



INSA

N°d'ordre NNT : 2018LYSEI015

THESE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITE DE LYON
opérée au sein de
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

Ecole Doctorale N° ED162
MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE

Spécialité de doctorat :
Génie Mécanique

Soutenue publiquement le 26/02/2018, par :
Abayomi Emmanuel SONDE

Etude et modélisation de procédés innovants de mise en compression de surfaces : traitements de surface par cavitation et par impulsions électromagnétiques

Devant le jury composé de :

| | | |
|------------------------|--------------------------------------|-----------------------|
| PONTHOT Jean-Philippe | Professeur, Université de Liège | Président |
| FOURNIER-GAGNOUD Annie | DR CNRS, INP Grenoble | Rapporteuse |
| FORTES-PATELLA Régiane | Professeure, INP Grenoble | Rapporteuse |
| ROBIN Vincent | Ingénieur – docteur, EDF R&D | Examineur |
| BROSSE Alexandre | Ingénieur – docteur, AREVA NP | Examineur |
| MAUGER Cyril | Maître de Conférences, INSA Lyon | Examineur |
| NELIAS Daniel | Professeur, INSA Lyon | Directeur de thèse |
| CHAISE Thibaut | Maître de Conférences, INSA Lyon | Co-directeur de thèse |
| JOUBERT Charles | Professeur, UCBL | Invité |
| BOISSON Nicolas | Professeur associé (PAST), INSA Lyon | Invité |

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales – Quinquennal 2016-2020

| SIGLE | ECOLE DOCTORALE | NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE |
|------------------|--|--|
| CHIMIE | CHIMIE DE LYON http://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr INSA : R. GOURDON | M. Stéphane DANIELE Institut de recherches sur la catalyse et l'environnement de Lyon IRCELYON-UMR 5256 Équipe CDFA 2 Avenue Albert EINSTEIN 69 626 Villeurbanne CEDEX directeur@edchimie-lyon.fr |
| E.E.A. | ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE http://edeea.ec-lyon.fr Sec. : M.C. HAVGOUDOUKIAN ecole-doctorale.eea@ec-lyon.fr | M. Gérard SCORLETTI École Centrale de Lyon 36 Avenue Guy DE COLLONGUE 69 134 Écully Tél : 04.72.18.60.97 Fax 04.78.43.37.17 gerard.scorletti@ec-lyon.fr |
| E2M2 | ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : H. CHARLES secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr | M. Philippe NORMAND UMR 5557 Lab. d'Ecologie Microbienne Université Claude Bernard Lyon 1 Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX philippe.normand@univ-lyon1.fr |
| EDISS | INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ http://www.ediss-lyon.fr Sec. : Sylvie ROBERJOT Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 INSA : M. LAGARDE secretariat.ediss@univ-lyon1.fr | Mme Emmanuelle CANET-SOULAS INSERM U1060, CarMeN lab, Univ. Lyon 1 Bâtiment IMBL 11 Avenue Jean CAPELLE INSA de Lyon 69 621 Villeurbanne Tél : 04.72.68.49.09 Fax : 04.72.68.49.16 emmanuelle.canet@univ-lyon1.fr |
| INFOMATHS | INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 Fax : 04.72.43.16.87 infomaths@univ-lyon1.fr | M. Luca ZAMBONI Bât. Braconnier 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.26.23.45.52 zamboni@maths.univ-lyon1.fr |
| Matériaux | MATÉRIAUX DE LYON http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction ed.materiaux@insa-lyon.fr | M. Jean-Yves BUFFIÈRE INSA de Lyon MATEIS - Bât. Saint-Exupéry 7 Avenue Jean CAPELLE 69 621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.85.28 jean-yves.buffiere@insa-lyon.fr |
| MEGA | MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Marion COMBE Tél : 04.72.43.71.70 Fax : 04.72.43.87.12 Bât. Direction mega@insa-lyon.fr | M. Jocelyn BONJOUR INSA de Lyon Laboratoire CETHIL Bâtiment Sadi-Carnot 9, rue de la Physique 69 621 Villeurbanne CEDEX jocelyn.bonjour@insa-lyon.fr |
| ScSo | ScSo* http://ed483.univ-lyon2.fr Sec. : Viviane POLSINELLI Brigitte DUBOIS INSA : J.Y. TOUSSAINT Tél : 04.78.69.72.76 viviane.polsinelli@univ-lyon2.fr | M. Christian MONTES Université Lyon 2 86 Rue Pasteur 69 365 Lyon CEDEX 07 christian.montes@univ-lyon2.fr |

Remerciements

Je voudrais adresser ici toute ma gratitude à toutes les personnes qui ont, de près ou de loin, participé au bon déroulement de cette thèse.

En premier lieu, je remercie mon directeur de thèse, le Professeur Daniel Nélias pour m'avoir accordé sa confiance et donné l'opportunité d'effectuer cette thèse. Ses conseils, sa patience et sa bienveillance m'ont permis d'évoluer dans un environnement favorable pour mener à bien ce projet. Je remercie aussi Thibaut Chaise, mon co-directeur de thèse, pour son encadrement et son soutien. Nos discussions très enrichissantes ont permis non seulement de faire germer des idées pour débloquer les points durs rencontrés lors de ces travaux de recherche, mais aussi de me rassurer dans mes moments de doute.

Mes remerciements vont également à la société Framatome (Ex-AREVA NP) pour avoir co-financé cette thèse CIFRE et plus particulièrement aux personnes qui ont assuré mon encadrement industriel, Vincent Robin pendant une grande partie de la thèse, Alexandre Brosse sur la fin et Moïse Pignol pour avoir assuré la transition malgré son emploi du temps chargé. Merci à eux pour leur aide (surtout avec Sysweld) et pour m'avoir autorisé à concentrer mon travail essentiellement sur mon sujet de thèse. *I wish to thank greatly Darren Wood and Antoine Marion from Framatome for their help about cavitation peening.* Je n'oublie pas de remercier Philippe Gilles pour avoir été l'une des personnes à l'origine de cette thèse ainsi que mes collègues de la section DTIMLS-F de l'établissement de Lyon de la société Framatome pour leur sympathie à mon égard.

Je remercie toutes les personnes avec qui j'ai eu à collaborer scientifiquement lors de la réalisation de cette thèse. Un grand merci à Charles Joubert et Laurent Morel pour leurs précieux conseils sur l'électronique de puissance et leur participation au projet de mise en compression électromagnétique (EMP). Je ne saurais parler de collaboration sans remercier Aurélien Chazottes-Leconte, mon binôme sur le projet EMP, pour avoir su matérialiser ou devrais-je dire « donner vie » à mes simulations numériques. Ce fut un plaisir de travailler ensemble. De vifs remerciements vont également à Cyril Mauger et Nicolas Boisson pour leur soutien respectivement expérimental et numérique concernant la mécanique des fluides et spécialement la cavitation.

J'adresse mes sincères remerciements à l'ensemble des membres du jury pour leur participation. Mes remerciements vont à Jean-Philippe Ponthot pour avoir présidé ce jury. Je remercie également Régiane Fortes-Patella et Annie Fournier-Gagnoud pour avoir accepté de rapporter ce travail de recherche et pour leurs contributions à son amélioration.

Je tiens à adresser ma reconnaissance au personnel administratif et technique du LaMCoS, particulièrement Isabelle Comby pour sa disponibilité et son assistance salvatrice pour tout ce qui est administratif et aussi Philippe Chaudet pour son aide lors des expérimentations.

À toutes les personnes que j'ai connues au LaMCoS, je vous dis : Merci ! Tout d'abord, je remercie mes collègues doctorants avec qui j'ai partagé mon quotidien pendant ces trois années de recherche. Merci à Damien C. (mon alter ego du matin), Éric T., Espoir K., Lv Z. pour leur gentillesse et tous les moments passés ensemble. Je remercie particulièrement Philippe (Pipo) A. grâce à qui j'ai pu vivre cette belle aventure. Mes remerciements vont aux anciens doctorants : Alexandre B., Corentin R., Didier B., Fatima F., Guillermo G., Hana J., Jérémy M., Jérôme B., Nacer A., Nicolas L., Wenfeng Y., Yannick J. pour leur accueil. Merci également à ceux avec qui j'ai débuté : Guillaume C., Salvatore C., Shaocheng Z. et Ye L. Je n'oublie pas ceux qui m'ont rejoint en cours de route : Alexia B., Alexis B., Camille P., Chao Z., Deqi L., Étienne L., Meng W., Pierre P., Shuai C., Thibault B., Thibaut H., Thomas J., Tristan D., Tristan M., Wenjun G., Wenqi Z., Yvan D., Zi L.

J'ai également une pensée pour mes amis. Merci particulièrement à Arthur Yves G. pour sa gentillesse et pour nos longues discussions quotidiennes. Je remercie le R.P. Jean-Eudes C. pour son écoute et ses bons conseils. Je n'oublie pas mes amis de longue date Francis A., Moubarak G. et Yoyo D. ni tous ceux qui ont été de passage (ou qui sont encore présents pour certains) dans ma vie et qui m'ont apporté à un moment donné quelque soutien que ce soit.

Pour finir, mes plus sincères remerciements vont à ma famille. À ma mère Assoupi, toi qui es et seras sans doute la seule femme de ma vie, ce travail est aussi ta réussite. Je ne te remercierai jamais assez, non seulement pour m'avoir donné la vie, mais aussi pour tous les sacrifices que tu as dus faire pour que ma vie soit meilleure. À mon oncle Atsu, toi qui as l'habitude de dire que je suis ton premier fils, sache que je te considère comme le père que je n'ai pas eu. Un grand merci également à mes tantes Colette et Yvonne pour tous leurs soutiens de quelque nature que ce soit. Je dois tout à vous quatre. Merci !

Résumé

Les procédés de traitement de surface tels que le grenailage sont utilisés pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans les matériaux métalliques. Cette mise en compression permet de prévenir l'initiation et la propagation des fissures afin d'augmenter la durée de vie en fatigue des pièces mécaniques. Les limites et inconvénients des procédés actuels généralement utilisés pour cette fin sont connus et ont été mis en avant dans plusieurs études. Il s'agit entre autres d'une modification importante de l'état de surface (rugosité), une profondeur traitée limitée, des difficultés de mise en œuvre, des problèmes de contamination des milieux sensibles, etc. Aussi, de nouveaux procédés permettant d'obtenir des résultats équivalents voire meilleurs tout en évitant ces problèmes suscitent un intérêt grandissant. Le traitement de surface par cavitation (*cavitation peening*) et la mise en compression par impulsions électromagnétiques font partie de ces procédés innovants dont la modélisation a fait l'objet de cette thèse.

Le traitement de surface par cavitation consiste à générer un jet d'eau submergé contenant des bulles de cavitation et dirigé vers la surface à traiter. La principale difficulté dans la modélisation du *cavitation peening* est la détermination du chargement mécanique sur la surface provenant de l'implosion des bulles de cavitation. L'effondrement des bulles peut se faire de manière sphérique ou non-sphérique suivant leur proximité de la paroi solide. Des modèles analytiques et numériques ont donc été élaborés pour étudier la dynamique des bulles et déterminer l'onde de pression due à une bulle sphérique d'une part, et la pression d'impact du micro-jet (bulle asphérique) d'autre part. Ces deux types de sollicitations ont été comparés et un modèle macroscopique pour le traitement par cavitation a été dérivé, en s'appuyant sur une simulation numérique du jet de cavitation. Une comparaison avec des résultats expérimentaux a été effectuée et a montré la pertinence du modèle proposé.

En ce qui concerne le traitement par impulsions électromagnétiques, il consiste à générer un puissant champ magnétique transitoire par induction dans la pièce de matériau conducteur. Les contraintes résiduelles proviennent de la déformation plastique créée par les forces de Laplace à l'intérieur du matériau. Un modèle numérique couplant l'électromagnétisme et la mécanique des solides a été mis en place pour la simulation du procédé. Grâce à une étude d'optimisation, ce modèle a permis d'obtenir les paramètres électriques nécessaires pour arriver à mettre en compression des matériaux de type alliage de base nickel ou d'aluminium par cette méthode. Les profondeurs de la mise en compression calculées sont théoriquement par calcul plus élevées que celles obtenues avec les méthodes classiques de traitement de surface. Une étude de l'influence des différents paramètres a été faite et a montré que le procédé peut être contrôlé de manière relativement aisée en variant l'intensité et la pseudo-fréquence du courant traversant l'inducteur.

Mots clés: Traitement de surface, grenailage, cavitation, électromagnétisme, contraintes résiduelles, couplage électromagnétisme – mécanique, éléments finis.

Abstract

Surface treatments methods like shot peening are used to introduce compressive residual stresses in metallic materials. These processes are carried during the manufacturing steps or for the purpose of repairing. The compressive stresses prevent the initiation and growth of cracks and hence improve the fatigue life of mechanical parts. The drawbacks and limitations of the existing processes generally used for this purpose are known and have been highlighted in many studies. These are, among others, an important surface modification (roughness), a limited compressive depth, difficulties in execution, debris and contamination problems, etc. Therefore, the interest in new surface treatment methods, which permit to obtain equivalent or even better compressive results while avoiding the previous problems, are growing. Cavitation peening and electromagnetic pulse peening are part of these innovative processes which modeling is the aim of this PhD thesis.

Cavitation peening is a process of surface treatment which acts by the generation of cavitation bubbles near the workpiece surface. The modeling of this process is challenging because of the complexity of cavitation phenomenon and the main problematic point is the determination of the mechanical loading on the material due the bubbles collapse. In this thesis, an approach of modeling for cavitation peening based on the study of the dynamics of cavitation bubbles is proposed. Spherical and aspherical collapse of bubbles near a solid surface are studied by some numerical and analytical models. These two sources of loading pressures have been compared and a macroscopic model for cavitation peening have been derived by associating the numerical simulation of the cavitation jet and the localization of the cavitation zone. The comparison between the final residual stress profile calculated with the proposed model and the experimental results were satisfactory.

Electromagnetic pulse peening (EMP) is a contactless process of surface treatment which could be used to introduce compressive residual stresses in conductive materials, by the generation of a high transient electromagnetic field. Laplace forces induced in the material by magnetic induction are the source of the material plastic deformation and compressive residual stresses introduction. To predict the EMP results, a numerical model have been built for the process simulation. The model, based on finite element method, coupled successfully electromagnetic and mechanical phenomena by using a sequential-coupled approach. It was proven theoretically, by the study of a reference case, that compressive residual stresses could be induced in metallic materials like nickel-based (*Inconel*) or aluminum alloys by the means of the present process. It was also shown by the calculations that much higher compressive depths than those of conventional peening processes could be achieved. The parametric study exhibited the influence of the maximum current intensity and frequency which affect both the compressive depth and the maximum residual stress.

Key words: Surface treatment, peening, cavitation, electromagnetism, residual stresses, electromagnetism – mechanics coupling, finite elements method.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Table des matières | i |
| Table des figures | v |
| Liste des tableaux | xi |
| Nomenclature | xiii |
| Introduction | 1 |
| 1 État de l'art | 5 |
| 1 Contexte industriel | 7 |
| 1.1 Présentation des réacteurs nucléaires | 7 |
| 1.2 Corrosion sous contrainte (CSC) | 9 |
| 1.3 Susceptibilité des matériaux à la CSC | 11 |
| 1.4 Origine des contraintes de traction | 11 |
| 2 Procédés de mise en compression de surface | 13 |
| 2.1 Grenailage de précontrainte | 14 |
| 2.2 Mise en compression par choc laser : <i>Laser Shock Peening (LSP)</i> | 18 |
| 2.3 Mise en compression par jet d'eau pure | 21 |
| 3 Mise en compression par cavitation | 24 |
| 3.1 Phénomène de cavitation | 24 |
| 3.2 Principe du <i>Cavitation Peening</i> | 25 |
| 3.3 Différents types de traitement de surface par cavitation | 26 |
| 3.4 Études expérimentales et comparaison avec les autres procédés | 33 |
| 3.5 Simulation de la mise en compression par cavitation | 36 |
| 4 Impulsions électromagnétiques en mécanique | 39 |
| 4.1 Mise en forme électromagnétique | 40 |
| 4.2 Simulation et couplage électromagnétisme - mécanique | 41 |
| 5 Synthèse | 47 |
| 2 <i>Cavitation peening</i> : modélisation par l'étude d'une bulle de cavitation | 49 |
| 1 Introduction | 51 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2 | Méthodologie de l'étude du procédé | 52 |
| 3 | Modélisation analytique d'une bulle sphérique isolée | 55 |
| 3.1 | Modèles de bulles de cavitation isolées | 55 |
| 3.2 | Étude d'une bulle sphérique | 59 |
| 3.3 | Champ de pression dans le liquide | 61 |
| 3.4 | Analyse des résultats | 62 |
| 3.5 | Distribution temporelle non-dimensionnelle de la pression . . . | 65 |
| 3.6 | Influence du comportement thermodynamique du gaz de la bulle | 67 |
| 3.7 | Étude paramétrique | 68 |
| 4 | Modélisation numérique et simulation d'une bulle proche d'une paroi | 74 |
| 4.1 | Étude expérimentale de bulles non-isolées | 74 |
| 4.2 | Modèle numérique | 78 |
| 4.3 | Simulation du <i>collapse</i> asphérique d'une bulle | 80 |
| 4.4 | Étude paramétrique | 84 |
| 4.5 | Théorie d'impact des liquides | 92 |
| 5 | Application au traitement de surface par cavitation | 93 |
| 5.1 | Propriétés du matériau | 94 |
| 5.2 | Comparaison des deux types de chargement mécanique | 94 |
| 5.3 | Contraintes résiduelles dues à une bulle | 96 |
| 5.4 | État de surface résultant de l'effet d'une bulle | 101 |
| 6 | Synthèse | 103 |
| 3 | <i>Cavitation peening</i> : étude du jet cavitant et modèle macroscopique | 105 |
| 1 | Introduction | 107 |
| 2 | Modélisation numérique du jet cavitant | 108 |
| 2.1 | Modélisation de la turbulence | 109 |
| 2.2 | Modèle de cavitation | 114 |
| 3 | Simulation du jet | 116 |
| 3.1 | Géométrie du modèle | 117 |
| 3.2 | Méthodes numériques | 118 |
| 3.3 | Résultats de la simulation du jet | 118 |
| 3.4 | Autre géométrie interne de buse | 118 |
| 4 | Modèle macroscopique de <i>cavitation peening</i> | 120 |
| 4.1 | Distribution de pression | 121 |
| 4.2 | Calcul des contraintes résiduelles | 122 |
| 5 | Synthèse | 124 |
| 4 | Traitement électromagnétique : présentation et modélisation | 127 |
| 1 | Introduction | 129 |
| 2 | Principe du procédé | 131 |
| 3 | Paramètres électriques du circuit | 132 |
| 3.1 | Circuit électrique équivalent | 132 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.2 | Caractéristiques l'inducteur | 133 |
| 3.3 | Profil temporel du courant | 134 |
| 4 | Modélisation du couplage électromagnétique – mécanique | 136 |
| 4.1 | Méthodologie | 136 |
| 4.2 | Modèle électromagnétique | 137 |
| 4.3 | Modèle mécanique | 141 |
| 5 | Validation du modèle | 141 |
| 5.1 | Données expérimentales | 142 |
| 5.2 | Validation du calcul électromagnétique | 142 |
| 5.3 | Validation du couplage électromagnétique – mécanique | 144 |
| 6 | Définition et étude d'un cas de référence d'EMP | 146 |
| 6.1 | Différences mise en compression / mise en forme électromagnétique | 146 |
| 6.2 | Définition des paramètres | 147 |
| 6.3 | Résultats et discussion | 149 |
| 7 | Étude paramétrique | 153 |
| 7.1 | Effet de l'intensité maximale du courant | 153 |
| 7.2 | Influence de la fréquence du courant | 153 |
| 7.3 | Effet de la conductivité électrique du matériau | 155 |
| 7.4 | Effets combinés de l'intensité et de la fréquence | 155 |
| 8 | Synthèse | 158 |
| 5 | Traitement électromagnétique : vers une validation expérimentale | 161 |
| 1 | Introduction | 163 |
| 2 | Optimisation de la géométrie et des dimensions de l'inducteur | 164 |
| 3 | Caractéristiques électriques du dispositif de mise en compression électromagnétique | 165 |
| 4 | Essais de mise en évidence de la mise en compression | 168 |
| 4.1 | Procédure expérimentale | 168 |
| 4.2 | Propriétés des éprouvettes traitées | 169 |
| 4.3 | Paramètres opérationnels des essais | 170 |
| 5 | Simulation des essais | 171 |
| 5.1 | Traitement uniforme d'une éprouvette | 171 |
| 5.2 | Effet de l'épaisseur de l'éprouvette | 173 |
| 5.3 | Influence de l'intensité du courant | 173 |
| 5.4 | Influence de la fréquence du courant | 174 |
| 6 | Traitement de surface de pièces massives | 176 |
| 6.1 | Aluminium AA6061-T6 | 177 |
| 6.2 | Alliage de base nickel 690 | 182 |
| 6.3 | Sensibilité à la vitesse de déformation | 182 |
| 7 | Bilan énergétique du procédé | 184 |
| 8 | Synthèse | 185 |

| | |
|---|------------|
| Conclusions et perspectives | 187 |
| A Résolution des problèmes électromagnétiques par éléments finis | 191 |
| 1 Phénomène d'induction électromagnétique | 191 |
| 2 Formulation du problème magnétodynamique | 193 |
| 3 Couplage des éléments finis et des éléments de frontière | 196 |
| Bibliographie | 199 |

Table des figures

| | | |
|------|---|----|
| 1.1 | Principe des Réacteurs à Eau Pressurisée | 8 |
| 1.2 | Principe des Réacteurs à Eau Bouillante | 8 |
| 1.3 | Facteurs de la corrosion sous contrainte | 10 |
| 1.4 | Diagramme temps-température-transformation (TTT) de l'acier austénitique : effet sur la durée avant susceptibilité à la CSC | 12 |
| 1.5 | Classification des carbures | 12 |
| 1.6 | Génération des contraintes résiduelles de soudage | 13 |
| 1.7 | Schéma et principe de la mise en compression de surface | 15 |
| 1.8 | Grenailleuse à ultrasons | 16 |
| 1.9 | Courbe de saturation de l'éprouvette Almen | 16 |
| 1.10 | Profil de contraintes résiduelles résultant d'un grenailage | 17 |
| 1.11 | Paramètres du grenailage et leurs effets sur le profil de contraintes résiduelles | 18 |
| 1.12 | Dispositif du traitement de surface par choc laser en mode confiné | 19 |
| 1.13 | Profils temporels de la densité de puissance laser et de la pression sur la surface | 19 |
| 1.14 | Pression d'impact en fonction de l'intensité du laser | 20 |
| 1.15 | Contraintes résiduelles obtenues par simulation du choc laser sur un acier C75 | 20 |
| 1.16 | Contraintes résiduelles obtenues expérimentalement et par simulation pour un alliage Ti-6Al-4V | 20 |
| 1.17 | Contraintes résiduelles mesurées expérimentalement en fonction du nombre de tirs | 21 |
| 1.18 | Effet de la répétition d'impacts sur les contraintes résiduelles | 21 |
| 1.19 | Principe et paramètres du traitement de surface par jet d'eau | 22 |
| 1.20 | Structure d'un jet d'eau dans l'air | 23 |
| 1.21 | Effets des paramètres du traitement de surface par jet d'eau | 24 |
| 1.22 | Diagramme de changement de phases | 25 |
| 1.23 | Dispositif pour la mise en compression par cavitation dans l'eau | 27 |
| 1.24 | Contraintes résiduelles superficielles en fonction du temps de traitement | 28 |
| 1.25 | Rugosité représentée en fonction du temps de traitement | 28 |
| 1.26 | Influence de la pression d'injection sur le nuage de cavitation | 29 |
| 1.27 | Dispositif et buse pour la mise en compression par cavitation dans l'air | 30 |

| | | |
|------|--|----|
| 1.28 | Effet de la pression du faible jet et de la distance de tir sur la performance du jet | 31 |
| 1.29 | Visualisation d'un jet de cavitation dans l'air | 31 |
| 1.30 | Comparaison des résultats des traitements par jets de cavitation dans l'eau (CJW) et dans l'air (CJA) | 32 |
| 1.31 | Traitement de surface par cavitation avec deux jets opposés | 33 |
| 1.32 | Effet de l'angle d'incidence sur la pression d'impact et les contraintes résiduelles issues du WCP | 35 |
| 1.33 | Comparaison entre le WCP et le grenailage | 36 |
| 1.34 | Comparaison des états de surface après traitement par jet de cavitation, après grenailage avec l'état de surface initial | 37 |
| 1.35 | Modélisation du WCP par éléments finis | 37 |
| 1.36 | Résultats de simulation du WCP | 38 |
| 1.37 | Résultats de simulation du WCP avec prise en compte des contraintes résiduelles du second ordre | 38 |
| 1.38 | Différents types d'électro-magnéto-formage (EMF) | 40 |
| 1.39 | Paramètres et distribution radiale de la pression magnétique sur une plaque | 42 |
| 1.40 | Effet de la prise en compte de la déformation et de la vitesse de déplacement sur la force magnétique | 43 |
| 1.41 | Champ magnétique et déflexion en fonction du temps d'une plaque au cours d'un processus d'EMF | 44 |
| 1.42 | Modélisation 3D de la mise en forme électromagnétique d'une plaque | 45 |
| 1.43 | Géométrie du modèle pour éviter le remaillage de l'air | 46 |
| 2.1 | Méthodologie de l'étude du traitement de surface par cavitation | 54 |
| 2.2 | Rayon de la bulle en fonction du temps | 61 |
| 2.3 | Pression à l'interface bulle – liquide en fonction du rayon instantané de la bulle | 63 |
| 2.4 | Évolution du rayon de la bulle en fonction du temps | 64 |
| 2.5 | Évolution temporelle de la pression calculée en un point situé à $3R_o$ du centre de la bulle | 64 |
| 2.6 | Représentation de l'onde de pression due à une bulle de cavitation dans un repère espace-temps | 66 |
| 2.7 | Exemple de représentation non-dimensionnelle constante de la pression | 67 |
| 2.8 | Influence du comportement thermodynamique du gaz non-condensable sur la dynamique de la bulle. | 69 |
| 2.9 | Représentation de l'évolution temporelle de la pression en fonction de P_{go} | 71 |
| 2.10 | Représentation de l'évolution temporelle de la pression en fonction du rayon maximal R_o | 72 |
| 2.11 | Représentation de l'évolution temporelle de la pression en fonction de P_∞ | 73 |

| | | |
|------|--|-----|
| 2.12 | Dispositif expérimental de la génération et de l'observation de bulles de cavitation par focalisation laser | 75 |
| 2.13 | Évolution d'une bulle de rayon maximal 0.72 mm générée à $\gamma = 1.95$ de la paroi | 76 |
| 2.14 | Comparaison de l'évolution des bulles de rayon maximal 0.8 mm générées à différentes distances de la paroi | 77 |
| 2.15 | Représentation schématique de la géométrie et des conditions limites pour la simulation d'une bulle de cavitation proche d'une surface solide. | 81 |
| 2.16 | Résultats de la simulation à $t = 2 \mu\text{s}$ | 85 |
| 2.17 | Résultats de la simulation à $t = 32 \mu\text{s}$ | 86 |
| 2.18 | Résultats de la simulation à $t = 93.2 \mu\text{s}$ | 87 |
| 2.19 | Résultats de la simulation à $t = 98 \mu\text{s}$ | 88 |
| 2.20 | Résultats de la simulation à $t = 104 \mu\text{s}$ | 89 |
| 2.21 | Vitesse du jet rentrant dans la bulle (micro-jet) et vitesse d'impact du fluide sur la paroi solide en fonction de la distance à la paroi γ . . | 90 |
| 2.22 | Vitesse du jet rentrant dans la bulle (micro-jet) et vitesse d'impact du fluide sur la paroi solide en fonction de la pression externe P_∞ . . | 91 |
| 2.23 | Théorie d'impact des liquides | 93 |
| 2.24 | Loi de comportement expérimentale de l'alliage AISI4140 | 95 |
| 2.25 | Illustration des deux mécanismes du chargement mécanique de la surface dû à une bulle de cavitation | 97 |
| 2.26 | Répartition de la pression sur la surface en fonction de la distance radiale | 98 |
| 2.27 | Distributions temporelles du chargement provenant de l'onde de pression sur la surface | 99 |
| 2.28 | Profils de la déformation plastique cumulée en fonction de la profondeur | 100 |
| 2.29 | Profils de la contrainte radiale résiduelle en fonction de la profondeur | 100 |
| 2.30 | Profils des marques d'indentation sur la surface du matériau | 101 |
| 3.1 | Illustration de la formation de la cavitation dans l'orifice de la buse . | 108 |
| 3.2 | Principe de décomposition des variables dans les modèles RANS . . . | 111 |
| 3.3 | Représentation schématique de la géométrie du modèle pour la simulation du jet de cavitation | 117 |
| 3.4 | Résultats de la simulation du jet de cavitation | 119 |
| 3.5 | Distribution radiale de fraction volumique de vapeur dans la plus large section du jet de cavitation | 119 |
| 3.6 | Géométrie interne d'une buse avec « convergent – divergent » | 120 |
| 3.7 | Distribution de fraction volumique de vapeur pour une buse avec « convergent – divergent » | 120 |
| 3.8 | Mise en évidence de la corrélation entre l'intensité de cavitation et les effets mécaniques sur la surface | 121 |
| 3.9 | Distributions radiales de la pression exercée sur la surface correspondant aux trois facteurs F_1 , F_2 et F_3 | 122 |

| | | |
|------|--|-----|
| 3.10 | Profils de contraintes radiales résiduelles dans la profondeur après le traitement | 123 |
| 3.11 | Profil de contraintes radiales résiduelles en surface après le traitement | 124 |
| 4.1 | Mise en évidence de l'apparition d'une couche contaminante due gre-naillage | 130 |
| 4.2 | Coupe d'un inducteur d'une spire rectangulaire | 134 |
| 4.3 | Profil temporel réel de l'intensité de courant et celui utilisé pour les simulations | 135 |
| 4.4 | Modélisation du couplage électromagnétisme – mécanique | 138 |
| 4.5 | Intensité de courant traversant l'inducteur pour 80 J et 720 J d'énergie électrique | 144 |
| 4.6 | Distribution radiale de la composante radiale de l'induction magné-tique B_r | 145 |
| 4.7 | Déplacement vertical du disque en fonction du temps | 146 |
| 4.8 | Représentation schématique de la géométrie du modèle | 149 |
| 4.9 | Résultats de la simulation de l'EMP | 151 |
| 4.10 | Distribution des forces de Laplace dans la pièce | 151 |
| 4.11 | Profil de déformation plastique cumulée dans la pièce sous l'inducteur à la fin du procédé | 152 |
| 4.12 | Profil de contrainte moyenne résiduelle dans la pièce sous l'inducteur | 152 |
| 4.13 | Influence de l'intensité maximale sur les résultats mécaniques de l'EMP | 154 |
| 4.14 | Effet de la pseudo-fréquence sur les résultats mécaniques de l'EMP | 154 |
| 4.15 | Profils de déformation plastique cumulée dans la pièce sous l'induc-teur en fonction de la conductivité électrique du matériau | 156 |
| 4.16 | Paramètre d'efficacité en fonction du paramètre non-dimensionnel de courant κ_e | 157 |
| 4.17 | Profondeur mise en compression en fonction du paramètre non-dimensionnel de courant κ_c | 158 |
| 4.18 | Déformation plastique équivalente maximale en fonction du para-mètre non-dimensionnel de courant κ_p | 159 |
| 5.1 | Calcul analytique du champ magnétique induit par un inducteur plat spirale à la surface d'un matériau supraconducteur | 165 |
| 5.2 | Représentation schématique du prototype de mise en compression électromagnétique | 167 |
| 5.3 | Loi de comportement mécanique de l'aluminium 6061 à l'état T0 (recuit). | 170 |
| 5.4 | Distribution de la déformation plastique cumulée et déformée d'une plaque d'épaisseur 2 mm après traitement et équilibre statique. | 172 |
| 5.5 | Déformée de la plaque obtenue numériquement pour un courant d'in-tensité maximale 80 kA et de pseudo-fréquence 35 kHz. | 173 |
| 5.6 | Déformées théoriques d'une éprouvette en fonction de son épaisseur | 174 |

| | | |
|------|--|-----|
| 5.7 | Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 1 mm avant le calcul d'équilibre statique | 175 |
| 5.8 | Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 2 mm avant le calcul d'équilibre statique | 175 |
| 5.9 | Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 4 mm avant le calcul d'équilibre statique | 175 |
| 5.10 | Déformées théoriques d'une éprouvette en fonction de l'intensité maximale | 176 |
| 5.11 | Déformées théoriques d'une éprouvette en fonction de la pseudo-fréquence | 176 |
| 5.12 | Profil envisagé pour le courant traversant l'inducteur. Intensité maximale 160 kA et pseudo-fréquence 35 kHz | 177 |
| 5.13 | Représentation schématique de la géométrie du modèle pour un inducteur à 3 spires | 178 |
| 5.14 | Essai de traction de l'AA6061 à l'état T6 | 179 |
| 5.15 | Loi de comportement de l' <i>Inconel</i> 690 | 179 |
| 5.16 | Déformation plastique cumulée dans la pièce d'alliage d'aluminium AA6061-T6 | 180 |
| 5.17 | Contrainte moyenne résiduelle dans la pièce d'alliage d'aluminium AA6061-T6 | 180 |
| 5.18 | Déformation plastique cumulée dans la pièce d'alliage à base nickel 690181 | |
| 5.19 | Contrainte moyenne résiduelle dans la pièce d'alliage à base nickel 690 181 | |
| 5.20 | Vitesse de déformation en fonction du temps en différents points dans l'alliage AA6061-T6 | 183 |
| 5.21 | Vitesse de déformation en fonction du temps en différents points dans l'alliage 690 | 183 |
| 5.22 | Diagramme des transferts d'énergie durant le traitement de surface par cavitation | 185 |
| 5.23 | Dispositif pour générer et observer un jet de cavitation | 189 |

Liste des tableaux

| | | |
|-----|--|-----|
| 2.1 | Étude de convergence du maillage pour la vitesse maximale de l'interface bulle – liquide et la vitesse maximale du micro-jet | 83 |
| 2.2 | Composition chimique de l'acier AISI4140 | 94 |
| 2.3 | Caractéristiques de l'indentation conique à la surface du matériau . . . | 102 |
| 4.1 | Paramètres géométriques et matériaux des essais de mise en forme électromagnétique de la plaque | 143 |
| 4.2 | Paramètres géométriques et matériaux de la mise en compression électromagnétique | 148 |
| 5.1 | Composition chimique de l'alliage d'aluminium AA6061 en pourcentage massique | 179 |

Nomenclature

| | |
|------|---|
| BEM | <i>Boundary Element Method</i> ou Méthode des Éléments de Frontière |
| CFD | <i>Computational Fluid Dynamics</i> |
| CFL | Condition de Courant – Friedrichs – Lewy |
| CJA | <i>Cavitation Jet in Air</i> |
| CJW | <i>Cavitation Jet in Water</i> |
| CSC | Corrosion Sous Contrainte |
| DES | <i>Detached Eddy Simulation</i> |
| DNS | <i>Direct Numerical Simulation</i> |
| EMF | <i>ElectroMagnetic Forming</i> ou Mise en forme électromagnétique |
| EMP | <i>ElectroMagnetic Peening</i> ou Mise en compression électromagnétique |
| FEM | <i>Finite Element Method</i> ou Méthode des Éléments Finis |
| GV | Générateur de Vapeur |
| LES | <i>Large Eddy Simulation</i> |
| LSP | <i>Laser Shock Peening</i> ou Mise en compression par choc laser |
| PFC | Pénétration de Fond de Cuve |
| RANS | <i>Reynolds Averaged Navier Stokes</i> |
| REB | Réacteur à Eau Bouillante |
| REP | Réacteur à Eau Pressurisée |
| USP | <i>Ultrasonic Shot Peening</i> ou Grenailage Ultrasonore |
| VOF | <i>Volume of Fluid</i> |
| WCP | <i>Water Cavitation Peening</i> ou Mise en compression par cavitation |
| WJP | <i>Water Jet Peening</i> ou Mise en compression par jet d'eau pure |
| ZAT | Zone Affectée Thermiquement lors du soudage |

| | |
|-----------------|--|
| \underline{A} | Potentiel magnétique vecteur |
| B | Paramètre de l'équation de Tait |
| \underline{B} | Induction ou vecteur densité de flux magnétique |
| C | Vitesse du son dans le liquide Capacité des condensateurs |
| E | Enthalpie |
| \underline{E} | Champ électrique |
| \underline{F} | Densité de force magnétique |
| F_σ | Force de tension superficielle |

Nomenclature

| | |
|----------------------|---|
| \underline{H} | Champ magnétique |
| I | Intensité de courant |
| I_m | Intensité maximale de courant |
| \underline{J} | Densité de courant |
| L | Inductance |
| P_g | Pression partielle de gaz non-condensable dans une bulle de cavitation |
| P_{g0} | Pression partielle initiale du gaz non-condensable |
| P_H | Limite élastique d'Hugoniot |
| P_{max} | Pression maximale |
| P_v | Pression de vapeur saturante |
| P_∞ | Pression (contrepression) dans le liquide loin de la bulle |
| $R(t)$ | Rayon d'une bulle de cavitation en fonction du temps |
| Re | Nombre de Reynolds |
| R_{ij} | Tenseur de Reynolds |
| R_{min} | Rayon minimal atteint par la bulle de cavitation |
| R_o | Rayon initial (et maximal) de la bulle de cavitation |
| T | Température |
| U | Vitesse de l'écoulement |
| | Tension de charge des condensateurs |
| V_{jet} | Vitesse d'impact du micro-jet lors du collapsus asphérique |
| | |
| c_p | Capacité thermique à pression constante |
| f | Pseudo-fréquence du courant |
| g | Accélération de la pesanteur |
| h | Paramètre de la loi des gaz de Van Der Waals |
| k | Conductivité thermique |
| | Énergie cinétique de turbulence (Chapitre 3) |
| n | Paramètre de l'équation de Tait |
| n_b | Nombre de bulles par unité de volume |
| $p(r, t)$ | Pression dans le liquide |
| r | Distance radiale |
| t | Temps |
| t_m | Instant correspondant au maximum de pression |
| $u(r, t)$ | Vitesse du fluide |
| | |
| α | Teneur en air de l'eau |
| α_g, α_v | Fraction volumique de gaz (ou vapeur) |
| α_l | Fraction volumique de liquide |
| γ | Distance du centre de la bulle à la paroi normalisée par le rayon maximum de la bulle |
| δ | Épaisseur de peau |

| | |
|--------------------------------|---|
| δ_{ij} | Symbole de Kronecker |
| δt | Largeur à mi-hauteur de la courbe temporelle de pression ou durée de passage d'onde |
| ε | Vitesse de dissipation de turbulence Déformation (Eq. 4.20) |
| ε_p | Déformation plastique cumulée |
| ζ | Coefficient d'amortissement du circuit RLC |
| η | Paramètre d'efficacité de l'EMP |
| κ | Indice adiabatique |
| $\kappa_c, \kappa_e, \kappa_p$ | Paramètres de l'EMP associant l'intensité et la pseudo-fréquence de courant |
| μ | Viscosité dynamique Perméabilité magnétique |
| μ_t | Viscosité de turbulence |
| ν | Viscosité cinématique |
| ρ | Masse volumique |
| ρ_l | Masse volumique du liquide |
| ρ_g | Masse volumique du gaz |
| σ | Conductivité électrique Contrainte (Eq. 4.20) |
| σ_R | Contrainte moyenne résiduelle |
| σ_Y | Limite élastique statique |
| τ_R | Temps de Rayleigh pour le collapsus total d'une bulle de cavitation |
| ϕ | Potential de vitesse |
| ω | Pulsation propre du circuit électrique |
| ∇ | Opérateur Nabla |

Introduction

Les contraintes résiduelles sont celles qui demeurent dans les pièces mécaniques lorsqu'elles sont libres de tout chargement externe. Elles proviennent généralement d'effets thermiques, mécaniques et/ou de transformations de phases métallurgiques pendant les étapes de fabrication. Lorsque ces contraintes résiduelles sont des contraintes de traction, elles peuvent avoir un impact négatif sur la durée de vie des pièces mécaniques. Dans le domaine des réacteurs nucléaires par exemple, les contraintes de traction trop élevées constituent l'un des trois facteurs entraînant la Corrosion Sous Contrainte (CSC) qui se caractérise par l'initiation et la propagation de fissures dans les couches superficielles des matériaux. Il s'ensuit une diminution de la résistance à la fatigue de ces composants métalliques. Ainsi, diminuer ou même annihiler la contrainte de traction dans le matériau permet d'éviter ce phénomène. Afin d'améliorer la tenue en fatigue des matériaux métalliques et d'éviter une défaillance prématurée des pièces, des procédés de traitement de surface mécaniques sont utilisés pour y introduire des contraintes résiduelles de compression. La principale conséquence bénéfique est l'augmentation de la valeur critique des contraintes de traction en service.

