, G.Y. Liu, B. Scholtes, R.O. Ritchie, Mat. Sci. Eng. A355, pp.216-230, (2003)
- [Noyan, 1987] I.C. Noyan & J.B. Cohen, Residual Stress, Measurement by Diffraction and Interpretation, New York : Springer-Verlag, (1987)
- [Noyan, 1995] I.C. Noyan, T.C. Huang & B.R. York, Crit. Rev. Solid State Master. Sci. 20, ; pp.125-177, (1995)
- [Peng, 2003] J. Peng, V. Ji, W. Seiler., A. Levesque, A. Bouteville & C. Braham, GIXRD Residual Stress Analysis on CVD Tantalum Thin Films Proc, ATEM'03, Nagoya Japan, (2003)
- [Peng, 2005] J. Peng, V. Ji, W. Seiler, Materials Science Forum Vols490-491, pp.153-158, (2005)
- [Peng, 2006] J. Peng, Détermination des Contraintes Résiduelles dans Revêtements par

- Diffraction des Rayons X en Faible Incidence, thèse de doctorat, ENSAM, (2006)
- [Peyre, 1993] P. Peyre, thèse de doctorat, Traitement Mécanique Superficiel d'Alliages d'Aluminium par Ondes de Choc-Laser. Caractérisation des Effets Induits et Application à l'Amélioration de la Tenue en Fatigue, Université de Technologie de Compiègne, (1993)
- [Peyre, 1995] P. Peyre, Le Choc-laser, Laboratoire d'application des lasers de puissance, (1995)
- [Peyre, 1996] P. Peyre, R. Fabbro, P. Merrien, H.P. Lieurade, Mat. Sci. and Eng. A210, pp. 102-113, (1996)
- [Peyre, 1998] P. Peyre, L. Berthe, X. Scherpereel, R. Fabbro, J. of Mat. Sci. 33, pp.1421-1429, (1998)
- [Peyre, 2002] P. Peyre, C. Carboni, A. Sollier, L. Berthe, C. Richard, E. de Los Rios & R. Fabbro, New Trends in Laser Shock Waves Physic and Applications, SPIE, Taos, (2002)
- [Peyre, 2003] P. Peyre, A. Sollier, L. Berthe, E. Bartnicki, R. Fabbro, I. Chaieb, and C. Braham, Journal Applied Physics, pp.887-901, (2003)
- [Peyre, 2004] P. Peyre, M.A. Petit, C. Bolis, E. Bartnicki, R. Fabbro, I. Chaieb, C. Braham, Finite Element Modelling of Laser Peening and Laser Peen Forming of Materials, Proceeding of 23rd International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, (2004)
- [Peyre, 2007] P. Peyre, I. Chaieb, C. Braham, Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering 15 pp.1-17, (2007)
- [Peyre, 2008] P. Peyre, H.B. Song, V. Ji, H. Pelletier, V. Vignal, O. Heintz, Laser Shock Processing of 6056 Aluminium Alloy and Influence of the Overlapping Rate : 3D modelling and Experimental Validation, E-ICALEO, (2008)
- [Pron, 2002], H. Pron, J.F. Henry, B. Flan, J. Lu, S. Offermann, J.L. Beaudoin, J. Therm. Sci. 41, pp.369-375, (2002)
- [Quaeyhaegens, 1995] C. Quaeyhaegens, G. Knuyt, Surf. Coat. Technol. 74-75, pp.104-109, (1995)
- [Sanchez-Santana, 2006] U. Sanchez-Santana, C. Rubio-Gonzalez, G. Gomez-Rosas, J.L. Ocana, C. Molpeceres, J. Porro, M. Morales, Wear 260, pp.847-854, (2006)
- [Sano, 1997] Y. Sano, N. Mukai, K. Okazaki & M. Obata, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. B, pp.432-436, (1997)
- [Sano, 2006] Y. Sano, M. Obata, T. Kubo, N. Mukai, M. Yoda, K. Masaki & Y. Ochi, Materials Sci. and Eng. A 417, pp.334-340, (2006)
- [Shukla, 2007] A.K. Shukla, W.A. Baeslack, Scripta Materialia 56, pp.513-516, (2007)
- [Skrzypek, 2001] S.J. Skrzypek, A. Baczmanski, Adv. X-ray Anal.44, pp.134-145, (2001)
- [Skrzypek, 2001] S.J. Skrzypek, A. Baczmanski, W. Ratuszek, E. Kusoir, J. App. Cryst. 34

pp.427-435, (2001)

[Sollier, 2002] A. Sollier, Etude des Plasmas par Interaction Laser-matière en Régime Confiné. Application au Traitement des Matériaux par Choc-Laser, Thèse de doctorat, Université de Versailles – St. Quentin, (2002)

[Song, 2009] H.B. Song, P. Peyre, V. Ji, H. PELLETIER, Materials Sciences Forum Vol. 614, pp. 61-66, (2009)

[Song, 2008-1] H.B. Song, P. Peyre, V. Ji, C.H. Jiang, Near Surface Stress Gradients Analysis by GIXRD on Laser Shocked 6056 Aluminium Alloy Samples, The 8th International Conference on Residual Stresses, Denver, Colorado, U.S.A., (2008)

[Song, 2008-2] H.B. Song, P. Peyre, V. Ji, H. Pelletier, XRD Analysis and FEM Simulation of Residual Stress Distribution on Laser Shocked Aluminum Alloy, 11th International Conference on Aluminiums Alloys, Volume II, pp.1735-1741, Aachen, Germany, (2008)

[Sprael, 1980] J.M. Sprael, Détermination des constants élastiques radiocristallographiques d'un acier inoxydable austénitique, Thèse de 3^{ème} cycle Orsay, (1980)

[Sprael, 1995] J.M. Sprael & L. Castex, Théorie Généralisée de l'analyse, Formation Continue, LM3, (1995)

[Steinberg, 1980] D.J. Steinberg, J. Appl. Phys. Vol. 51, pp.1498-1504, (1980)

[Tagliente, 2001] M.A. Tagliente, R. Falcone, D. Mello, C. Esposito & L. Tapfer, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 179, pp.42-54, (2001)

[Vermeulen, 2002] A.C. Vermeulen, Mat. Sci. Forum 17-22, pp.347-349, (2002)

[Vivas, 1997], M.Vivas, P.Lours et al., Mat. Sci & Eng. A234-236, pp.664-667, (1997)

[Von Laue, 1926] M.Von.Laue, Z.Kristallogr (6), pp.115, (1926)

[Warren, 2008] A.W. Warren, Y.B. Guo, S.C. Chen, International Journal of Fatigue 30, pp.188-197, (2008)

[Welzel, 2003] U. Welzel, M. Leoni, Philos. Mag. 83, pp.603-630, (2003)

[Welzel, 2005] U.Welzel, J.Ligot, P. Lamparter, A.C. Vermeulen & E.J. Minttemeijer, Journal Applied Crystallography 38, pp.1-29, (2005)

[Yang, 1974] L.C. Yang, Stress Waves Generated in Thin Metallic Films by a Q-switched Ruby Laser, J. Appl. Phys. 45, pp.2601, (1974)

[Zaouali, 1990] M. Zaouali, Caractérisation par Diffraction X de l'Etat Mécanique et Microstructural des Couches Minces Métalliques et Céramiques Obtenues par PVD et Plasma, Thèse ENSAM, (1990)

[Zhang, 1997] Y. Zhang, S. Zhang, X. Zhang, L. Cai, J. Yang, N. Ren, Surface and Coatings Technology 92, pp.104-109, (1997)

[Zhang, 1998] H. Zhang, C. YU, Materials Sci. and Eng. A257, pp.322-327, (1998)

[Zhang, 2000] W. Zhang and Y. Lawrence Yao, Improvement of Laser Induced Residual Stress Distributions via Shock Waves, E-ICALEO, (2000)

[Zhang, 2004-1] W. Zhang, Y. Lawrence Yao, Journal of Manufacturing Science and Engineering 126, pp.18-24, (2004)

[Zhang, 2004-2] W. Zhang, Y. Lawrence Yao, Journal of Manufacturing Science and Engineering 126, pp.10-17(2004)

[Zhou, 1994] Z. Zhou, Détermination des Déformations et des Contraintes dans les Matériaux Monocristallins par Diffraction des Rayons X, Thèse ENSAM, (1994)

Annexes

Annexe 1 : Constantes d'élasticité radiocristallographiques

Les modèles les plus utilisés sont ceux de Voigt, Reuss et Kröner, nous nous limiterons au cas d'un matériau macroscopiquement quasi-isotrope et de symétrie cristalline cubique.