Quelques procédés sont généralement utilisés pour atteindre cet objectif de mise en compression de surface. Il s'agit essentiellement du grenailage conventionnel et ses dérivées (billage ultrasonore). Le galetage, les traitements de surface par choc laser et par jet d'eau sont également des moyens de mise en compression de surface. Tous ces procédés précités ont fait l'objet de plusieurs études expérimentales et numériques en raison de l'intérêt que représente la mise en compression de surface dans les industries. Bien que chacune de ces méthodes présente un certain nombre d'avantages, comme une faible rugosité induite et une profondeur traitée relativement importante (jusqu'à 2 mm) pour le choc laser, il subsiste un revers de la médaille caractérisé par quelques désagréments et limitations. Le fort investissement financier que nécessite le traitement par choc laser, la forte modification de surface générée par le grenailage classique et la profondeur limitée au millimètre, les problèmes de contrôle, de reproductibilité et de contamination des milieux sensibles sont quelques uns de ces inconvénients. Aussi, les industriels s'intéressent à de nouveaux procédés dits innovants pour éviter ces problèmes, tout en permettant d'obtenir des résultats équivalents voire meilleurs.

C'est ainsi qu'au sein d'AREVA Inc. aux États-Unis, il a été développé ou plutôt adapté à leur utilisation un procédé de traitement de surface basé sur les bulles de

cavitation : c'est le *cavitation peening*. Il consiste à générer un jet contenant des bulles de cavitation dirigé vers la surface à traiter. L'implosion de ces bulles est la source d'un chargement mécanique sur la surface qui induit de la déformation plastique hétérogène dans la profondeur du matériau et par la suite des contraintes résiduelles de compression. Utilisé sur les composants du circuit primaire (pénétrations de fond de cuve, buses primaires...) des réacteurs nucléaires, il permet de mettre en compression le matériau sur une profondeur pouvant être supérieure au millimètre et d'étendre la durée de vie de ces pièces sans aucun risque de dommages pour le réacteur. Au niveau de la recherche académique, ce procédé a fait l'objet d'un certain nombre d'études expérimentales et a été décliné sous diverses formes par Hitoshi Soyama et son équipe, le principe restant toujours le même. Que ce soit sur le plan industriel ou académique, l'étude du *cavitation peening* se fait essentiellement de manière expérimentale. Seules quelques rares tentatives de modélisation plus ou moins réussies ont été relevées dans la littérature. C'est dans ce cadre que cette thèse a été lancée entre la société AREVA NP (Framatome depuis janvier 2018) et le LaMCoS de l'INSA de Lyon, dans le but d'améliorer la compréhension du procédé mais surtout de fournir un modèle numérique pour son étude. L'étape clé dans la poursuite de cet objectif est la détermination du chargement mécanique sur la pièce pendant la réalisation du traitement.

En dehors du *cavitation peening* et toujours dans le souci d'avoir un procédé de mise en compression de surface performant, la société AREVA NP s'est également intéressé à la mise en compression par impulsions électromagnétiques. Il s'agit d'un procédé qui n'était pas mis en œuvre industriellement au début de cette thèse, mais qui avait fait l'objet d'un brevet [DYD 08]. Son principe repose sur la génération d'un puissant champ magnétique transitoire par un inducteur placé à proximité de la pièce de matériau conducteur. Le champ magnétique et les courants de Foucault créés dans la pièce par le phénomène d'induction magnétique donnent naissance à une sollicitation mécanique par les forces de Laplace. En fonction de l'intensité de courant traversant l'inducteur, ces forces peuvent être suffisamment élevées pour introduire de la déformation plastique et des contraintes résiduelles dans le matériau. De par son principe, un tel procédé présuppose un certain nombre d'avantages à savoir une réalisation sans contact et donc sans une forte modification de surface (rugosité), un contrôle facilité par les caractéristiques du courant (intensité et pseudo-fréquence). Par ailleurs, en dehors du brevet précité, il n'a pas fait vraiment l'objet de publications. Ce sont ces deux facteurs qui ont suscité l'intérêt industriel et scientifique pour son étude, surtout sa modélisation, qui constitue le second objet de cette thèse.

Pour atteindre ces différents objectifs, ce manuscrit est subdivisé en deux grandes parties de deux chapitres chacune. À ces deux parties s'ajoute le premier chapitre : la revue bibliographique. Il replace le sujet dans son contexte industriel à travers la présentation du phénomène de corrosion sous contrainte contre qui la principale arme est la mise en compression de surface. Des procédés classiques de traitement de

surface comme le grenailage conventionnel, le traitement par choc laser et la mise en compression par jet d'eau sont ensuite exposés de manière succincte. Le principe du traitement de surface par cavitation est présenté dans la troisième partie de même que les différentes études expérimentales qui ont été relevées dans la littérature. Ces études vont permettre de recenser les différents paramètres du procédé et leurs influences sur les résultats du *cavitation peening*. Ce chapitre se termine par l'exposé des différentes approches de modélisation des phénomènes couplant la mécanique et l'électromagnétisme, bases physiques de la mise en compression par impulsions électromagnétiques.

L'approche proposée pour la modélisation du traitement de surface par cavitation est présentée dans le second chapitre. Cette méthodologie passe par l'étude d'une bulle de cavitation dans deux cas. Dans le premier cas, la bulle est supposée sphérique et un modèle est proposé pour la détermination de l'onde de pression émise lors de son évolution. Dans le deuxième cas, la bulle est considérée suffisamment proche d'une paroi pour la formation d'un micro-jet en fin d'implosion. Un modèle numérique est établi pour simuler la bulle dans ce cas et pour déterminer la vitesse d'impact du micro-jet sur la surface. La pression est ensuite déterminée par le biais de la théorie d'impact des liquides. Les pressions calculées dans les deux cas sont comparées pour déterminer le phénomène, entre l'onde de pression et micro-jet, qui a le rôle prépondérant dans le traitement de surface. La pression ainsi retenue est utilisée pour un calcul mécanique pour obtenir les contraintes résiduelles dues à l'effet d'une seule bulle. L'effet sur l'état de surface sera également étudié.

Le chapitre 3 constitue la suite logique du précédent et présente l'élaboration d'un modèle macroscopique pour l'étude du *cavitation peening*. Pour cela, il est nécessaire de simuler le jet d'eau submergé contenant les bulles afin de localiser la zone de cavitation. Un modèle numérique associant la turbulence et le transfert de masse par cavitation est donc présenté pour cette simulation. Une méthode basée sur les résultats de la précédente simulation est ensuite proposée, pour déterminer la distribution finale de la pression sur la surface traitée. La pression ainsi obtenue est utilisée pour un calcul mécanique de contraintes résiduelles. Les résultats obtenus seront comparés à des résultats expérimentaux de traitement de surface par cavitation. Ces deux chapitres constituent la partie sur le *cavitation peening*.

La seconde partie concerne le traitement de surface par impulsions électromagnétique. Le chapitre 4 présente le principe et le fonctionnement de ce procédé innovant. Après une présentation générale des paramètres électriques qui interviennent, le modèle numérique pour la simulation du procédé est détaillé. Il s'agit d'un modèle multiphysique couplant les phénomènes électromagnétique et la mécanique, les forces de Laplace constituant l'interface entre les deux. Le modèle proposé est ensuite utilisé pour la simulation de la mise en forme électromagnétique d'une plaque qui repose sur les mêmes bases physiques que le procédé étudié dans cette partie. Par la suite, un cas de référence (géométrie d'inducteur, paramètres électriques...) est mis en place et simulé pour montrer l'introduction de contraintes résiduelles de compression par cette méthode. Le chapitre se termine par une étude de l'influence

des paramètres électriques sur les résultats de la mise en compression.

Le cas de référence proposé dans le quatrième chapitre s'est révélé relativement compliqué à mettre en œuvre pour la réalisation d'un dispositif de mise en compression électromagnétique, à cause de la combinaison fort courant – forte pseudo-fréquence. Il a fallu réaliser une étude d'optimisation de la géométrie d'inducteur afin de diminuer l'intensité de courant nécessaire. Cette étude est présentée dans le dernier chapitre de ce manuscrit. À partir de ces nouvelles gammes de paramètres, un prototype pour la mise en œuvre de la mise en compression électromagnétique a été construit au LaMCoS dans le cadre d'une autre thèse. Ce prototype est présenté dans ses grandes lignes de même qu'un plan expérimental de tests à effectuer pour valider les résultats des simulations. Ces tests concernent des pièces minces et épaisses en alliages d'aluminium et de base nickel (*Inconel*). Un bilan énergétique du procédé est présenté à la fin du chapitre.

Ce manuscrit s'achève par une conclusion générale du travail effectué lors de cette thèse ainsi qu'une présentation des perspectives envisageables et envisagées.

Chapitre 1

État de l'art

Ce premier chapitre pose les bases des travaux menés lors de la présente thèse. La première partie situe ce sujet dans son contexte industriel et met en évidence l'utilité du traitement de surface dans l'industrie nucléaire. Quelques méthodes classiques de traitement de surface parmi les plus connues, à savoir le grenailage ou billage, la mise en compression par choc laser et celle par jet d'eau pure, sont ensuite passées en revue afin de les situer par rapport aux procédés étudiés lors cette thèse. Un état de l'art sur le cavitation peening, concernant majoritairement les diverses études expérimentales qui ont été menées, est exposé dans la troisième partie. La dernière partie met l'accent sur la relation entre les impulsions électromagnétiques et la mécanique des solides. Un accent est mis sur les différentes approches de modélisation des phénomènes couplant l'électromagnétisme et la mécanique.

Sommaire

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Contexte industriel | 7 |
| 1.1 | Présentation des réacteurs nucléaires | 7 |
| 1.2 | Corrosion sous contrainte (CSC) | 9 |
| 1.3 | Susceptibilité des matériaux à la CSC | 11 |
| 1.4 | Origine des contraintes de traction | 11 |
| 2 | Procédés de mise en compression de surface | 13 |
| 2.1 | Grenaillage de précontrainte | 14 |
| 2.2 | Mise en compression par choc laser : <i>Laser Shock Peening (LSP)</i> | 18 |
| 2.3 | Mise en compression par jet d'eau pure | 21 |
| 3 | Mise en compression par cavitation | 24 |
| 3.1 | Phénomène de cavitation | 24 |
| 3.2 | Principe du <i>Cavitation Peening</i> | 25 |
| 3.3 | Différents types de traitement de surface par cavitation | 26 |
| 3.4 | Études expérimentales et comparaison avec les autres procédés | 33 |
| 3.5 | Simulation de la mise en compression par cavitation | 36 |
| 4 | Impulsions électromagnétiques en mécanique | 39 |
| 4.1 | Mise en forme électromagnétique | 40 |
| 4.2 | Simulation et couplage électromagnétisme - mécanique | 41 |
| 5 | Synthèse | 47 |

1 Contexte industriel

La mise en compression de surface fait partie des moyens utilisés pour allonger la durée de vie des pièces mécaniques. Il s'agit d'une thématique qui occupe une place importante dans la Recherche et Développement (R&D) d'entreprises de divers domaines. L'industrie nucléaire ne fait pas exception ; elle finance ainsi plusieurs études concernant surtout la modélisation et la mise en œuvre de ces procédés. En effet, l'âge moyen des réacteurs nucléaires en service ne cessant d'augmenter, il devient de plus en plus important de garantir leur sécurité et de maintenir leur performance à un niveau acceptable dans le temps. La corrosion sous contrainte (CSC) est l'une des principales causes du vieillissement prématuré des composantes d'une centrale nucléaire. Ce phénomène est favorisé entre autres par la présence de contraintes de traction [LOT 17].

Une présentation succincte des réacteurs nucléaires et de leur fonctionnement sera faite dans un premier temps. Les causes de leur vieillissement prématuré feront l'objet des parties suivantes.

1.1 Présentation des réacteurs nucléaires

Une part importante de l'énergie électrique produite en France est d'origine nucléaire. D'après les statistiques du Réseau de Transport d'Électricité (RTE), cette proportion s'élevait à 77% en 2014, et elle a peu varié depuis. La production d'électricité par les réacteurs nucléaires s'effectue à partir de la chaleur libérée lors de fissions nucléaires. Le principe est similaire à celui des centrales thermiques à l'exception des combustibles employés, avec des matériaux fissiles (uranium, polonium) remplaçant les combustibles fossiles (charbon, pétrole, gaz). L'énergie produite par la fission de matériaux, comme l'uranium enrichi, sert à chauffer de l'eau afin d'obtenir de la vapeur. Cette dernière alimente une turbine couplée à un alternateur dont la rotation à grande vitesse produit l'électricité. Les deux principales filières de réacteurs nucléaires en exploitation dans le monde sont les réacteurs à eau pressurisée et les réacteurs à eau bouillante.

Les Réacteurs à Eau Pressurisée (REP), installés notamment en France, comprennent trois parties (Figure 1.1). Le circuit primaire est le siège des réactions de fission pour chauffer l'eau (plus de 300 °C) à l'intérieur de la cuve du réacteur. La pression y est maintenue autour de 155 bar afin d'éviter l'ébullition de l'eau. Le Générateur de Vapeur (GV) est le siège d'un échange de chaleur, où l'eau du circuit primaire transmet sa chaleur via une série de tubes à l'eau d'un autre circuit fermé : le circuit secondaire. Ce transfert s'effectue sans échange de fluide entre les deux circuits. L'eau du circuit secondaire est ainsi transformée en vapeur et cette dernière va actionner les turbines pour la production de l'électricité, par l'intermédiaire d'alternateurs. La dernière partie est le circuit de refroidissement grâce auquel est condensée la vapeur d'eau sortant des turbines qui, retransformée

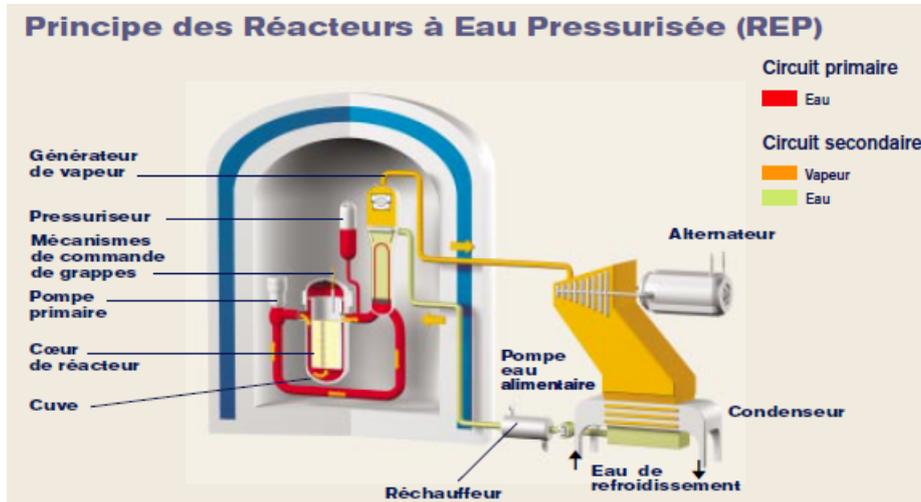


FIGURE 1.1 – Principe des Réacteurs à Eau Pressurisée [ARE 04].

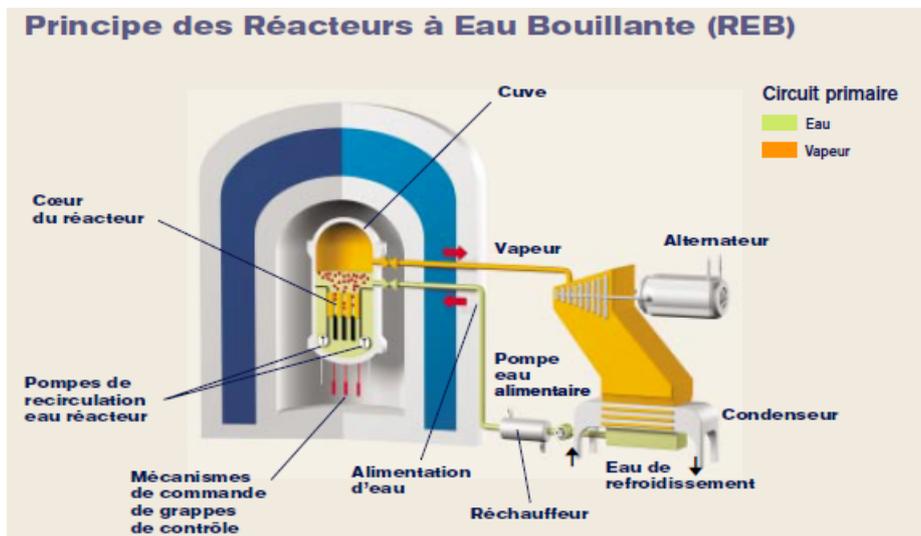


FIGURE 1.2 – Principe des Réacteurs à Eau Bouillante [ARE 04].

en eau, est renvoyée vers le GV.

Dans le cas des Réacteurs à Eau Bouillante (REB), la vapeur qui alimente les turbines provient directement de la cuve du réacteur (Figure 1.2). Il n'y a pas de circuit intermédiaire (secondaire) comme dans le cas des REP. En conséquence, l'eau qui circule dans le circuit principal des REB possède quasiment les mêmes caractéristiques que l'eau du circuit primaire des REP, sauf en ce qui concerne la pression (autour de 75 bar) qui est plus faible dans les premiers.

L'eau du circuit primaire est une eau à haute température, sous une pression élevée. Cette eau contient également un certain nombre d'éléments chimiques. En effet, il s'agit d'une eau pure désaérée qui contient du bore sous forme d'acide borique (H_3BO_3), du lithium sous forme de lithine (LiOH) et de l'hydrogène dissous. Le bore est utilisé pour absorber les neutrons afin de réguler la réaction de fission. La lithine quant-à elle permet de tamponner le pH du milieu et de le maintenir proche de la neutralité. Enfin, la suppression d'hydrogène permet d'éviter la radiolyse de l'eau. Par ailleurs, le milieu primaire peut également contenir des impuretés sous forme de chlorures et de sulfates. Ceci crée un environnement agressif favorable à l'apparition de corrosion sous contrainte dans les matériaux en contact avec ce milieu dit milieu primaire.

1.2 Corrosion sous contrainte (CSC)

La corrosion sous contrainte est un phénomène complexe gouverné par l'interaction de facteurs métallurgique, mécanique et électrochimique. Il s'agit de la germination et de la propagation de micro-fissures dans des alliages dits susceptibles, soumis à des contraintes de traction dans un milieu corrosif (Figure 1.3). La présence simultanée de ces trois facteurs est nécessaire à la survenue d'une telle dégradation. L'élimination de l'un de ces paramètres ou sa réduction en-deçà d'un certain niveau permet, en principe, de prévenir ou de limiter ce type de fissuration.

Les fissurations dues à la corrosion sous contrainte peuvent être observées dans les parties principales des réacteurs nucléaires. Les composantes du circuit primaire dont le corps de cuve (au niveau des tubulures), les buses et pénétrations de fond de cuve (PFC), les tubes de générateur de vapeur (GV) en contact permanent avec le milieu primaire font partie des zones les plus exposées à la CSC.

La prédiction de la corrosion sous contrainte peut se faire à l'aide de modèles empiriques. Dans le cas d'un circuit primaire de réacteur à eau pressurisée (REP), le temps t nécessaire pour observer l'amorçage de fissures dans des composants d'alliage de base nickel (*Inconel*) 600 peut être obtenu à partir d'un modèle développé par

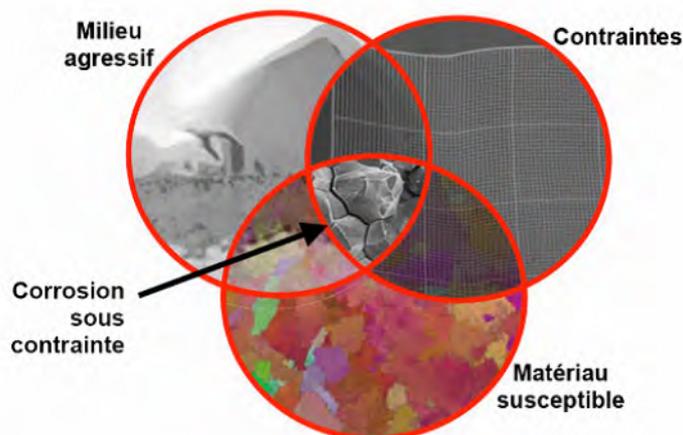


FIGURE 1.3 – Facteurs de la corrosion sous contrainte [LI 11].

Boudot [BOU 92] dit modèle des indices.

$$t = \frac{10000}{I_m \cdot I_\theta \cdot I_\sigma} \quad (1.1)$$

La valeur de référence est la durée à fissuration des zones de transition de soudage (technique d'assemblage) des tubes de générateur de vapeur sous 450 MPa à 325 °C, soit 10000 heures. La formule (1.1) fait intervenir les trois paramètres indispensables à l'apparition de la corrosion sous contrainte, à commencer par l'indice matériau I_m . Il est représentatif de la sensibilité intrinsèque du matériau à la CSC : il vaut 1 dans le cas référence. Il est calculé à partir de la durée minimale nécessaire à la rupture du composant ou à partir d'essais en laboratoire. L'indice de température I_θ est représentatif du pouvoir corrosif du milieu et s'exprime sous la forme d'une loi d'Arrhenius, avec une énergie d'activation apparente E_a comprise entre 95 et 200 kJ/mol. Enfin, l'indice de contrainte I_σ fait intervenir la contrainte équivalente appliquée à la température considérée. Ils sont définis comme suit :

$$I_\theta = \exp\left(-\frac{E_a}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{598}\right)\right) \quad (1.2)$$

$$I_\sigma = \left(\frac{\sigma}{450}\right)^4 \quad (1.3)$$

avec T en degrés Kelvin et $I_\sigma = 0$ si $\sigma < 250$ MPa.

Ce modèle montre clairement que le temps d'initiation de la CSC est d'autant plus faible que la température et/ou la contrainte sont élevées. La forte sensibilité du processus de CSC à la contrainte est montrée par l'indice de contrainte. Sa dépendance à la contrainte en puissance 4 prouve l'importance de cette dernière. Une diminution de la contrainte macroscopique, obtenue le plus souvent en créant un état de contrainte de compression, permet de retarder la fissuration par CSC.

1.3 Susceptibilité des matériaux à la CSC

Les deux principaux paramètres définissant la sensibilité au phénomène de CSC des aciers austénitiques et des alliages de base nickel, des matériaux très utilisés dans les réacteurs nucléaires, sont la thermique et l'écrouissage. A titre d'exemple, la température et le temps critique à partir desquels les aciers austénitiques deviennent sensibles à la corrosion intergranulaire, c'est-à-dire suivant les joints de grains, dépendent de la teneur en carbone (Figure 1.4). Cette sensibilisation est due à la déchromisation des joints de grains suite à la précipitation du carbone sous forme de carbures de chrome. Des aciers à faible teneur en carbone (acier de type L) ont par conséquent été utilisés dans les réacteurs nucléaires à eau bouillante. Toutefois, leur écrouissage durant les phases de fabrication a favorisé l'apparition de fissuration par CSC. En effet, il a été montré une forte corrélation entre la dureté de ces alliages d'acier et la susceptibilité à la CSC [ISH 05]. Ceci est dû à la présence de martensite d'écrouissage qui diminue la durée d'amorçage, en favorisant la localisation des déformations [KUN 88].

Les alliages de base nickel, comme l'alliage 600, utilisés dans les réacteurs à eau pressurisée sont particulièrement susceptibles à la CSC. La faible solubilité du carbone dans ces matériaux facilite la formation de précipités de carbure de chrome au cours des phases de refroidissement. La microstructure et plus précisément la morphologie des carbures est le principal facteur contrôlant la sensibilité de cette classe d'alliage. Comme le montre la figure (1.5), une meilleure résistance est observée pour les alliages comportant plusieurs carbures au niveau des joints de grain, tandis que ceux avec des carbures intragranulaires sont beaucoup plus sensibles. Une approche d'explication, proposée par Bruemmer, suppose que les fissures intergranulaires sont émoussées par les précipités aux joints de grain. Dans ce cas, les dislocations sont plutôt émises par les carbures en pointe de fissure qui réduisent les concentrations de contrainte à ces endroits. Il en résulte une augmentation de la résistance à la fissuration [BRU 88].

1.4 Origine des contraintes de traction

La plupart des dégradations par CSC sont localisées au niveau des soudures. Le soudage peut être utilisé non seulement au cours des phases de fabrication mais aussi en cas de dommages. La réparation par soudage consiste à enlever la matière contenant le défaut, et à combler la fouille ainsi réalisée par soudage avec apport de matière. Dans ces régions, le niveau des contraintes résiduelles de traction dues au retrait après soudage (Figure 1.6), est un facteur gouvernant la germination et la croissance des fissures. Ces contraintes résiduelles proviennent d'une incompatibilité de déformations, et leur valeur dépend de la structure et du comportement des matériaux de la région de soudage. Au niveau des soudures hétérogènes, les fissures sont observées surtout dans le métal d'apport (par exemple alliage de base nickel 182 pour l'alliage 600 comme métal de base). Lorsque qu'il s'agit de soudure autogène,

1. État de l'art

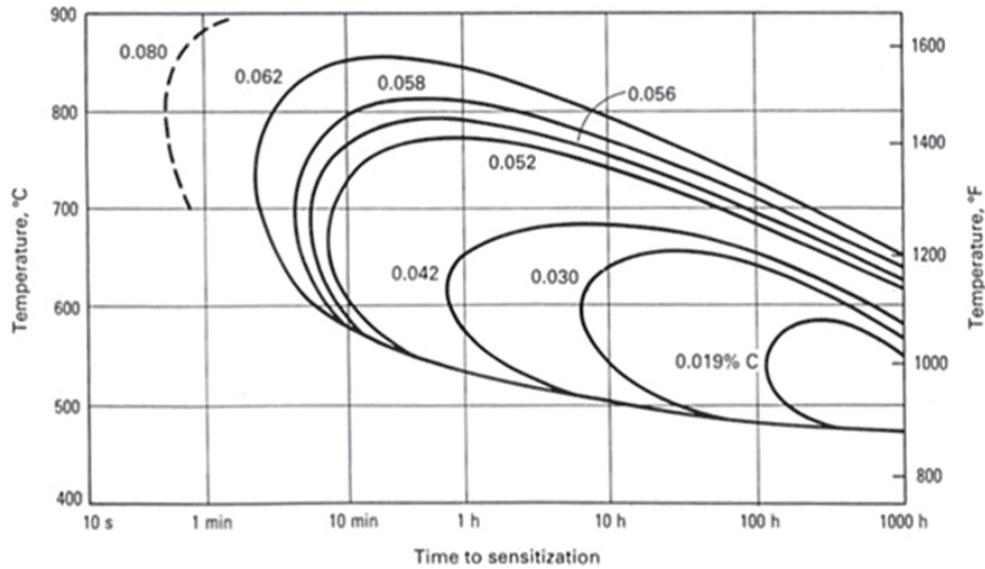


FIGURE 1.4 – Diagramme temps-température-transformation (TTT) de l'acier austénitique : effet sur la durée avant susceptibilité à la CSC [IAE 11].

- Influence of material microstructure
 - Classification of SG tubes as a function of their susceptibility to cracking

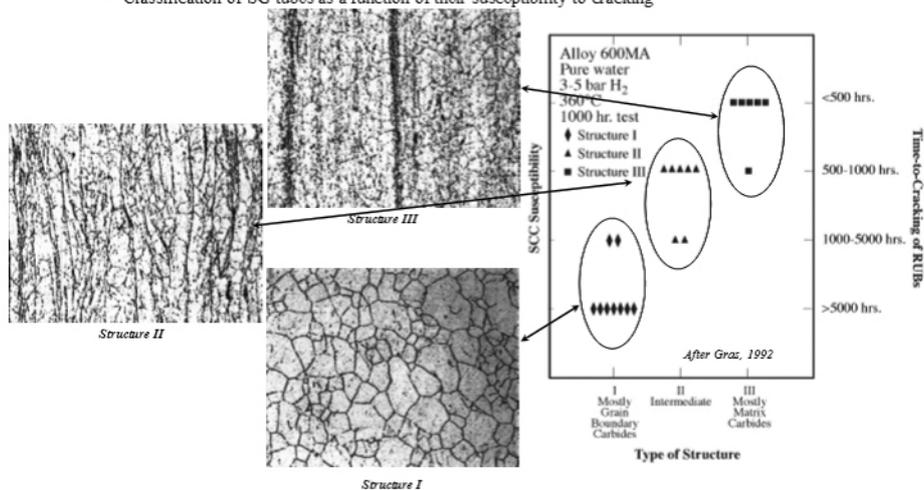


FIGURE 1.5 – Classification des carbures selon VAILLANT [IAE 11].

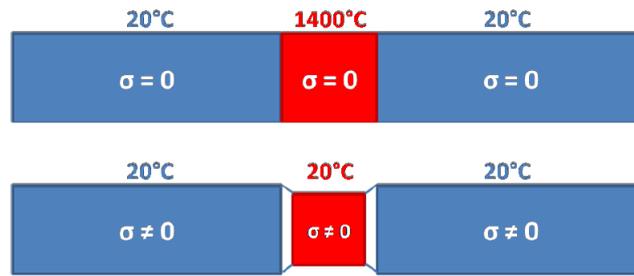


FIGURE 1.6 – Génération des contraintes résiduelles de soudage [JUL 14].

les fissures se propagent directement dans la Zone Affectée Thermiquement (ZAT) du matériau de base.

La durée de la phase d'initiation des fissures est très variable et peut aller jusqu'à plusieurs décennies. Cette phase est déclenchée par la présence de contraintes de traction en surface, contraintes qui peuvent être appliquées ou résiduelles. Une augmentation des contraintes superficielles peut provenir de défauts et autres imperfections de surface. Différents procédés de fabrication tels que l'usinage, le meulage et d'autres procédés industriels de finition peuvent également faire apparaître des points de sur-contrainte en surface. Ces derniers sont des zones de faiblesse propices à l'amorçage de fissures. La propagation des fissures est principalement gouvernée par la somme des contraintes résiduelles issues de la phase de fabrication et des contraintes en service.

Les contraintes de traction sont donc sources d'une dégradation prématurée des composants des centrales nucléaires en engendrant principalement la CSC mais aussi la fatigue thermique à grand nombre de cycles [TAH 07]. Divers procédés de traitement de surface sont utilisés pour réduire ces contraintes et leurs effets.

2 Procédés de mise en compression de surface

Les traitements mécaniques de précontrainte sont des procédés permettant d'améliorer la tenue en service des pièces mécaniques. Ils ont pour but d'introduire des contraintes résiduelles de compression au voisinage de la surface des pièces traitées. Il est couramment admis que l'introduction de contraintes résiduelles de compression au niveau des parties les plus sollicitées retarde la naissance et la propagation des fissures. Cela permet, par ailleurs, une meilleure résistance à la fatigue. Pour atteindre cet objectif, la génération d'une déformation plastique superficielle dans les parties concernées est la principale méthode utilisée. En effet, les contraintes résiduelles de compression proviennent d'une incompatibilité de déformation plastique sur les bords de la zone affectée, mais aussi dans la profondeur [BAL 91]. C'est le principe des procédés de mise en compression de surface par impact dont le plus commun dans l'industrie est le grenailage de précontrainte (sous ses différentes

formes). La mise en compression par choc laser et le traitement de surface par jet d'eau sont également quelques-uns de ces procédés.

2.1 Grenailage de précontrainte

Le grenailage de précontrainte consiste à projeter sur une surface déformable une multitude de billes, appelées grenaille, à une vitesse plus ou moins élevée. Il peut être considéré comme la répétition d'impacts de matériaux relativement sphériques et rigides sur une pièce afin d'y introduire des contraintes résiduelles de compression. En effet, chaque impact produit une indentation et induit une déformation plastique suivie d'une sous-couche de déformation temporaire (élastique). Le recouvrement de cette dernière après le rebond des particules, repousse les zones plastifiées produisant ainsi des contraintes de compression dans le matériau. La distribution de ces contraintes varie avec la profondeur mais est supposée uniforme dans le plan. Le principe de la mise en compression superficielle est montrée sur la figure (1.7).

En fonction de la technologie utilisée pour projeter les billes sur la surface traitée, on distingue plusieurs types de grenailage. Les méthodes classiques se servent de machines à turbine tournant à grande vitesse (1000 à 3000 tr/min) pour générer une force centrifuge ou alors de machines à air comprimé. Les billes de diamètre pouvant varier entre 0.3 et 2 mm sont alors projetées à une vitesse allant jusqu'à 100 m/s. Ces méthodes sont relativement simples mais présentent un certain nombre de difficultés dans le contrôle de la vitesse d'impact des grenailles ainsi que la récupération de ces dernières après traitement.

Les machines les plus récentes sont celles pour lesquelles la grenaille est accélérée par une sonotrode soumise à des ultrasons (Figure 1.8). On parle de billage ultrasonore ou *Ultrasonic Shot Peening (USP)*. Les billes de quelques millimètres de diamètre sont confinées dans une enceinte étanche. Ceci limite leur nombre et les rend facilement récupérables pour une éventuelle réutilisation. Le signal ultrasonore est généré par un générateur électrique et est transmis, après amplification, à un ensemble piézoélectrique appelé sonotrode. Les billes sont ainsi mises en mouvement par contact. Leur vitesse peut atteindre 10 m/s et dépend de la fréquence (20 à 70 kHz) et de l'amplitude de vibration (10 à 200 microns) de la sonotrode. Ce procédé permet d'obtenir généralement un meilleur état de surface que le grenailage classique [PIL 05]. Cela peut être attribué au fait que les billes utilisées ont de plus gros diamètres, dans le cas de l'USP, ainsi qu'une vitesse plus faible [MAR 15].