Le modèle de Reuss est basé sur l'hypothèse que la contrainte est identique à l'échelle microscopique et macroscopique, soit $\sigma^H = \sigma^I$. Ce modèle ne respecte pas les conditions de compatibilité des déformations. Le modèle de Voigt, basé sur l'identité des déformations aux deux échelles, ne respecte pas les conditions d'équilibre en contrainte à l'intérieur du matériau, soit $\varepsilon^H = \varepsilon^I$. Le modèle de Kröner, exempt de ces défauts, modélise chaque cristallite par une inclusion ellipsoïdale noyée dans une matrice homogène dont les propriétés sont celles du matériau macroscopique [Francois, 1995].

Les constants élastiques peuvent être calculés à l'aide des différents modèles.

Modèle de Voigt :

$$\frac{1}{2}s_2(hkl) = \frac{5(s_{11} - s_{12})s_{44}}{6s_0 + 5s_{44}} \quad s_1(hkl) = \frac{2s_0(s_{11} + 2s_{12}) + 5s_{12}s_{44}}{6s_0 + 5s_{44}} \quad (0-1)$$

$s_0 = s_{11} - s_{12} - \frac{1}{2}s_{44}$

s_{11}, s_{12}, s_{44} (cf.) constantes de souplesse du monocristal avec

Modèle de Reuss :

$$\frac{1}{2}s_2(hkl) = s_{11} - s_{12} - 3\Gamma(hkl)s_0 \quad s_1(hkl) = s_{12} + \Gamma(hkl)s_0 \quad (0-2)$$

$$\Gamma(hkl) = \frac{(h^2k^2 + k^2l^2 + l^2h^2)}{(h^2 + k^2 + l^2)^2} \quad \text{facteur d'orientation du plan hkl} \quad (0-3)$$

Modèle de Kröner :

$$\frac{1}{2}s_2(hkl) = s_{11} - s_{12} + T_{11} - T_{12} - 3T_0\Gamma(hkl) \quad s_1(hkl) = s_{12} + T_{12} + T_0\Gamma(hkl) \quad (0-4)$$

$$\text{Avec } T_0 = T_{11} - T_{12} - 2T_{44} \text{ et } \Gamma(hkl) = \frac{(h^2k^2 + k^2l^2 + l^2h^2)}{(h^2 + k^2 + l^2)^2} \quad (0-5)$$

$$T_{11} \text{ et } T_{12} \text{ peut être calculé de } T_{11} - T_{12} = \frac{(G - \nu)(3K + 6G)}{G[8G^2 + G(9K + 12\nu) + 6\nu K]} \quad (0-6)$$

$$\text{Et } 2T_{44} = \frac{(G - \mu)(3K + 6G)}{G[8G^2 + G(9K + 12\mu) + 6\nu K]} \quad (0-7)$$

$$\text{Ici } 3K = 1/(s_{11} + 2s_{12}), \mu = 1/s_{44}, 2\nu = 1/(s_{11} - s_{12}) \quad (0-8)$$

$$\text{Et module } G \text{ de } G^3 + \alpha G^2 + \beta G + \gamma = 0 \quad (0-9)$$

$$\text{Avec ici } \alpha = (9K + 4\nu)/8 \quad \beta = -(3K + 12\nu)/8 \quad \gamma = -3K\nu\mu/4 \quad (0-10)$$

Règle de Calcul général:

Il est possible de donner une formulation des coefficients $S_1(hkl)$ et $1/2S_2(hkl)$ ne dépendant pas du modèle choisi, en fonction du facteur d'anisotropie radiocristallographique, du facteur d'orientation et des constantes élastiques macroscopiques :

$$\frac{1}{2}S_2(hkl) = \frac{1}{2}S_2 [1 + 3(0,2 - \Gamma(hkl))\Delta] \quad (0-11)$$

$$S_1(hkl) = S_1 - \frac{1}{2}S_2 [0,2 - \Gamma(hkl)]\Delta \quad (0-12)$$

$$\Gamma(hkl) = \frac{h^2k^2 + k^2l^2 + l^2h^2}{(h^2 + k^2 + l^2)^2} \quad \Delta = \frac{5(A_{Rx} - 1)}{3 + 2A_{Rx}} \quad (0-13)$$

A_{Rx} est le facteur d'anisotropie radiocristallographique de l'agrégat polycristallin défini par analogie avec la définition du facteur d'anisotropie d'un monocristal :

$$A = E(hhh)/E(hkl) \quad A_{Rx} = \frac{\frac{1}{2}S_2(h00)}{\frac{1}{2}S_2(hhh)} \quad (0-14)$$

L'expression du facteur d'anisotropie en fonction des constants élastiques du monocristal dépend du modèle utilisé :

Modèle de Voigt : $A_{Rx} = 1$ (0-15)

Modèle de Reuss : $A_{Rx} = 2 \frac{S_{11} - S_{12}}{S_{44}}$ (0-16)

Modèle de Kröner : $A_{Rx} = \frac{-2G^2 + 6GA_2 + 3A_1A_2}{4G^2 + 3A_1G}$ (0-17)

A_{Rx} est un coefficient appelé coefficient d'anisotropie radiocristallographique qui exprime l'anisotropie élastique du volume diffractant. Ce volume étant un ensemble de cristallites, son anisotropie est moins forte que celle de chaque cristallite et A_{Rx} aura donc une valeur numérique intermédiaire entre le coefficient d'anisotropie du monocristal et 1 ([[Francois, 1995](#)], [[Zaouali, 1990](#)]).

Annexe 2 : Généralités sur les ondes de choc

Au delà d'une certaine pression d'impact, la description de la propagation d'une onde de choc dans une solide est gouvernée, pour sa partie hydrostatique, par une équation d'état (Equation of State : EOS), qui relie l'énergie interne d'un matériau, à la pression et la densité.

Dans un code aux éléments finis, les trois équations intégrales de conservation de Rankine-Hugoniot (masse, quantité de mouvement et énergie) sont représentées ci-dessous:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho dV &= 0 \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho u_i dV &= \int_S \sigma_{ij} n_j dS \\ \frac{d}{dt} \int_V \rho \left(E + \frac{1}{2} u^2 \right) dV &= \int_S \sigma_{ij} n_j u_i dS \end{aligned}$$

avec

V est le volume d'une cellule

S est la surface d'une cellule—V

n_j est le vecteur unité normal à la surface—S

u_i est le composant de vitesse

Dans le cas général, une onde de choc est une discontinuité de pression imposée pendant un temps assez bref ($< \mu\text{s}$). Elle est la résultante de deux composantes associées aux différences de célérités entre des ondes élastiques et les ondes plastifiants, les ondes plastifiants n'intervenant qu'au-delà de la limite d'élasticité sous choc P_H du matériau (limite d'Hugoniot) (Figure I-9).

En dessus de P_H , on a une combinaison d'ondes de chocs élastiques se propageant à C_{el} et plastifiants se propageant à C_{pl} .

Au dessous de P_H , les ondes de choc sont purement élastiques.

$$C_{élastique} = C_e = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad \text{et} \quad C_{plastique} = C_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu/3}{\rho}} = \sqrt{\frac{E(1+\nu)}{3\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}$$

L'atténuation des ondes de choc lors de leur propagation est alors associée à des retours d'ondes de détente élastique depuis l'arrière du front de choc, qui, à chaque fois que l'onde de détente débouche à l'avant du front de choc, créent une atténuation de $2 P_H$.

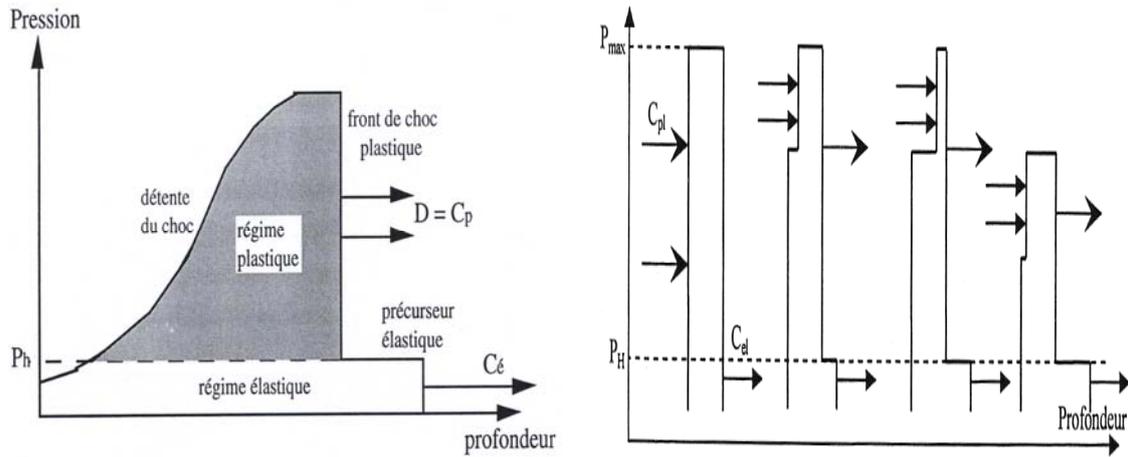


Figure A-2: (a) Représentation d'une onde de choc sur un diagramme Pression = f (profondeur) (b) Atténuation de l'onde de choc par retour d'ondes élastiques

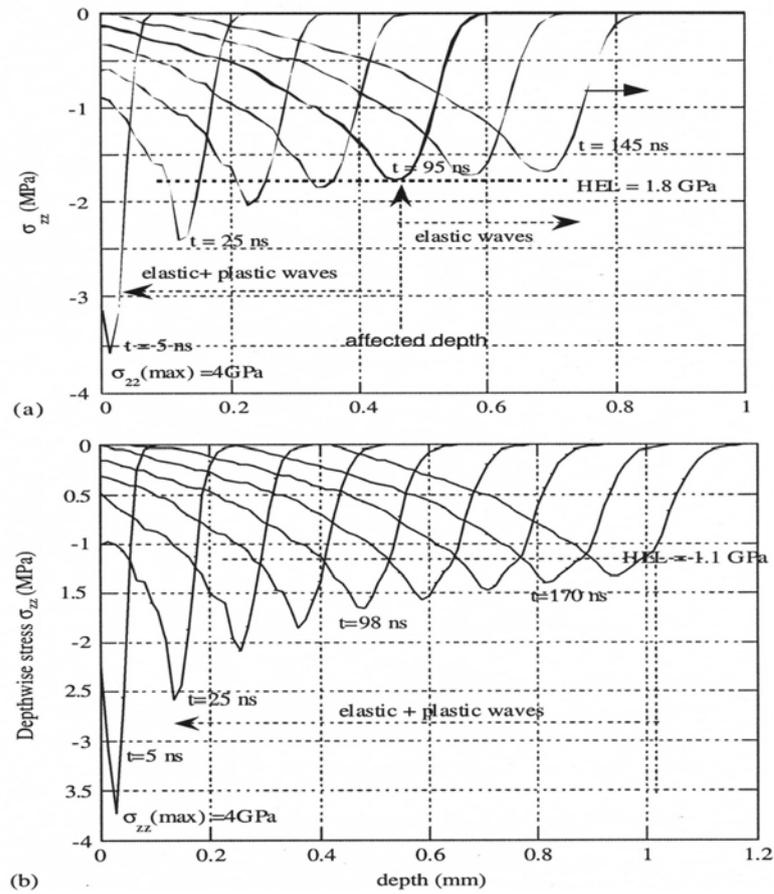


Figure A2-2 : Atténuation des ondes de choc-laser en fonction de la profondeur sous une pression de 4 GPa avec une durée de choc de 10 ns (a) dans l'acier 12Cr martensitique (b) dans l'acier 316L austénitique : l'identification de le précurseur élastique (HEL) pendant la propagation [Peyre, 2007]

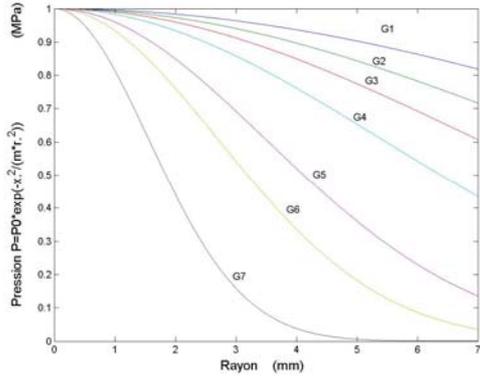
Annexe 3 : Bilan des résultats obtenus en DRX rasants

N° échantillon	CR	$\tau(\mu\text{m})$	2	3	4	5	6	8	10
6056-1 5 GW/cm ² 50 % rec. d=2 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	-10±30	-35±35	-40±20	-50±30			
		$\sin^2\psi^*$	+15±35		-50±20		-85±25	-140±30	-150±45
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	-110±40	-130±35	-140±30	-150±30			
		$\sin^2\psi^*$	-80±30		-110±20		-150±45	-230±15	-245±40
6056-2 7 GW/cm ² 50 % rec. d=2 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	+60±35	+15±20	-20±25	-30±30			
		$\sin^2\psi^*$	+25±30		-20±25		-85±20	-95±20	-100±25
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	-20±25	-75±30	-110±25	-120±30			
		$\sin^2\psi^*$	-55±25		-115±35		-155±40	-200±35	-220±30
6056-6 5 GW/cm ² 16% rec. d=1,8 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	-5±20	-20±15	-25±20	-30±15			
		$\sin^2\psi^*$	-20±20		-35±15		-60±20	-70±15	-70±15
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	-60±20	-85±15	-90±25	-95±20			
		$\sin^2\psi^*$	-80±15		-95±15		-100±20	-110±20	-110±15
6056-9 5 GW/cm ² 16 % rec. d=1,5 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	0±10	-10±10	-15±10	-20±10			
		$\sin^2\psi^*$	-10±15		-20±10		-30±10	-50±15	-50±15
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	-30±10	-40±10	-50±10	-50±15			
		$\sin^2\psi^*$	-40±15		-55±15		-60±20	-65±15	-70±20
2050-1 8 GW/cm ² 50 % rec. d=1,5 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	+135±30	+80±35	+50±20	+15±15			
		$\sin^2\psi^*$	+100±35		+20±30		-80±25	-100±20	-120±35
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	+35±25	0±30	-15±30	-55±25			
		$\sin^2\psi^*$	+55±30		-50±35		-150±25	-180±35	-200±25
2050-2 11 GW/cm ² 50 % rec. d=1,5 mm	σ_{11} (MPa)	multi-réflexions	+130±35	+50±25	+30±20	+10±30			
		$\sin^2\psi^*$	+120±40		+5±25		-65±15	-75±30	-100±35
	σ_{22} (MPa)	multi-réflexions	+60±35	0±15	-30±20	-60±30			
		$\sin^2\psi^*$	+45±30		-60±20		-110±35	-135±40	-160±30

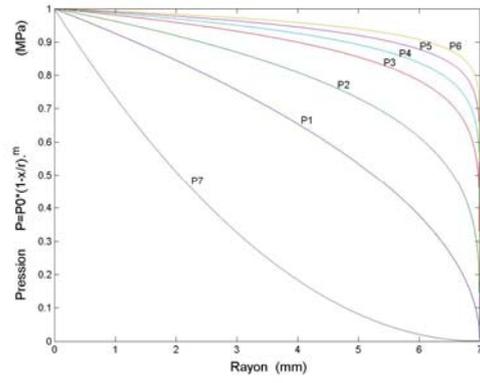
Tableau A3-1 : CR déterminées par deux méthodes ($\sin^2\psi^*$ et multi-réflexions) en différents traitements par choc-laser

Annexe 4 : Optimisation du profil de pression $P=f(x,y)$

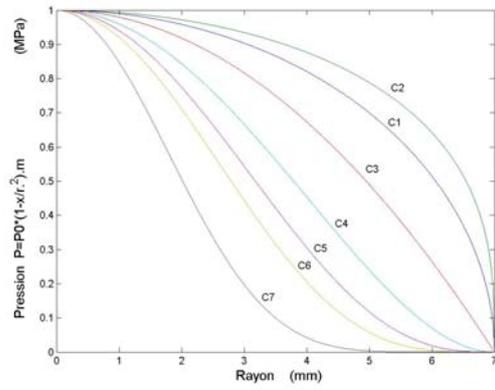
Profil de pression	Equation	Enfoncement u2 (μm)	Bourrelet (μm)	N° dans la figure
Quasi-gauss	$P=P0*\exp[-x^2/(5*r^2)]$	-8,0	+1,5	G1
	$P=P0*\exp[-x^2/(3*r^2)]$	-7,5	+1,2	G2
	$P=P0*\exp[-x^2/(2*r^2)]$	-7,2	+1,0	G3
	$P=P0*\exp[-x^2/(1,2*r^2)]$	-6,9	+0,9	G4
	$P=P0*\exp[-x^2/(0,5*r^2)]$	-7,2	+0,7	G5
	$P=P0*\exp[-x^2/(0,3*r^2)]$	-7,1	+0,6	G6
	$P=P0*\exp[-x^2/(0,1*r^2)]$	-6,5	+0,4	G7
Quasi-cercle : L'évaluation vient d'équation cercle : $P=P0*(r^2-x^2)^{1/2}$	$P=P0*(1-x^2/r^2)^{1/2}$	-7,7	+0,9	C1
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^{1/3}$	-7,7	+1,1	C2
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^1$	-7,9	+0,8	C3
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^2$	-7,7	+0,7	C4
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^3$	-7,5	+0,6	C5
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^4$	-7,3	+0,5	C6
	$P=P0*(1-x^2/r^2)^8$	-6,7	+0,4	C7
	$P=P0*(1-0,05*x^2/r^2)^{1/2}$	-9,0	+1,8	C8
	$P=P0*(1-0,1*x^2/r^2)^{1/2}$	-8,8	+1,8	C9
	$P=P0*(1-0,3*x^2/r^2)^{1/2}$	-8,2	+1,5	C10
	$P=P0*(1-0,5*x^2/r^2)^{1/2}$	-7,7	+1,3	C11
	$P=P0*(1-0,7*x^2/r^2)^{1/2}$	-7,5	+1,0	C12
	$P=P0*(1-0,9*x^2/r^2)^{1/2}$	-7,6	+1,0	C13
Quasi-parabole: l'évaluation vient d'équation de parabole: $P=P0*(1-x/r)^{1/2}$	$P=P0*(1-x/r)^{1/2}$	-6,3	+0,7	P1
	$P=P0*(1-x/r)^{1/4}$	-6,8	+1,0	P2
	$P=P0*(1-x/r)^{1/8}$	-7,5	+1,2	P3
	$P=P0*(1-x/r)^{1/11}$	-7,9	+1,4	P4
	$P=P0*(1-x/r)^{1/15}$	-8,1	+1,5	P5
	$P=P0*(1-x/r)^{1/20}$	-8,3	+1,6	P6
	$P=P0*(1-x/r)^2$	-5,0	+0,4	P7
Profil de déformation expérimentale		-7,7 (moyen)	1,2(moyen)	