L'intensité du grenailage est mesurée par le système des bandes Almen. Il s'agit d'éprouvettes d'acier de dimensions normalisées placées dans la même position que la pièce à traiter. L'éprouvette, bridée pendant le traitement, est soumise au jet de grenaille. Après relaxation, elle se déforme de manière convexe par rapport à

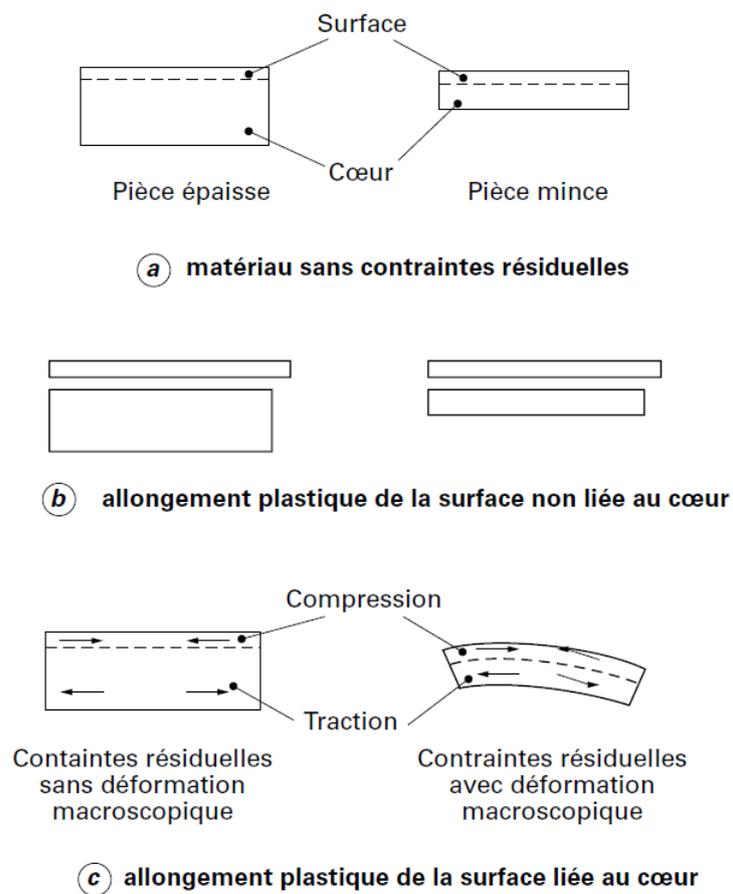


FIGURE 1.7 – Schéma de la mise en compression de surface et principe de la déformation des plaquettes minces après traitement [BAR 99].

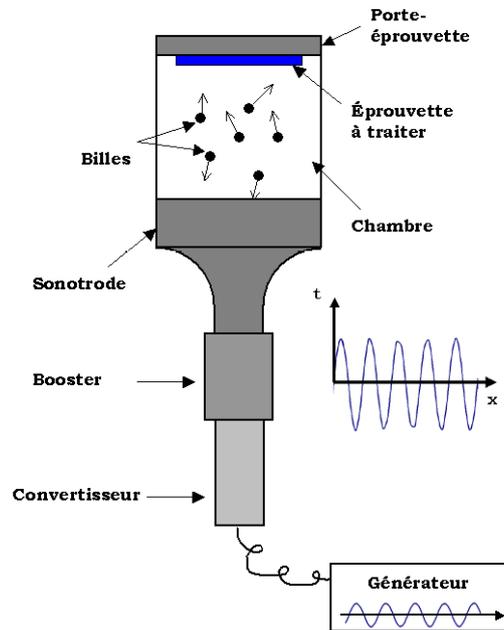


FIGURE 1.8 – Grenailleuse à ultrasons [LI 11].

la surface traitée et proportionnellement à l'intensité de grenailage (Figure 1.7). La flèche de la déformée, mesurée sur une jauge Almen pour différents temps d'exposition, permet de tracer la courbe de saturation (Figure 1.9). Le temps de saturation est défini comme le temps dont le double entrainerait une augmentation de la flèche Almen inférieure à 10%. La flèche correspondant au temps de saturation représente l'intensité Almen.

Un profil-type de distribution de contraintes résiduelles de compression produites par grenailage montre un maximum de contrainte juste en-dessous de la surface. Ce profil résulte de la combinaison de l'effet de contact de Hertz, donnant un maximum

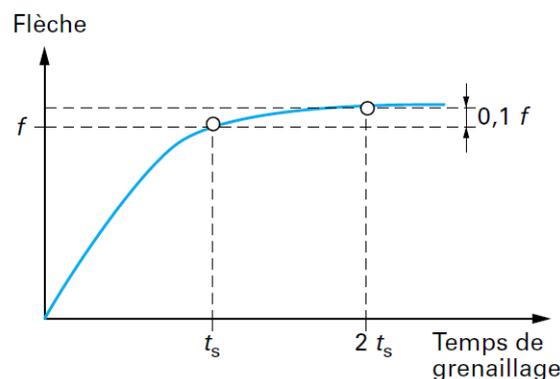


FIGURE 1.9 – Courbe de saturation de l'éprouvette Almen [BAR 99].

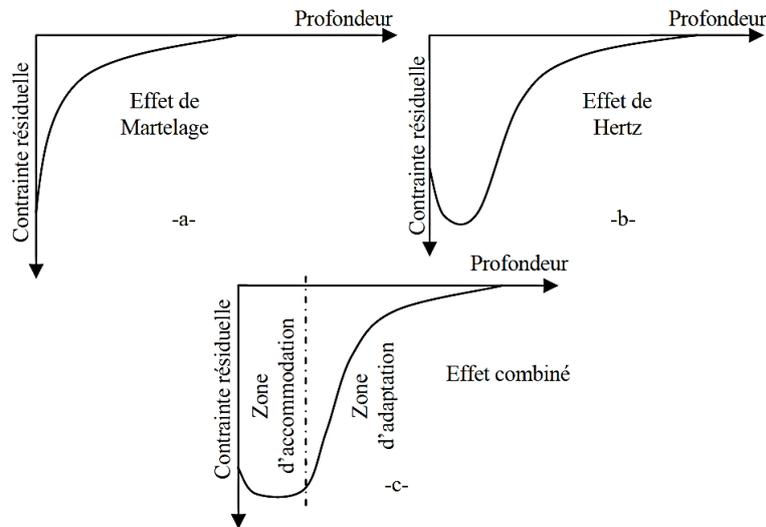


FIGURE 1.10 – Profil de contraintes résiduelles résultant d'un grenailage[LIL 99].

de pression à quelques microns de profondeur, et de l'effet de martelage (plastification en surface) caractérisé par une contrainte maximale à la surface (Figure 1.10).

La performance du grenailage conventionnel dépend de ses paramètres que sont la vitesse, la dureté et les dimensions des billes, l'angle d'incidence ainsi que les caractéristiques mécaniques du matériau. Les billes utilisées peuvent être en acier, en céramique, en verre etc., et elles sont choisies en fonction du matériau et de sa dureté. L'épaisseur traitée et la profondeur de la contrainte résiduelle maximale augmentent avec le diamètre des billes. Elles dépendent aussi de leur vitesse, et donc de la pression de l'air utilisée pour la projection de la grenaille. Ces paramètres sont directement reliés à l'énergie cinétique des billes. La profondeur de la zone traitée est généralement comprise entre 0.05 et 1 mm. La contrainte résiduelle maximale peut atteindre 80% de la limite d'élasticité en compression du matériau traité [KUL 14]. La contrainte résiduelle de compression introduite augmente en fonction de la dureté de la cible. Enfin, le débit de grenaille augmente les contraintes de compression mais diminue la profondeur affectée [WIC 99]. Toutes ces observations sont résumées sur la figure (1.11).

L'effet bénéfique d'un grenailage, réalisé dans les conditions optimales, sur la tenue en fatigue des matériaux métalliques n'est plus à prouver [OSH 90]. Toutefois, il a été montré par Was *et al.* [WAS 81] qu'un état de surface caractérisé par une forte rugosité dégradait de manière significative la résistance à la fatigue à grand nombre de cycle. Le rôle significatif de la taille des grenailles a été étudié par les auteurs. Il a été observé un plus grand nombre de cycles à la rupture pour les éprouvettes traitées avec des billes de petite taille, par rapport à celles de plus grande taille, malgré des contraintes résiduelles de compression plus faibles. Ce résultat a été attribué au

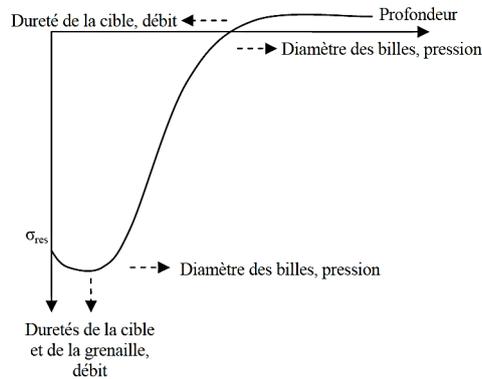


FIGURE 1.11 – Paramètres du grenailage et leurs effets sur le profil de contraintes résiduelles [CHA 04].

meilleur état de surface obtenu avec les petites billes. La plus grande faiblesse du billage réside dans l'optimisation et surtout le contrôle de ses nombreux paramètres afin d'obtenir le résultat escompté. En dehors de l'effet de la taille de bille, un traitement trop long aboutit lui aussi à de fortes irrégularités de surface, source de micro-fissures. Le risque élevé d'incrustation de résidus de grenailles à la surface des pièces traitées fait également partie des inconvénients du procédé. Par ailleurs, il s'agit d'un procédé qui ne peut pas être mis en œuvre dans tous les milieux comme sous l'eau, par exemple. Ceci peut constituer un frein à son utilisation in situ dans le domaine nucléaire.

2.2 Mise en compression par choc laser : *Laser Shock Peening (LSP)*

Le traitement de surface par choc laser est un procédé de mise en compression à forte puissance qui se caractérise par une faible durée d'impulsion, de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes (10 à 100 ns), et une densité de puissance du laser de l'ordre de plusieurs GW/cm². Le développement du choc laser en mode confiné [AND 70, FOX 74, YAN 74] a permis d'atteindre des pressions d'impact suffisamment élevées pour plastifier les matériaux métalliques (Figure 1.12). Il consiste à envoyer sur la surface préalablement recouverte d'un revêtement thermo-protecteur opaque, une impulsion laser. Le revêtement opaque a pour but de protéger la surface du contact thermique direct avec le plasma créé par ablation à la surface, et pour éviter une brûlure de la zone traitée. La surface, recouverte de peinture ou d'un adhésif métallique d'une épaisseur de 100 μm environ [DUB 93], est généralement surmontée d'un diélectrique transparent (de l'eau par exemple). Cela permet de créer une onde de pression plus importante pendant une durée supérieure à celle de l'impulsion laser (Figure 1.13). Lorsque le faisceau laser atteint la couche opaque, cette dernière se vaporise produisant un plasma confiné entre les

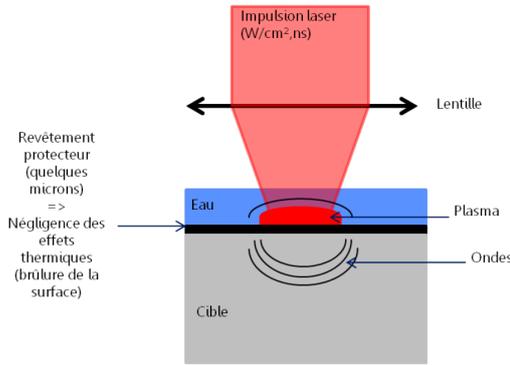


FIGURE 1.12 – Dispositif du traitement de surface par choc laser en mode confiné [JUL 14].

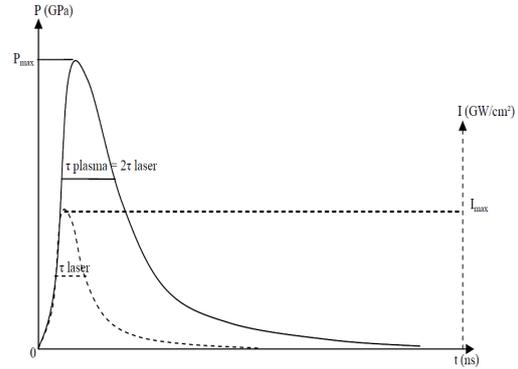


FIGURE 1.13 – Profils temporels de la densité de puissance laser et de la pression sur la surface [CHA 04].

deux couches (transparente et opaque). L'expansion du plasma ainsi confiné est à l'origine d'une forte pression (plusieurs GPa) exercée sur le matériau, et cela génère une onde de choc qui se propage à l'intérieur de celui-ci. Les couches superficielles du matériau se plastifient lorsque les contraintes créées sont suffisamment importantes et des contraintes résiduelles de compression y sont générées. La profondeur des contraintes résiduelles de compression peut dépasser le millimètre [KUL 14]. Par ailleurs, il s'agit d'un procédé qui permet d'obtenir un état de surface proche de l'état initial.

La valeur des contraintes résiduelles introduites, ainsi que la profondeur atteinte après un traitement par choc laser, dépendent d'un certain nombre de paramètres dont au premier rang la pression d'impact. Elle augmente globalement avec l'intensité du laser lorsque cette dernière est inférieure au seuil de claquage. Au delà de cette valeur, le diélectrique devient opaque et empêche le passage de la lumière du laser [FAB 90, BER 97]. Ceci entraîne une saturation de la pression (Figure 1.14). Par ailleurs, Ballard [BAL 91] a montré analytiquement, pour un matériau élasto-plastique parfait, que la déformation plastique maximale augmente avec la pression d'impact lorsque celle-ci se situe entre la limite élastique d'Hugoniot (P_H) et $2P_H$. P_H dépend de la limite élastique σ_Y et des coefficients de Lamé λ et μ du matériau ou de son coefficient de Poisson ν (Eq. 1.4). Les contraintes résiduelles étant directement liées aux déformations plastiques, elles atteignent aussi un niveau de saturation pour une pression d'impact supérieure à $2P_H$. Cette tendance a été confirmée par plusieurs études expérimentales [SON 10] et numériques [CHA 04]. Ces mêmes études ont montré une augmentation de la profondeur plastifiée avec la pression d'impact (Figure 1.15 & 1.16).

$$P_H = \left(1 + \frac{\lambda}{2\mu}\right) \sigma_Y = \left(\frac{1-\nu}{1-2\nu}\right) \sigma_Y \quad (1.4)$$

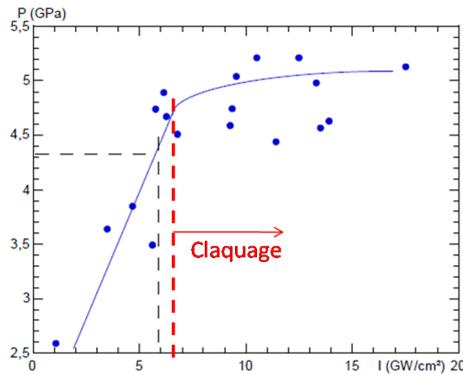


FIGURE 1.14 – Pression d'impact en fonction de l'intensité du laser [PEY 06]

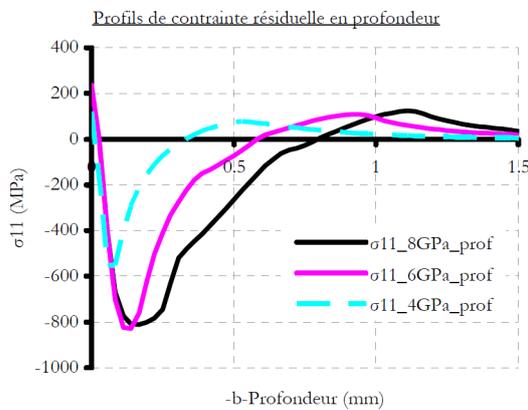


FIGURE 1.15 – Contraintes résiduelles obtenues par simulation du choc laser sur un acier C75 en fonction de la pression d'impact [CHA 04] au niveau du centre d'impact.

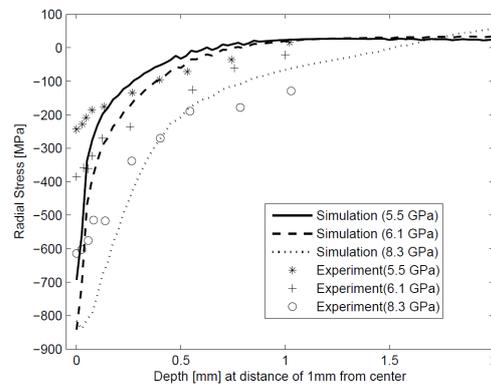


FIGURE 1.16 – Contraintes résiduelles obtenues expérimentalement et par simulation pour un alliage Ti-6Al-4V en fonction de la pression d'impact [AMA 10].

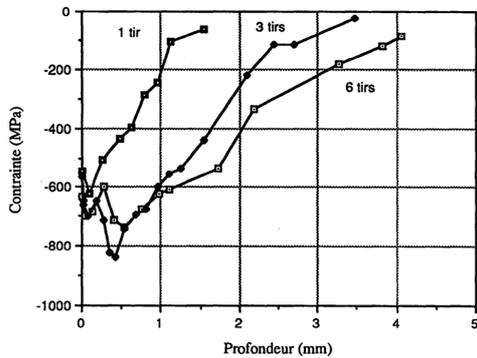


FIGURE 1.17 – Contraintes résiduelles mesurées expérimentalement en fonction du nombre de tirs [FOU 89].

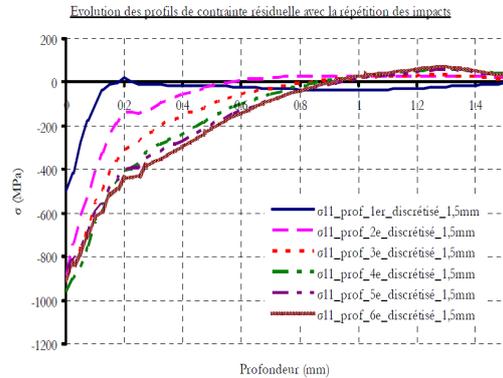


FIGURE 1.18 – Effet de la répétition d'impacts sur les contraintes résiduelles (acier C75) [CHA 04].

La forme et la dimension des spots sont également des paramètres qui influent sur le résultat du traitement. En effet, pour les flux circulaires, il est observé expérimentalement une singularité (creux de contrainte) au centre de l'impact à cause de la replastification de ce point. Ceci est dû au retour des ondes latérales qui atteignent le centre au même moment [BAL 91]. Ce phénomène est beaucoup moins marqué avec les spots carrés. Concernant la dimension des impacts, il a été montré numériquement que la profondeur affectée et la contrainte surfacique augmentent généralement avec le diamètre, tandis que la contrainte maximale atteinte reste constante [CHA 04, SON 10]. Le nombre d'impacts est aussi un paramètre qui affecte la profondeur traitée. En effet, la profondeur plastifiée croît avec le nombre d'impacts superposés jusqu'à un niveau de saturation. Cette valeur de saturation est sensiblement égale à la moitié de la taille (diamètre ou côté) du spot. Ce résultat est en accord avec de nombreuses études qu'elles soient expérimentales (Figure 1.17) [FOU 89], analytiques [BAL 91] ou numériques (Figure 1.18) [CHA 04].

La mise en compression de surface par choc laser présente un certain nombre d'avantages tels qu'une profondeur traitée supérieure au millimètre et une faible rugosité induite. Par ailleurs, il peut être utilisé en présence d'eau et contrôlé à bonne distance de la surface à traiter. Tout cela permet de l'appliquer dans les réacteurs nucléaires. Cependant, son utilisation reste limitée par sa mise œuvre. En effet, cela nécessite des moyens complexes et coûteux, contrairement à d'autres procédés comme le traitement de surface par jet d'eau pure.

2.3 Mise en compression par jet d'eau pure

Le procédé de traitement de surface par jet d'eau consiste à envoyer sur la surface à traiter un jet d'eau à forte pression (supérieure à 100 MPa), et à déplacer la buse de manière à parcourir toute la surface (Figure 1.19). Yanaida

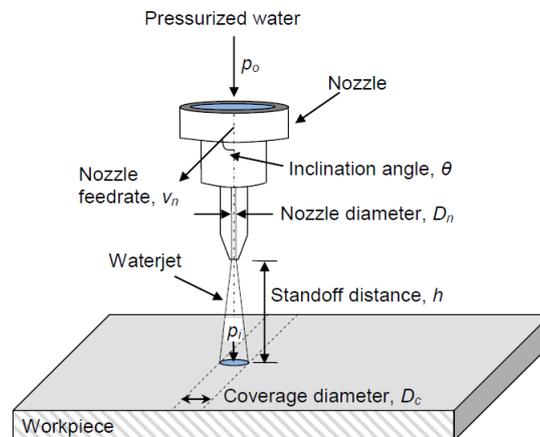


FIGURE 1.19 – Principe et paramètres du traitement de surface par jet d'eau. [AZH 14]

et Ohashi [YAN 78] font partie des premiers à étudier le principe du traitement de surface par jet d'eau. En fonction de la distance de la buse à la pièce, la structure du jet présente trois parties (figure 1.20). Dans la zone initiale proche de l'orifice, le jet est continu, la pression axiale dynamique est très élevée et relève du domaine de la découpe de matériaux. Les gouttes d'eau prennent naissance dans la seconde zone (zone de transition) par désintégration du flux continu de la zone précédente. L'impact de ces gouttes sur une paroi génère des pressions transitoires assez élevées pendant quelques dixièmes de microseconde. Ceci est dû à un effet de type coup de bélier localisé au niveau de chaque impact de goutte [BLO 69, JOH 73]. C'est la répétition de ces impacts qui génère de la déformation plastique et modifie l'état de contrainte de la pièce. La surface à traiter doit se situer idéalement dans cette zone à une distance comprise entre $75d_n$ et $125d_n$, pour une buse de diamètre d_n [YAN 78, NEU 94]. Enfin, la zone finale se caractérise par une diffusion du jet avec des tailles de gouttes trop petites pour affecter les propriétés mécaniques du matériau. Ce procédé est donc similaire au grenailage conventionnel. La différence réside dans le fait que, pour le traitement par jet d'eau, ce sont les gouttes d'eau qui jouent le rôle de la grenaille. Ce procédé ne doit pas être confondu avec la mise en compression par jet de cavitation qui sera étudiée plus loin.

Les résultats de la mise en compression, en matière de contraintes résiduelles et de profondeur traitée, dépendent de la pression d'impact à la surface de la pièce, de la durée du traitement et de la zone couverte par le jet. Ces facteurs sont liés aux paramètres du procédé que sont la pression de l'eau et la vitesse de déplacement du jet. Ainsi une étude expérimentale menée par Tonshoff *et al.* [TON 97] a montré une augmentation de la contrainte résiduelle superficielle avec la pression du jet et la durée du traitement. Toutefois, en ce qui concerne la durée de traitement, il existe une valeur pour laquelle le maximum de contrainte de compression est

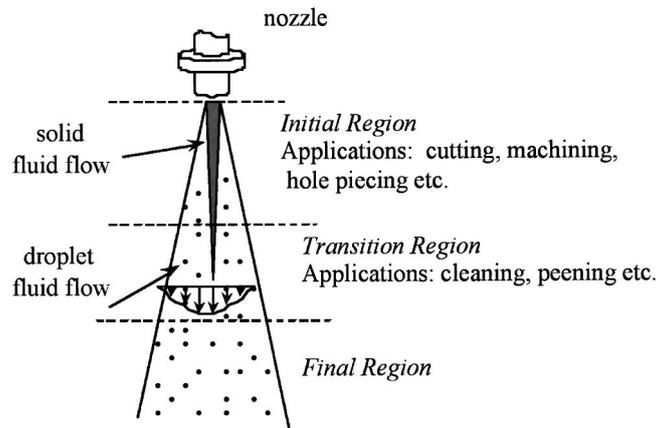


FIGURE 1.20 – Structure d'un jet d'eau dans l'air. [KUN 05]

obtenu et au-delà de laquelle la contrainte décroît (Figure 1.21). Ceci est dû au fait qu'à partir d'une certaine durée, on rentre dans un régime d'érosion. L'étude paramétrique de l'état de surface de plusieurs éprouvettes après traitement par jet d'eau menée par Kunaporn [KUN 02] tend à confirmer ces résultats. Le diamètre de la buse et la distance de son orifice à la surface déterminent la largeur traitée en un seul passage.

La mise en compression par jet d'eau est utilisée dans plusieurs domaines dont l'aérospatial, l'automobile et surtout le milieu médical, en raison de sa simplicité de mise en œuvre. Il est par exemple utilisé pour introduire une rugosité modérée et contrôlée sur les bio-matériaux utilisés pour des implants, afin d'améliorer leur adhésion. Ainsi, à travers une application sur un alliage de titane Ti6Al4V, Lieblisch *et al.* [LIE 16] ont montré la faisabilité et la viabilité de ce type de traitement de surface. Ils ont également mis en évidence l'introduction de contraintes résiduelles de compression ainsi qu'une amélioration de la résistance à la fatigue du matériau traité.

Lorsque le présent procédé est réalisé dans l'eau et sous certaines conditions, des bulles de cavitation se forment. Ces dernières peuvent servir à mettre en compression des surfaces. On parle alors de traitement de surface par cavitation.

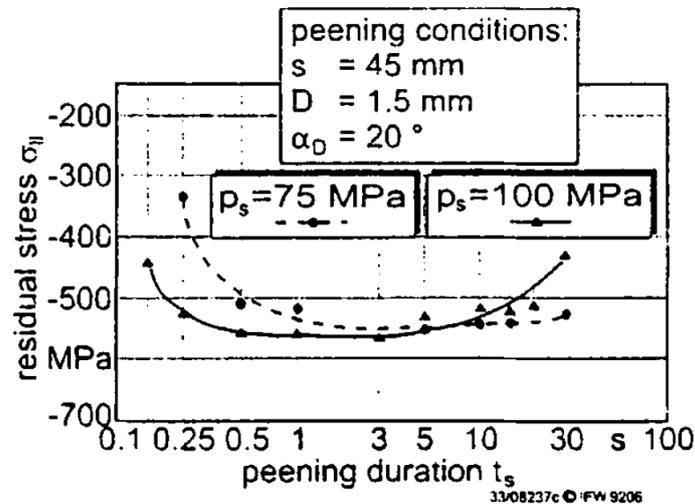


FIGURE 1.21 – Effets des paramètres du traitement de surface par jet d'eau sur les contraintes résiduelles à la surface du matériau. [TON 97]

3 Mise en compression par cavitation

L'utilisation d'un jet de cavitation pour modifier les propriétés mécaniques de pièces métalliques a été étudiée pour la première fois par Blickwedel en 1987 [BLI 87]. Dans le cadre ladite étude, un jet de cavitation d'une pression relativement faible (30 MPa) a permis d'écraser des spécimens d'acier ferritique et austénitique respectivement sur des profondeurs de 20 μm et de 200 μm .

L'onde de pression générée lors de l'implosion d'une bulle de cavitation est à l'origine de l'érosion dans les machines hydrauliques telles que les pompes, les turbines, les vannes, etc. Toutefois, cette sollicitation peut être utilisée pour introduire des contraintes résiduelles au même titre que le grenailage classique. La mise en compression de surface par cavitation ou *water cavitation peening (WCP)* est une méthode de traitement de surface, similaire à la mise en compression par jet d'eau (*water jet peening WJP*), qui permet d'introduire des contraintes résiduelles de compression dans une pièce. Contrairement au WJP, le chargement de la surface provient de l'implosion de bulles de cavitation contenues dans un jet d'eau submergé. L'un des principaux avantages de cette méthode est qu'elle nécessite des pressions de jet plus faibles que dans le cas du simple jet d'eau dans l'air.

3.1 Phénomène de cavitation

La cavitation est un phénomène de changement de phase, de la phase liquide à la phase gazeuse. Il s'agit de la formation de bulles et/ou de poches de vapeur par un effet de contraintes excessives qui entraînent le dépassement d'un seuil, au-

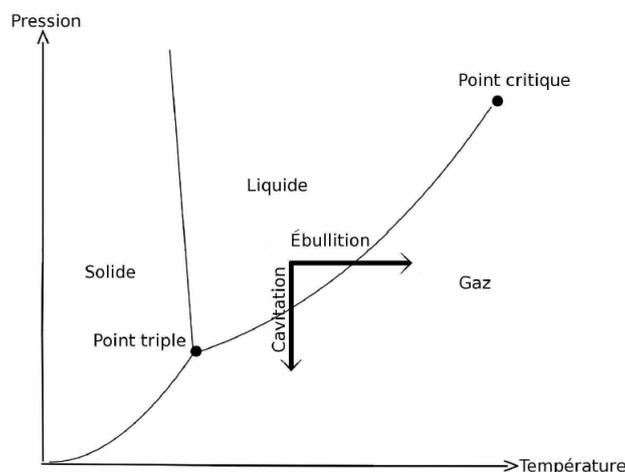


FIGURE 1.22 – Diagramme de changement de phases [MAU 12].

delà duquel la cohésion du milieu liquide n'est plus assurée. Elle survient lorsque la pression à l'intérieur d'un liquide diminue jusqu'au niveau de la pression de vapeur saturante, mais à température constante, contrairement à l'ébullition (Figure 1.22). Il se forme alors des bulles de cavitation par croissance des microbulles appelées «germes de cavitation». La cavitation peut apparaître dans plusieurs circonstances comme [MAU 12] :

- les écoulements à grande vitesse autour de géométries provoquant des zones de dépression (cols de venturi, vannes...)
- les écoulements favorisant de fortes contraintes de cisaillement (jets noyés, sillage d'obstacles...)
- les écoulements à caractère non-permanent (coups de bélier dans les circuits de commande hydraulique...)

Par la suite, lorsque la pression augmente, les bulles formées implosent et produisent une onde de pression dans le liquide. Il peut également se produire un microjet de grande vitesse, en présence d'une paroi à proximité de la bulle. Un jet de cavitation est un jet d'eau contenant des bulles de cavitation, produit en injectant un jet d'eau de pression relativement élevée dans une masse d'eau sous pression ou non.

3.2 Principe du *Cavitation Peening*

Au cours d'un processus de WCP, un jet d'eau submergé est envoyé à travers une buse placée à une certaine distance de la surface à traiter. En raison de la forte vitesse du jet d'eau, il se produit un phénomène de changement de phase, de la

phase liquide à la phase gazeuse, par diminution de la pression statique : c'est la cavitation. La vitesse du flux diminuant au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'origine du jet, la pression statique remonte ce qui provoque l'implosion des bulles de cavitation. Il peut se produire alors un micro-jet d'une vitesse relativement élevée, ainsi qu'une onde de pression. La surface est alors soumise à des sollicitations qui peuvent être suffisamment élevées pour induire de la déformation plastique superficielle dans le matériau. Les sous-couches du matériau sont elles soumises à une déformation élastique et l'expansion de ces couches, qui tendent à retrouver leur position initiale pendant la phase de décharge, crée une couche superficielle de contraintes résiduelles de compression. Cette couche est suivie d'une couche de contraintes de traction. La première retarde la germination des fissures et permet d'augmenter la résistance à la fatigue de la pièce.

3.3 Différents types de traitement de surface par cavitation

Peu de chercheurs dans le monde se sont intéressés à l'étude du traitement de surface par cavitation. Cependant, le procédé a fait l'objet d'un grand nombre de publications par Hitoshi Soyama qui, à partir d'essais expérimentaux, a grandement contribué à son développement. En analysant ses travaux intensifs, il ressort deux principaux moyens pour produire un jet contenant des bulles de cavitation, dans un but de mise en compression de surface. Ce sont le jet de cavitation dans l'eau (*cavitation jet in water*) et le jet de cavitation dans l'air (*cavitation jet in air*).

3.3.1 Jet de cavitation dans l'eau

Il est réalisé dans des conditions de submersion. Il consiste à produire, à travers une buse, un jet d'eau à grande vitesse dans une enceinte remplie d'eau et contenant la pièce à traiter. Le dispositif expérimental proposé par Soyama est représenté schématiquement sur la figure (5.23). La chambre d'essai est remplie d'eau et mise sous pression. La pièce traitée est placée horizontalement à l'intérieur de l'enceinte, et un dispositif (moteur) permet son déplacement transverse et/ou longitudinal et sa rotation (pour une éprouvette de section circulaire). La direction du jet de cavitation est donc, dans ce cas, perpendiculaire à l'axe de la pièce. Notons que la buse peut aussi être connectée à un bras robotisé qui permet de déplacer le jet sur la pièce (fixe) et de modifier l'angle entre le jet et la pièce.

Cette configuration du procédé a été utilisée pour l'introduction de contraintes résiduelles de compression sur une pièce en alliage d'acier silicium – manganèse SUP7 [SOY 00a] et sur une éprouvette en alliage d'aluminium JIS AC4CH [SOY 02]. Une amélioration de la résistance à la fatigue a été observée dans les deux études.

Les principaux paramètres du procédé sont :

- La pression à l'entrée de la buse ou pression amont (quelques dizaines de MPa)

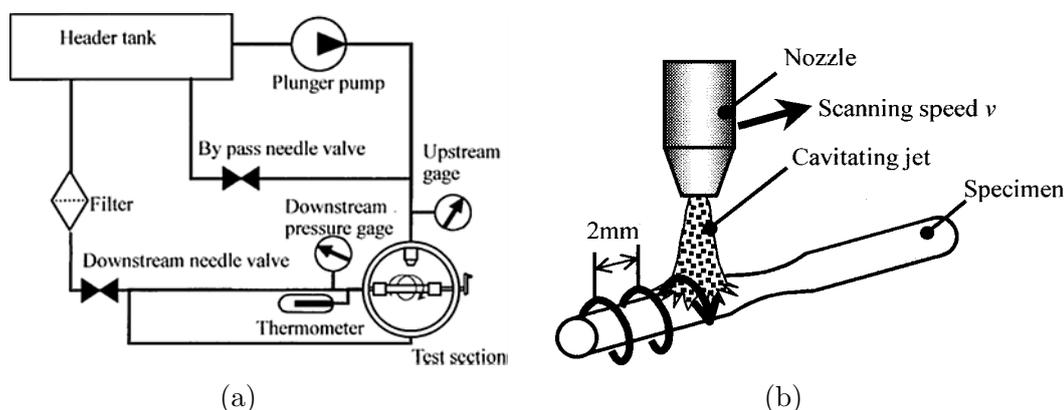


FIGURE 1.23 – Dispositif pour la mise en compression par cavitation dans l'eau d'après Soyama *et al.* [SOY 02].

- La pression à la sortie de la chambre d'essai ou pression aval (quelques dixièmes de MPa)
- Le diamètre de l'orifice de la buse (de l'ordre du mm)
- La distance entre l'origine du jet et la surface d'impact.
- Le temps de traitement par unité de longueur qui est défini comme le rapport entre le nombre de passes et la vitesse de balayage.

L'effet du temps de traitement par unité de longueur a été étudié par Odhiambo et Soyama [ODH 03]. Ils ont montré que la contrainte résiduelle de compression maximale en surface augmente avec le temps de traitement par unité de longueur, jusqu'à atteindre un niveau de saturation où elle reste constante (Figure 1.24). En ce qui concerne la rugosité de la surface obtenue, sa valeur varie faiblement pour des faibles temps d'exposition puis augmente assez rapidement à partir d'un certain temps de traitement (Figure 1.25). Pour de faibles valeurs de ce dernier, la rugosité finale est la même que pour le matériau non-traité. Ainsi, le traitement par cavitation n'induit pas d'importantes modifications morphologiques mais uniquement de la déformation plastique sur la surface exposée, lorsque la durée de traitement n'est pas trop longue. Il existe donc une valeur optimale du temps de traitement par unité de longueur permettant d'avoir un maximum de contraintes résiduelles en compression, pour une faible rugosité ou un meilleur état de surface. Ces résultats sont similaires à ceux obtenus sur une pièce en alliage de titane Ti-6Al-4V, avec en plus une amélioration de la résistance à l'usure de contact (*fretting*) observée après le traitement [SOY 04b].

La distance de tir est la distance entre l'orifice de la buse et la surface; son effet a été étudié par Lichtarowicz [LIC 74] entre autres. Cette distance ne doit être

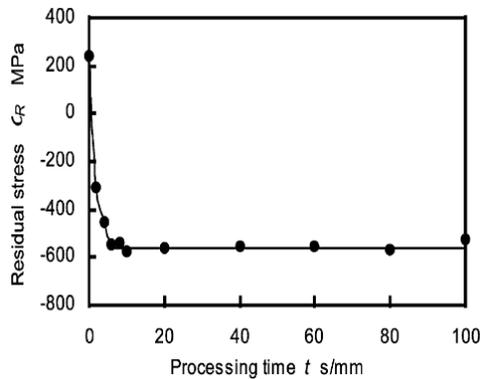


FIGURE 1.24 – Contraintes résiduelles superficielles en fonction du temps de traitement [ODH 03].

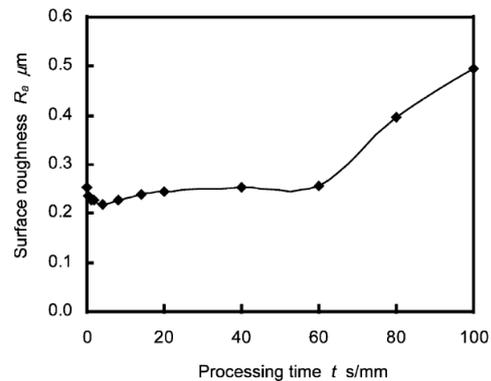


FIGURE 1.25 – Rugosité représentée en fonction du temps de traitement [ODH 03].

ni trop grande, ni trop courte. L'efficacité d'un jet de cavitation est généralement évaluée à partir de tests d'érosion, en raison de la facilité de réalisation de ces essais. Le régime d'érosion est atteint lorsque la durée du traitement est trop longue, ce qui n'est pas le cas de la mise en compression de surface mais il permet d'estimer l'agressivité du jet de cavitation. Ces essais d'érosion, réalisés généralement sur de l'aluminium, permettent de déterminer la distance optimale à travers le débit de masse perdue en fonction de la distance de tir. Les autres paramètres (pression de jet et durée d'exposition) sont maintenus constants. Lorsque la distance de tir est très petite, les cavités d'air formées ne sont pas suffisamment grandes. Elles n'ont pas atteint leur rayon maximal et elles ne pourraient implorer normalement en raison de la forte vitesse du fluide. D'un autre côté, les ondes de pression générées dans le liquide par la dynamique des bulles perdent de leur puissance avant d'atteindre la surface, lorsque celle-ci est située à une trop grande distance. C'est la raison pour laquelle il existe une distance optimale qui permet d'avoir le maximum de pression d'impact. Un autre effet de la distance de tir a été reporté par Yamaguchi et Shimizu [YAM 87] en ce qui concerne le diamètre de la zone érodée, et donc la surface affectée. En mesurant le diamètre de la surface érodée pour des valeurs constantes de pressions du jet, ils ont montré que le diamètre de cette surface augmente avec la distance de tir jusqu'à la distance optimale, avant de décroître. La distance optimale de tir permettrait donc de traiter une plus grande surface.