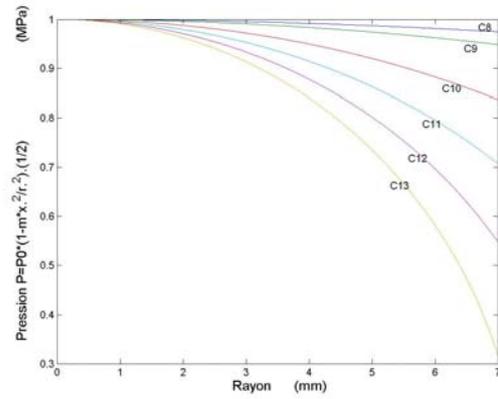
(a)



(b)



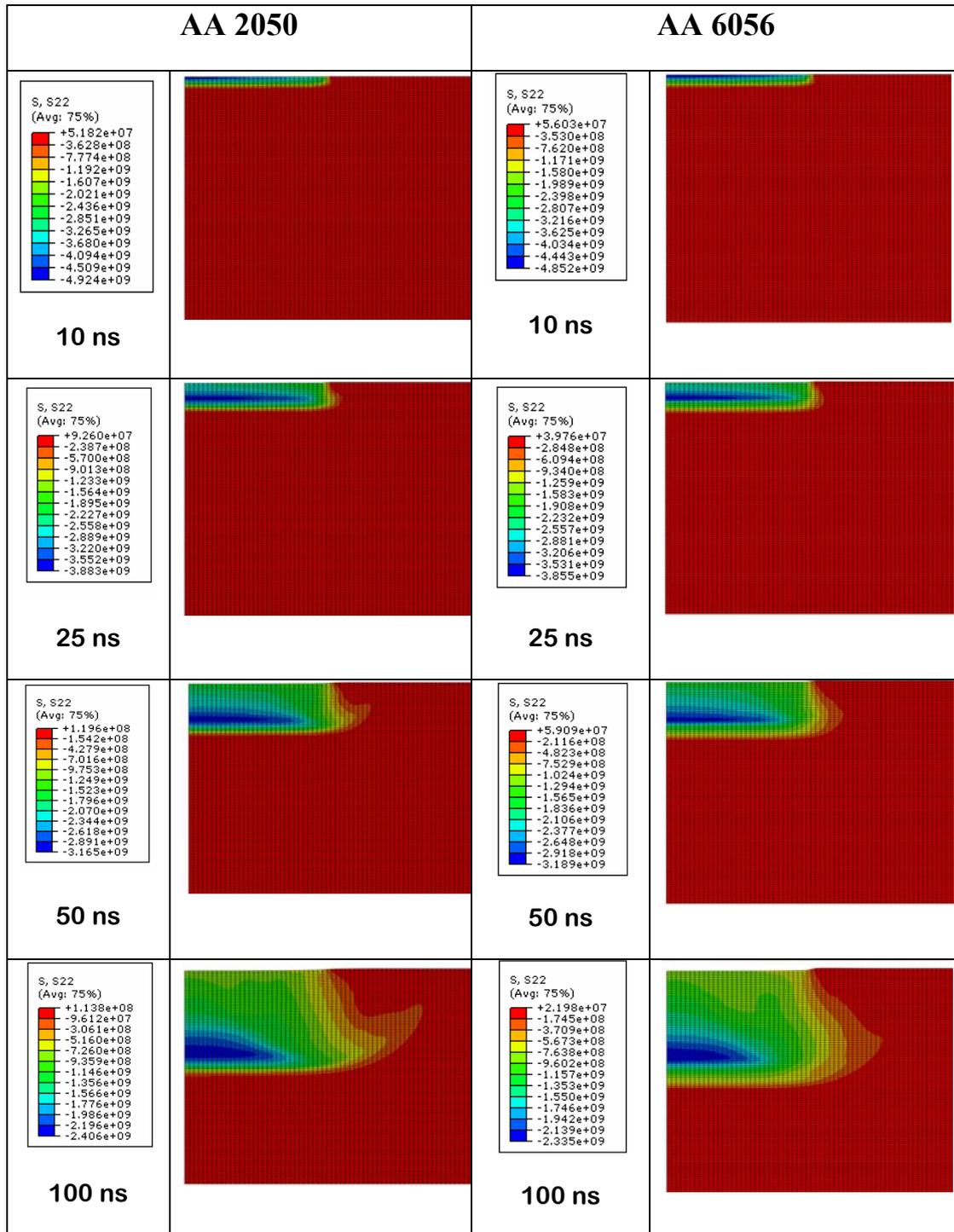
(c)

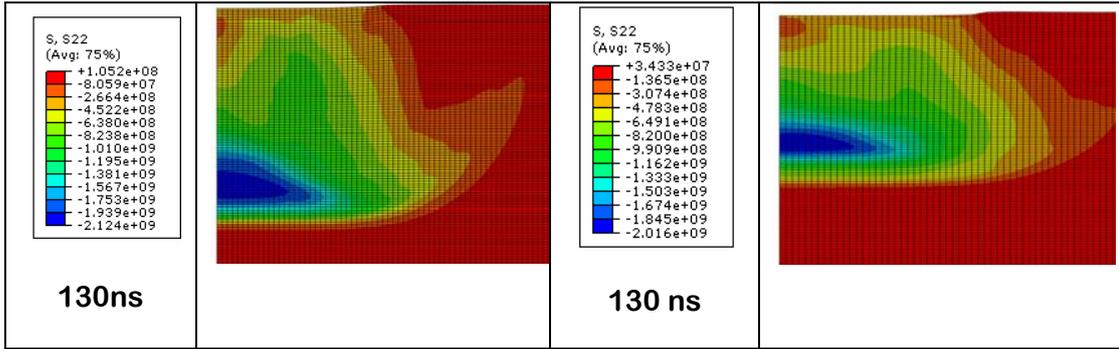


(d)

Figure A4-0-1 : Différent pression (quasi-gauss, cercle, parabole)

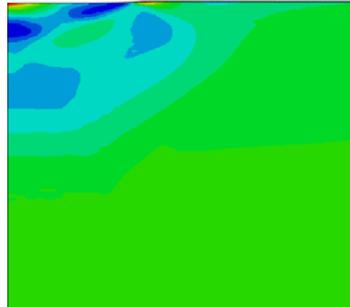
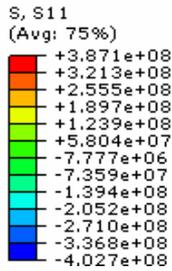
Annexe 5 : Calcul de la propagation d'un choc-laser (P=5 GPa)



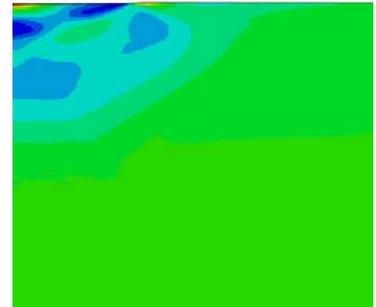
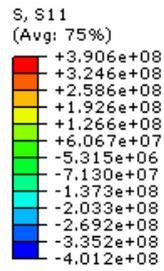


Annexe 6 : Les champs de contraintes et de déformation de AA6056 et AA2050 en explicite et implicite