Un dispositif décrit dans la publication de Soyama *et al.* [SOY 95] a permis aux auteurs d'observer, à l'aide d'un appareil de prise de vue à grande vitesse, la naissance et l'évolution du nuage de cavitation généré autour d'un jet d'eau immergé. L'analyse du comportement et de la structure du jet devrait permettre de mieux comprendre le phénomène. Un nuage de cavitation se développe autour du jet im-

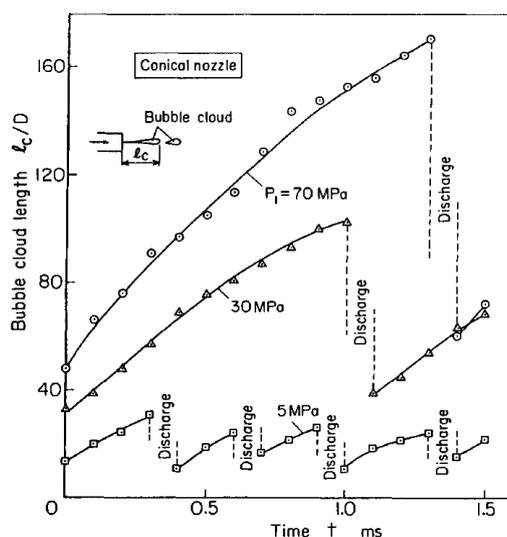


FIGURE 1.26 – Influence de la pression d’injection sur le nuage de cavitation [SOY 95].

mergé, à partir de l’extrémité de la buse. Il s’évanouit au bout d’un certain puis un nouveau nuage de cavitation se forme. Leur longueur et leur fréquence dépendent de la pression d’injection. Plusieurs nuages apparaissent ainsi puis disparaissent de manière périodique (Figure 1.26). Ces nuages de cavitation sont constitués d’un ensemble de bulles de cavitation dont l’effondrement génère des ondes de pression à travers le liquide. Il est donc logique de penser que la performance du procédé puisse être liée aux caractéristiques des nuages de cavitation. L’effet des autres paramètres sera abordé dans la suite.

3.3.2 Jet de cavitation dans l’air

Dans le cas du jet de cavitation dans l’air (*cavitation jet in air*), le jet de cavitation est obtenu en produisant un jet d’eau sous forte pression à l’intérieur d’un jet d’eau concentrique sous une pression plus faible (Figure 1.27). Cela permet de reproduire l’effet de la surpression de l’environnement d’essai du CJW. La surface traitée n’est pas immergée comme précédemment. Les résultats obtenus pour ce procédé dépendent principalement de la pression du jet de faible vitesse et de la distance séparant la buse de forte pression et la surface traitée.

Les paramètres sont sensiblement les mêmes que dans le cas du jet dans l’eau, auxquels s’ajoute le diamètre de la grande buse. Les données suivantes ont été relevées :

- Pression du jet de forte pression de l’ordre de 20 – 30 MPa
- Pression du jet de faible pression comprise entre 0.05 et 0.16 MPa

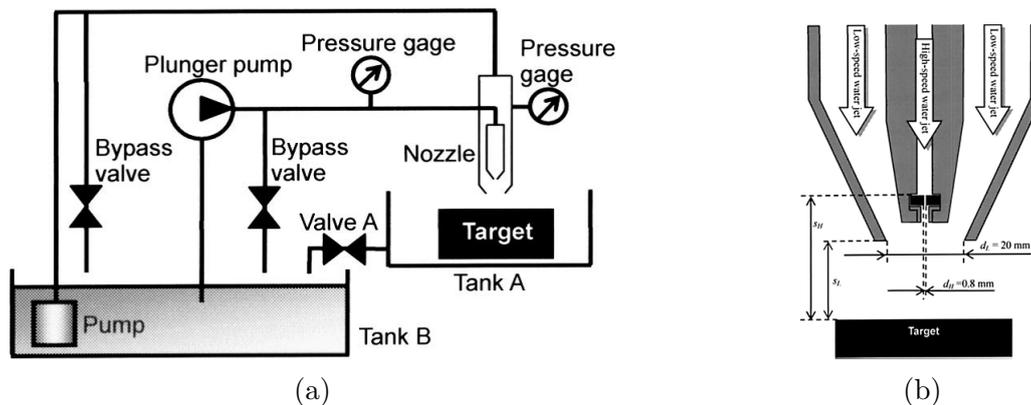


FIGURE 1.27 – Dispositif et buse pour la mise en compression par cavitation dans l'air [SOY 05a].

- Diamètre de la buse de forte pression égal 1 mm
- Diamètre de la buse de faible pression (grande buse) autour de 20 mm

Ces valeurs optimales ont été obtenues à partir de tests d'érosion en fixant la pression du jet de la petite buse, et en mesurant la masse perdue pour une même durée d'exposition. Soyama [SOY 05a] a obtenu les courbes de la masse perdue en fonction de la distance s_H , pour différentes valeurs de la pression de la grande buse (Figure 1.28a). La pression P_H et la distance entre les deux buses, $s_H - s_L$, sont maintenues constantes avec pour valeurs respectives 20 MPa et 7.5 mm. La masse de matière perdue possède un maximum atteint pour une certaine distance s_H qui correspond à la distance optimale. Cette dernière varie en fonction de la faible pression. De même, il existe une pression P_L optimale pour laquelle la masse perdue est maximale (Figure 1.28b).

Le motif d'érosion obtenu, lors des tests réalisés avec un jet de cavitation dans l'air, est sous la forme d'un anneau. Le nuage de cavitation contenant les bulles de cavitation, en atteignant la surface, s'étale avant l'implosion des bulles. C'est ce qui justifie la forme de l'érosion en anneau. Une observation du jet à l'aide d'un caméscope à grande vitesse et d'un appareil photo possédant un flash xénon a été réalisée par H. Soyama (Figure 1.29a). Le contour du jet de faible pression (contour externe) présente une forme ondulée caractérisée par une longueur d'onde (4.6 mm pour l'exemple considéré) qui augmente avec la faible pression. Ces ondulations présentent une surface lisse à proximité de la buse et jusqu'à une certaine distance à partir de laquelle des gouttelettes d'eau s'échappent de la surface du grand jet qui n'est plus continue. La zone blanche observée au centre du jet, qui prend naissance à la sortie de la grande buse, est le nuage de cavitation. Le nuage de cavitation n'est pas continu. Il se développe sur une certaine longueur (environ 15 mm sur la figure) puis une rupture est observée avant l'apparition d'un nouveau nuage.

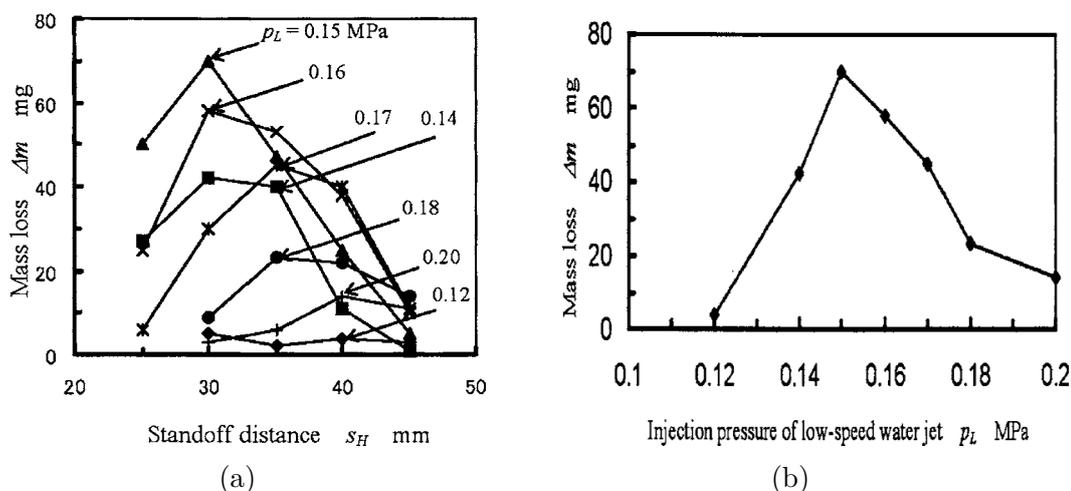


FIGURE 1.28 – Effet de la pression du faible jet et de la distance de tir sur la performance du jet [SOY 05a].

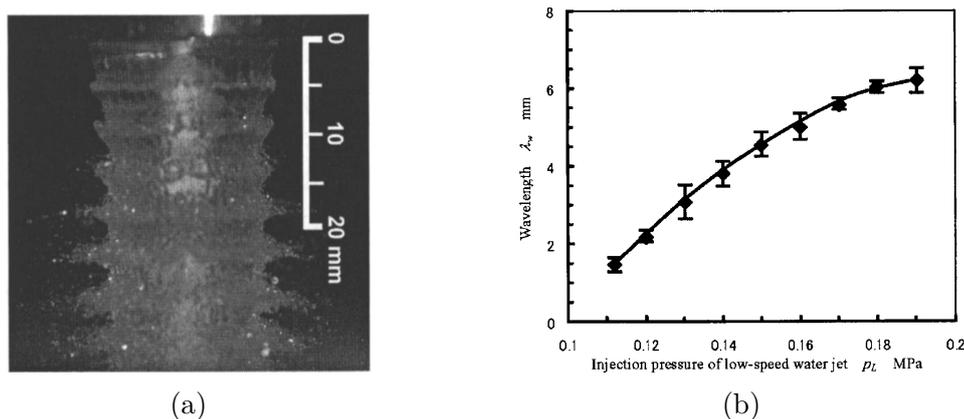


FIGURE 1.29 – Visualisation d'un jet de cavitation dans l'air (a) et effet de la pression sur le nuage de cavitation (b) [SOY 05a].

Le jet de cavitation dans l'air se caractérise donc lui aussi par des phénomènes périodiques. La variation de la longueur d'onde de ces phénomènes en fonction de la faible pression d'eau est représentée sur la figure (1.29b).

Une différence de performance entre le jet de cavitation dans l'eau (CJW) et le jet de cavitation dans l'air (CJA) a été observée par Soyama [SOY 07]. Dans les conditions optimales d'utilisation des deux méthodes, des contraintes résiduelles de compression sont introduites à la surface d'une éprouvette en alliage d'acier JIS SUS316L. Dans le cas du jet de cavitation dans l'air, ces contraintes sont globalement supérieures à celles obtenues par jet de cavitation dans l'eau (Figure 1.30). La même tendance a été observée en ce qui concerne l'amélioration de la résistance à la fatigue d'éprouvettes préalablement traités par les deux procédés, avec des durées

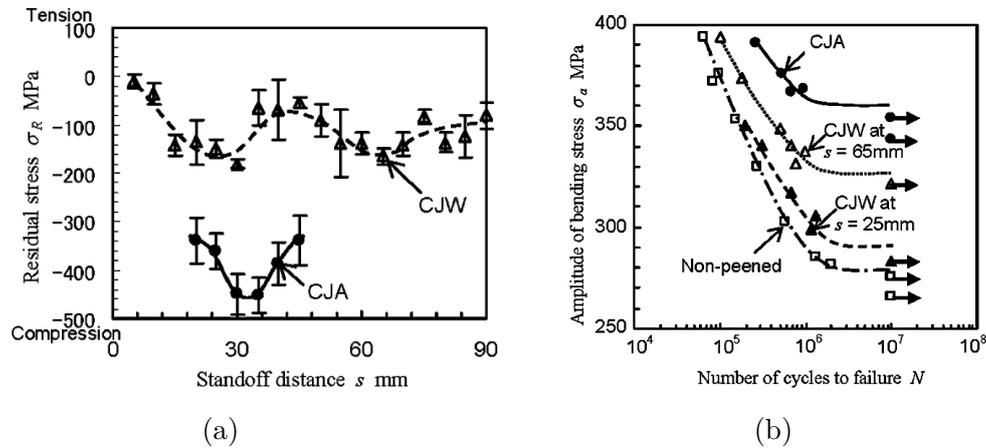


FIGURE 1.30 – Comparaison des résultats des traitements par jets de cavitation dans l'eau (CJW) et dans l'air (CJA). (a) Contraintes résiduelles. (b) Résistance à la fatigue [SOY 07].

de traitement par unité de longueur équivalentes.

3.3.3 Autres variantes de jet de cavitation

Dans le cas du CJA, les bulles résiduelles provenant de l'effondrement des bulles de cavitation sont balayées de la zone d'impact. C'est l'une des raisons pour lesquelles le CJA est plus érosif que le CJW, puisque l'effet amortissant des bulles résiduelles disparaît. En effet, les bulles d'air résiduelles provoquent une diminution de l'intensité de l'onde de pression due à l'implosion des bulles de cavitation. Ainsi, l'émission d'un jet de faible pression autour du jet de cavitation dans l'eau permet d'améliorer son pouvoir érosif, en éliminant les bulles d'air résiduelles. C'est le principe du *cavitation jet in water with an associated jet water*. Le dispositif expérimental utilisé par Soyama *et al.* [SOY 08] est similaire à celui du CJA. Toutefois, contrairement à ce dernier, les deux jets sont immergés dans l'eau du contenant de la pièce. Les paramètres sont les mêmes que dans le cas du jet de cavitation dans l'air et leurs valeurs optimales sont déterminées en réalisant des essais d'érosion sur des plaques d'aluminium. À l'image des deux procédés précédemment évoqués, des contraintes résiduelles de compression ont été introduites et une amélioration de la résistance à la fatigue a été observée, à partir d'essais de fatigue en flexion sur des éprouvettes d'acier inoxydable JIS SUS316L.

Plus récemment, de nouvelles méthodes ont été développées pour la réalisation du traitement de surface par cavitation. Une buse spéciale a été développée par Soyama et Takeo [SOY 17b] pour le traitement d'un trou contenu dans une plaque de duralumin. Les auteurs ont proposé un dispositif générant deux jets de cavitation opposés (Figure 1.31) et ils ont observé une amélioration de la résistance à la fatigue

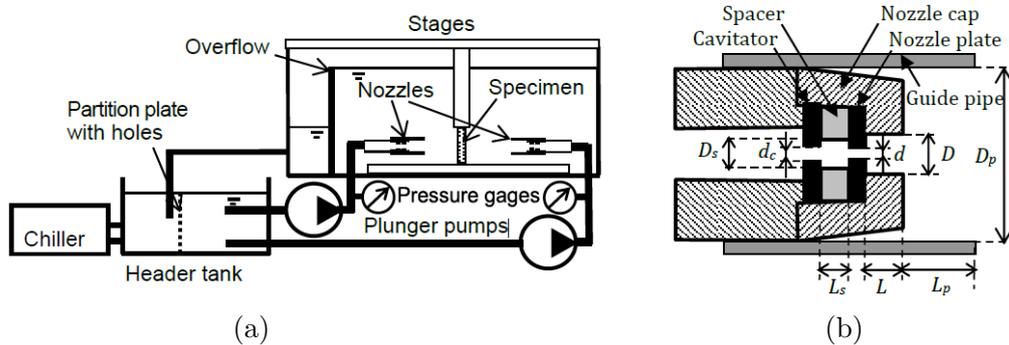


FIGURE 1.31 – (a) Dispositif pour le traitement de la surface interne d'un trou contenu dans une plaque, à l'aide de deux jets de cavitation opposés. (b) Géométrie de la buse utilisée pour le traitement [SOY 17b].

après traitement.

Une impulsion laser peut également être utilisée pour créer des bulles de cavitation. En effet, lors du traitement par choc laser sous l'eau, il se produit une bulle se comportant comme une bulle de cavitation près de la surface. Cette bulle augmente de volume puis implose en générant une pression sur la surface. Se basant sur cette observation, Soyama [SOY 17a] a développé une méthode de traitement de surface par cavitation laser. Cette méthode consiste à générer une certaine densité surfacique de bulles de cavitation près de la surface à traiter. D'après l'auteur, la longueur d'onde du laser utilisé (1064 nm) est telle que sa puissance est absorbée par l'eau. Ainsi, seule la bulle serait à l'origine de la sollicitation de la pièce. La densité de bulles est liée au nombre d'impulsions laser par unité de surface. À partir de quelques impulsions par mm^2 , des contraintes résiduelles de compression ont été introduites localement dans le matériau (JIS SDK61).

Une méthode basée sur des ultrasons a été proposée par Stykova *et al.* [STY 17]. Elle consiste à générer la cavitation par un émetteur à ultrasons plongé dans l'eau. Les auteurs ont observé une augmentation de la dureté, et donc un écrouissage d'un acier inoxydable après un certain temps d'exposition (plusieurs dizaines de minutes).

Ces deux dernières techniques ne permettent qu'un traitement très localisé. Le temps nécessaire pour traiter toute la surface d'une pièce industrielle serait considérable, par rapport au CJW et au CJA.

3.4 Études expérimentales et comparaison avec les autres procédés

Un certain nombre d'études expérimentales ont mis en évidence l'intérêt d'un traitement de surface réalisé par cavitation. Au cours de la mise en compression par cavitation, plusieurs impacts de pression sont générés sur la surface par l'affaissement des bulles de cavitation. Ils induisent des contraintes résiduelles

de compression à la surface du matériau d'une manière similaire au grenailage classique. Dans leur publication, Soyama *et al.* [SOY 00b] ont utilisé des jets de cavitation pour introduire des contraintes de compression dans des alliages d'acier (JIS SUS 304 et 316) et du cuivre (JIS C1100). En mesurant les contraintes résiduelles à partir de la méthode de diffraction par rayons X, ils ont mis en évidence la formation d'une couche superficielle de contraintes résiduelles, ainsi qu'un temps de traitement optimum pour lequel les dommages causés à la surface sont négligeables. Dans les conditions optimales de cavitation, une pression d'injection relativement faible de 20 MPa a permis d'introduire des contraintes résiduelles dans un matériau comme l'acier.

Plusieurs travaux basés sur l'expérience ont montré une meilleure tenue en fatigue grâce au présent procédé. Ainsi, après un traitement par cavitation d'éprouvettes en alliage d'aluminium JIS AC4CH, des essais de fatigue par flexion rotative ont montré une amélioration de la tenue en fatigue de près de 50%, grâce à un jet de pression 30 MPa [SOY 02]. Les surfaces obtenues présentent plusieurs marques d'impacts et creux d'intensités différentes, dus à la déformation plastique. Les auteurs en ont conclu que cette méthode pourrait être utilisée en lieu et place d'un traitement de surface par billage.

L'un des avantages du WCP est la possibilité de traiter des pièces de géométrie complexe avec une relative facilité. Par exemple, un engrenage en alliage d'acier chrome – molybdène a été traité avec succès par Soyama et Macodiyo [SOY 05b], avec comme résultat une augmentation de la résistance à la fatigue de près de 60% par rapport aux pièces non-traitées. L'effet de l'angle d'incidence du jet avec la surface traitée a été étudié par Qin *et al.* [QIN 06]. Pour différentes valeurs de l'angle, la pression d'impact du jet de cavitation a été évaluée, ainsi que les contraintes résiduelles obtenues après le traitement d'une pièce plane d'acier. La pression d'impact du jet a été mesurée à l'aide d'un film sur lequel est envoyé directement le jet sur une courte période afin de ne pas l'abimer. Ce film, sensible à la pression, est imprégné de minuscules bulles d'encre qui éclatent sous l'effet de la pression. Lorsque la pression augmente, l'intensité de la couleur de la marque laissée par l'encre change. La densité de couleur est évaluée à l'aide de l'indicateur de couleur FPD-305E, et la pression d'impact est déduite après analyse de la densité de couleur à l'aide du logiciel FPS-307E. Les mesures de pression obtenues sont pratiquement uniformes et varient très faiblement avec l'angle d'incidence, sur une zone située au centre du jet et considérée comme la zone de traitement effective. Le même résultat a été obtenu en ce qui concerne les contraintes résiduelles (Figure 1.32). Ainsi, contrairement au grenailage conventionnel et au choc laser, l'angle d'incidence a peu d'importance dans la réalisation du procédé de mise en compression par jet de cavitation. Les auteurs ont expliqué ce résultat par le comportement isotrope de l'onde pression générée par l'implosion des bulles de cavitation. Par ailleurs, grâce à leur petite taille présumée, les bulles doivent

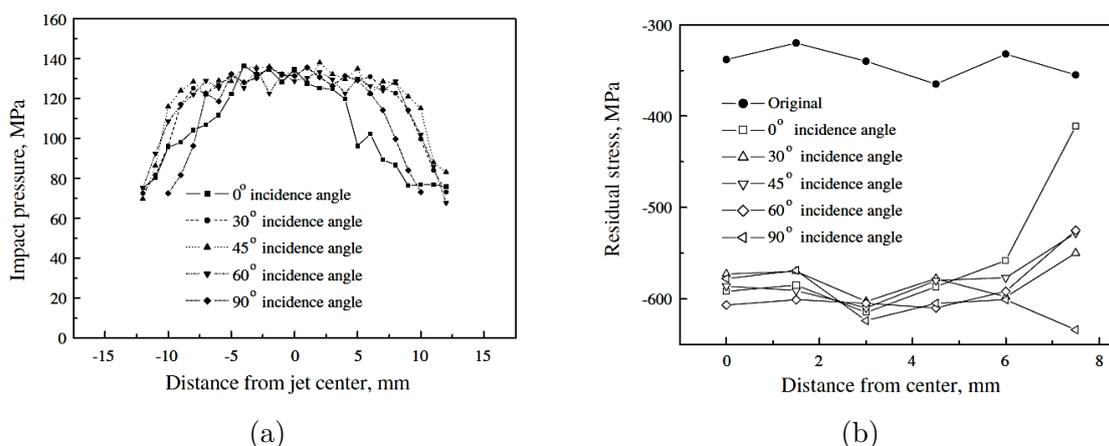


FIGURE 1.32 – Effet de l’angle d’incidence sur la pression d’impact et les contraintes résiduelles issues du WCP [QIN 06]

pouvoir pénétrer dans les coins et recoins de la pièce. Ce procédé devrait donc permettre de traiter de manière plus uniforme les surfaces de pièces possédant des formes compliquées, comme l’engrenage évoqué au début du paragraphe.

Afin de situer le WCP par rapport au billage, Odhiambo et Soyama [ODH 03] ont réalisé une comparaison entre la mise en compression par jet de cavitation dans l’eau et le grenailage conventionnel, sur un alliage d’acier chrome – molybdène JIS SCM415. Différents échantillons de pièces traités sur toute leur surface soit par billage (0.55 mm A d’intensité Almen), soit par cavitation dans l’eau avec différentes durées d’exposition, ont été soumis à un essai de fatigue de flexion rotative. La distribution de contraintes résiduelles a également été déterminée. Leurs résultats (Figure 1.33) ont montré une contrainte résiduelle maximale en surface qui décroît avec la profondeur dans le cas du jet de cavitation, et sans surprise une valeur maximale en dessous de la surface pour le grenailage classique. Par ailleurs, la valeur obtenue en surface pour une durée suffisamment longue par cavitation est supérieure à celle obtenue par grenailage. Ces observations peuvent s’expliquer par la différence entre la distribution de pression produite par un impact de cavitation et celle de l’impact d’une grenaille. Tandis que la première est plutôt de forme conique avec une valeur maximale au centre du cône, la seconde est plutôt du type contact de Hertz avec une contrainte maximale obtenue en profondeur.

De même, ils ont obtenu une amélioration de la résistance à la fatigue de 11% pour le traitement par jet de cavitation, contre 7% pour le grenailage classique par rapport aux pièces non-traitées. Les auteurs ont attribué ce résultat au meilleur état de surface du premier procédé (Figure 1.34) qui retarde à la fois la naissance et le développement des fissures en surface. Le procédé classique ne permettrait que de retarder le développement des fissures. L’état de la surface obtenue jouerait donc un rôle tout aussi important, voire plus important que les valeurs de contraintes

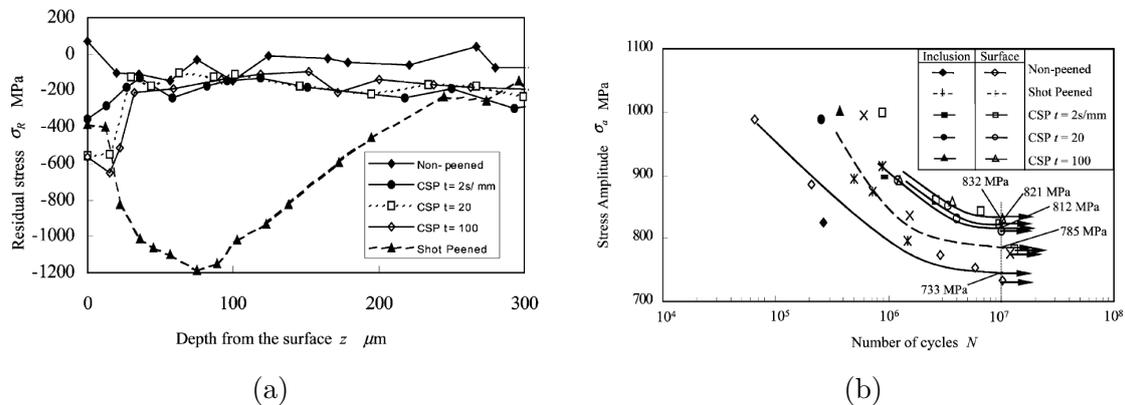


FIGURE 1.33 – Comparaison entre le WCP et le grenailage : profils de contraintes résiduelles et tenue en fatigue [ODH 03].

résiduelles pour l'amélioration de la résistance à la fatigue. Ils ont enfin remarqué que, tout comme pour la contrainte résiduelle, il existe un lien entre la résistance de la pièce et la durée d'exposition. Ainsi, une augmentation de la durée de traitement a permis d'améliorer la limite de résistance à la fatigue de la pièce.

3.5 Simulation de la mise en compression par cavitation

La modélisation et simulation du traitement de surface par jet de cavitation ont fait l'objet de peu d'études. La principale raison provient, a priori, du fait que le chargement est compliqué à déterminer. Toutefois, un modèle par éléments finis a été proposé par Han et Hu [HAN 09] pour l'étude du procédé, afin de déterminer le profil de contraintes résiduelles dans un matériau traité par un jet de cavitation. Il s'agit de l'une des rares tentatives de modélisation présentes dans la littérature. Le diamètre de la zone affectée a été mesuré directement sur la surface du matériau, après un essai de mise en compression par jet de cavitation. L'éprouvette de l'essai est en titane et est considéré par les auteurs comme étant élastique parfaitement plastique. Pour la modélisation par éléments finis, la pression d'impact est supposée uniforme sur la surface affectée ; son intensité est choisie arbitrairement. Son profil temporel est supposé trapézoïdal caractérisé par une phase de chargement, suivie d'un plateau où la pression est constante et enfin vient une phase de déchargement (Figure 1.35). Le temps d'interaction considéré (durée d'impulsion) est de 40 ns, et la durée de la simulation pour la stabilisation des contraintes est choisie égale à 10 μs .

Une simulation de plusieurs impacts successifs en un même point a été effectuée et les résultats montrent une contrainte résiduelle de compression augmentant avec le nombre d'impacts. Une saturation de la contrainte est obtenue à partir de 10 impacts, quelle que soit la pression d'impact. Toutefois, la comparaison des résultats

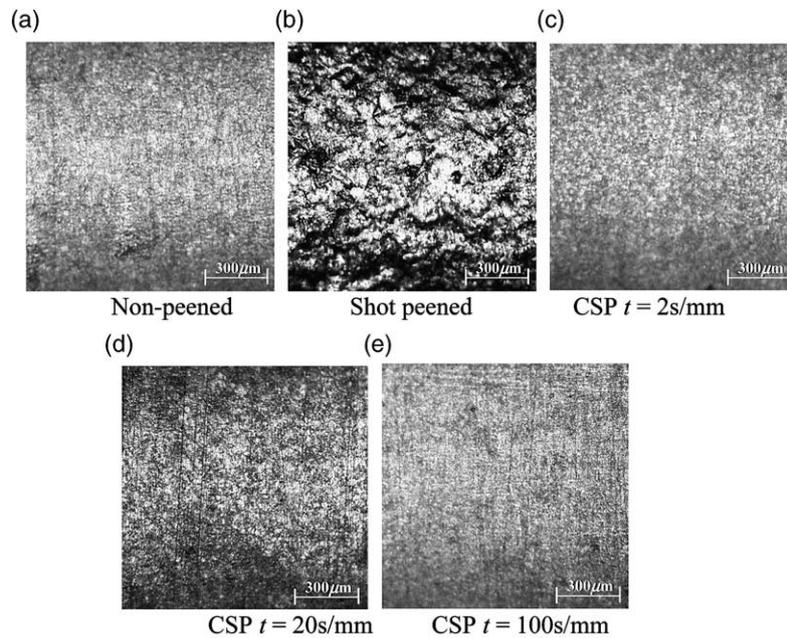


FIGURE 1.34 – Comparaison des états de surface après traitement par jet de cavitation (CSP sur les images), après grenailage avec l'état de surface initial [ODH 03].

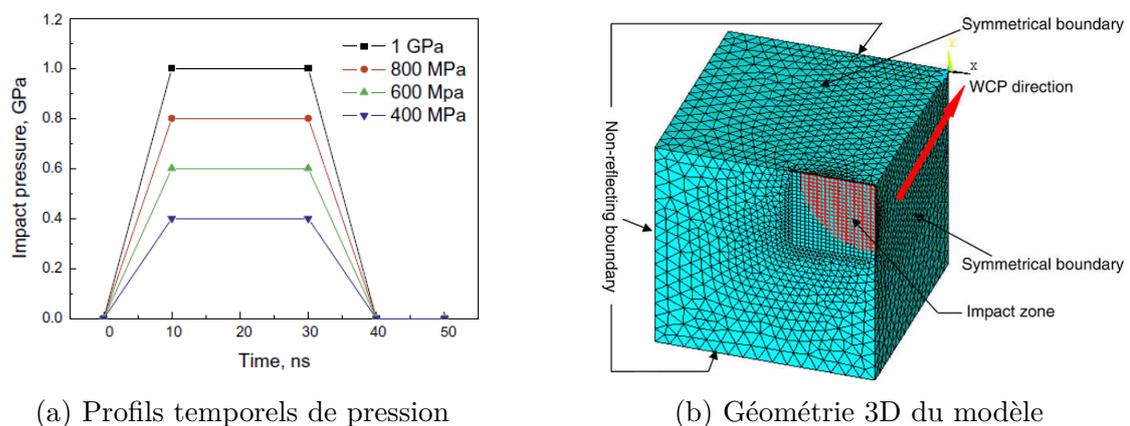


FIGURE 1.35 – Modélisation du WCP par éléments finis [HAN 09].

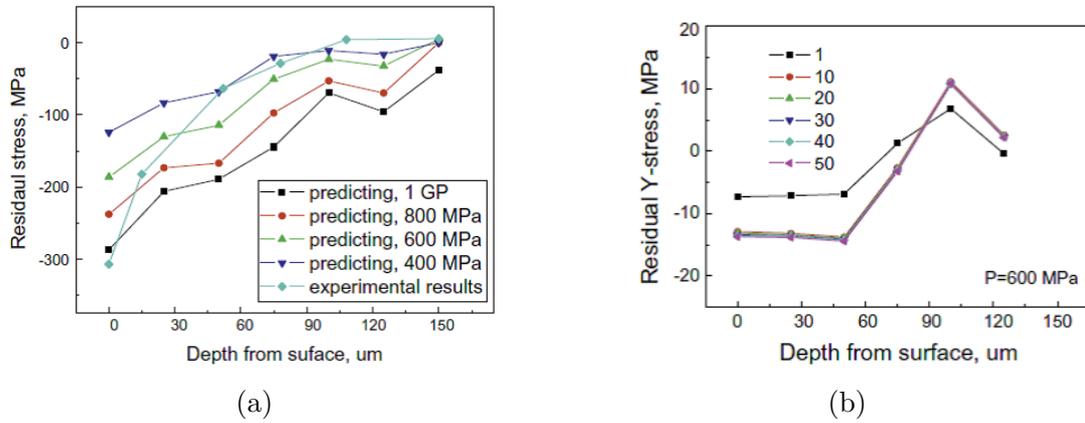


FIGURE 1.36 – Résultats de simulation du WCP [HAN 09].

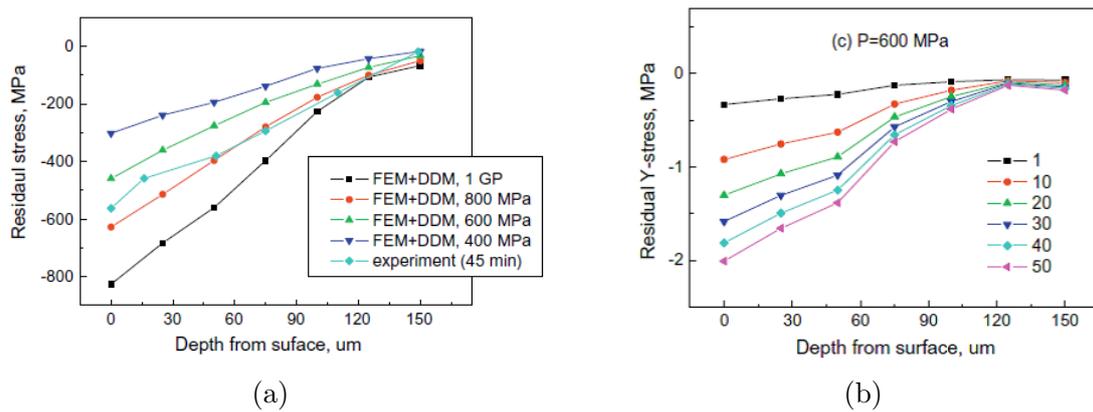


FIGURE 1.37 – Résultats de simulation du WCP avec prise en compte des contraintes résiduelles du second ordre [HAN 10].

avec une les résultats expérimentaux a montré que la méthode ne permettait pas de déterminer avec précision la valeur des contraintes résiduelles dans les couches superficielles (0 – 50 μm) comme le montre la figure (1.36). Cette différence, entre les profils de contraintes résiduelles obtenus numériquement et celui expérimental, est attribuée par les auteurs aux micro-contraintes résiduelles induites par les dislocations au niveau microscopique.

Le calcul des contraintes résiduelles produites par les dislocations dans le cadre du WCP a été réalisé par Han *et al.* [HAN 10]. Ils supposent que la contrainte résiduelle finale est égale à la somme de la contrainte résiduelle macroscopique, obtenue par la méthode présentée précédemment [HAN 09], et de la contrainte résiduelle microscopique produite par les dislocations, obtenue en utilisant la méthode de densité de dislocation. Une comparaison avec des résultats expérimentaux sur le titane a montré une relative bonne correspondance (Figure 1.37a) pour une pression de 800 MPa. Les profils de contraintes résiduelles obtenus avec cette méthode montrent que les contraintes résiduelles de compression en surface augmentent, lorsque le nombre d'impacts augmente (Figure 1.37b). En revanche, la profondeur traitée reste constante.

Les deux modèles présentées ci-dessus reposent sur une connaissance de l'intensité de l'onde de pression et de sa durée, qui dépendent de l'implosion d'une bulle. Ces modèles ne permettent pas d'établir un lien entre les paramètres du procédé et les contraintes résiduelles obtenues. L'étude de l'effondrement et le champ de pression généré lors de l'évolution d'une bulle de cavitation sont donc nécessaires. La pression maximale, la distribution spatiale et la distribution temporelle de la pression sont les paramètres qui détermineront la justesse de la simulation numérique. La modélisation du traitement de surface par cavitation nécessite donc d'associer la mécanique des fluides (étude des bulles de cavitation) à la mécanique des solides. Concernant la mise en compression par impulsions électromagnétiques, deuxième procédé objet de cette thèse, la modélisation doit tenir compte des relations entre les phénomènes électromagnétiques et la mécanique des solides.

4 Impulsions électromagnétiques en mécanique

L'une des principales applications des effets des ondes électromagnétiques dans le domaine de la mécanique est la mise en forme électromagnétique (*electromagnetic forming EMF*) de plaques et de tubes. La force générée par un champ magnétique variable de forte intensité est utilisée pour déformer des pièces métalliques. La mise en compression par impulsions électromagnétiques repose sur les mêmes bases physiques. Dans cette partie, l'accent sera mis sur les différentes approches de modélisation de procédés couplant l'électromagnétisme et la mécanique. Mais avant cela, le plus connu de ces procédés, la mise en forme électromagnétique sera présenté

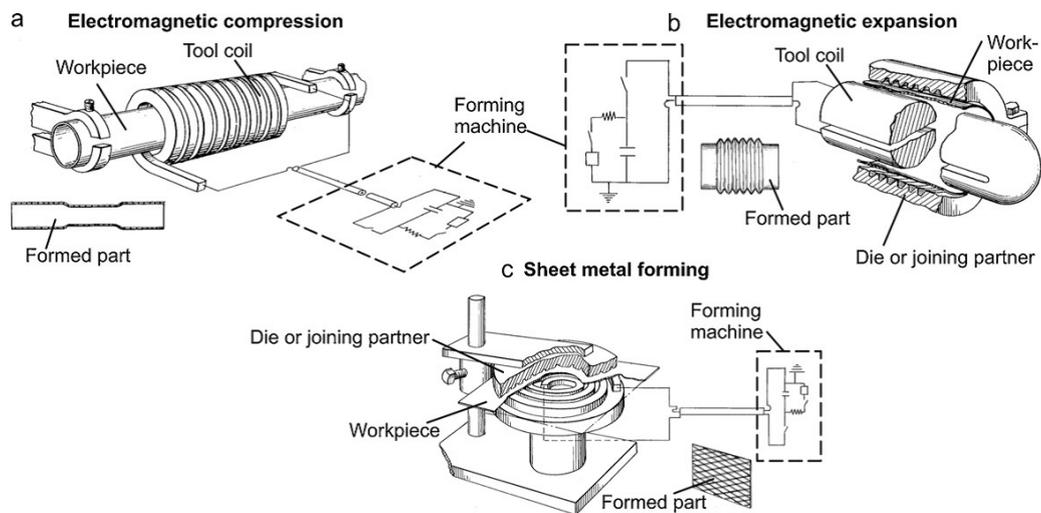


FIGURE 1.38 – Différents types d'électro-magnéto-formage (EMF) et la position relative de la bobine et de la pièce [GAY 14].

brièvement.

4.1 Mise en forme électromagnétique

Le formage électromagnétique est un procédé de mise en forme sans contact qui consiste à déformer des pièces métalliques, à l'aide de forces électromagnétiques. Au cours de la réalisation, un courant électrique est généré dans un inducteur par un générateur de signaux. L'inducteur produit alors un champ magnétique qui entraîne des courants de Foucault dans le matériau conducteur de la pièce. Celle-ci se déforme alors sous l'influence des forces de Laplace produites par le champ magnétique et les courants de Foucault. Lors du processus de formage, la vitesse de déplacement de la pièce est élevée et peut atteindre 100 m/s en moins de 0.1 ms.

Il existe trois principaux types de formage électromagnétique, en fonction de la position relative de la pièce et de la bobine : la compression d'un tube, l'expansion d'un tube mince et la mise en forme d'une tôle mince en métal [GAY 14]. Ainsi, trois types de bobines sont utilisés comme inducteurs, en fonction de l'opération à réaliser. Lors de l'expansion d'un tube cylindrique, la bobine est placée à l'intérieur du tube tandis que pour la compression, la bobine est enroulée autour de la pièce. Dans le cas du formage d'une plaque de métal, l'inducteur, généralement plan, est placé parallèlement à une surface de la plaque (Figure 1.38). La surface opposée est libre et une matrice peut être utilisée pour obtenir la forme désirée.

Dans le cas des plaques de métal, le procédé de formage par signal électromagnétique pulsé peut être utilisé pour une surface variant entre 10^{-4} et 0.02 m^2 , et l'épaisseur peut aller jusqu'à 5 mm [PSY 11]. L'une des différences entre la mise

en forme et le traitement de surface électromagnétique réside justement dans les épaisseurs des pièces traitées, qui sont plus importantes dans le cas du traitement de surface.

La source d'excitation du procédé de mise en forme électromagnétique est l'intensité de courant résultant de la décharge d'un ensemble de condensateurs. Pour la détermination de l'expression de cette intensité de courant, le système de mise en forme électromagnétique est assimilé à un circuit résonnant [RLC]. Le dispositif de mise en forme est représenté sous la forme de deux circuits électriques. Le premier est le circuit de décharge qui comprend un condensateur relié en série à un inducteur (bobine) de résistance et d'inductance données. Le circuit possède une résistance et une inductance équivalentes dues aux câbles de connexion. L'ensemble est connecté en série avec le générateur de signaux. Le second circuit est celui du courant induit dans la pièce qui possède une résistance et une inductance. Les deux circuits sont couplés par une inductance mutuelle, à la manière d'un transformateur.

Les sollicitations dépendent du courant et donc de plusieurs paramètres tels que la capacité, l'inductance, la résistance, la tension du générateur de signaux. Les autres paramètres sont liés à l'inducteur et au matériau de la pièce traitée. Les forces magnétiques dépendent également de la distance qui sépare l'inducteur de la surface. Ainsi, lors de la mise en forme, cette distance augmente et fait varier la valeur de la pression. L'impact de cette interaction est encore plus important lors de la mise en forme de plaques minces en raison des déplacements importants obtenus.

4.2 Simulation et couplage électromagnétisme - mécanique

La simulation de la mise en forme électromagnétique (EMF) est rendue difficile par l'interaction entre l'électromagnétisme, la mécanique et la thermique. Le même problème se pose pour la mise en compression électromagnétique. Le plus souvent, l'EMF est considéré comme une combinaison de deux principaux phénomènes physiques : le phénomène électromagnétique et le phénomène mécanique. Il existe deux principales approches de modélisation : l'approche non-couplée et l'approche couplée.

4.2.1 Approche non-couplée

Dans le cas de la mise en forme, cette méthode consiste à résoudre analytiquement ou numériquement les équations de Maxwell, sans tenir compte de la déformation de la pièce. Les forces de Laplace sont converties en pression magnétique s'exerçant à la surface, par intégration sur l'épaisseur de la pièce. La pression calculée est utilisée comme sollicitation pour le problème mécanique. Ceci permet d'obtenir les contraintes et déformations supposées de la pièce à la fin du procédé.

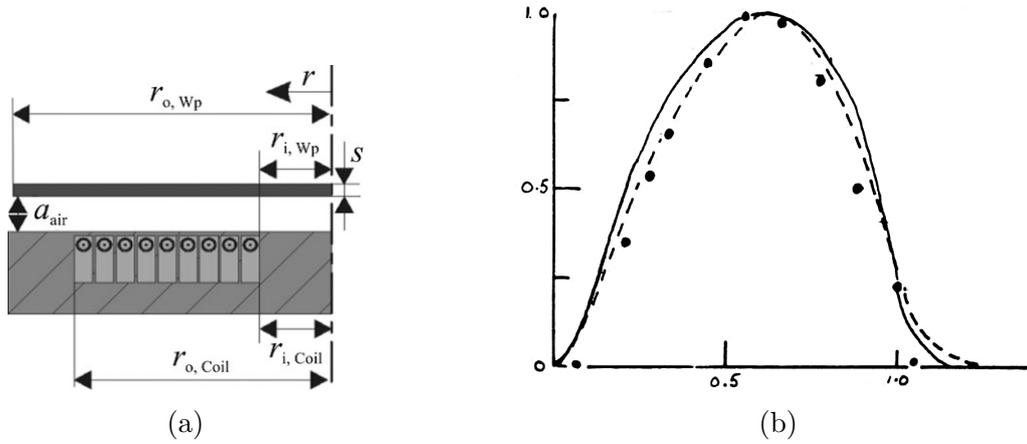


FIGURE 1.39 – Paramètres (a) et distribution radiale (b) de la pression magnétique sur une plaque [ALH 75]

L'intensité du champ magnétique et la distribution de pression magnétique s'exerçant sur une plaque conductrice ont été déterminées analytiquement par Al-Hassani, pour diverses géométries d'inducteurs [ALH 75]. Ainsi, pour un inducteur plat en spirale, la pression magnétique P_r est donnée par l'équation (1.5) et est représentée sous une forme non-dimensionnelle sur la figure (1.39). Cette pression est exprimée en fonction de l'intensité I du courant dans l'inducteur, du nombre n de spires, de la largeur des spires l , de la distance a_{air} entre l'inducteur et la pièce, du rayon intérieur r_i et extérieur r_o de la bobine. Cette distribution de pression a été comparée à des résultats expérimentaux. Elle a été utilisée par Imbert *et al.* [IMB 05], toujours dans le cadre d'une approche non-couplée, pour une simulation par éléments finis à l'aide du code commercial LS-DYNA, afin d'étudier l'effet de la mise en forme électromagnétique sur la formabilité d'une plaque d'aluminium.

$$P_r = \frac{\mu_0 I^2 n^2}{2\pi^2 l^2} \left[\arctan \left(\frac{-2a_{air}r}{a_{air}^2 + r_{o,coil}^2 - r^2} \right) + \arctan \left(\frac{-2a_{air}r}{a_{air}^2 + r_{i,coil}^2 - r^2} \right) \right]^2 \quad (1.5)$$

Considérant les phénomènes électromagnétiques et mécaniques comme deux problèmes complètement indépendants, Correia *et al.* [COR 08] ont simulé la mise en forme d'une plaque en aluminium. La différence avec les modèles précédents réside dans la résolution du problème électromagnétique. Les équations de Maxwell ont été résolues par la méthode des différences finies, en négligeant la vitesse de déplacement de la plaque durant la mise en forme. Les forces de Laplace ainsi obtenues sont intégrées suivant l'épaisseur de la plaque et ont permis d'obtenir la pression magnétique s'exerçant à sa surface. Une simulation numérique par éléments finis du problème mécanique est ensuite réalisée avec ABAQUS/Explicit en considérant la pression magnétique comme sollicitation. Les résultats obtenus, notamment pour la

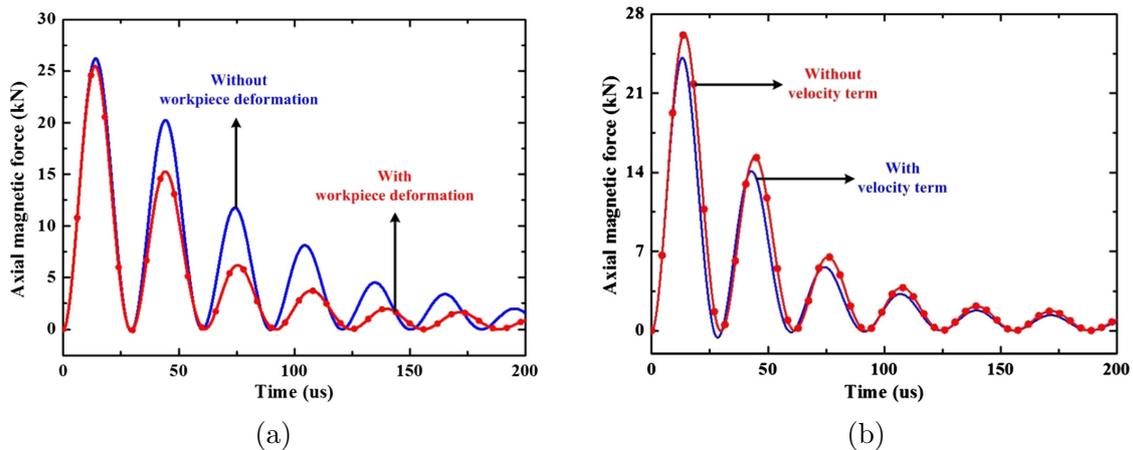


FIGURE 1.40 – Effet de la prise en compte de la déformation (a) et de la vitesse de déplacement (b) de la plaque sur la force magnétique axiale [CAO 14].

détermination du champ magnétique entre la pièce et l'inducteur, sont en adéquation avec des résultats expérimentaux.

4.2.2 Approches couplées

Les approches couplées consistent à considérer un couplage fort en le phénomène électromagnétique et la mécanique. Pour cela, la durée d'analyse est subdivisée en plusieurs pas de temps. À chaque incrément de temps, les forces de Laplace sont calculées en résolvant les équations de Maxwell. Ces forces sont ensuite utilisées pour le calcul de la déformation de la pièce. La géométrie de la pièce est actualisée et la nouvelle géométrie est utilisée pour le calcul des nouvelles forces magnétiques, pour l'incrément de temps suivant. Ce processus est répété de manière itérative jusqu'à la fin du procédé. Cette approche permet d'obtenir des résultats d'une précision satisfaisante, même si les effets de conduction thermique sont souvent négligés. Contrairement à l'approche non-couplée, l'évolution de la géométrie de la pièce est prise en compte, puisqu'elle affecte le niveau de sollicitation magnétique. L'importance de l'interaction entre la déformation et les forces magnétiques a été prouvée par Beerwald *et al.* [BEE 03]. Plus récemment, les travaux de Cao *et al.* [CAO 14] ont également montré l'effet relativement important de la prise en compte de la déformation de la pièce sur la force magnétique (Figure 1.40). Les auteurs ont réalisé une analyse dynamique de la mise en forme d'une plaque de métal par la méthode des éléments finis, afin d'étudier l'effet de la vitesse de déplacement et de la déformation de la pièce.

Une méthode numérique basée sur l'approche couplée a été utilisée par Takatsu *et al.* [TAK 88] pour l'étude du formage libre d'une plaque mince circulaire, avec une bobine plate comme inducteur. A chaque pas de temps, l'intensité de courant dans l'inducteur et le champ magnétique induit sont calculés, en résolvant

respectivement l'équation caractéristique du circuit électrique équivalent et les équations de Maxwell. La méthode utilisée repose sur un couplage relativement fort entre l'électromagnétisme et la mécanique; en effet, même la détermination du courant tient compte de la déformation de la pièce, car elle fait varier l'inductance mutuelle entre la pièce et l'inducteur. Les conditions limites pour la résolution des équations de Maxwell sont telles que l'intensité du champ magnétique à la surface du disque en relation avec l'inducteur soit égal à la somme du champ magnétique de l'inducteur, et du champ magnétique créé par les courants de Foucault. À la surface opposée du disque, le champ magnétique est considéré comme nul lorsque l'épaisseur de peau est faible par rapport à l'épaisseur de la pièce (rapport de 1/3). Les courants de Foucault et la densité de force magnétique sont ainsi calculés de même que la pression magnétique obtenue en intégrant les forces de Laplace suivant l'épaisseur du disque. La pression magnétique est utilisée pour le calcul des contraintes et déformations de la pièce. Dans leur approche, Takatsu *et al.* ont considéré l'effet de la vitesse de déplacement, ainsi que l'interaction entre le champ magnétique et l'évolution de la géométrie de la pièce. Les valeurs de l'intensité du champ magnétique et de la flèche de la déformée obtenues numériquement ont été comparées avec succès aux valeurs mesurées expérimentalement, pour un disque en aluminium et une bobine spirale composée de 5 anneaux (Figure 1.41).

L'importance de la vitesse de déplacement de la pièce dans le processus du formage électromagnétique a été étudiée par Manea *et al.* [MAN 02]. Ils ont montré que l'effet de la vitesse de déplacement ne devient significatif que lorsqu'elle dépasse 10^7 m/s, qui est très supérieure aux vitesses atteintes lors du formage électromagnétique (quelques centaines de m/s). Ainsi les résultats obtenus à partir des équations de Maxwell pour le cas stationnaire, représentent une bonne approximation des résultats réels.

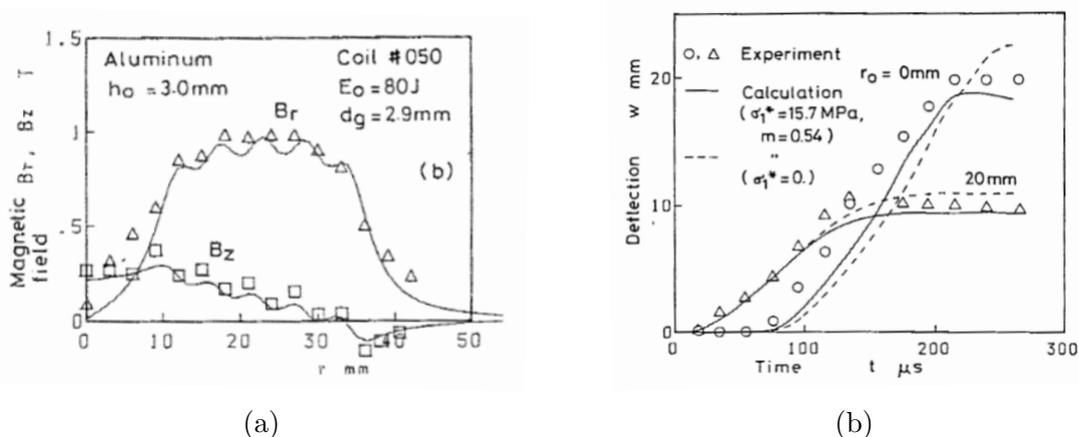


FIGURE 1.41 – Champ magnétique (a) et déflexion (b) en fonction du temps d'une plaque au cours d'un processus d'EMF [TAK 88]

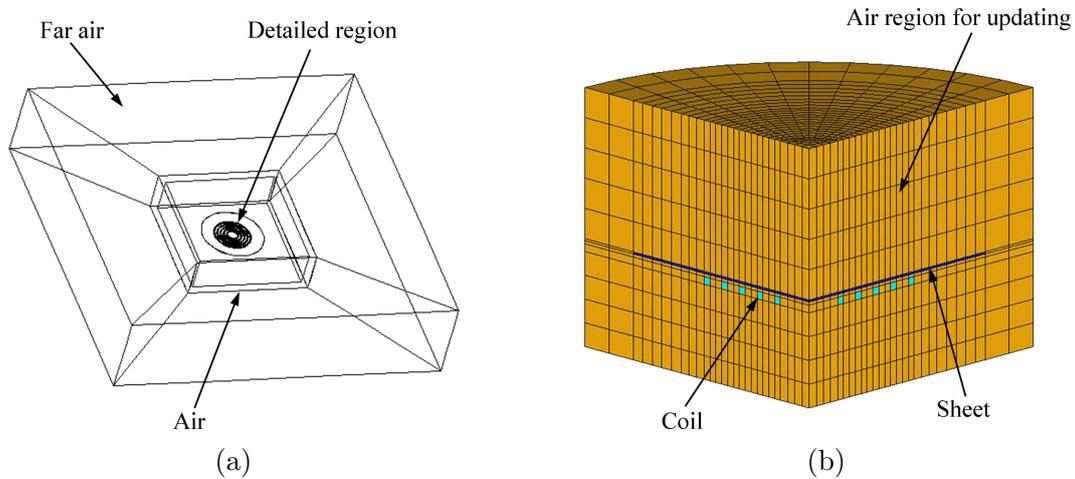


FIGURE 1.42 – Modélisation 3D de la mise en forme électromagnétique d’une plaque [CUI 12]

Un modèle tridimensionnel par éléments-finis pour la simulation de l’EMF a été présenté par Robin *et al.* [ROB 08b]. Dans le modèle proposé et basé sur une approche couplée, une analyse tridimensionnelle du problème électromagnétique est combinée avec une simulation tridimensionnelle par éléments finis du comportement mécanique de plaques et de tubes métalliques. Les deux phénomènes sont traités par deux codes éléments finis différents, SYSMAGNA pour l’électromagnétisme et PAM-STAMP, un logiciel dédié à la simulation des procédés d’emboutissage, pour la partie mécanique. Ce choix a été fait par les auteurs afin de simuler au mieux le formage en présence d’une matrice et de tenir compte des contacts mécaniques. Ils ont développé une interface pour introduire les forces électromagnétiques calculées par SYSMAGNA dans PAM-STAMP, à intervalles de temps réguliers. La déformée de la pièce obtenue après le calcul mécanique est ensuite utilisée dans le modèle électromagnétique pour l’incrément de temps suivant. L’air environnant est maillé afin de reproduire la propagation du champ magnétique produit par l’inducteur. La fiabilité du modèle a été montrée par plusieurs comparaisons avec des résultats expérimentaux de mise en forme de tubes et de plaques minces. Un modèle tridimensionnel similaire a été proposé par plusieurs auteurs dans divers travaux [OLI 05, CUI 12], avec différents logiciels de simulation. Dans les travaux de Cui *et al.* [CUI 12] par exemple, la double symétrie du problème (Figure 1.42) a été pris en compte et les forces électromagnétiques ont été calculées avec ANSYS/MEAG puis transférées pour la résolution du problème mécanique dans ANSYS/MECHANICAL.

La même approche a été utilisée par Haiping *et al.* [HAI 09] pour la simulation de la compression d’un tube, par un modèle éléments finis axisymétrique en

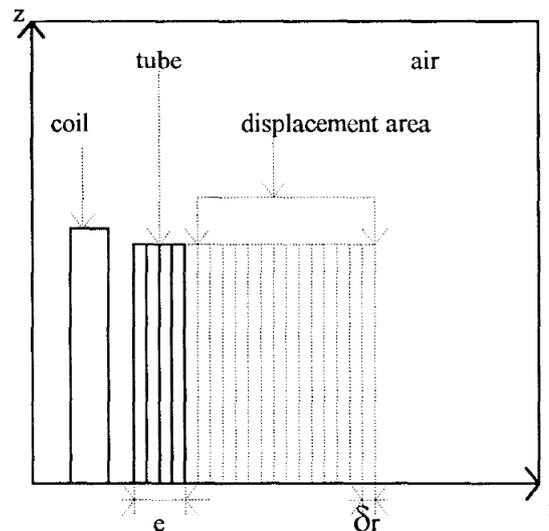


FIGURE 1.43 – Géométrie du modèle pour éviter le remaillage de l'air et déplacement du tube [BEN 96]

deux dimensions. Un modèle axisymétrique a également été proposé par Wei *et al.* [WEI 09] pour étudier l'effet des températures élevées (plusieurs centaines de degrés Celsius) sur la déformation plastique d'une plaque par les forces électromagnétiques. Les auteurs ont montré une augmentation de l'amplitude de la composante axiale de la force électromagnétique, lorsque la température diminue. Toutefois, la composante radiale augmente avec la température. Dans le cas de la mise en forme électromagnétique, la force radiale étant souvent négligeable, une augmentation de la température entraînerait une diminution de la force responsable de la déformation de la pièce. Ceci reste valable pour le traitement de surface en ce qui concerne les contraintes générées.

Les modèles présentés précédemment nécessitent souvent un remaillage de l'air à chaque incrément de temps. Pour éviter cela, Bendjima et Féliachi [BEN 96] ont proposé un modèle axisymétrique en 2D pour l'étude de l'expansion d'un tube cylindrique par formage électromagnétique. Ce modèle ne tient compte que du déplacement du tube, la déformation du tube n'est pas considérée. La technique proposée pour éviter le remaillage consiste à créer une bande rectangulaire subdivisée en sous-régions, qui désignent le tube et une partie de l'air environnant en fonction des propriétés qui leur sont assignées (Figure 1.43). A chaque pas de temps, les propriétés physiques de chaque sous-région sont actualisées suivant la nouvelle position du tube, le maillage restant le même. Une comparaison entre la pression magnétique s'exerçant sur la paroi du tube, obtenue avec le modèle proposé, et celle obtenue expérimentalement grâce à une mesure du champ magnétique montre une assez bonne correspondance.

Une autre technique consiste à utiliser les éléments de frontière afin de représenter le milieu ambiant. La combinaison de la méthode des éléments de frontières ou *Boundary Element Method* (BEM) et de la méthode des éléments finis pour modéliser des procédés de chauffage par induction a été faite par Pascal *et al.* [PAS 03b]. S’inspirant de cette approche, un modèle bidimensionnel de simulation de la mise en forme électromagnétique a été présenté par Robin *et al.* [ROB 08a]. Il a été utilisé avec succès pour la modélisation numérique de la mise en forme électromagnétique de finition d’un congé après emboutissage.

5 Synthèse

Cette étude bibliographique a permis de situer la présente thèse dans son contexte industriel, à travers la présentation du phénomène de corrosion sous contrainte auquel sont sujets les matériaux utilisés dans les réacteurs nucléaires. Les procédés classiques de mise en compression de surface, qui peuvent être utilisés pour faire face à cette dégradation des pièces mécaniques, ont ensuite été présentés. Les limites de ces méthodes classiques conduisent à se tourner vers des procédés nouveaux, comme la mise en compression par cavitation et celle par impulsions électromagnétiques, qui feront l’objet de cette étude. Le premier est un procédé déjà mis en œuvre industriellement et dont l’efficacité, c’est-à-dire l’introduction de contraintes résiduelles de compression et l’amélioration de la tenue en fatigue, a été prouvée par de nombreuses études expérimentales. Toutefois, très peu d’études ont eu pour objet la modélisation du procédé en raison de la complexité du phénomène de cavitation et du chargement mal maîtrisé. Il s’agit là du premier objectif de cette thèse : obtenir la distribution de contraintes résiduelles à l’intérieur d’une pièce après traitement par cavitation, en fonction des paramètres du procédé. Pour cela, il faudra s’appuyer sur des modèles numériques et/ou analytiques. Le second procédé est un procédé qui n’est pas encore mis en œuvre industriellement mais dont la physique, qui se rapproche de celle de la mise en forme électromagnétique, semble mieux connue et maîtrisée. Ceci permettra d’établir un modèle numérique pour la simulation, avec pour finalité l’étude de la faisabilité du procédé.

Chapitre 2

Traitement de surface par cavitation : approche de modélisation par l'étude d'une bulle de cavitation

La principale problématique de la modélisation du traitement de surface par cavitation est mis en avant dans ce chapitre. Deux modèles d'étude de bulles de cavitation sont ensuite proposés pour déterminer le chargement mécanique causé par la dynamique d'une bulle. Le cas de l'onde de pression créée par une bulle sphérique est étudié de même que la pression d'impact du micro-jet dans le cas non-sphérique, grâce à un modèle numérique de mécanique des fluides. Les deux types de pressions sont comparés et l'approche de modélisation proposée est enfin confronté aux résultats d'une expérience de traitement par cavitation.

Sommaire

| | | |
|----------|--|------------|
| 1 | Introduction | 51 |
| 2 | Méthodologie de l'étude du procédé | 52 |
| 3 | Modélisation analytique d'une bulle sphérique isolée | 55 |
| 3.1 | Modèles de bulles de cavitation isolées | 55 |
| 3.2 | Étude d'une bulle sphérique | 59 |
| 3.3 | Champ de pression dans le liquide | 61 |
| 3.4 | Analyse des résultats | 62 |
| 3.5 | Distribution temporelle non-dimensionnelle de la pression | 65 |
| 3.6 | Influence du comportement thermodynamique du gaz de la bulle | 67 |
| 3.7 | Étude paramétrique | 68 |
| 4 | Modélisation numérique et simulation d'une bulle proche d'une paroi | 74 |
| 4.1 | Étude expérimentale de bulles non-isolées | 74 |
| 4.2 | Modèle numérique | 78 |
| 4.3 | Simulation du <i>collapse</i> asphérique d'une bulle | 80 |
| 4.4 | Étude paramétrique | 84 |
| 4.5 | Théorie d'impact des liquides | 92 |
| 5 | Application au traitement de surface par cavitation | 93 |
| 5.1 | Propriétés du matériau | 94 |
| 5.2 | Comparaison des deux types de chargement mécanique | 94 |
| 5.3 | Contraintes résiduelles dues à une bulle | 96 |
| 5.4 | État de surface résultant de l'effet d'une bulle | 101 |
| 6 | Synthèse | 103 |

1 Introduction

Le but de la modélisation d'un procédé de mise en compression de surface est d'améliorer la compréhension, et d'arriver à prédire le résultat du traitement à partir des paramètres du procédé. Cela représente un intérêt non-négligeable pour les entreprises mettant en œuvre ces méthodes puisque grâce aux modèles numériques, des simulations peuvent être faites en amont et les paramètres peuvent être fixés plus facilement en fonction des résultats souhaités. Poussés par ces aspects positifs, tous les procédés classiques de traitement de surface, ou du moins les plus utilisés, ont fait et continuent d'être l'objet de plusieurs études pour leur modélisation et simulation. Le grenailage conventionnel et ses déclinaisons dont le billage ultrasonore sont incontestablement les plus étudiés. Leur modélisation se base sur l'étude de l'impact entre la grenaille et la surface du matériau traité. Divers modèles numériques, que ce soit par éléments finis [MEG 99, MEG 02, ROU 05, MIA 09, KUB 11, GAN 14, YIN 17] ou par la méthode semi-analytique [CHA 12] ont été développées pour leur simulation. Plus récemment, Tu *et al.* [TU 17] ont développé un modèle couplant les éléments discrets (*Discrete Element Method*) et les éléments finis pour prendre en compte l'interaction entre les billes dans la prédiction des contraintes résiduelles et de la rugosité. Le traitement de surface par choc laser a eu son lot d'études numériques basées sur l'estimation de la pression exercée sur la surface suivie d'un calcul mécanique, généralement par éléments finis, pour obtenir les contraintes résiduelles [PEY 07, ACH 14, WAN 16a, ZHA 17]. Par ailleurs, la méthode semi-analytique a elle été utilisée par M. Taro dans sa thèse de doctorat [TAR 15a] pour la simulation du choc laser, grâce au développement d'un modèle numérique prenant en compte les effets d'inertie [TAR 15b]. La méthode de mise en compression de surface qui, de part sa mise en œuvre, se rapproche le plus du traitement par cavitation est le traitement de surface par jet d'eau pure. Pour ce dernier, le chargement de la surface est dû à l'impact à grande vitesse des gouttelettes d'eau. Concernant la modélisation, deux types d'approches peuvent être adoptées. La première consiste à déterminer analytiquement, à partir de la théorie d'impact des liquides, la pression générée par l'impact des gouttes d'eau en fonction de leur vitesse. Une simulation mécanique est ensuite réalisée à partir du champ de pression obtenu [KUN 04, RAJ 06]. La deuxième approche consiste à simuler réellement l'impact de la goutte et donc en établissant un modèle de couplage fluide-structure [MA 08, HSU 13, XIE 17a]. Le point commun entre ces trois procédés de traitement de surface est la relative bonne compréhension du phénomène à l'origine du chargement mécanique de la surface, ce qui facilite la modélisation contrairement au traitement par cavitation.

Le traitement de surface par cavitation consiste à utiliser un jet de cavitation pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans une pièce métallique. La modélisation de ce procédé est délicate en raison de la complexité du phénomène de cavitation. Cela peut justifier le faible nombre d'études numériques sur le sujet présentes dans la littérature et relevées dans le premier chapitre de ce manuscrit. La plupart de ces études se basent sur des suppositions pour la distribution de pression

sans lien direct avec les paramètres du procédé. En effet, le véritable point bloquant dans la modélisation des phénomènes impliquant la cavitation en général, et du traitement de surface par cavitation en particulier, est la détermination du chargement mécanique sur la surface durant la mise en œuvre. Deux mécanismes peuvent être à l'origine du chargement mécanique induisant la déformation plastique des couches superficielles de la pièce et par la suite les contraintes résiduelles de compression. D'une part, l'implosion des bulles de cavitation génère des ondes de pression suffisamment élevées qui, en atteignant la surface, plastifient les couches superficielles de la pièce. D'autre part, quand l'implosion de la bulle intervient lorsque celle-ci est suffisamment proche de la surface, il se produit un micro-jet dirigé vers la surface. L'impact du micro-jet produit sur le matériau un chargement de type coup de bélier (*water hammer*). Tout comme pour le billage, dont la modélisation se base sur l'étude du contact entre les billes et la surface, l'étude des bulles de cavitation et leurs interactions avec la surface à travers les deux mécanismes précités est indispensable pour analyser le traitement de surface par cavitation.

Dans ce chapitre, la problématique de la modélisation de la mise en compression par cavitation est présentée. Une approche de modélisation du procédé basée sur l'étude d'une bulle de cavitation est ensuite proposée et la principale problématique du sujet est relevée. L'un des objectifs de cette thèse est de fournir un outil de calcul rapide des niveaux de pression exercée sur la surface durant le traitement par cavitation. Pour cela, les modèles analytiques seront privilégiés afin d'éviter au plus les simulations CFD connues pour leur forte consommation en ressources de calcul. Ainsi, les évolutions sphérique et asphérique de bulles sont étudiées grâce à des modèles analytiques et numériques. Les types de chargement mécanique correspondant à ces deux mécanismes sont calculés puis comparés. Enfin, les distributions de pression calculées sont utilisées pour une simulation mécanique afin d'obtenir les contraintes générées par l'effet d'une bulle, avant une généralisation dans le chapitre suivant.

2 Méthodologie de l'étude du procédé

La méthodologie d'étude du traitement de surface par cavitation, des paramètres d'entrée aux contraintes résiduelles, peut être regroupée en trois points. Les relations entre ces trois étapes sont présentées sur la figure (2.1). La finalité de l'étude est la détermination des contraintes résiduelles introduites à l'issue du traitement. Pour atteindre cet objectif, il y a le chemin expérimental qui consiste à effectuer les essais et à mesurer directement les contraintes résiduelles. C'est aussi celui qui permettra la validation du modèle numérique. Ce chemin est certes plus court mais il est également celui qui nécessite le plus de moyens. Le deuxième parcours, celui de la modélisation détaillée dans les paragraphes suivants, est celui adopté lors de cette thèse.

Génération de la cavitation. La première question qui se pose est celle de l'origine du jet de cavitation. Plusieurs études ont montré que dans le cas d'un jet d'eau traversant une buse, la cavitation prend naissance dans l'orifice de la buse lorsqu'il y a une réduction de section [ANA 06, MOH 14]. Par ailleurs, la turbulence créée par l'injection d'un jet liquide de forte pression dans une masse d'eau pressurisée crée des zones de dépression qui favorisent la naissance et la croissance de bulles de cavitation. Ce premier point peut être étudié en effectuant des essais expérimentaux d'érosion ou alors par des simulations de mécanique des fluides (*Computational Fluid Dynamics CFD*) pour différentes géométries de buses et pour différentes valeurs de pression du jet. Cela sera traité en détails dans le chapitre suivant.

Distribution de pression. Une fois la présence de cavitation avérée, le deuxième point est la détermination de la répartition dans le temps et dans l'espace de la pression exercée sur la surface. L'objectif est d'établir un lien entre les paramètres du procédé et la distribution de pression, à partir de modèles simplifiés, en s'aidant si nécessaire d'observations expérimentales et de simulations CFD pour confirmer les hypothèses émises.

Contraintes résiduelles. Le calcul des contraintes résiduelles par simulation mécanique constitue la dernière pièce du puzzle. En appliquant le chargement obtenu au point précédent et avec une connaissance de comportement mécanique du matériau, il pourra être établi un lien entre les paramètres du procédé et le résultat final du traitement de surface. Les principaux résultats sont la profondeur traitée et les valeurs maximales des contraintes résiduelles de compression voire plus généralement la distribution des contraintes et déformations plastiques.

La détermination de la distribution de pression constitue la principale problématique de cette étude. Pour la résoudre, le point de départ est l'étude de la croissance et de l'effondrement d'une bulle de cavitation. Quand une bulle de cavitation est soumise à une pression supérieure à sa pression interne, il se produit une diminution rapide de sa taille : c'est le *collapse* durant lequel la bulle conserve une forme sphérique lorsqu'elle se trouve dans un milieu liquide infini ou suffisamment éloignée de toute surface solide. Dans le cas contraire, la forme sphérique n'est pas conservée. Les deux types d'évolution de bulles et leurs conséquences sur le chargement de la surface seront étudiées dans les sections suivantes.

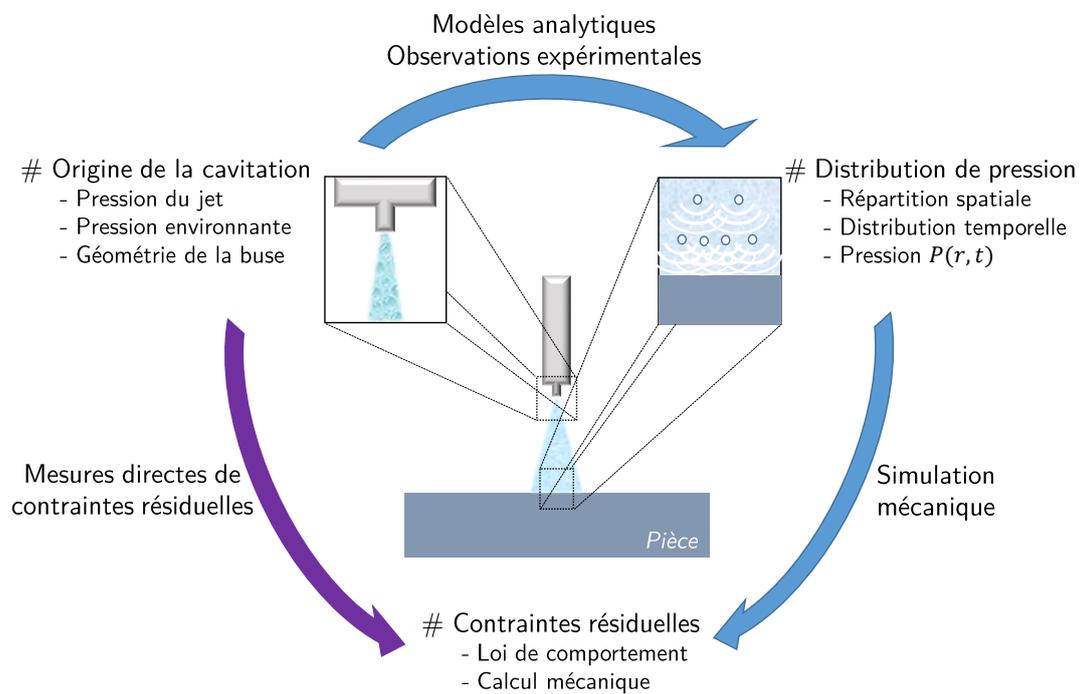


FIGURE 2.1 – Méthodologie de l'étude du traitement de surface par cavitation : approche expérimentale et modélisation

3 Modélisation analytique d'une bulle sphérique isolée

Une approche de modélisation de bulles supposées sphériques durant leur croissance et leur effondrement est ici présentée. Bien que les équations proposées dans cette section soient aussi utilisées pour l'étude de l'expansion d'une bulle, l'accent est mis sur la phase d'effondrement de la bulle. En effet, l'augmentation de pression à l'interface de la bulle se produit pendant la phase de collapsus et une onde de choc est émise au rebond de la bulle, après qu'elle ait atteint son rayon minimal. C'est cette onde qui, en atteignant la surface, peut y introduire de la déformation plastique. Par ailleurs, il est plus simple de déterminer de manière juste les conditions initiales en supposant que la bulle se trouve à son rayon maximal. Ceci est particulièrement vrai pour la vitesse à l'interface qui est nulle lorsque le rayon de la bulle est maximal.