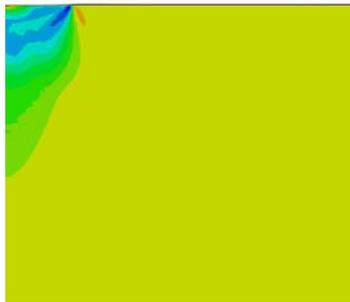
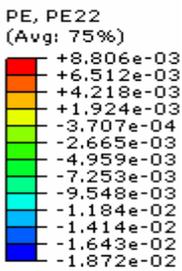
AA 2050



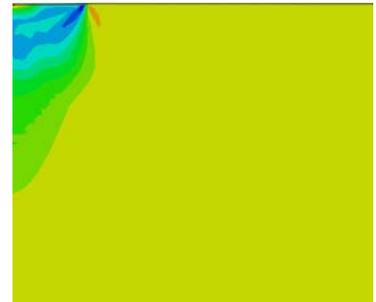
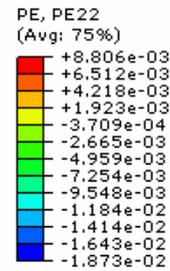
Explicit



Explicit+Implicit

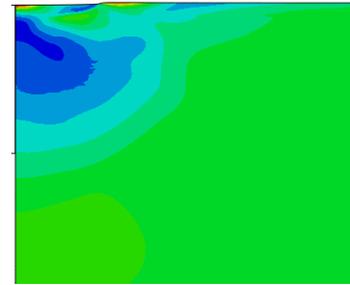
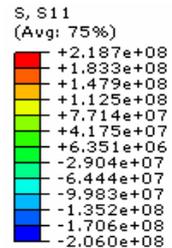


Explicit

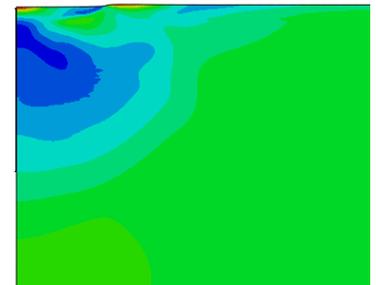
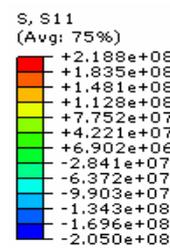


Explicit+Implicit

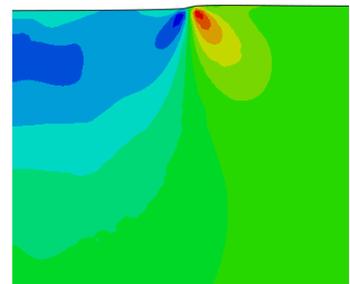
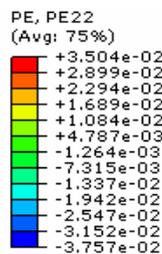
AA 6056



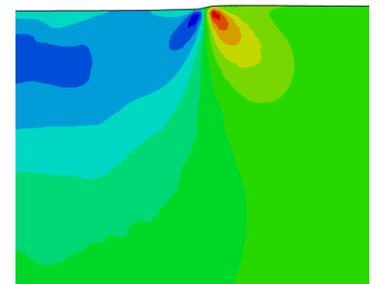
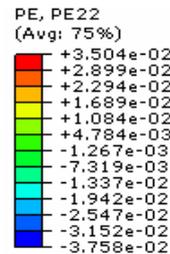
Explicit



Explicit+Implicit



Explicit



Explicit+Implicit


```

*ELSET,ELSET=ELH1,GENERATE
319251,319450,1
*ELSET,ELSET=ELH2,GENERATE
318251,318450,1
*ELSET,ELSET=ELH3,GENERATE
317251,317450,1
*ELSET,ELSET=ELH4,GENERATE
316251,316450,1
*ELSET,ELSET=ELH5,GENERATE
315251,315450,1
*ELSET,ELSET=ELH6,GENERATE
314251,314450,1
*ELSET,ELSET=ELH7,GENERATE
313251,313450,1
*ELSET,ELSET=ELH8,GENERATE
312251,312450,1
*ELSET,ELSET=ELH9,GENERATE
311251,311450,1
*ELSET,ELSET=ELH10,GENERATE
310251,310450,1
**largeur=40 elements (rayon 1 mm)
*ELSET,ELSET=ELASER1,GENERATE
319251,319363,1
*ELSET,ELSET=ELASERU,GENERATE
319251,319291,1
*ELSET,ELSET=COUPE,GENERATE
140281,319281,1000
*ELSET,ELSET=ELTOUT
FINI,ELINFINI
*ELSET,ELSET=SORTIE,GENERATE
319251,319255,1
**          PROPRIETES DU MATERIAU          *
** loi de comportement du 2050
*SOLID SECTION,MATERIAL=ALU,ELSET=FINI
*MATERIAL,NAME=ALU,strain rate regularization
*ELASTIC
74e9,0.32
*plastic
500e6,0
510e6,0.01
518e6,0.02
525e6,0.03
531e6,0.04
*rate dependent,type=yield ratio
1,0
1.05,1e1
1.1,1e2
1.15,1e3
1.2,1e4
1.25,1e5
2.5,1e6
*density
2720.,293.
*SOLID SECTION, ELSET=ELINFINI, MATERIAL=ALUINF
*MATERIAL, NAME=ALUINF
*ELASTIC,type=isotropic
74.E9,0.32
*DENSITY
2720.,293.
**          Conditions aux limites          **
*BOUNDARY
GAUCHE,XYMM

*STEP
step1 : on calcule le choc-laser
*DYNAMIC, EXPLICIT
,1e-5,
*Bulk Viscosity
-----

```

```
0.06, 1.2
*AMPLITUDE,DEFINITION=TABULAR,NAME=CHOC,smooth=0.05
0., 0., 2e-09, 0.2, 4e-09, 0.5, 6e-09, 0.95
8e-09, 1., 1e-08, 0.95, 1.2e-08, 0.8, 1.5e-08, 0.7
1.9e-08, 0.6, 2.7e-08, 0.5, 4.3e-08, 0.4, 6e-08, 0.3
1e-07, 0.18, 1.2e-07, 0.11, 1.5e-07, 0., 1e-05, 0.
3e-05, 0.0,
**en axisymmetrique : utiliser P3 (face du haut)
*DLOAD,AMP=CHOC
ELH1,P3NU
*OUTPUT, FIELD, num=10
*element output,ELSET=ELTOUT
s,e,pe
*node output, nset=TOUT
u
*OUTPUT, HISTORY, time interval=5e-09
*node output, nset=haut
u
*element output, elset=SORTIE
s,press
*Energy Output
ALLAE, ALLIE, ALLKE, ALLPD, ETOTAL, ALLSE
*ENDSTEP
```

----- ■

Annexe 9 : Routine de Fortran pour imposer la pression 2D axisymétrique

```
C
C User subroutine VDLOAD
subroutine vdload (
C Read only -
  •      nblock, ndim, stepTime, totalTime, amplitude,
  •      curCoords, velocity, dircos, jltyp, sname,
C Write only -
  •      value )
C
include 'vaba_param.inc'
parameter (x1=0.0, r=0.0005, t1=2e-7, t2=1.015e-5)
C
dimension curCoords(nblock,ndim), velocity(nblock,ndim),
  •      dircos(nblock,ndim,ndim), value(nblock)
character*80 sname
C
rcar=r**2
C
C
do k = 1, nblock
t=stepTime
A=(curCoords(k,1))
A2=(curCoords(k,1))**2
if ((A.LT.r).and.(t.LT.t1)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*(A2/rcar))
endif
end do
return
end
-----
```


Annexe 10 : Fichier de données (25 impacts -50% -3D)

```

** 3D_INITIAL_INP          en bord de massif 2couches      **
** 90X90X30X7 épaisseur total 35mm couche mince 105um    **
-----
**
**unites : m, w, deg, J, kg,sec,Pa
*HEADING
Prototypage laser avec activation d'éléments
**RESTART,WRITE,num=1
-----
**
**
-----
**                                     **
**                DEFINITION DU MODELE                **
**                                     **
**                                     **
-----
***  Nodes cruciales dans la couche en bas d'element fini **
-----
*NODE
1,0,0,0
71,0.00648,0,0
7071,0.00648,0.00648,0
7001,0,0.00648,0
**
300001,0,0,0.0037
300071,0.00648,0,0.0037
307071,0.00648,0.00648,0.0037
307001,0,0.00648,0.0037
**
10000001,0.0003,0.0003,0.0003
10000071,0.00618,0.0003,0.0003
10007071,0.00618,0.00618,0.0003
10007001,0.0003,0.00618,0.0003
**
10300001,0.0003,0.0003,0.0037
10300071,0.00618,0.0003,0.0037
10307071,0.00618,0.00618,0.0037
10307001,0.0003,0.00618,0.0037
**
10353536,0.00324,0.00324,0.0038
10353537,0.003324,0.00324,0.0038
**
-----
***  Nodes cruciales dans la couche en haut d'element fini **
-----
*Node
350001,0,0,0.0038
350071,0.00648,0,0.0038
357071,0.00648,0.00648,0.0038
357001,0,0.00648,0.0038
**
10350001,0.0003,0.0003,0.0038
10350071,0.00618,0.0003,0.0038
10357071,0.00618,0.00618,0.0038
10357001,0.0003,0.00618,0.0038
**
-----
***                                     **
***  Generation des noeuds du massif fini                **
***                                     **
-----
***                                     **
***  A. Generation des noeuds dans 2 surfaces de couche en bas **
***                                     **
-----
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-BAS
10000001,10000071,1