3.1 Modèles de bulles de cavitation isolées

Les modèles suivants décrivent l'évolution de la bulle de cavitation en l'absence d'effets thermiques. On parle dans ce cas de cavitation contrôlée par inertie. Les effets thermiques sont dus à la différence de température entre le contenu de la bulle et le liquide, ceci conduit à des différences de pression de vapeur saturante qui modifient la dynamique des bulles. D'autres facteurs peuvent influencer la dynamique des bulles de cavitation contrôlées par la thermique. L'équilibre thermique du liquide à l'interface de la bulle avec la vapeur interne de la bulle constitue l'un de ces facteurs. En effet, en raison de la rapidité d'évaporation, la température à l'interface bulle – liquide est théoriquement différente de la température de la vapeur saturée à l'intérieur de la bulle [THE 69]. Toutefois, la continuité thermique est généralement considérée et des résultats expérimentaux tendent à confirmer cette hypothèse [HEW 68]. Les effets de non-équilibre thermique ne sont importants que dans de rares cas extrêmes de mouvement des bulles de cavitation [FUJ 80, PLE 77]. Les autres facteurs sont les effets de convection dus au mouvement relatif de la bulle et du liquide qui modifient les conditions de transfert thermique à travers l'interface [PLE 52] et les effets de rugosité à la surface de la bulle lorsque l'interface n'est plus lisse et devient turbulent. Dans ce dernier cas, la bulle devient instable vis-à-vis des perturbations asphériques [BIR 54, PLE 56]. Il faut noter que les effets thermiques sur l'expansion d'une bulle de cavitation ne deviennent prépondérants qu'à partir d'un temps critique dépendant d'un paramètre thermodynamique. Ainsi, pour un écoulement d'eau dans un canal, ce temps critique est de l'ordre de 10 secondes à 20 °C et 10 μs à 100 °C [BRE 95]. Dans le premier cas, qui correspond le mieux au cadre de cette étude, le temps critique est beaucoup plus grand que le temps d'expansion des bulles de cavitation. Le mouvement de la bulle est surtout guidé par les effets d'inertie. Les effets thermiques seront donc négligés dans cette étude. En fonction de la prise en compte ou non de la compressibilité du liquide, on distingue

deux types de modèles.

3.1.1 Liquide incompressible

L'analyse de l'évolution d'une bulle sphérique isolée dans un milieu liquide infini, incompressible de température constante a été effectuée pour la première fois par Rayleigh [RAY 17]. Le mouvement de la bulle est décrit par son rayon en fonction du temps $R(t)$ à partir des caractéristiques du liquide de viscosité et de masse volumique constantes. La température et la pression à l'infini sont supposées connues.

Considérant un fluide newtonien, l'équation du mouvement de Navier - Stokes dans la direction r et la condition d'incompressibilité donnent :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - 2 \frac{u}{r^2} \right] \quad (2.1)$$

$$u = \frac{R^2}{r^2} = \frac{F(t)}{r^2} \quad (2.2)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{dF}{dt} - 2 \frac{F^2}{r^5} \quad (2.3)$$

Il est supposé que l'expansion et l'écrasement des bulles survient en un laps de temps si court qu'il n'y ait pas de transfert de masse du gaz non-condensable entre la bulle et le liquide. La masse du gaz à l'intérieur de la bulle est donc constante. En absence d'évaporation ou de condensation à l'interface bulle - liquide, l'équilibre des forces permet d'obtenir la condition aux limites suivante :

$$p(R, t) = P_g + P_v - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.4)$$

Dans ces équations, $p(r, t)$ représente la pression dans le liquide à une distance r du centre de la bulle, $u(r, t)$ la vitesse, P_g la pression partielle de gaz dans la bulle, P_v la pression de vapeur saturante à la température du milieu ambiant, σ la tension superficielle μ et ν respectivement les coefficients de viscosité dynamique et cinématique.

L'intégration de l'équation de Navier - Stokes (2.1) entre $r = R(t)$ et l'infini de pression P_∞ , avec la prise en compte de la condition limite précédente à l'interface de la bulle, permettent d'obtenir la forme généralisée de l'équation de Rayleigh - Plesset dont les conditions initiales sont le rayon $R(0)$ et la vitesse $\dot{R}(0)$ à l'instant initial.

$$\frac{P_g - P_\infty}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{4\mu}{\rho} \frac{\dot{R}}{R} + \frac{2\sigma}{\rho R} \quad (2.5)$$

Pour résoudre cette équation, des hypothèses doivent être faites sur le contenu de la bulle de cavitation. De manière générale, il est considéré que la bulle contient

un gaz non-condensable de pression partielle P_{go} pour une taille référence R_o à l'état initial. La pression interne de la bulle, supposée uniforme, est la somme de la pression de vapeur saturante P_v et de la pression partielle de gaz dans la bulle. Pour un gaz parfait d'indice adiabatique κ (1.4 pour l'air, 1.3 pour la vapeur d'eau), on a :

$$P_g = P_{go} \left(\frac{R_o}{R} \right)^{3\kappa} \quad (2.6)$$

Le cas particulier de l'implosion d'une bulle de vapeur ne contenant pas de gaz contaminant ($P_{go} = 0$) a été étudié par Rayleigh lorsque la tension superficielle est négligée. La relation suivante est obtenue entre le rayon initial et le temps nécessaire à la disparition complète de la bulle (ou temps de Rayleigh τ_R) :

$$\tau_R \cong 0.915 R_o \sqrt{\frac{\rho}{P_\infty - P_v}} \quad (2.7)$$

Le champ de pression dans le liquide est obtenu par intégration des équations de Navier - Stokes :

$$\frac{p(r,t) - P_\infty}{P_\infty - P_v} = \frac{R}{3r} \left(\frac{R_o^3}{R^3} - 4 \right) - \frac{R^4}{3r^4} \left(\frac{R_o^3}{R^3} - 1 \right) \quad (2.8)$$

Ce modèle simplifié de Rayleigh-Plesset donne une vitesse d'interface \dot{R} et une pression qui tendent rapidement vers l'infini à la fin de l'effondrement de la bulle, ce qui est physiquement incorrect. Toutefois il permet d'obtenir un ordre de grandeur de la vitesse et de la pression générée à proximité de la bulle qui peuvent être très élevés. Enfin, l'hypothèse d'incompressibilité du liquide n'est plus valable lorsque la vitesse se rapproche de celle du son dans le liquide [PLE 77], ce qui est très souvent le cas. Ceci montre l'importance de la prise en compte de la compressibilité du liquide pour l'analyse du phénomène. Par ailleurs, la pression en compte de la compressibilité est nécessaire pour étudier la propagation des ondes de pressions dans le liquide.

3.1.2 Liquide compressible

Afin d'étudier les ondes de pressions pouvant être générées dans le liquide lors de l'évolution des bulles de cavitation, des études ont été réalisées pour introduire une correction d'ordre acoustique à l'équation de Rayleigh-Plesset dans le cas d'un fluide compressible. La première étude du genre a été effectuée par Herring [HER 41] puis reprise et améliorée par Trilling [TRI 52] en 1952 pour donner le modèle Herring - Trilling [YOU 89]. Ils considèrent une célérité du son constante dans le liquide et se basent sur l'approximation acoustique du premier ordre afin de simplifier le problème. Cette approximation, qui consiste à ne considérer que le premier terme du développement de Taylor de l'enthalpie et de la vitesse du son, reste valable tant que la vitesse de l'interface de la bulle reste inférieure à la vitesse du son dans le liquide.

Une approche similaire a été utilisée par Keller et Miksis [KEL 80]. Les modèles proposés permettent d'obtenir des valeurs de vitesse et de pression plus réalistes que dans le cas du modèle classique de Rayleigh-Plesset. Les deux formulations sont regroupées dans la formule suivante [MIN 09], avec $\lambda = 0$ pour l'équation de Keller - Miksis et $\lambda = 1$ pour Herring - Trilling.

$$\left(1 - (\lambda + 1) \frac{\dot{R}}{C}\right) R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \left(1 - \left(\lambda + \frac{1}{3}\right) \frac{\dot{R}}{C}\right) = \left(1 + (1 - \lambda) \frac{\dot{R}}{C}\right) \frac{P_s}{\rho} + \frac{R}{\rho C} \dot{P}_s \quad (2.9)$$

$$P_s = P_g + P_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_\infty \quad (2.10)$$

En présence d'ondes de pression dans un liquide, la densité du liquide n'est plus constante. Elle dépend de la valeur de la pression. En considérant le liquide isentropique, la vitesse du son C et l'enthalpie H du système peuvent également être exprimées en fonction de la pression. Le modèle le plus précis pour un nombre de Mach allant jusqu'à 2.2 est celui de Gilmore [GIL 52]. Il a été notamment utilisé par Holzfuss *et al.* [HOL 98] pour l'étude des ondes de pression émises par une bulle sonoluminescente. Contrairement aux modèles de Herring-Trilling et de Keller-Miksis, le modèle proposé par Gilmore n'est pas basé sur une vitesse constante du son et permet de mieux tenir compte de la compressibilité du liquide. Il est basé sur l'hypothèse de Kirkwood-Bethe. Cette hypothèse consiste à considérer que la propagation des ondes dans le liquide s'effectue à une vitesse égale à somme de la célérité du son et de la vitesse locale du fluide. La résolution de l'équation de Gilmore (2.11) permet d'obtenir l'évolution du rayon de la bulle en fonction du temps.

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right) R\ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{1}{3C} \dot{R}\right) \dot{R}^2 = H \left(1 + \frac{\dot{R}}{C}\right) + \frac{R}{C} \left(1 - \frac{\dot{R}}{C}\right) \dot{H} \quad (2.11)$$

H et C désignent respectivement la valeur de l'enthalpie et la vitesse du son dans le liquide à l'interface bulle - liquide. Elles sont obtenues à partir des expressions de l'enthalpie h et la vitesse du son c dans le fluide et de l'équation d'état de Tait qui exprime la pression p dans le liquide en fonction de la densité ρ .

$$h = \int_{P_\infty}^p \frac{dp}{\rho} \quad (2.12)$$

$$c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} \quad (2.13)$$

$$\frac{p + B}{P_\infty + B} = \left(\frac{\rho}{\rho_\infty}\right)^n \quad (2.14)$$

B et n sont les coefficients de l'équation de Tait obtenus expérimentalement et qui dépendent du liquide (pour l'eau à 20 degrés Celsius, $B = 3047$ bar et $n = 7.025$ [COL 48]). P_∞ et ρ_∞ désignent respectivement la pression et la densité à l'infini dans le liquide. Les expressions finales de H et C sont donc :

$$H = \frac{n(P_\infty + B)}{(n-1)\rho_\infty} \left[\left(\frac{P(R,t) + B}{P_\infty + B} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \quad (2.15)$$

$$C = c_\infty \left(\frac{P(R,t) + B}{P_\infty + B} \right)^{\frac{n-1}{2n}} \quad (2.16)$$

$$P(R,t) = P_G - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R} \quad (2.17)$$

L'enthalpie H et la vitesse du son C à l'interface de la bulle peuvent donc être remplacées par leurs expressions dans l'équation différentielle (2.11). Il est alors possible d'obtenir une unique équation différentielle non-linéaire qui traduit le mouvement de l'interface de la bulle. La pression dans le liquide peut ensuite être déterminée en partant de l'hypothèse de Kirkwood – Bethe qui suppose que la quantité $Y = r \left(h + \frac{u^2}{2} \right)$ se propage dans le fluide à la vitesse $c + u$ et en résolvant l'équation suivante par la méthode des caractéristiques.

$$\frac{\partial Y}{\partial t} = -(c + u) \frac{\partial Y}{\partial r} \quad (2.18)$$

Cette méthode, bien que plus précise, est quelque peu fastidieuse en termes de calcul. Aussi, il semble judicieux de se baser sur l'équation de Keller-Miksis pour la modélisation de la mise en compression par cavitation.

3.2 Étude d'une bulle sphérique

Un modèle a été établi à partir de l'équation de Keller-Miksis afin d'étudier l'évolution d'une bulle en fonction des paramètres de cavitation : le rayon initial, la pression dans le milieu environnant et le gaz non-condensable interne de la bulle. Si l'on considère une bulle de cavitation soumis à une pression externe P_∞ à l'infini, l'évolution du rayon de la bulle $R(t)$ en fonction du temps est gouvernée par le système d'équations différentielles suivant :

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C} \right) R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \left(1 - \frac{1}{3} \frac{\dot{R}}{C} \right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C} \right) \frac{P_s}{\rho} + \frac{R}{\rho C} \dot{P}_s \quad (2.19)$$

$$P_s = P_g + P_v - \frac{2\sigma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} - P_\infty \quad (2.20)$$

$$P_g = P_{go} \left(\frac{R_o}{R} \right)^{3\kappa} \quad (2.21)$$

La bulle est considérée comme renfermant un mélange de vapeur d'eau et de gaz non-condensable de pression partielle P_g . La pression et la température sont supposées uniformément réparties à l'intérieur de la bulle. L'expansion et la compression du gaz se font dans des conditions isentropiques (réversible et adiabatique). La pression partielle de gaz est obtenue en associant ces deux conditions à l'équation d'état des gaz parfaits. Ceci conduit à l'équation (2.21). La pression partielle de gaz initiale P_{g0} est supposée connue. Les équations (2.19) à (2.21) ont été résolues en utilisant la méthode de Runge-Kutta du quatrième ordre (RK4) avec comme conditions initiales $R(0) = R_0$ et $\dot{R}(0) = 0$. R_0 est le rayon initial et maximal de la bulle. La méthode de Runge-Kutta étant explicite, l'incrément de temps est réduit jusqu'à ce qu'une erreur relative inférieure à 10^{-6} soit atteinte pour la vitesse de l'interface bulle-liquide \dot{R} , par rapport à l'incrément précédent.

Une comparaison a été effectuée entre les résultats obtenus avec le modèle proposé, et ceux obtenus par une résolution numérique complète en trois dimensions des équations de Navier-Stokes relevés dans la littérature. Nagrath *et al.* [NAG 06] ont simulé l'évolution d'une bulle formée par focalisation laser dans l'eau. Les auteurs ont utilisé la méthode du *Level-Set* pour résoudre les équations de Navier-Stokes à la fois dans le liquide et dans le gaz contenu dans la bulle. Ce modèle complet permet de prendre en compte les phénomènes de dissipation dus à la viscosité du liquide, la conductivité thermique et la compressibilité à la fois dans le liquide et dans le gaz. La forme sphérique de la bulle n'est plus imposée et les résultats obtenus sont au plus près de la réalité. En revanche, la tension superficielle a été négligée dans leur étude. Les propriétés du liquide sont celles des conditions normales de température et de pression ($P_v = 23.4$ mbar, $\mu = 0.001$ Pa·s, $\rho = 1000$ kg·m⁻³). La bulle est considérée comme étant en équilibre à la pression atmosphérique, à l'instant initial, avec un rayon de 10 μ m. La pression partielle de gaz initiale correspondant à cette condition est $P_{g0} = 0.113$ MPa (1.115 atm). Le gaz interne de la bulle est considéré comme parfait. La dynamique de la bulle est étudiée pour une pression externe dans le liquide égale à 10.13 MPa (100 atm). La figure (2.2) compare le rayon de la bulle en fonction du temps obtenu par le modèle établi et le résultat de la simulation numérique directe (*Direct Numerical Simulation DNS*) de la dynamique des bulles de cavitation.

Dès les premiers instants et durant la majeure partie de l'effondrement de la bulle de cavitation, les deux modèles donnent des résultats similaires au résultat analytique de Rayleigh-Plesset. La déviation observée entre ce dernier et les deux autres modèles, vers la fin du *collapse* et lors de la phase de rebond, est due à la compressibilité du liquide négligée par le modèle de Rayleigh. Par ailleurs, la figure précédente montre une bonne correspondance entre le modèle élaboré et celui basé sur la résolution numérique complète des équations de Navier-Stokes.

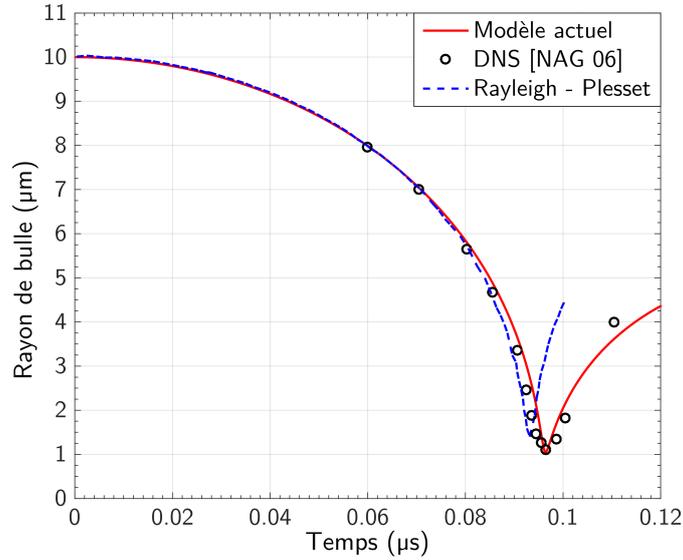


FIGURE 2.2 – Rayon de la bulle en fonction du temps. Comparaison entre les résultats du modèle présenté et les résultats de la simulation numérique directe (DNS)

3.3 Champ de pression dans le liquide

Une fois l'évolution temporelle du rayon de la bulle obtenue, l'étape suivante est la détermination de l'onde de pression générée par la dynamique de la bulle. La distribution spatio-temporelle du champ de pression dans le liquide au cours de l'évolution de la bulle est obtenue à partir de l'hypothèse acoustique, tout comme pour l'étude du comportement de la bulle. Cela suppose que les ondes de pression se propagent dans le liquide à la même vitesse que celle du son, supposée constante. L'équation de Tait (2.14) est considérée comme équation d'état pour le liquide et permet d'avoir une relation entre la densité et la pression.

Les effets de viscosité et de compressibilité sont supposés être modérément petits, si bien que leur interaction mutuelle est négligée. En intégrant l'équation du moment des fluides et en introduisant le potentiel de vitesse ϕ tel que la vitesse $u = \partial\phi/\partial r$, une relation semblable à l'équation de Bernoulli est obtenue entre la pression $P(r, t)$ et le potentiel $\phi(r, t)$ [PRO 86]. La distance radiale r du centre de la bulle est la seule coordonnée spatiale et t le temps. Le second terme de cette équation (2.22) est nul parce qu'il est supposé que la pression est constante et que le potentiel de vitesse s'annule lorsque r tend vers l'infini.

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial\phi}{\partial r} \right)^2 + \int_{P_\infty}^p \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2.22)$$

Une expression du potentiel de vitesse dans le cas d'un fluide compressible a été proposée par Tomita et Shima [TOM 77]. Cette expression est obtenue à partir de

l'approximation acoustique du premier ordre.

$$\phi = -\frac{1}{r} \left[R^2 \dot{R} - \frac{1}{C} (R^3 \ddot{R} + 2R^2 \dot{R}^2) \right] \quad (2.23)$$

Toujours d'après l'approximation acoustique, une onde de pression émise au niveau de la bulle, atteindrait un point du liquide d'abscisse curviligne r au temps t :

$$t = \eta + \frac{r - R(\eta)}{C} \quad (2.24)$$

Dans la formule précédente, la quantité η est considérée comme un retard dans le temps, relativement à l'interface de la bulle tel que $\eta = t$ en $r = R$. La répartition spatio-temporelle de la pression dans le liquide tout au long de l'effondrement et/ou du rebond de la bulle de cavitation est déterminée par la résolution des équations (2.14) et (2.22) à (2.24).

Afin de valider le modèle établi, les mêmes paramètres de cavitation que ceux de la section 3.2 sont considérés. La figure (2.3) représente les valeurs de pression à l'interface bulle – liquide en fonction du rayon instantané de la bulle. Ces résultats sont comparés à ceux de la simulation numérique directe par Nagrath *et al.* [NAG 06] et repris par Minsier [MIN 09]. Une bonne correspondance est obtenue entre les résultats des deux méthodes. Les légères différences sont dues au fait que le modèle complet considère également la propagation des ondes de pressions dans le gaz interne de la bulle alors que le modèle développé dans cette étude suppose l'équilibre hydrodynamique de la phase gazeuse (pression uniforme dans la bulle).

En conclusion, le modèle ici proposé pour l'étude d'une bulle de cavitation sphérique permet d'obtenir des valeurs de pression et de vitesse d'interface plus réalistes et plus précises que le modèle classique de Rayleigh–Plesset. Par ailleurs, il nécessite moins de ressources de calcul que la simulation numérique directe basée sur la résolution des équations de Navier–Stokes. Dans le cas de bulles de cavitation dans l'eau, les trois principaux paramètres du modèle sont :

- Le rayon initial (qui est aussi le maximum) : R_0
- La pression dans le liquide suffisamment loin de la bulle : P_∞
- La pression partielle initiale de gaz dans la bulle : P_{g0}

3.4 Analyse des résultats

Afin d'analyser la dynamique des bulles de cavitation sphériques, l'exemple ayant servi pour la validation du modèle proposé est repris ici. Il s'agit donc d'une bulle de rayon maximal $10 \mu\text{m}$, contenant initialement de l'air de pression partielle

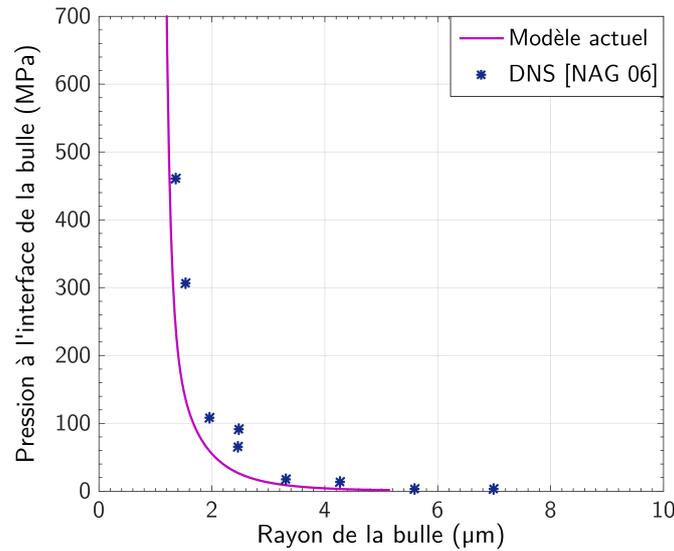


FIGURE 2.3 – Pression à l’interface bulle – liquide en fonction du rayon instantané de la bulle. Comparaison avec les résultats de simulation CFD

0.113 MPa et soumis à une pression externe constante de 10.13 MPa.

L’évolution temporelle du rayon de la bulle sur plusieurs cycles est représentée sur la figure (2.4). Cette évolution se caractérise dans un premier temps par une diminution du rayon, et donc du volume, de la bulle jusqu’à un rayon minimal. En raison de la présence de gaz non-condensable dans la bulle, le rayon minimal atteint est non nul. La valeur de ce minimum dépend non seulement du rayon initial et de la pression extérieure, mais aussi de la pression partielle initiale de gaz. Pour le cas étudié, le rayon minimal est de $1.11 \mu\text{m}$ et il est atteint en 96.5 ns après le début du *collapse*. Il s’ensuit un rebond au cours duquel le rayon de la bulle augmente jusqu’à un nouveau maximum. Ce deuxième maximum est inférieur au rayon initial à cause de la compressibilité et de la viscosité du liquide.

La compressibilité et la viscosité sont les causes d’un important amortissement dans l’évolution de l’interface bulle–liquide. Pour cette raison, les rebonds successifs sont de moins en moins puissants en ce qui concerne la valeur des rayons maximaux atteints, les vitesses \dot{R} atteintes à l’interface et aussi l’intensité de l’onde de pression émise dans le liquide. Théoriquement, les phases de rétrécissement, de rebond et d’expansion peuvent alterner de manière infinie, mais en pratique il y a d’autres phénomènes (proximité d’une paroi, micro – jet, instabilité en fin de *collapse*...) qui surviennent et conduisent à la disparition de la bulle.

Avec le modèle proposé, la valeur de la pression peut être calculée à une distance donnée du centre de la bulle, à un temps donné. Un exemple de variation de

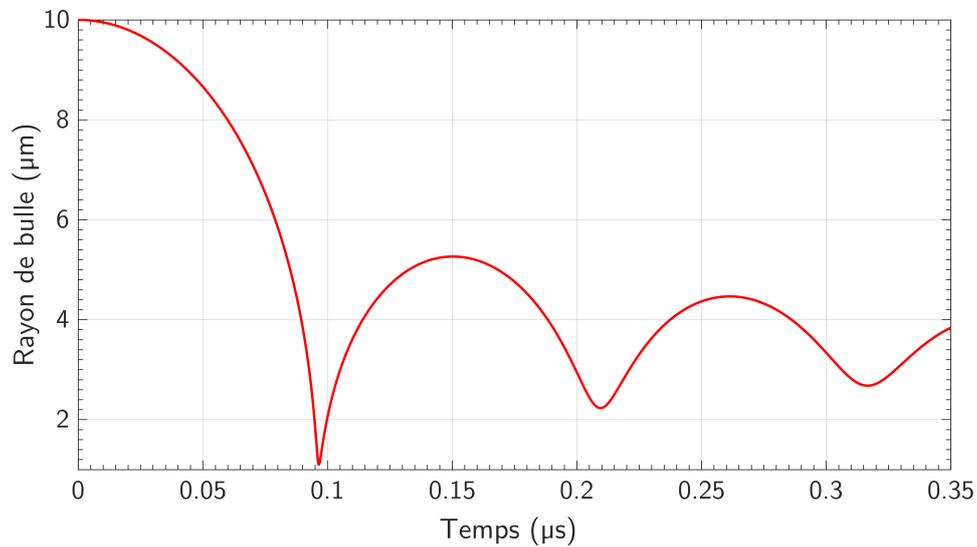


FIGURE 2.4 – Évolution du rayon de la bulle en fonction du temps

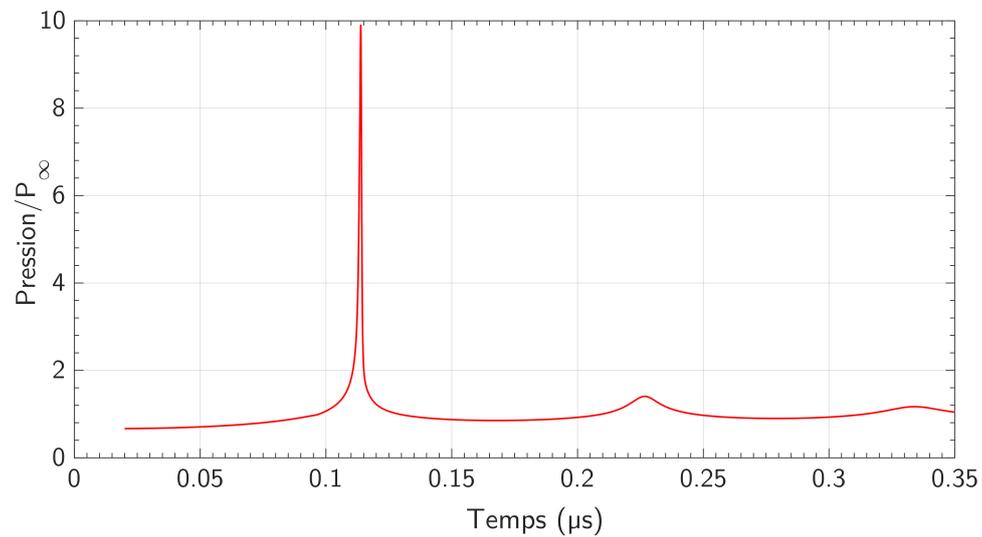


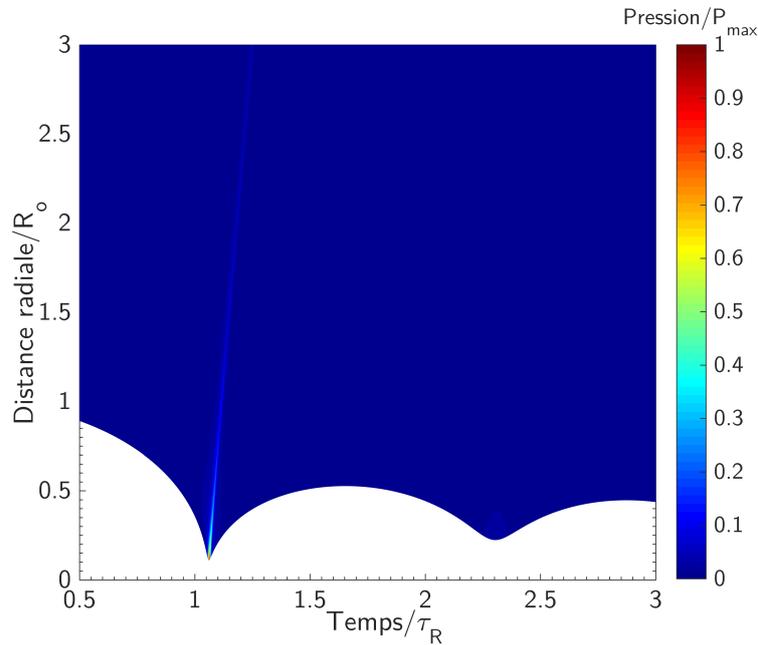
FIGURE 2.5 – Évolution temporelle de la pression calculée en un point situé à $3R_0$ du centre de la bulle

pression en fonction du temps, calculée en un point situé à $r = 3R_o$ du centre de la bulle est montrée sur la figure (2.5). Cette figure peut être mise en relation avec la figure (2.4) de l'évolution temporelle du rayon de la bulle. Les pics de pression correspondent aux ondes émises lors des rebonds et les minimums de pression sont liés aux instants où le rayon de bulle atteint un maximum, avec un décalage dans le temps dû à la durée de parcours.

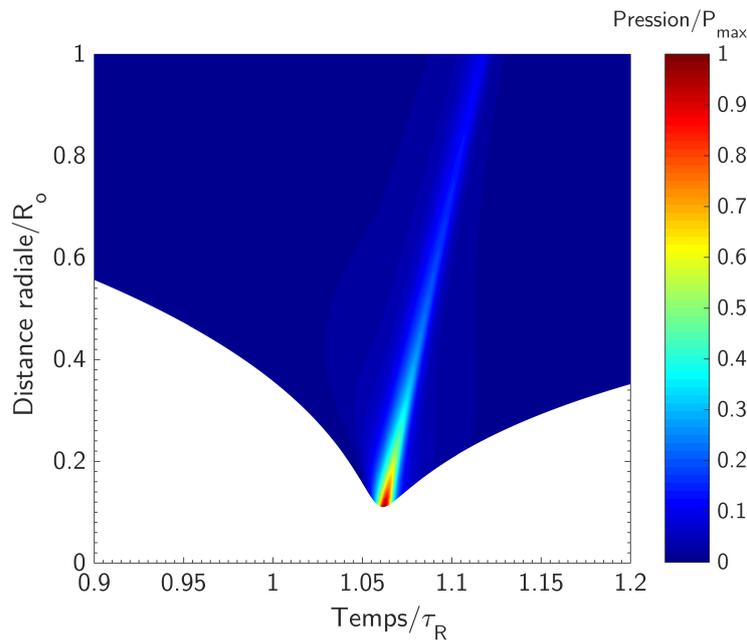
Pour une analyse plus approfondie, l'onde de pression provenant de la bulle de cavitation étudiée est représentée dans un repère spatio-temporel sur la figure (2.6). Une échelle de couleur indique le niveau de pression (normalisée par la pression maximale P_{\max}) en fonction du temps et de la distance radiale du centre de la bulle. Sur ces figures, la distance est normalisée par le rayon maximal R_o . Le temps est divisé par le temps de Rayleigh τ_R qui est la durée nécessaire à l'effondrement complet de la bulle, de $R = R_o$ à $R = 0$, d'après le modèle de Rayleigh. Il s'exprime sous la forme $\tau_R = 0.915 \left(\frac{\rho R_o^2}{P_\infty - P_v} \right)$ [BRE 95]. Cette durée τ_R est légèrement plus faible lorsque la compressibilité du liquide est prise en compte. L'analyse complète de la dynamique de la bulle montre que l'onde de pression la plus forte est émise au premier rebond. L'intensité de cette pression est maximale à l'interface de la bulle lorsque son rayon est minimal. Ensuite, l'intensité de l'onde de pression décroît dans le temps et dans l'espace de manière inversement proportionnelle à la distance. Les ondes issues des rebonds suivants sont moins puissantes.

3.5 Distribution temporelle non-dimensionnelle de la pression

L'influence des principaux paramètres du modèle (le rayon maximal, la pression externe et la pression partielle initiale de gaz) sur la variation temporelle de l'onde de pression émise est étudiée dans cette section. Comme montré par Fortes-Patella *et al.* [FOR 13], à une distance donnée du centre de la bulle, une distribution temporelle adimensionnelle pratiquement constante est observée en faisant varier les paramètres précités. Un exemple est montré sur la figure (2.7) avec une variation de la pression à l'infini P_∞ . Sur cette figure, sont représentées les évolutions dans le temps de la pression en un point situé à la distance $r = 1.5R_o$ du centre de la bulle et ceci pour différentes valeurs de la pression à l'infini : P_∞ , $2P_\infty$ et $4P_\infty$. Le rayon initial et la pression partielle initiale sont maintenues constantes. Sur cette figure, la pression est normalisée par sa valeur maximale calculée. Le temps est normalisée de manière à ce que la pression maximale soit atteinte à 0 et que la largeur à mi-hauteur de la courbe adimensionnée soit égale à 1. Ce temps adimensionné s'écrit donc sous la forme $(t - t_m)/\delta t$, avec t le temps absolu, t_m le temps correspondant au pic de la pression et δt la largeur à mi-hauteur de la vraie courbe. La même répartition temporelle que celle de la figure (2.7) est obtenue en faisant varier le rayon maximal de la bulle et la pression partielle initiale de gaz. Ainsi, la distribution temporelle



(a)



(b)

FIGURE 2.6 – Représentation de l'onde de pression due à une bulle de cavitation dans un repère espace–temps. Le temps est normalisé par le temps de Rayleigh τ_R et la distance par le rayon maximal R_0 . La figure (b) est un zoom de la figure (a) autour de la zone du premier rebond.

de la pression peut être caractérisée uniquement par sa valeur maximale P_{max} et sa durée d'interaction ou largeur à mi-hauteur δt . Cette propriété sera utile par la suite lors de l'application du modèle à l'étude du traitement de surface par cavitation.

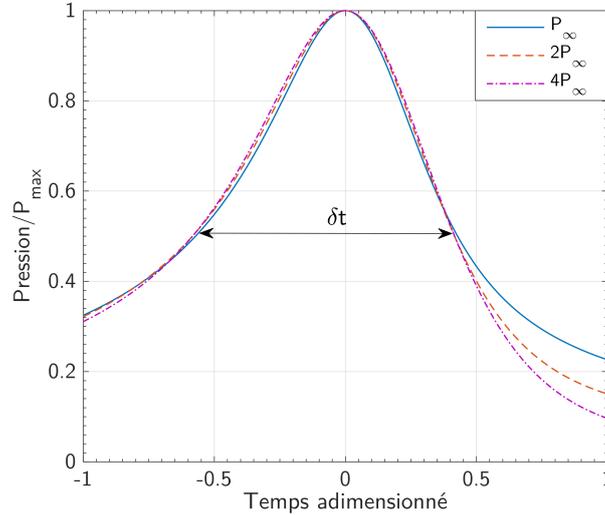


FIGURE 2.7 – Exemple de représentation non-dimensionnelle constante de la pression caractérisée par sa valeur maximale P_{max} et la durée d'interaction δt

3.6 Influence du comportement thermodynamique du gaz de la bulle

Le gaz non-condensable interne de la bulle peut agir sur la dynamique de celle-ci par deux moyens : son comportement thermodynamique et la valeur de la pression partielle initiale. Seul le premier aspect sera abordé dans cette section. L'influence de P_{go} sera étudiée plus tard. Dans le premier cas, deux équations d'état de gaz sont considérées : il s'agit de la loi des gaz parfaits (équation (2.6)), qui a été utilisée jusqu'à présent, et de la loi de Van der Waals. Cette dernière loi, associée à l'hypothèse d'expansion isentropique du gaz, conduit à l'expression suivante pour la pression interne de la bulle :

$$P_g = P_{go} \left(\frac{R_o^3 - h^3}{R^3 - h^3} \right)^\kappa \quad (2.25)$$

Dans l'équation (2.25), κ et h représentent respectivement l'indice adiabatique (1.4 pour l'air) et un paramètre de la loi de Van der Waals égal à $R_o/8.54$. Il existe d'autres lois de comportement pour les gaz mais elles sont plus complexes en raison de la présence d'un facteur lié à la température. Les effets de la loi de comportement du gaz sont montrés sur la figure (2.8).

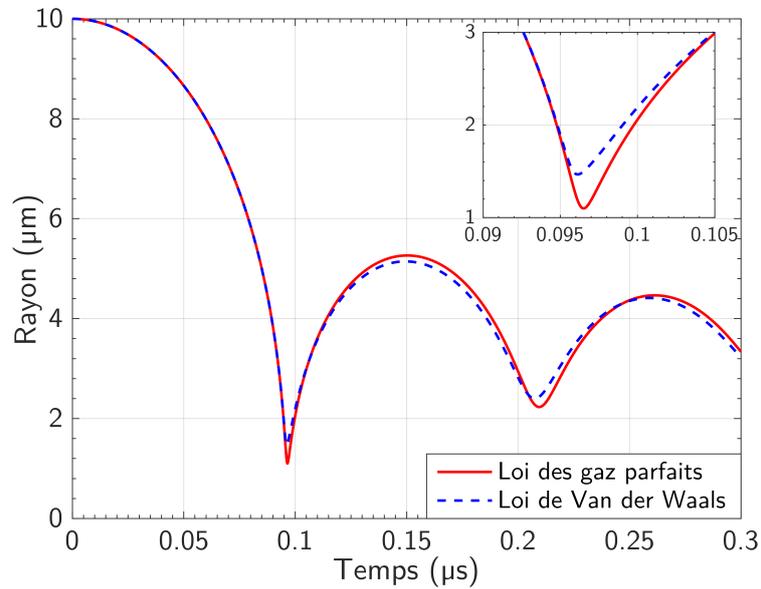
La figure (2.8a) montre l'évolution du rayon d'une bulle de rayon initial $10\ \mu\text{m}$, dans les mêmes conditions que la section 3.2, pour les deux lois. Au début de l'implosion, les deux lois donnent des résultats similaires. Par contre, lorsque le rayon diminue, de légères différences apparaissent. Le rayon minimal atteint avec la loi de Van der Waals est plus grand que celui donné par la loi des gaz parfaits. Ceci provient du fait que, pour la loi de Van der Waals, lorsque le rayon tend vers le paramètre h , la pression interne de la bulle tend vers l'infini, ce qui limitera l'effondrement de la bulle et provoquera le rebond. La même situation n'est obtenue avec la loi des gaz parfaits que lorsque le rayon tend vers 0. Notons que l'utilisation d'une équation d'état plus réaliste comme celle de Redlich-Kwong-Soave [RED 49, SOA 72] donnerait un résultat se situant entre celui des deux lois présentées.

En utilisant les deux équations d'état du gaz, la distribution temporelle de la pression à une distance $r = 3R_0$ du centre de la bulle est représentée sur la figure (2.8b). La pression maximale obtenue avec la loi des gaz parfaits est inférieure à celle de la loi de Van der Waals, et ceci malgré le fait que la vitesse à l'interface semble plus élevée pour la première loi. Ce résultat est en accord avec celui obtenu avec le modèle de Gilmore par Minsier [MIN 09] concernant la vitesse du liquide au niveau du front d'onde ; cette vitesse est proportionnelle à l'intensité de l'onde de pression. En utilisant la méthode des caractéristiques, l'auteur a montré que le terme invariant Y , proportionnel à l'enthalpie et à la vitesse du front d'onde, est plus élevé dans le cadre de la loi de Van der Waals en raison d'un rayon minimal plus élevé. Par conséquent, l'enthalpie et la vitesse du liquide au niveau du front d'onde sont aussi plus élevées.

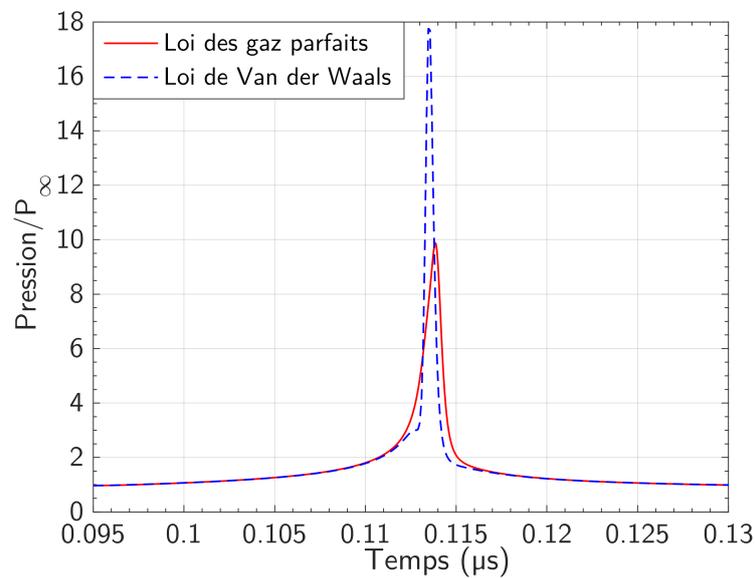
Ces deux équations d'état des gaz constituent les bornes supérieures et inférieures du résultat qu'on obtiendrait avec des lois de comportement plus réalistes qui tiennent compte des effets thermiques de manière plus précise. Pour la suite, il sera utilisé l'équation d'état des gaz parfaits, comme dans la grande majorité des études de bulles de cavitation. Elle donne la limite inférieure de la pression dans le liquide.

3.7 Étude paramétrique

Comme montré dans la section précédente, la distribution temporelle de la pression due à la dynamique d'une bulle de cavitation peut être caractérisée par deux éléments : P_{\max} et δt . Dans cette partie, une étude paramétrique est menée afin d'analyser l'influence des paramètres du modèle sur ces deux caractéristiques. Les paramètres concernés sont la pression partielle initiale de gaz P_{g0} , le rayon de maximal R_0 et la pression externe P_∞ .



(a) Effet sur le rayon



(b) Effet sur la pression

FIGURE 2.8 – Influence du comportement thermodynamique du gaz non-condensable sur la dynamique de la bulle.

3.7.1 Influence de la pression partielle initiale de gaz

La pression partielle initiale du gaz contaminant P_{go} (non-condensable) dans la bulle est le premier paramètre étudié. En effet, tous les liquides dans leur état naturel contiennent une certaine quantité de gaz dissous qu'il est virtuellement impossible d'éliminer complètement. Pour cette raison, les bulles créées contiennent non seulement de la vapeur mais aussi une certaine concentration de gaz. Dans cette étude, les bulles de cavitation sont supposées contenant une certaine quantité d'air provenant de l'air dissout dans l'eau. La valeur de P_{go} dépend de cette concentration d'air dans l'eau. Brennen [BRE 69] a proposé la relation suivante entre P_{go} et la teneur en air de l'eau : $P_{go} = 69 * \alpha$ avec P_{go} en Pa et α la teneur en air en parties par million (ppm). A titre d'exemple, la saturation de l'eau correspond à une teneur en air d'environ $\alpha = 15$ ppm. Le traitement de surface par cavitation étant réalisé dans des conditions pressurisées, des valeurs plus faibles de teneur en air devraient être atteintes. Théoriquement, la teneur en air d'une eau sous pression peut descendre jusqu'à 3 ppm [BRE 95] mais cela nécessite des semaines de désaération pour réduire la concentration d'air sous cette valeur.

Pour cette étude paramétrique, trois teneurs en air sont considérées : $\alpha = 3.5, 7.0$ et 14.0 ppm. Cela correspond aux valeurs suivantes pour la pression partielle initiale de gaz : $P_{go} = 241.5, 483$ et 966 Pa respectivement. Le rayon maximal des bulles est $R_o = 2$ mm et la pression externe loin de la bulle est fixée à $P_\infty = 0.2$ MPa. Les distributions de la pression calculée à une distance $r = 3R_{min}$ du centre de la bulle sont représentées sur la figure (2.9). Cette figure montre que la pression maximale augmente lorsque P_{go} diminue; ce qui signifie qu'une faible teneur en air de l'eau augmente l'intensité de l'onde de pression. Ce résultat est en accord avec les observations expérimentales de Liu *et al.* [LIU 14]. Les auteurs ont estimé l'intensité d'une cavitation ultrasonique en mesurant le niveau de puissance acoustique avec un hydrophone à la fois dans l'eau courante et dans une eau dégazée. Ils ont observé une puissance acoustique due à la cavitation plus importante dans l'eau désaérée que dans l'eau courante et en ont conclu que l'effet de la cavitation est amplifié par la désaération du liquide.

Durant le traitement de surface par cavitation, la teneur en air de l'eau n'est pas un paramètre direct du procédé et il est très difficile de la quantifier. Par conséquent, une valeur moyenne entre l'état de saturation et l'état dégazé sera considérée soit $\alpha = 7$ ppm. Cela correspond à une pression partielle initiale $P_{go} = 483$ Pa.

3.7.2 Effet du rayon maximal de bulle

Le second paramètre étudié est le rayon maximal de la bulle R_o qui est aussi son rayon initial. Trois différentes valeurs de rayon maximal ont été considérées : $R_o = 1, 2$ et 4 mm. La bulle est supposée renfermant de l'air comme gaz non-condensable. La pression externe P_∞ et la pression partielle initiale du gaz P_{go} sont

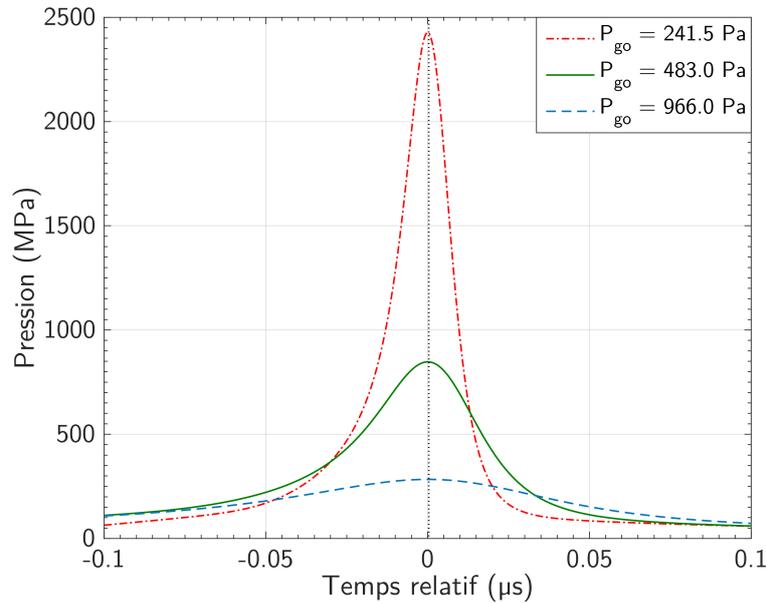


FIGURE 2.9 – Représentation de l'évolution temporelle de la pression à une distance $r = 3R_{\min}$ du centre de la bulle pour différentes valeurs de P_{go} . Le temps relatif est par rapport à l'instant du pic de pression. $P_{\infty} = 0.2$ MPa et $R_o = 2$ mm sont constants.

fixées constantes et valent respectivement 0.2 MPa et 483 Pa. Les distributions temporelles de la pression calculée à une distance $r = 3R_{\min}$ sont représentées sur la figure (2.10), R_{\min} étant le rayon minimal atteint lors du *collapse* de la bulle. La figure montre que la pression maximale obtenue au point considéré est constante. Cependant, la durée de passage d'onde δt augmente avec le rayon maximal selon une variation linéaire. Il faut toutefois noter que la pression maximale ne serait pas constante si le point considéré était situé à une distance fixe du centre et indépendante des paramètres de la bulle. En effet, dans les mêmes conditions, le rayon minimal atteint durant l'évolution de la bulle dépend linéairement du rayon initial. Ainsi, le point auquel est calculé la pression se situe à une distance métrique différente dans les trois cas.

Pour cette étude, nous nous sommes intéressés à la pression calculée à $r = 3R_{\min}$ car il s'agit de la position limite d'une paroi solide par rapport au centre de la bulle, pour que la bulle reste sphérique et pour avoir le maximum d'intensité de pression sur la surface. Ainsi en se basant sur ces hypothèses, durant le traitement de surface par cavitation, les bulles relativement grosses génèrent une onde de pression de même amplitude que des bulles plus petites mais sur de plus longues durées. Par conséquent, l'effet des micro-bulles peut être négligé car la réponse mécanique des matériaux traités ne dépend pas seulement du maximum de pression mais aussi de la durée de l'onde de pression δt . En effet, une pression appliquée sur une surface génère

à priori une déformation plastique plus importante que la même pression exercée sur une durée beaucoup plus courte. L'une des raisons est la sensibilité des matériaux métalliques à la vitesse de déformation qui entraîne une augmentation de la limite élastique. Par ailleurs, lorsque la durée d'impact est très faible, on rentre dans le cadre de la dynamique rapide avec une prépondérance des effets d'inertie. Dans ce cas, la contrainte minimale pour obtenir de la déformation plastique est égale à la limite élastique d'Hugoniot [BAL 91] qui est supérieure à la limite élastique statique.

La conclusion de cette étude paramétrique est importante dans le choix des rayons maximaux de bulles dans l'application du modèle à l'étude du traitement de surface par cavitation. En effet, seules les bulles générant des ondes de pression, d'une intensité et d'une durée suffisantes, capables d'écraser les couches superficielles du matériau étudié seront prises en compte.

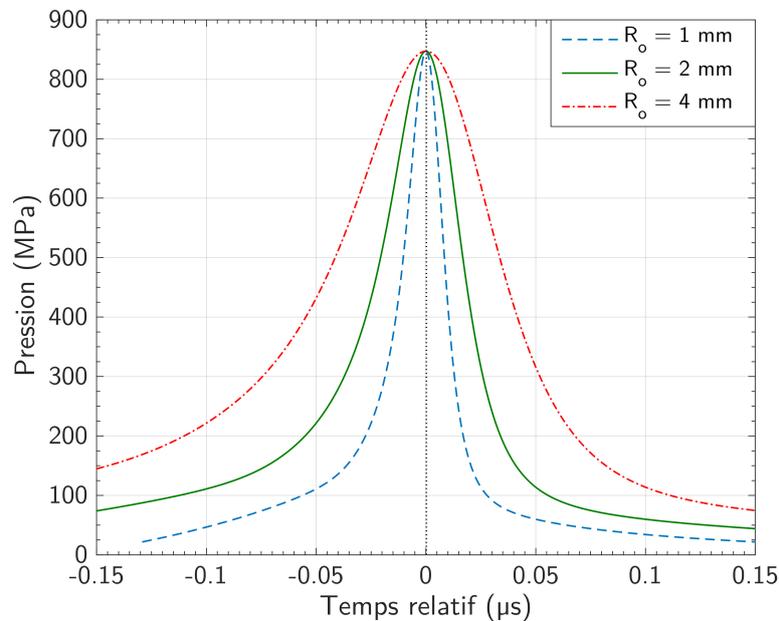


FIGURE 2.10 – Représentation de l'évolution temporelle de la pression à une distance $r = 3R_{\min}$ du centre de la bulle pour différentes valeurs du rayon maximal R_o . Le temps relatif est par rapport à l'instant du pic de pression. $P_\infty = 0.2$ MPa et $P_{go} = 483$ Pa sont constants.

3.7.3 Effet de la pression externe

Le dernier paramètre, dont l'influence sur l'onde de pression est analysée, est la pression externe loin de la bulle P_∞ . Cette pression est équivalente à la surpression ambiante de mise en œuvre durant la réalisation du traitement de surface par cavitation. Par exemple dans le cas d'un traitement par cavitation dans une chambre rempli d'eau [SOY 01], P_∞ est la pression de l'eau dans la

chambre. Pour le traitement de cavitation dans l'air [SOY 04a] avec deux jets d'eau concentriques dont l'un à forte pression et l'autre à une pression plus faible, P_∞ est équivalente à cette dernière. Dans certains cas, le traitement est exécuté à une grande profondeur sous l'eau. Une surpression est ainsi créée naturellement par la contrainte hydrostatique à ladite profondeur.

Une bulle de cavitation de rayon maximal $R_o = 2$ mm contenant de l'air avec une pression partielle initial de 483 Pa est étudiée. Comme précédemment, la pression dans le temps est calculée à $r = 3R_{\min}$ du centre de la bulle mais cette fois pour différentes valeurs de pression environnante $P_\infty = 0.1, 0.2$ et 0.4 MPa. Les résultats sont représentés sur la figure (2.11). Une analyse de ces résultats montre que la pression maximale au point considéré augmente très fortement avec la pression externe P_∞ , pendant que la durée à mi-hauteur de la courbe diminue. Cette observation peut être attribuée au fait que l'implosion des bulles de cavitation est beaucoup plus rapide et violente lorsqu'une forte pression externe est exercée. Vers la fin de l'effondrement, la vitesse de l'interface bulle – liquide plus élevée entraîne une augmentation plus rapide de la pression interne de la bulle. Le rebond qui en découle est d'autant plus puissant en terme d'intensité de pression.

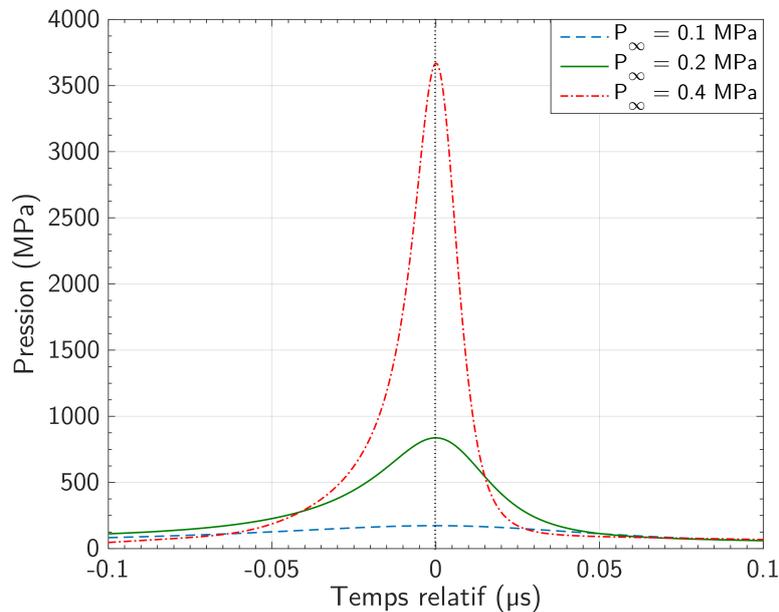


FIGURE 2.11 – Représentation de l'évolution temporelle de la pression à une distance $r = 3R_{\min}$ du centre de la bulle pour différentes valeurs de P_∞ . Le temps relatif est par rapport à l'instant du pic de pression. $R_o = 2$ mm et $P_{go} = 483$ Pa sont constants.

Ces résultats démontrent l'importance de la surpression environnante dans l'efficacité du procédé de traitement de surface par cavitation. En effet, pour de faibles valeurs de P_∞ , l'amplitude de l'onde de pression peut ne pas être suffisamment

élevée. Cependant, quand la pression externe est trop élevée, la durée de passage d'onde δt risque d'être trop faible pour induire des modifications significatives (déformation plastique, etc.) dans le matériau. Ainsi, il existe une valeur optimale de la surpression pour le traitement par cavitation. Cette conclusion est en concordance et pourrait expliquer les résultats de diverses observations expérimentales faites lors de tests d'érosion comme celles de Soyama [SOY 05a]. Ceci dit, l'existence de cette surpression optimale peut également être reliée à la distance de tir en l'orifice de la buse et la surface traitée. En effet, si P_∞ est trop élevée, l'effondrement des bulles de cavitation risque de se produire trop tôt avant qu'elles ne se rapprochent de la surface, en fonction de la distance à parcourir. Inversement, une trop faible pression P_∞ entraînerait un impact prématuré entre la surface et les bulles qui disparaîtraient précocement.

4 Modélisation numérique et simulation d'une bulle proche d'une paroi

Il est connu que les bulles de cavitation ne demeurent pas sphériques quand elles évoluent suffisamment proche d'une surface solide. Il se produit à la fin du *collapse* un micro-jet dirigé vers la surface. La distance du centre de la bulle à la surface, en deçà de laquelle l'effondrement n'est plus sphérique, est estimée à environ 3 fois le rayon de la bulle d'après des études expérimentales, dont celles de Philipp et Lauterborn [PHI 98] et Tong *et al.* [TON 99] par exemple. Au delà de cette distance critique, on se retrouve dans le cas d'une bulle sphérique isolée dont un modèle 1D d'étude a été proposé dans la section précédente. Ce dernier ainsi que les modèles analytiques (Rayleigh–Plesset, etc.) ne permettent pas de modéliser l'évolution non-sphérique des bulles. Il est alors nécessaire d'avoir recours à des modèles numériques 2D axisymétrique ou 3D pour simuler le phénomène du micro-jet. Mais avant de passer à la modélisation, une courte étude expérimentale concernant l'évolution de bulles proche d'une paroi est présentée.

4.1 Étude expérimentale de bulles non-isolées

Afin d'observer expérimentalement le comportement d'une bulle de cavitation proche d'une surface solide, plusieurs méthodes peuvent permettre de générer les bulles. Les méthodes les plus utilisées sont le passage d'un courant fort entre deux électrodes et la focalisation d'un laser suivie de la création d'un plasma. C'est cette dernière technique qui a été choisie pour une étude expérimentale menée dans le cadre d'une collaboration entre le LaMCoS et le LMFA (Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique) de l'INSA de Lyon. Cette méthode permet de contrôler la position des bulles formées par rapport à la surface.

Le dispositif utilisé est schématisé sur la figure (2.12). Il comprend un laser de

longueur d'onde 532 nm ainsi qu'un jeu de miroirs et de lentilles pour focaliser le faisceau en un point à l'intérieur d'une petite cuve ($6 \times 6 \times 6 \text{ cm}^3$) remplie d'eau distillée et dans laquelle est positionnée une paroi transparente en PMMA. Pour pouvoir déplacer la paroi de manière précise, elle est reliée à une platine micrométrique par l'intermédiaire d'une potence. C'est par ce mouvement que s'effectue la variation de la distance bulle-paroi, le point de focalisation du laser étant fixe. Par ionisation de l'eau, un plasma caractérisé par une pression et une température très élevées se forme au point de focalisation. La bulle qui se forme ayant une pression et une température interne beaucoup plus élevées que celles du liquide environnant, elle augmente de volume et peut atteindre un rayon maximal R_0 de cent fois le rayon initial du plasma.

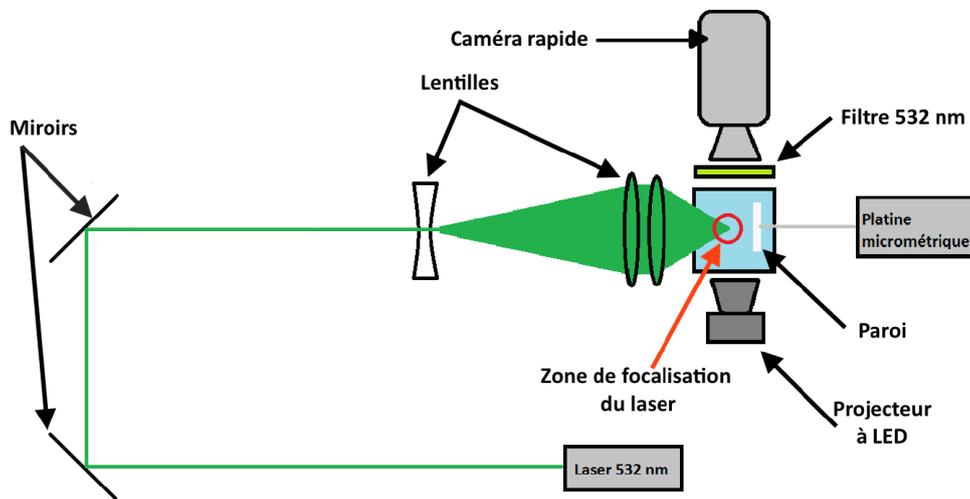


FIGURE 2.12 – Dispositif expérimental de la génération et de l'observation de bulles de cavitation par focalisation laser [PED 16]

L'évolution de la bulle est enregistrée grâce à une caméra rapide Phantom d'une fréquence maximale de l'ordre de 94 kHz. L'éclairage est assuré par un projecteur à LED placé en face de la caméra. Un filtre Notch $532 \text{ nm} \pm 12 \text{ nm}$ est utilisé pour protéger le capteur de l'intense lumière émise par le laser.

Les images, prises à l'aide du précédent dispositif, d'une bulle générée à une distance $ds = 1.4 \text{ mm}$ de la paroi sont présentées sur la figure (2.13). Sur cette figure et les suivantes, la phase gazeuse est en noir et la phase liquide en gris clair. Chaque image miniature présente une étape de l'évolution de la bulle à un instant donné et la paroi se trouve en bas de l'image. Le rayon maximal atteint par ladite bulle est de 0.72 mm . La distance adimensionnée $\gamma = ds/R_0$ du centre de la bulle à la paroi est dans ce cas égale à 1.95. La bulle conserve une forme relativement sphérique pendant le premier cycle d'oscillations mais à la fin du *collapse*, la bulle se

rapprochant de plus en plus de la paroi, l'influence de ce dernière se fait clairement ressentir avec la formation d'un jet dirigé vers la surface solide.

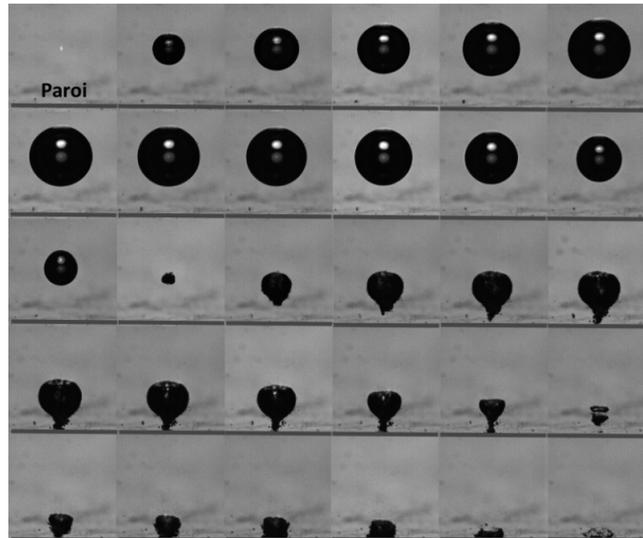


FIGURE 2.13 – Évolution d'une bulle de rayon maximal 0.72 mm générée à $\gamma = 1.95$ de la paroi [PED 16]

Afin d'analyser le phénomène, des bulles de rayon maximal 0.8 mm ont été générées à différentes distances de la paroi. La figure (2.14) montre l'évolution de ces bulles pour les valeurs suivantes de $\gamma = 1.0, 1.4, 1.7, 2.0$ et 2.3 . Pour obtenir ces images, la paroi a été légèrement inclinée, et éclairée de manière à avoir un effet miroir visible sur les images de la caméra. Chaque petite image peut être divisée en deux parties symétriques : la bulle située dans la partie haute étant la véritable photographie de la bulle tandis que la deuxième est la capture du reflet sur la paroi. Cette dernière se retrouve donc au centre de l'image et constitue l'axe de symétrie. Dans chaque colonne, la première ligne représente la bulle 10 μs après sa formation par focalisation laser et la troisième ligne représente la bulle au rayon maximal lors du premier cycle d'expansion. La fin de la première implosion est représentée sur la cinquième ligne. Une même phase de l'évolution des bulles est représenté sur chaque ligne. Les instants auxquels ces images ont été prises sont différents sur une même ligne car la durée de *collapse* est influencée par γ .

Pour le cas $\gamma = 1$ par exemple, la surface solide influence le comportement de la bulle dès la première phase d'expansion : la bulle perd sa sphéricité. La partie supérieure de l'interface bulle-liquide s'étend plus vite que la partie inférieure en raison de la proximité de la paroi. Le mécanisme de formation et d'impact du micro-jet est le suivant : lorsque la bulle atteint son volume maximal, sa température et sa pression intérieures sont minimales. Il s'ensuit alors un collapsus caractérisé par

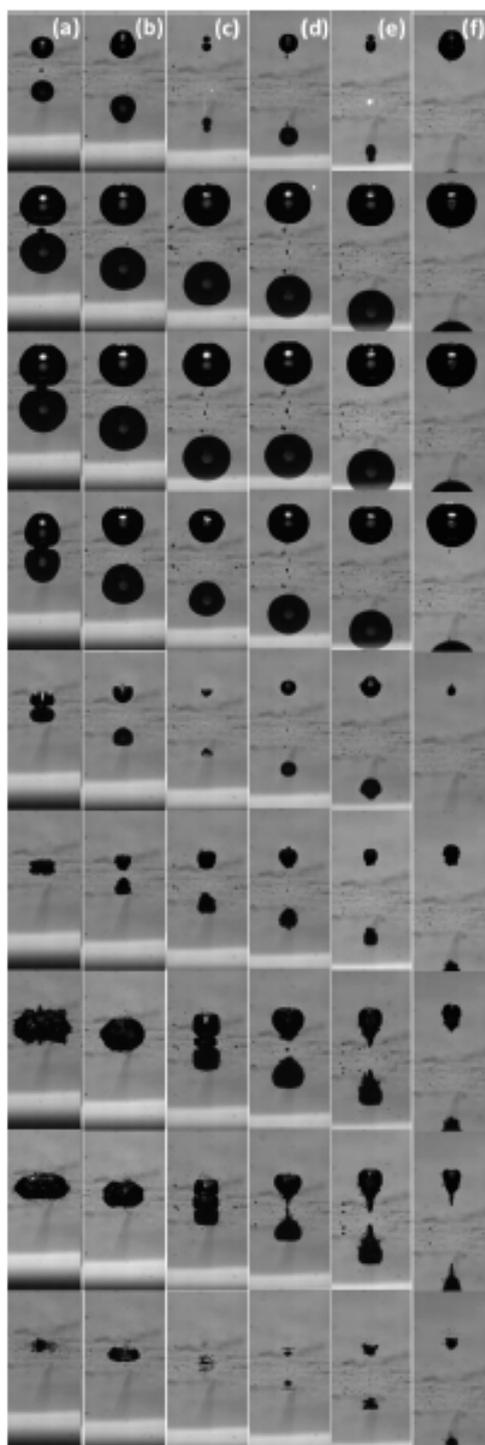


FIGURE 2.14 – Comparaison de l'évolution des bulles de rayon maximal 0.8 mm générées à différentes distances de la paroi [PED 16] (a) $\gamma = 1.0$, (b) $\gamma = 1.4$, (c) $\gamma = 1.7$, (d) $\gamma = 2.0$, (e) $\gamma = 2.3$, (f) $\gamma = 2.9$

une diminution du volume de la bulle qui se rapproche de la surface. Par ailleurs, en raison de l'asymétrie de la bulle pendant cette phase, une zone de forte pression apparaît au dessus de la bulle et le liquide situé dans cette zone est accéléré vers la surface [BLA 86]. En conséquence, la partie supérieure de l'interface de la bulle s'aplatit et un jet liquide commence à pénétrer la bulle (cinquième ligne sur la figure). Lorsque le jet atteint l'interface inférieure de la bulle, la bulle prend une forme toroïdale. Par la suite, le jet traverse le liquide sous la bulle et vient impacter la paroi. C'est l'impact de ce jet qui, sous certaines conditions, peut générer une pression suffisamment importante (fonction de la vitesse du jet) pour induire de la déformation plastique dans les matériaux métalliques. Lors de cette étude, il a été conclu que pour une valeur de γ supérieure à 3, l'évolution de la bulle se fait de manière sphérique, sans formation de micro-jet. Cette distance critique est cohérente avec la littérature [PHI 98].

4.2 Modèle numérique

Un modèle numérique 2D axisymétrique a été établi à l'aide du logiciel commercial de mécanique des fluides ANSYS Fluent [ANS 13]. Le problème à résoudre est un problème biphasé : une phase gazeuse (la bulle de cavitation) et une phase liquide. Le gaz est supposé compressible suivant la loi des gaz parfaits et le liquide incompressible en raison des limitations du logiciel. En conséquence, il est impossible à cette étape de simuler directement les ondes de pression émises dans le liquide lors de l'implosion de la bulle. La phase liquide et la phase gazeuse sont non-miscibles et les phénomènes de condensation et d'évaporation sont négligés. Il n'y a donc pas de transfert de masse. L'évolution des deux phases est modélisée par une approche à un fluide (*one-fluid approach*). Ainsi, les deux phases sont considérées comme étant une seule avec des propriétés (densité, viscosité, etc.) qui dépendent de la fraction volumique de chaque phase. Ces propriétés varient donc à l'interface bulle – liquide dont la position est suivie par la méthode du volume de fluide (*Volume of Fluid* VOF).

4.2.1 Équations de Navier–Stokes

La résolution du problème passe par la résolution des trois équations de Navier–Stokes dont l'équation de continuité qui s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u) = 0 \quad (2.26)$$

avec ρ la masse volumique du fluide et u le champ de vitesse. La seconde équation est celle de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \nabla \cdot (\rho u u) = -\nabla p + \nabla \cdot (\mu (\nabla u + \nabla u^T)) + \rho g + F_\sigma \quad (2.27)$$

Dans cette équation, p représente la pression, μ la viscosité dynamique, g la force de gravité et F_σ la force de tension de surface. Enfin, l'équation de bilan de l'énergie s'exprime comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho E) + \nabla \cdot (u(\rho E + p)) = \nabla \cdot (k \nabla T) \quad (2.28)$$

avec E l'enthalpie du fluide, T la température et k la conductivité thermique. L'énergie totale E considérée est la moyenne pondérée de la fraction massique de chaque phase :

$$\rho E = \alpha_l \rho_l (c_{p,l} T + u^2/2) + (1 - \alpha_l) \rho_g (c_{p,g} T + u^2/2) \quad (2.29)$$

où α_l est la fraction volumique de liquide, c_p la capacité thermique à pression constante, ρ_l et ρ_g respectivement la masse volumique du liquide et celle du gaz.

4.2.2 Méthode du *Volume of Fluid*

L'évolution de l'interface bulle-liquide est suivie grâce par la méthode du *Volume of Fluid* (VOF) [HIR 81]. Cette méthode est basée sur la fraction volumique de la phase liquide α_l . Dans l'approche du VOF, les zones de fluide contenant le liquide pur et le gaz pur sont respectivement identifiées par leur fraction volumique $\alpha_l = 1$ et $\alpha_l = 0$. L'interface se caractérise comme un mélange de liquide et de gaz avec une fraction volumique de liquide telle que $0 < \alpha_l < 1$. Les valeurs des propriétés équivalentes du fluide sont calculées en fonction de la fraction volumique de liquide. Par exemple, la masse volumique est définie comme suit :

$$\rho = \alpha_l \rho_l + (1 - \alpha_l) \rho_g \quad (2.30)$$

Il en est de même pour la viscosité μ et la conductivité thermique k . Dans la phase gazeuse, l'équation d'état des gaz parfaits est utilisée pour déterminer la masse volumique :

$$\rho_g = \frac{p M_m}{RT} \quad (2.31)$$

avec M_m la masse molaire du gaz et R la constante universelle des gaz parfaits. L'interface entre les deux phases se déplaçant dans le temps, la fraction volumique de liquide doit être calculée à chaque pas de temps. Ainsi, en l'absence de transfert de masse, l'équation d'advection de la fraction volumique est résolue pour la phase incompressible (phase liquide dans ce cas) pour capturer le mouvement de l'interface. C'est ce qui justifie l'obligation que l'une des phases soit incompressible. Dans ce cas, cette équation d'advection s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + u \cdot \nabla \alpha_l = 0 \quad (2.32)$$

4.2.3 Force de tension superficielle

Les effets de la tension superficielle sont pris en compte en raison du faible rayon des bulles de cavitation étudiées. En effet, les travaux de Samiei *et al.* [SAM 11] ont montré que l'effet de la tension de surface sur la dynamique non-sphérique des bulles ne peut être négligé dans le cas de bulles de faible rayon. La force de tension surface étant proportionnelle à la courbure de l'interface entre les deux phases, elle est d'autant plus grande que le rayon de courbure est petit. Dans cette étude, la tension de surface associée au modèle du VOF est modélisée en utilisant la méthode proposée par Brackbill *et al.* [BRA 92]. Avec ce modèle, dit du *Continuum Surface Force*, la force de tension superficielle à l'interface de la bulle et du liquide est prise en compte au travers d'un terme F_σ ajouté à l'équation de conservation de la quantité de mouvement (2.27). Dans le cas d'un problème biphasé, ce terme s'exprime comme suit :

$$F_\sigma = \sigma \frac{\rho \kappa \nabla \alpha_l}{0.5(\rho_l + \rho_g)} \quad (2.33)$$

Dans cette équation, σ est la tension superficielle et κ la courbure de l'interface. Cette courbure est calculée à partir de la divergence de la normale à l'interface. Elle est définie telle que :

$$\kappa = \nabla \cdot \left(\frac{n}{|n|} \right) \quad (2.34)$$

avec n le vecteur normal à l'interface des deux phases. Il est fonction du gradient de la fraction volumique de la phase liquide α_l :

$$n = \nabla \alpha_l \quad (2.35)$$

4.3 Simulation du *collapse* asphérique d'une bulle

Dans cette section, la simulation de l'effondrement d'une bulle de cavitation à proximité d'une surface solide est présentée. Une bulle de rayon maximal R_o , contenant de l'air comme gaz non-condensable, est étudiée dans plusieurs situations. À l'instant initial, la bulle est supposée être à son rayon maximal. L'évolution de la bulle dépend de γ , le rapport entre la distance initiale de son centre à la surface et R_o . γ est donc l'un des paramètres du modèle. Le second paramètre est la pression externe dans le liquide P_∞ à laquelle est soumise la bulle.