```

```

*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-MILIEU
10300001,10300071,1
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-BAS
10007001,10007071,1
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-MILIEU
10307001,10307071,1
-----
*** 1.Generation les noeuds de surface en bas d'element FINI**
-----
*NFILL,NSET=BAS
NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-BAS,NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-BAS,70,100
-----
*** 2.Generation des noeuds de surface en milieu d'element FINI**
-----
*NFILL,NSET=HAUT-MILIEU
NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-MILIEU,NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-MILIEU,70,100
-----
*** 3.Generation des noeuds dans la surface de couche en haut **
-----
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-HAUT
10350001,10350071,1
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-HAUT
10357001,10357071,1
*NFILL,NSET=HAUT
NOEUDS-FINI-COTE-AVANT-HAUT,NOEUDS-FINI-COTE-ARRIERE-HAUT,70,100
**
-----
***
***
***      B. NOEUDS DANS SURFACE GAUCHE DE MODEL ELEMENT FINI          ***
***
***
-----
***NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-BAS***
-----
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-BAS
10000001,10007001,100
-----
***NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-MILIEU**
-----
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-MILIEU
10300001,10307001,100
-----
***NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-HAUT **
-----
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-HAUT
10350001,10357001,100
**
*NFILL,NSET=GAUCHE-BAS
NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-BAS,NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=GAUCHE-HAUT
NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-MILIEU,NOEUDS-FINI-COTE-GAUCHE-HAUT,5,10000
*NSET,NSET=GAUCHE
GAUCHE-BAS,GAUCHE-HAUT
**
-----
***
***
***      C.NOEUDS DANS SURFACE DROIT DE MODEL ELEMENT FINI          ***
***
***
-----
*****NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-BAS
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-BAS
10000071,10007071,100
*****NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-MILIEU
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-MILIEU
10300071,10307071,100
*****NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-HAUT
*NGEN,NSET=NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-HAUT
10350071,10357071,100
-----
*NFILL,NSET=DROITE-BAS
NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-BAS,NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=DROITE-HAUT
NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-MILIEU,NOEUDS-FINI-COTE-DROITE-HAUT,5,10000
*NSET,NSET=DROIT

```

```

DROITE-BAS,DROITE-HAUT
-----
***
***
***   D.NOEUDES DANS SURFACE AVANT DE MODEL ELEMENT FINI           ***
***
***
-----
*NFILL,NSET=AVANT-BAS
NOEUDES-FINI-COTE-AVANT-BAS,NOEUDES-FINI-COTE-AVANT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=AVANT-HAUT
NOEUDES-FINI-COTE-AVANT-MILIEU,NOEUDES-FINI-COTE-AVANT-HAUT,5,10000
*NSET,NSET=AVANT
AVANT-BAS,AVANT-HAUT
**
-----
***
***
***           E.NoEUDES DANS SURFACE ARRIERE DE MODEL ELEMENT FINI   ***
***
***
-----
**
*NFILL,NSET=ARRIERE-BAS
NOEUDES-FINI-COTE-ARRIERE-BAS,NOEUDES-FINI-COTE-ARRIERE-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=ARRIERE-HAUT
NOEUDES-FINI-COTE-ARRIERE-MILIEU,NOEUDES-FINI-COTE-ARRIERE-HAUT,5,10000
*NSET,NSET=ARRIERE
ARRIERE-BAS,ARRIERE-HAUT
**
**
-----
***
***
** Generation noeuds ensambles de couche en BAS et haut           ***
***           *****           ***
**on peut changer bias ici d'element fini de couche en bas***
**
-----
*NFILL,NSET=NOEUDES-FINI-ENTITE-BAS,BIAS=1.1
BAS,HAUT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=NOEUDES-FINI-ENTITE-HAUT
HAUT-MILIEU,HAUT,5,10000
**
-----
**
**           ASSEMBLER NOUEDS FINI EN BAS ET EN HAUT           **
**
**
-----
**
*NSET,NSET=NOEUDES-FINI
NOEUDES-FINI-ENTITE-BAS,NOEUDES-FINI-ENTITE-HAUT
**
-----
***
***           noeuds infinis           ***
***
-----
***           INFINIS EN BAS           ***
-----
*ngen,nset=INF-AVANT-BAS
1,71,1
*ngen,nset=INF-AVANT-HAUT-MILIEU
300001,300071,1
*ngen,nset=INF-DROIT-BAS
71,7071,100
*ngen,nset=INF-DROIT-HAUT-MILIEU
300071,307071,100
*ngen,nset=INF-GAUCHE-BAS
1,7001,100
*ngen,nset=INF-GAUCHE-HAUT-MILIEU
300001,307001,100
*ngen,nset=INF-ARRIERE-BAS
7001,7071,1
*ngen,nset=INF-ARRIERE-HAUT-MILIEU

```

```

307001,307071,1
-----
*NFILL,NSET=NINFINI1,BIAS=1.1
INF-AVANT-BAS,INF-AVANT-HAUT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=NINFINI2,BIAS=1.1
INF-DROIT-BAS,INF-DROIT-HAUT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=NINFINI3,BIAS=1.1
INF-GAUCHE-BAS,INF-GAUCHE-HAUT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=NINFINI4,BIAS=1.1
INF-ARRIERE-BAS,INF-ARRIERE-HAUT-MILIEU,30,10000
*NFILL,NSET=NINFINI5
INF-AVANT-BAS,INF-ARRIERE-BAS,70,100
-----
***          ASSEMBLER INF EN BAS          ***
-----
*NSET,NSET=NINFINI-BAS
NINFINI1,NINFINI2,NINFINI3,NINFINI4,NINFINI5
-----
***          INFINIS EN HAUT          ***
-----
*ngen,nset=INF-AVANT-HAUT
350001,350071,1
*ngen,nset=INF-DROIT-HAUT
350071,357071,100
*ngen,nset=INF-GAUCHE-HAUT
350001,357001,100
*ngen,nset=INF-ARRIERE-HAUT
357001,357071,1
-----
*NFILL,NSET=NINFINI6,BIAS=1
INF-AVANT-HAUT-MILIEU,INF-AVANT-HAUT,5,10000
*NFILL,NSET=NINFINI7,BIAS=1
INF-DROIT-HAUT-MILIEU,INF-DROIT-HAUT,5,10000
*NFILL,NSET=NINFINI8,BIAS=1
INF-GAUCHE-HAUT-MILIEU,INF-GAUCHE-HAUT,5,10000
*NFILL,NSET=NINFINI9,BIAS=1
INF-ARRIERE-HAUT-MILIEU,INF-ARRIERE-HAUT,5,10000
-----
***          ASSEMBLER INF EN HAUT          **
-----
*NSET,NSET=NINFINI-HAUT
NINFINI6,NINFINI7,NINFINI8,NINFINI9
**
-----
***          ***
***          COMBINAISON NINFINI EN BAS ET EN HAUT          ***
***          ***
-----
*NSET,NSET=NOEUDS-INFINI
NINFINI-BAS,NINFINI-HAUT
=====
-----
***          ***
***          définition des éléments finis          ***
***          ***
-----
***          EN BAS          ***
-----
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10000001,10000001,10000002,10000102,10000101,10010001,10010002,10010102,10010101
*ELGEN,ELSET=EL-FINI-BAS
10000001,70,1,1,70,100,100,30,10000,10000
-----
***          EN HAUT          ***
-----
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10300001,10300001,10300002,10300102,10300101,10310001,10310002,10310102,10310101
*ELGEN,ELSET=EL-FINI-HAUT
10300001,70,1,1,70,100,100,5,10000,10000
-----
***          COMINAISON ELEMNET EN BAS ET EN HAUT          ***
-----
*ELSET,ELSET=EL-FINI
EL-FINI-BAS,EL-FINI-HAUT
-----
***
***
***          GENERER LE 5 COUCHE POUR IMPOSER CHOC et CR initiales          ***

```

```

***
***
-----
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10340001,10340001,10340002,10340102,10340101,10350001,10350002,10350102,10350101
*ELGEN,ELSET=EL-SURF1
10340001,70,1,1,70,100,100,1,10000,10000
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10330001,10330001,10330002,10330102,10330101,10340001,10340002,10340102,10340101
*ELGEN,ELSET=EL-SURF2
10330001,70,1,1,70,100,100,1,10000,10000
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10320001,10320001,10320002,10320102,10320101,10330001,10330002,10330102,10330101
*ELGEN,ELSET=EL-SURF3
10320001,70,1,1,70,100,100,1,10000,10000
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10310001,10310001,10310002,10310102,10310101,10320001,10320002,10320102,10320101
*ELGEN,ELSET=EL-SURF4
10310001,70,1,1,70,100,100,1,10000,10000
*ELEMENT,TYPE=C3D8R
10300001,10300001,10300002,10300102,10300101,10310001,10310002,10310102,10310101
*ELGEN,ELSET=EL-SURF5
10300001,70,1,1,70,100,100,1,10000,10000
-----
***
***
définition des elements infinis
***
***
-----
***
EN BAS
***
-----
**
*****EL-INF-FACADE1*****
*element,type=CIN3D8
1,10000002,10010002,10010001,10000001,2,10002,10001,1
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE1
1,70,1,1,1,-10000000,-10000000,30,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE2*****
**
*element,type=CIN3D8
71,10000171,10010171,10010071,10000071,171,10171,10071,71
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE2
71,1,-10000000,-10000000,70,100,100,30,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE3*****
**
*element,type=CIN3D8
7071,10007070,10017070,10017071,10007071,7070,17070,17071,7071
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE3
7071,70,-1,-1,1,-10000000,-10000000,30,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE4*****
**
*element,type=CIN3D8
7001,10006901,10016901,10017001,10007001,6901,16901,17001,7001
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE4
7001,1,-10000000,-10000000,70,-100,-100,30,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE5*****
**
*element,type=CIN3D8
800000,10000001,10000101,10000102,10000002,1,101,102,2
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE5
800000,70,1,1,70,100,100,1,-10000000,-10000000
-----
***
ASSEMBLER ELEMENT INFINI EN BAS
***
-----
*ELSET,ELSET=EL-INFINI-BAS
EL-INF-FACADE1,EL-INF-FACADE2,EL-INF-FACADE3,EL-INF-FACADE4,EL-INF-FACADE5
**

```

```

-----
***                EN HAUT                ***
-----
**
*****EL-INF-FACADE6*****
**
*element,type=CIN3D8
300001,10300002,10310002,10310001,10300001,300002,310002,310001,300001
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE6
300001,70,1,1,1,-10000000,-10000000,5,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE7*****
**
*element,type=CIN3D8
300071,10300171,10310171,10310071,10300071,300171,310171,310071,300071
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE7
300071,1,-10000000,-10000000,70,100,100,5,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE8*****
**
*element,type=CIN3D8
307071,10307070,10317070,10317071,10307071,307070,317070,317071,307071
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE8
307071,70,-1,-1,1,-10000000,-10000000,5,10000,10000
**
*****EL-INF-FACADE9*****
**
*element,type=CIN3D8
307001,10306901,10316901,10317001,10307001,306901,316901,317001,307001
*ELGEN,ELSET=EL-INF-FACADE9
307001,1,-10000000,-10000000,70,-100,-100,5,10000,10000
-----
***                ASSEMBLER ELEMENT INFINI EN HAUT                ***
-----
*ELSET,ELSET=EL-INFINI-HAUT
EL-INF-FACADE6,EL-INF-FACADE7,EL-INF-FACADE8,EL-INF-FACADE9
**
-----
***                ASSEMBLER ELEMENT INFINI EN BAS ET EN HAUT                ***
-----
*ELSET,ELSET=EL-INFINI
EL-INFINI-BAS,EL-INFINI-HAUT
**
-----
**
**                Ajouter des series de noeuds pour resultats                **
**
-----
**
*NGEN,NSET=Centre
10353536,10353537,1
*ELSET,ELSET=SORTIE,GENERATE
10343536,10343537,1
-----
**                PROPRIETES DU MATERIAU                *
-----
*SOLID SECTION,MATERIAL=ALUMINIUM,ELSET=EL-FINI
** on impose un contrôle du hourglass car éléments à intégration réduite
*SECTION CONTROLS,NAME=CONTROLE,HOURLASS=ENHANCED
*MATERIAL,NAME=ALUMINIUM,strain rate regularization
*ELASTIC
74e9,0.32
*plastic
500e6,0
510e6,0.01
518e6,0.02
525e6,0.03
531e6,0.04
*rate dependent,type=yield ratio
1,0
1.05,1e1
1.1,1e2

```

```

1.15,1e3
1.20,1e4
1.25,1e5
2.5,1e6
*density
2720.,293.
-----
*SOLID SECTION, ELSET=EL-INFINI, MATERIAL=ALUINF
*MATERIAL, NAME=ALUINF
*ELASTIC,type=isotropic
74.E9,0.32
*DENSITY
2720.,293.
**
-----
**
**
**          INITIAL CONDITION
**
**
-----
**
*INITIAL CONDITIONS,TYPE=TEMP
NOEUDS-FINI,298.
NOEUDS-INFINI,298.
**
**INITIAL CONDITIONS, TYPE=STRESS
**EL-FINI-HAUT,-80°6,-80°6
**
-----
**
**          Conditions aux limites
**
-----
** encaster le contour de model element fini sauf sa surface
**BOUNDARY
**BAS,3,3
**AVANT,ENCASTRE
**ARRIERE,ENCASTRE
**GAUCHE,ENCASTRE
**DROIT,ENCASTRE
**
-----
**
**          CHARGEMENT      MECANIQUE      ligne111      **
-----
**
*STEP
step1 : on calcule le choc-laser
*DYNAMIC, EXPLICIT,direct user control
1e-9,25e-5
*AMPLITUDE,DEFINITION=TABULAR,NAME=CHOC,smooth=0.05
0., 0.,          2e-09, 0.2,          4e-09, 0.5,          6e-09, 0.96
8e-09,1.,          1e-08, 0.97,          1.2e-08, 0.85,          1.5e-08, 0.75
1.9e-08, 0.65,          2.7e-08, 0.54,          4.3e-08, 0.43,          6e-08, 0.34
1e-07, 0.2,          1.2e-07, 0.13,          1.5e-07, 0.,          1.8e-06, 0.
-----
1e-5,0.,          1.0002e-5,0.2,          1.0004e-5,0.5,          1.0006e-5,0.96
1.0008e-5,1.,          1.001e-5,0.97,          1.0012e-5,0.85,          1.0015e-5,0.75
1.0019e-5,0.65,          1.0027e-5,0.54,          1.0043e-5,0.43,          1.006e-5,0.34
1.01e-5,0.2,          1.012e-5,0.13,          1.015e-5,0.,          1.18e-5,0.
-----
2e-5,0.,          2.0002e-5,0.2,          2.0004e-5,0.5,          2.0006e-5,0.96
2.0008e-5,1.,          2.001e-5,0.97,          2.0012e-5,0.85,          2.0015e-5,0.75
2.0019e-5,0.65,          2.0027e-5,0.54,          2.0043e-5,0.43,          2.006e-5,0.34
2.01e-5,0.2,          2.012e-5,0.13,          2.015e-5,0.,          2.18e-5,0.
-----
24e-5,0.,          24.0002e-5,0.2,          24.0004e-5,0.5,          24.0006e-5,0.96
24.0008e-5,1.,          24.001e-5,0.97,          24.0012e-5,0.85,          24.0015e-5,0.75
24.0019e-5,0.65,          24.0027e-5,0.54,          24.0043e-5,0.43,          24.006e-5,0.34
24.01e-5,0.2,          24.012e-5,0.13,          24.015e-5,0.,          24.18e-5,0.
25e-5,0.
-----
**en axisymetrique : utiliser P3 (face du haut)
*DLOAD,AMP=CHOC
EL-SURF1,P2NU,0.
*OUTPUT, FIELD, num=100
*element output,ELSET=EL-FINI
s,e,pe

```

```
*node output, nset=NOEUDS-FINI
u
*OUTPUT, HISTORY, time interval=2e-07
*node output, nset=CENTRE
u
*element output, elset=SORTIE
s
*Energy Output
ALLAE, ALLIE, ALLKE, ALLPD, ETOTAL, ALLSE
*ENDSTEP
```

Annexe 11 : Routine de calcul 3D (50% de recouvrement, P=4,5 GPa)

```

C
C User subroutine VDLOAD
subroutine vload (
C Read only -
  •      nblock, ndim, stepTime, totalTime, amplitude,
  •      curCoords, velocity, dircos, jltyp, sname,
C Write only -
  •      value )
C
include `vaba_param.inc'
parameter ( x1=0.00324, y1=0.00324, r=0.0008, t1=1.5e-7 )
C
dimension curCoords(nblock,ndim), velocity(nblock,ndim),
  •      dircos(nblock,ndim,ndim), value(nblock)
character*80 sname
C
rcar=r**2
C
C
do k = 1, nblock
t=totalTime
A1=(curCoords(k,1)-x1+2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1+2*r)**2
A2=(curCoords(k,1)-x1+r)**2+(curCoords(k,2)-y1+2*r)**2
A3=(curCoords(k,1)-x1)**2+(curCoords(k,2)-y1+2*r)**2
A4=(curCoords(k,1)-x1-r)**2+(curCoords(k,2)-y1+2*r)**2
A5=(curCoords(k,1)-x1-2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1+2*r)**2
A6=(curCoords(k,1)-x1-2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1+r)**2
A7=(curCoords(k,1)-x1-r)**2+(curCoords(k,2)-y1+r)**2
A8=(curCoords(k,1)-x1)**2+(curCoords(k,2)-y1+r)**2
A9=(curCoords(k,1)-x1+r)**2+(curCoords(k,2)-y1+r)**2
A10=(curCoords(k,1)-x1+2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1+r)**2
A11=(curCoords(k,1)-x1+2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1)**2
A12=(curCoords(k,1)-x1+r)**2+(curCoords(k,2)-y1)**2
A13=(curCoords(k,1)-x1)**2+(curCoords(k,2)-y1)**2
A14=(curCoords(k,1)-x1-r)**2+(curCoords(k,2)-y1)**2
A15=(curCoords(k,1)-x1-2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1)**2
A16=(curCoords(k,1)-x1-2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1-r)**2
A17=(curCoords(k,1)-x1-r)**2+(curCoords(k,2)-y1-r)**2
A18=(curCoords(k,1)-x1)**2+(curCoords(k,2)-y1-r)**2
A19=(curCoords(k,1)-x1+r)**2+(curCoords(k,2)-y1-r)**2
A20=(curCoords(k,1)-x1+2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1-r)**2
A21=(curCoords(k,1)-x1+2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1-2*r)**2
A22=(curCoords(k,1)-x1+r)**2+(curCoords(k,2)-y1-2*r)**2
A23=(curCoords(k,1)-x1)**2+(curCoords(k,2)-y1-2*r)**2
A24=(curCoords(k,1)-x1-r)**2+(curCoords(k,2)-y1-2*r)**2
A25=(curCoords(k,1)-x1-2*r)**2+(curCoords(k,2)-y1-2*r)**2
C
if ((A1.LT.rcar).and.(t.LT.1.5e-7)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A1/rcar)
else if ((A2.LT.rcar).and.(1e-5.LT.t).and.(t.LT.1.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A2/rcar)
else if ((A3.LT.rcar).and.(2e-5.LT.t).and.(t.LT.2.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A3/rcar)
else if ((A4.LT.rcar).and.(3e-5.LT.t).and.(t.LT.3.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A4/rcar)

```

```

else if ((A5.LT.rcar).and.(4e-5.LT.t).and.(t.LT.4.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A5/rcar)
else if ((A6.LT.rcar).and.(5e-5.LT.t).and.(t.LT.5.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A6/rcar)
else if ((A7.LT.rcar).and.(6e-5.LT.t).and.(t.LT.6.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A7/rcar)
else if ((A8.LT.rcar).and.(7e-5.LT.t).and.(t.LT.7.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A8/rcar)
else if ((A9.LT.rcar).and.(8e-5.LT.t).and.(t.LT.8.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A9/rcar)
else if ((A10.LT.rcar).and.(9e-5.LT.t).and.(t.LT.9.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A10/rcar)
else if ((A11.LT.rcar).and.(1e-4.LT.t).and.(t.LT.10.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A11/rcar)
else if ((A12.LT.rcar).and.(1.1e-4.LT.t).and.(t.LT.11.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A12/rcar)
else if ((A13.LT.rcar).and.(1.2e-4.LT.t).and.(t.LT.12.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A13/rcar)
else if ((A14.LT.rcar).and.(1.3e-4.LT.t).and.(t.LT.13.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A14/rcar)
else if ((A15.LT.rcar).and.(1.4e-4.LT.t).and.(t.LT.14.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A15/rcar)
else if ((A16.LT.rcar).and.(1.5e-4.LT.t).and.(t.LT.15.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A16/rcar)
else if ((A17.LT.rcar).and.(1.6e-4.LT.t).and.(t.LT.16.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A17/rcar)
else if ((A18.LT.rcar).and.(1.7e-4.LT.t).and.(t.LT.17.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A18/rcar)
else if ((A19.LT.rcar).and.(1.8e-4.LT.t).and.(t.LT.18.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A19/rcar)
else if ((A20.LT.rcar).and.(1.9e-4.LT.t).and.(t.LT.19.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A20/rcar)
else if ((A21.LT.rcar).and.(2.0e-4.LT.t).and.(t.LT.20.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A21/rcar)
else if ((A22.LT.rcar).and.(2.1e-4.LT.t).and.(t.LT.21.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A22/rcar)
else if ((A23.LT.rcar).and.(2.2e-4.LT.t).and.(t.LT.22.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A23/rcar)
else if ((A24.LT.rcar).and.(2.3e-4.LT.t).and.(t.LT.23.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A24/rcar)
else if ((A25.LT.rcar).and.(2.4e-4.LT.t).and.(t.LT.24.015e-5)) then
value(k)=4.5e9*amplitude*sqrt(1-0.5*A25/rcar)
endif
end do
return
end

```

Analyse expérimentale et numérique de la distribution des contraintes résiduelles induites par choc-laser dans des alliages d'aluminium

RESUME : L'objectif de cette étude est d'analyser le gradient des contraintes résiduelles induites par le traitement de choc laser (CL) sur 2 alliages d'aluminium (6056-T4 et 2050-T8) par la diffraction des rayons X (DRX) et par modélisation numérique en éléments finis, en portant une attention particulière à l'extrême surface du matériau. Pour étudier le gradient des contraintes résiduelles (CR) à l'extrême surface (moins de 10 μm), deux méthodes d'analyse par DRX en faible incidence ($\sin^2\psi^*$ et multi-réflexions) ont été adaptées et appliquées. Les deux méthodes ont été testées avec succès et ont permis pour la première fois, d'accéder aux états mécaniques proches de la surface après CL. Un modèle de simulation numérique en 3D de l'état mécanique induit par choc-laser a également été développé au cours de cette étude. L'utilisation de chargements $P=f(t)$ valides et de conditions aux limites réalistes (élément infinis en bord de massif) a permis d'estimer les déformations et les contraintes résiduelles introduites par un ou par plusieurs impacts laser. Différentes améliorations ont pu être apportées au modèle, comme la prise en compte de comportements distincts pour les couches superficielles, et le matériau à cœur. Le modèle a été appliqué à différentes conditions expérimentales (taux de recouvrement, diamètre d'impact et pression variables) et a pu être confronté avec succès en expérience, que ce soit pour la simulation de mono-impact laser ou pour la simulation de multi-impacts. L'approche numérique nous a également permis d'évaluer l'hétérogénéité de la distribution de contraintes résiduelles en surface du matériau.

Mots clés : Diffraction des rayons X, faible incidence, contraintes résiduelles, gradient, choc laser, Simulation, élément fini, alliage d'aluminium

Experimental and numerical analysis of the distribution of residual stresses induced by laser shock peening in aluminium alloy

ABSTRACT : The objective of this study is to analyze the distribution of residual stresses induced by laser shock peening (LSP) in 2 aluminum alloys (6056-T4 and 2050-T8) by the X-ray diffraction (XRD) and finite element numerical modeling with a particular attention to the very surface of material. In order to study the distribution of residual stresses (RS) in the very near layer (less than 10 μm), two analysis methods with pseudo-grazing incidence X-ray diffraction (GIXRD): $\sin^2\psi^*$ method and multi-reflections have been applied and adapted. These two methods have been tested successfully and allow us for the first time to estimate the mechanical state distribution near the very surface after LSP. The numerical simulation of mechanical state induced by LSP on 3 dimensions (3D) has been developed during this study. The utilization of valid charge $P=f(t)$ and of limit conditions set up (infinite element on the edge of solid) permit us to estimate the strain and RS induced by one or several laser impacts. Several improvements have been implemented on the model, like the consideration of distinct behavior for the very layers and the core of material. The model has been carried out on different experimental conditions (percentage of overlap, impact diameter and variable pressure) and has been confronted successfully to the experiment.

Keywords : X-ray diffraction, pseudo-grazing incidence, residual stresses, gradient, laser shock peening, modelling, finis elements, aluminium alloy