4.3.1 Géométrie du modèle

Afin de garantir que les résultats de la simulation soient indépendants de la position des conditions limites, le domaine de calcul considéré est un quart de disque dont le rayon est 30 fois égal à celui maximal de la bulle. La figure (2.15) représente schématiquement la géométrie du modèle. Une condition limite de type *pressure-outlet*

est appliquée loin de la bulle sur le quart de cercle représentant la limite du modèle. Les deux autres limites du domaines sont affectés des conditions d'axisymétrie d'un côté et de paroi (*wall*) de l'autre côté. En raison de la condition d'axisymétrie, seule une moitié de la bulle est représentée. Un maillage 2D quadratique non-structuré est généré à l'aide du logiciel de maillage ANSYS ICEM CFD [ANS 12]. La géométrie du modèle est subdivisée en trois parties par deux quarts de cercles concentriques, en fonction de la taille maximale des éléments. Un maillage de plus en plus grossier est utilisé à mesure qu'on s'éloigne de la bulle.

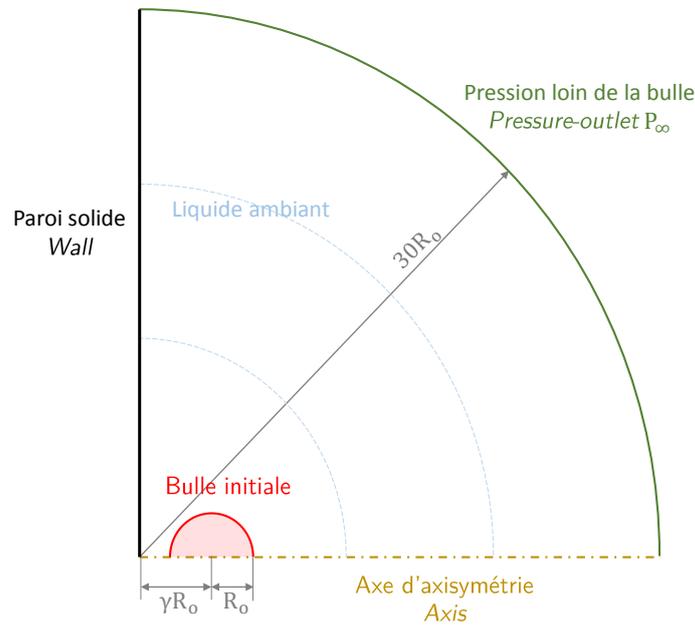


FIGURE 2.15 – Représentation schématique de la géométrie et des conditions limites pour la simulation d'une bulle de cavitation proche d'une surface solide.

4.3.2 Méthodes numériques

Pour résoudre les équations gouvernant l'écoulement non-stationnaire et laminaire du fluide, le solveur utilisé est celui du *pressure-based segregated algorithm*. Avec cette méthode, les équations de la pression et de la quantité de mouvement sont résolues de manière découplée et séquentielle. L'algorithme SIMPLE (*Semi-Implicit Pressure Linked Equation*) a été utilisée pour le couplage entre la pression et la vitesse. Il s'agit d'une méthode numérique qui combine les équations de continuité et de quantité de mouvement pour obtenir une équation pour la pression. Ce choix a été fait car il s'agit d'une méthode semi-implicite, plus robuste. L'interpolation spatiale de la pression calculée est effectuée d'après le schéma PRESTO! qui

convient à la résolution des problèmes avec de forts gradients de pression. Enfin, la discrétisation des équations de la quantité de mouvement et de l'énergie est faite suivant le schéma *Second Order Upwind*. Cette méthode permet d'obtenir une précision du second ordre et est recommandée pour les maillages non-structurés, bien que la convergence soit plus longue à atteindre.

En 2D, il existe deux principales méthodes pour reconstituer l'interface entre les phases. Le premier consiste à représenter l'interface dans chaque cellule concernée par un segment parallèle à l'axe de l'une des coordonnées de la cellule. C'est la méthode SLIC (*Simple Line Interface Calculation*) qui ne permet pas une représentation suffisamment précise de l'interface. La seconde méthode, celle adoptée pour cette étude, est la méthode PLIC (*Piecewise Linear Interface Calculation*). Dans chaque cellule, l'interface est représentée par un segment perpendiculaire à la normale de l'interface. La première étape consiste à calculer la normale de l'interface des deux phases. Cette normale est obtenue à partir du gradient de la fraction volumique de liquide, telle qu'exprimée dans l'équation (2.35). La position exacte de l'interface est ensuite déterminée à partir de la conservation du volume. De plus amples détails sur ces différentes méthodes numériques peuvent être trouvés dans la documentation du logiciel utilisé [ANS 13].

4.3.3 Étude de convergence du maillage

Tout d'abord, une étude de convergence du maillage a été effectuée. Pour cela, la pression ambiante a été fixée à $P_\infty = 0.42$ MPa et la pression partielle initiale de l'air dans la bulle est prise égale à $P_{g0} = 483$ Pa. Initialement, le centre de la bulle est placée à 2.2 mm de la paroi, soit $\gamma = 1.1$. Pour l'étude d'indépendance du maillage, trois types suivant le niveau de finesse ont été considérés. Ces maillages diffèrent de par la taille maximale des éléments dans le sous-domaine contenant la bulle. Ces tailles maximales de maille sont de 25, 12 et 10 μm correspondant respectivement à 50587, 98128 et 140653 éléments pour l'ensemble de la géométrie du modèle. Pour chaque type de maillage, l'incrément de temps du calcul explicite est choisi de manière à ce que la condition de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL) ou nombre de Courant soit inférieur à 1. Le principal résultat tiré des simulations étant la vitesse du micro-jet, l'étude de convergence a été menée sur la vitesse maximale de l'interface de la bulle dans les premiers instants du *collapse* puis la vitesse du jet rentrant dans la bulle juste avant qu'il ne touche son interface inférieure (à $t = 104 \mu\text{s}$).

Le tableau (2.1) regroupe ces vitesses calculées à différents instants en fonction du nombre d'éléments du maillage. À chaque instant et pour les deux derniers maillages, une erreur relative est calculée par rapport au résultats donné par le maillage précédant qui contient un nombre inférieur d'éléments. En analysant ce tableau, il peut être remarqué que la différence relative entre les résultats des deux

derniers maillages est inférieure à 2%. Par conséquent, une taille maximale d'élément égale à 10 μm dans le premier sous-domaine contenant la bulle est adoptée pour les calculs suivants. La valeur de l'incrément de temps choisi est de 10 ns. La convergence de la solution est supposée acquise lorsque les résidus sont inférieurs à 10^{-4} pour les équations de continuité et de la quantité de mouvement, et 10^{-7} pour l'équation d'énergie.

TABLE 2.1 – Étude de convergence du maillage pour la vitesse maximale de l'interface bulle – liquide et la vitesse maximale du micro-jet. Les erreurs relatives sont calculées par rapport au résultat du maillage précédent.

| Temps | 50587 éléments | 98128 éléments | Erreur relative | 140653 éléments | Erreur relative |
|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| 50 μs | 12.1 m/s | 12.0 m/s | -0.8 % | 12.1 m/s | 0.8 % |
| 70 μs | 23.4 m/s | 22.6 m/s | -3.4 % | 22.4 m/s | -0.9 % |
| 90 μs | 70.7 m/s | 65.2 m/s | -7.8 % | 64.0 m/s | -1.8 % |
| 98 μs | 235 m/s | 238 m/s | 1.3 % | 239 m/s | 0.4 % |
| 102 μs | 259 m/s | 258 m/s | -0.4 % | 259 m/s | 0.4 % |
| 104 μs | 287 m/s | 295 m/s | 2.8 % | 299 m/s | 1.4 % |

4.3.4 Résultats et analyse

Les résultats de la simulation d'une bulle de cavitation non-isolée, à l'aide du modèle numérique précédent, sont présentés dans cette partie. La bulle initialement sphérique de rayon maximal $R_0 = 2$ mm et placée à $\gamma = 1.1$ d'une paroi solide est simulée. Elle contient de l'air avec pression partielle initiale de 483 Pa. Les figures (2.16) à (2.20) montrent l'évolution de la bulle, représentée par la distribution de fraction volumique d'air, à différents instants.

Au début et dans les premiers instants de la simulation, la pression interne de la bulle est beaucoup plus faible que la pression externe P_∞ imposée à la limite du domaine (Figure 2.16b). Cela entraîne une diminution du rayon et donc du volume de la bulle, c'est la phase de *collapse*. Cette diminution de volume comprime le gaz à l'intérieur de la bulle et sa pression interne augmente, comme le montre la figure (2.17b) prise à $t = 32$ μs . En raison de la présence de la paroi, la pression exercée par le liquide à l'interface de la bulle n'est pas uniforme. La bulle perd peu à peu sa forme sphérique. La pression augmente dans la zone au-dessus de la bulle ce qui provoque une accélération du liquide entre cette partie et l'interface supérieure de la bulle (Figure 2.18). Cela entraîne un affaissement du point supérieur de l'interface qui pénètre dans la bulle : c'est le début de la formation du micro-jet. La figure (2.19) montre la distribution de vitesse dans le domaine à cet instant, et il peut être remarqué que la vitesse maximale est celle du jet rentrant. La vitesse du micro-jet

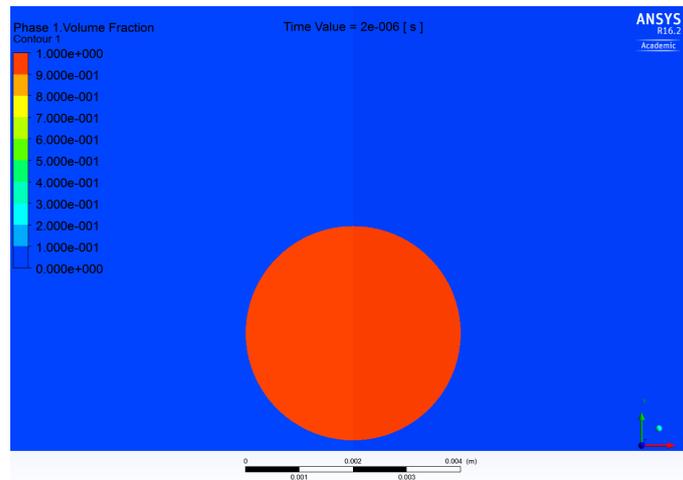
augmente à mesure qu'il pénètre dans la bulle et elle atteint son maximum à l'instant où le jet impacte l'interface inférieure entre $t = 104 \mu\text{s}$ (Figure 2.20) et $104.4 \mu\text{s}$. La simulation effectuée permet bien de représenter l'évolution d'une bulle de cavitation non-isolée. Les différentes étapes, telles que présentées dans l'étude expérimentale de la section 4.1 et d'autres expériences, sont retrouvées mais de manière qualitative. Toutefois, ces expériences n'ont pas été simulées pour une éventuelle confrontation quantitative simulation – expérience car les conditions initiales sont mal connues en ce qui concerne la taille du plasma initial et sa température.

4.4 Étude paramétrique

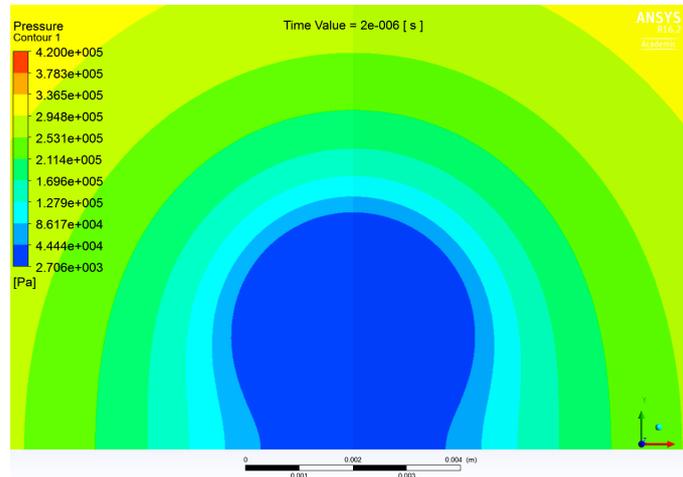
Dans cette section, une étude paramétrique est menée afin de déterminer l'influence des paramètres du modèle sur la vitesse d'impact du micro-jet, et par conséquent la pression d'impact sur la surface. Ces paramètres sont principalement la distance initiale bulle – paroi γ et la pression gouvernant l'effondrement de la bulle P_∞ .

4.4.1 Effet de la distance bulle – paroi

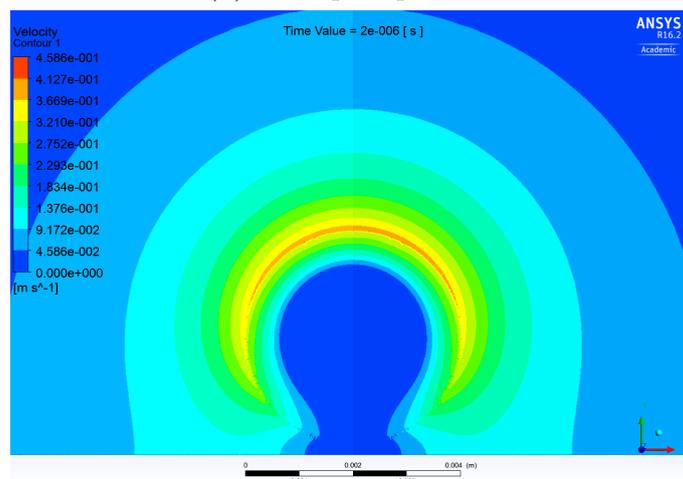
La vitesse du jet au moment de l'impact avec la paroi dépend de la position initiale du centre de la bulle, γ . Cette vitesse est inférieure à la vitesse du jet rentrant dans la bulle pendant le *collapse*. Deux types de vitesse seront donc regardés dans cette étude : la vitesse du jet rentrant et la vitesse d'impact. Afin d'analyser l'effet de γ sur ces vitesses, des simulations de bulles de cavitation placées initialement à $\gamma = 1.1, 1.5$ et 2.5 de la surface solide ont été effectuées. Chaque bulle est supposée contenir de l'air de pression partielle initiale $P_{go} = 483 \text{ Pa}$ et est soumise à une pression externe de 0.42 MPa . La figure (2.21) montre les résultats obtenus pour le jet rentrant dans la bulle juste avant qu'il n'atteigne la partie inférieure de l'interface et que la bulle ne devienne toroïdale. Il est intéressant de remarquer que la vitesse maximale du jet rentrant diminue quand la position initiale de la bulle se rapproche de la paroi. Les vitesses calculées sont beaucoup plus élevées que celles généralement mesurées lors d'études expérimentales (100 à 200 m/s [LAU 74, SHI 81]). Cette différence peut provenir du fait que, lors de ces expériences, les bulles étaient soumises à la pression externe normale (pression atmosphérique 0.10 MPa) alors que dans les simulations présentées ici, la pression externe est 4 fois plus élevée. Pour $\gamma = 2.5$, l'interface de la bulle évolue de manière sphérique sauf à la toute fin de l'implosion où un jet rentrant est obtenue, avec une vitesse calculée de 874 m/s . La formule (2.36) a été proposée par Franc et Michel [FRA 04] pour le calcul de la vitesse de l'interface \dot{R} d'une bulle sphérique vers la fin du *collapse*. Cette expression a été déterminée en se basant sur le modèle classique de Rayleigh–Plesset. En appliquant cette équation au cas de la bulle située à $\gamma = 2.5$, qui se rapproche du cas d'une bulle sphérique, une vitesse théorique de 887 m/s est calculée lorsque le rayon minimal de la bulle est atteint. Cette vitesse est l'ordre de grandeur de celle du jet rentrant simulé.



(a) Forme de la bulle – Fraction volumique de gaz



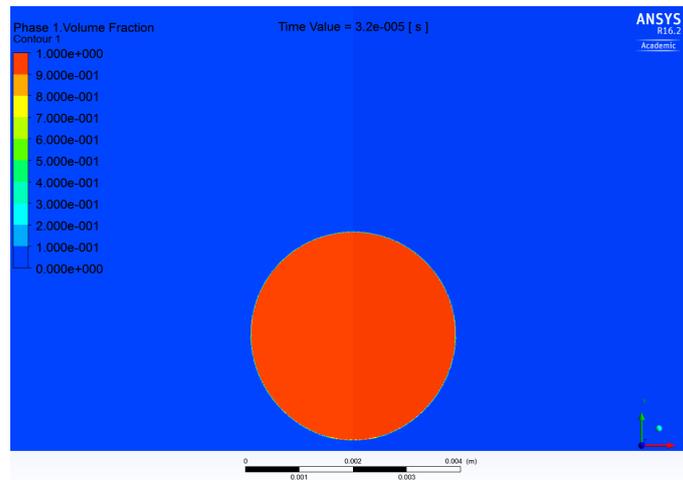
(b) Champ de pression



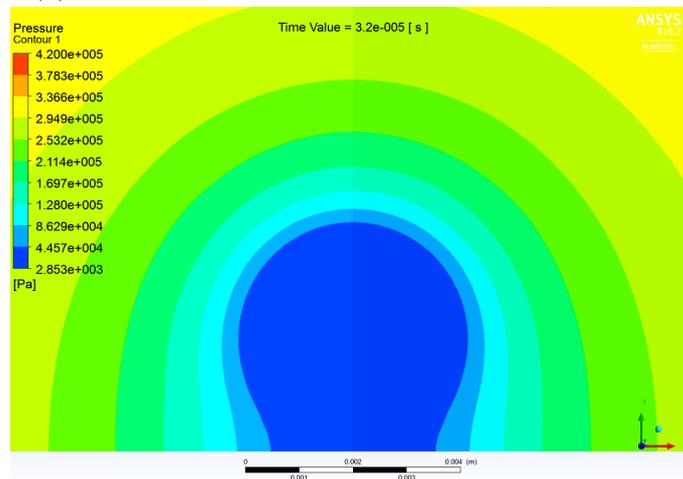
(c) Vitesse du fluide

FIGURE 2.16 – Résultats de la simulation à $t = 2 \mu\text{s}$

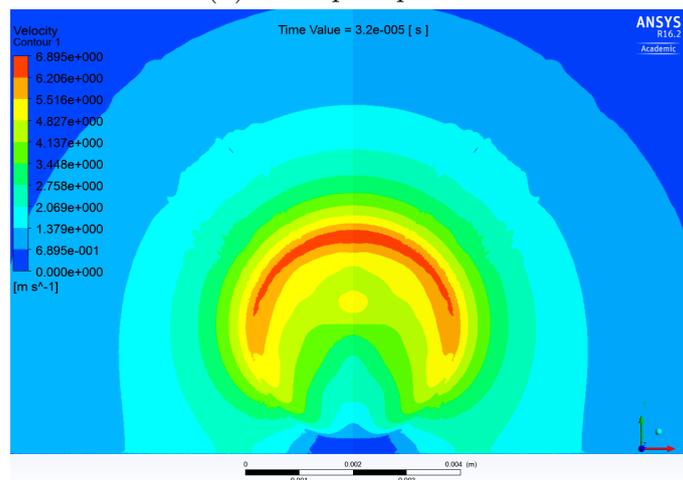
2. Cavitation peening : modélisation par l'étude d'une bulle de cavitation



(a) Forme de la bulle – Fraction volumique de gaz

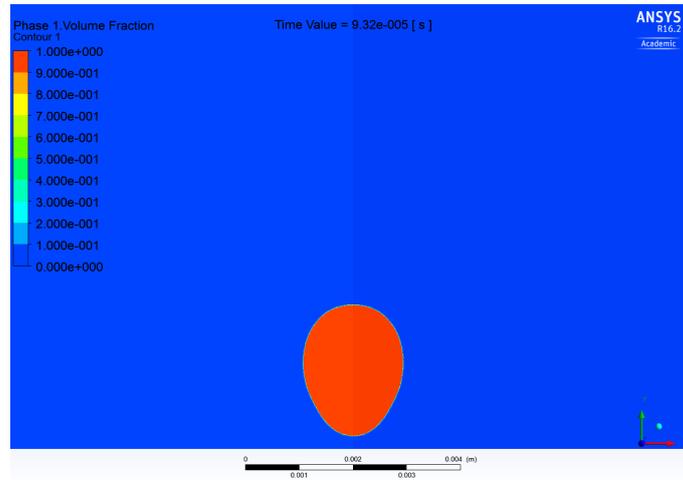


(b) Champ de pression

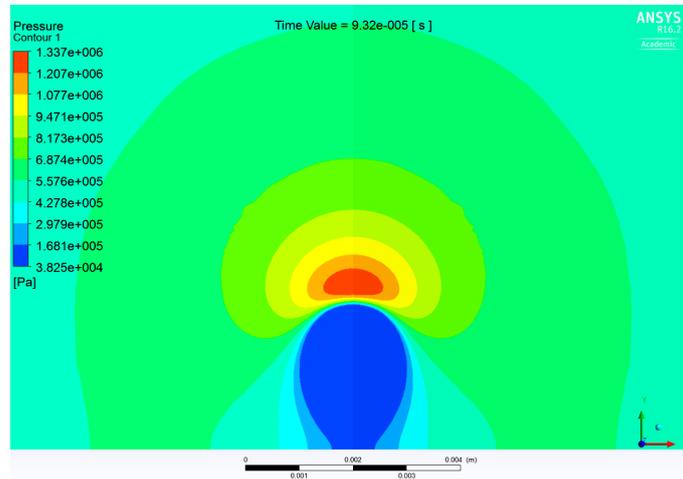


(c) Vitesse du fluide

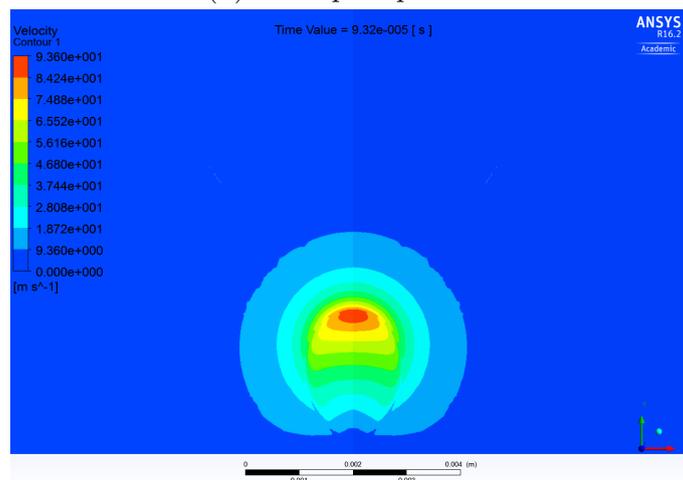
FIGURE 2.17 – Résultats de la simulation à $t = 32 \mu\text{s}$



(a) Forme de la bulle – Fraction volumique de gaz



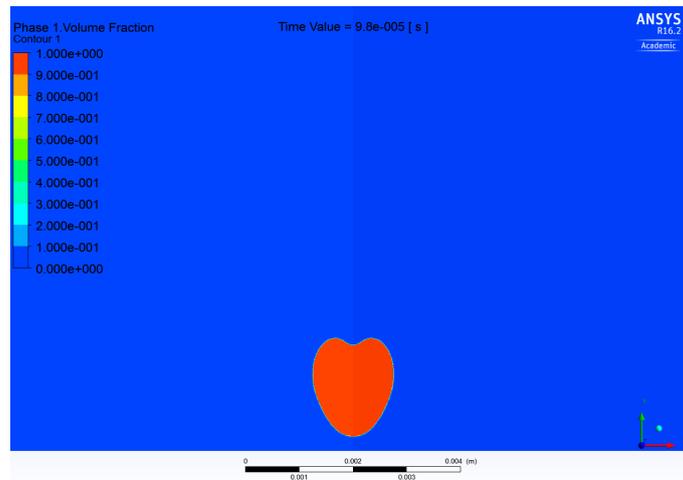
(b) Champ de pression



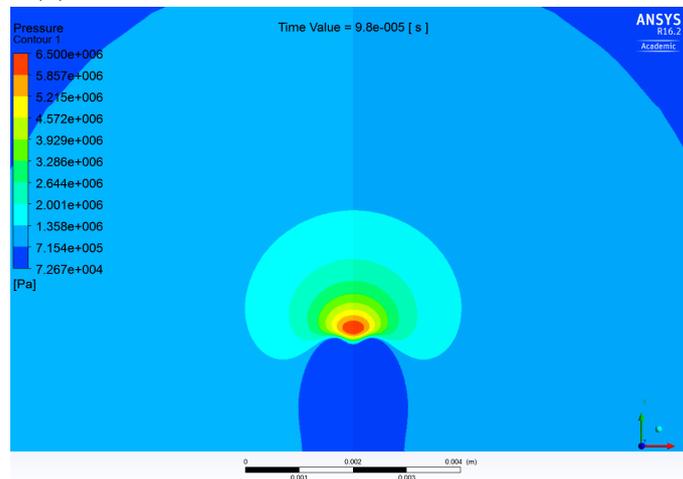
(c) Vitesse du fluide

FIGURE 2.18 – Résultats de la simulation à $t = 93.2 \mu\text{s}$

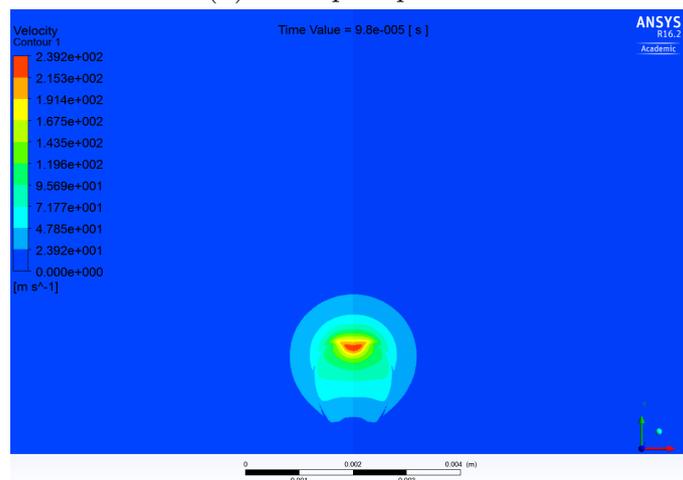
2. Cavitation peening : modélisation par l'étude d'une bulle de cavitation



(a) Forme de la bulle – Fraction volumique de gaz

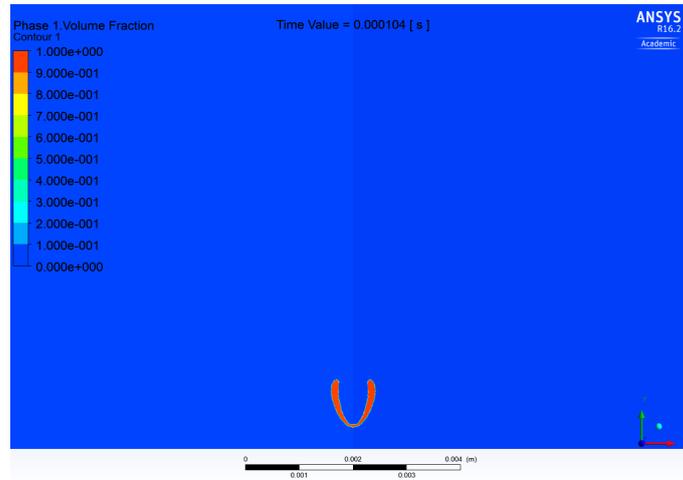


(b) Champ de pression

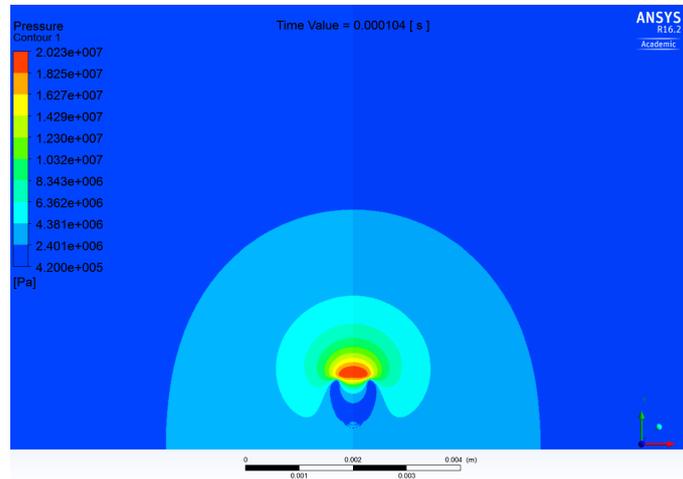


(c) Vitesse du fluide

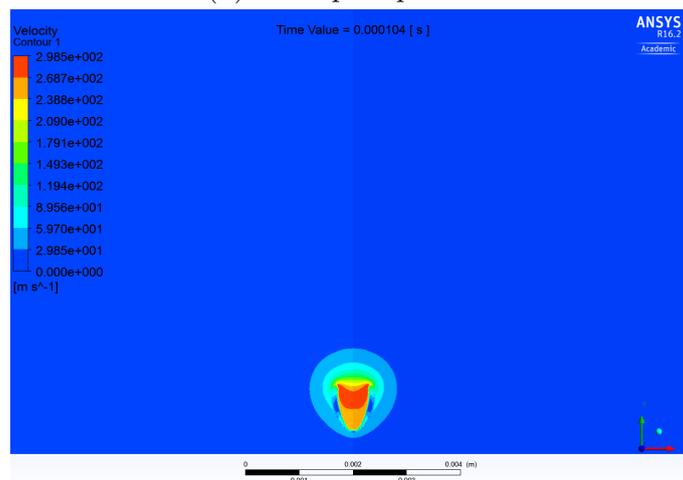
FIGURE 2.19 – Résultats de la simulation à $t = 98 \mu\text{s}$



(a) Forme de la bulle – Fraction volumique de gaz



(b) Champ de pression



(c) Vitesse du fluide

FIGURE 2.20 – Résultats de la simulation à $t = 104 \mu\text{s}$

Ceci permet de valider en quelque sorte le modèle numérique proposé. Toutefois, la compressibilité du liquide n'étant pas prise en compte dans ces modèles, ces vitesses calculées sont quelque peu surestimées.

$$|\dot{R}| \simeq \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_\infty - P_v}{\rho}} \left[\frac{R_o}{R} \right]^{3/2} \quad (2.36)$$

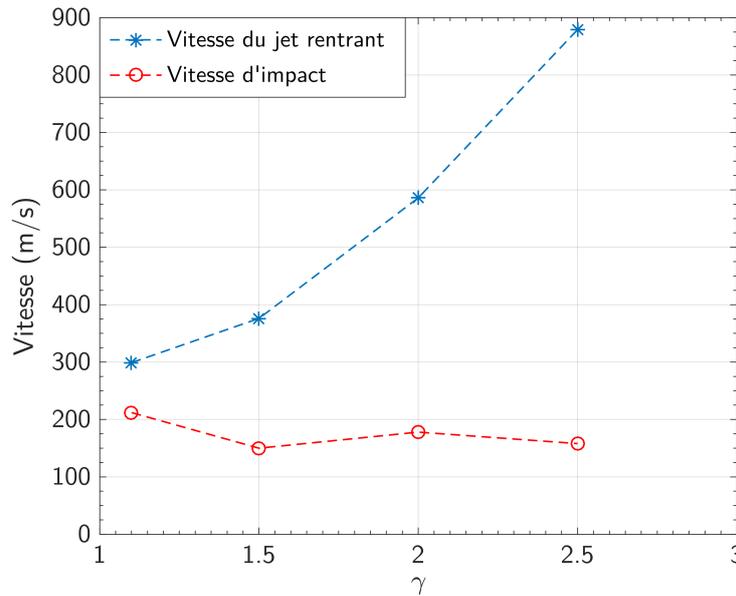


FIGURE 2.21 – Vitesse du jet rentrant dans la bulle (micro-jet) et vitesse d'impact du fluide sur la paroi solide en fonction de la distance à la paroi γ . Les bulles ont pour rayon maximal $R_o = 2$ mm et la pression externe $P_\infty = 0.42$ MPa.

La seconde série de points sur la figure (2.21) représente la vitesse d'impact du fluide sur la surface solide, en fonction de γ . Pendant que le micro-jet augmente de vitesse avec γ , la vitesse d'impact la plus élevée est obtenue pour la plus faible valeur de γ . Ces résultats sont en accord avec les observations expérimentales d'implosion de bulles de cavitation près d'une paroi solide réalisées par Philipp et Lauterborn [PHI 98]. Cela est dû à la couche de liquide située entre la bulle et la surface. Elle produit un effet d'amortissement du jet, réduisant ainsi sa vitesse avant l'impact avec le solide. L'épaisseur de cette bande d'eau augmentant avec γ , son pouvoir de décélération augmente tout autant. En conclusion, plus la bulle est proche de la paroi, plus puissant est l'effet d'impact du micro-jet.

4.4.2 Effet de la pression externe P_∞

En dehors de γ , l'autre paramètre important qui influence le comportement de la bulle est la pression externe dans le liquide P_∞ . Afin d'analyser l'effet de P_∞

sur la vitesse du micro-jet et la vitesse d'impact, une bulle de rayon initial 2 mm, placé à la distance $\gamma = 1.1$ d'une paroi solide est étudiée. Cette valeur de γ a été choisie car la vitesse d'impact est maximale dans ce cas. Comme précédemment, la bulle renferme de l'air avec une pression partielle initiale de 483 Pa. Trois valeurs de surpression ont été considérées : $P_\infty = 0.105, 0.210$ et 0.420 MPa. Les vitesses de jet rentrant et d'impact obtenues sont représentées sur la figure (2.22). Il peut être observé que les deux vitesses augmentent avec la pression externe. En effet, une implosion plus rapide et plus puissante est obtenue lorsque P_∞ est supérieure à la pression atmosphérique. Pour $P_\infty = 0.105$ MPa, qui se rapproche du cas d'une bulle à la pression atmosphérique, une vitesse maximale de 134 m/s est obtenue pour le micro-jet. Cette valeur est de l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux de Philipp et Lauterborn [PHI 98]. Ils ont mesuré un micro-jet de l'ordre de 100 m/s pour une bulle de rayon maximal 1.45 mm placé à $\gamma = 1.1$ de la surface solide. Par ailleurs, l'écart relatif entre la vitesse maximale du micro-jet et la vitesse du fluide au moment de l'impact est la plus faible (6.7%) pour $P_\infty = 0.105$ MPa. Cela provient de la couche de liquide entre la bulle et la surface qui présente une résistance a priori plus élevée lorsque le liquide ambiant est sous pression. Il en découle une décélération plus forte du jet pour $P_\infty = 0.42$ MPa avec un écart important entre les deux vitesses (29%).

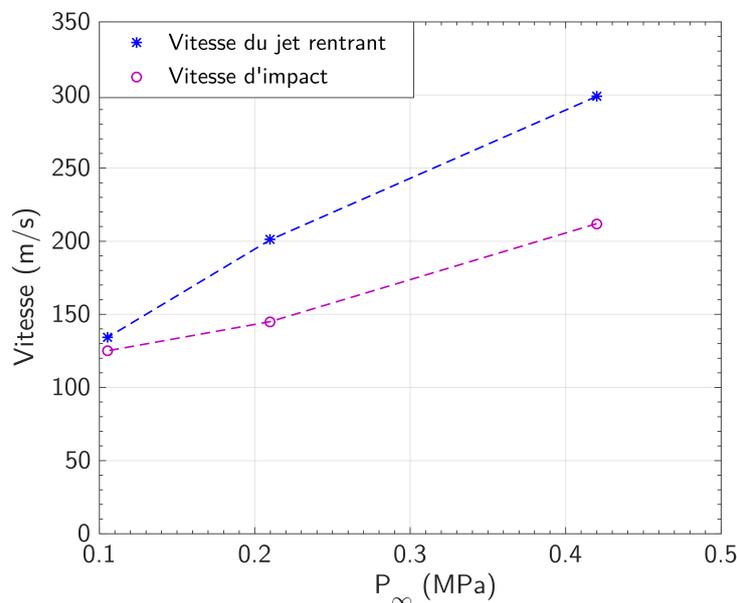


FIGURE 2.22 – Vitesse du jet rentrant dans la bulle (micro-jet) et vitesse d'impact du fluide sur la paroi solide en fonction de la pression externe P_∞ . Les bulles ont pour rayon maximal $R_0 = 2$ mm et sont placées à $\gamma = 1.1$ de la surface

4.5 Théorie d'impact des liquides

L'objectif de l'étude de l'implosion des bulles de cavitation proche d'une paroi est de déterminer la pression exercée sur la surface. Le modèle numérique présenté précédemment ne tenant pas compte de la compressibilité du liquide, il est impossible d'obtenir directement par ces simulations et de manière précise la pression due à l'impact du micro-jet. Toutefois, cette pression peut être calculée de manière indirecte en appliquant la théorie d'impact des liquides.

La théorie développée par Lesser et Field [LES 83] puis adaptée par Field [FIE 99] pour l'étude de l'impact des liquides est adoptée ici. Cette méthode a été employé récemment par Xie *et al.* [XIE 17b] pour l'impact de gouttes d'eau, dans le cadre d'une étude du traitement de surface par jet d'eau pur. Lors de l'impact sur une surface solide, le liquide se comporte dans un premier temps de manière compressible. Le liquide derrière le front d'onde est comprimé et la partie du solide sous la zone de contact est soumise à une forte pression (Figure 2.23). Cette pression est maintenue pendant toute la durée de propagation de l'onde de choc, qui s'effectue à une vitesse supersonique. Pour l'impact sur une surface rigide, la pression maximale au centre du contact est celle dite du « coup de bélier ». Elle s'exprime comme suit :

$$P_{max} = \rho C_1 V_{jet} \quad (2.37)$$

avec C_1 la vitesse des ondes de choc dans le liquide et V_{jet} la vitesse du liquide au moment l'impact. Cette pression d'impact dure pendant un court laps de temps puis elle chute pour stagner à une valeur égale à la pression de Bernoulli :

$$P_{max} = \frac{1}{2} \rho V_{jet}^2 \quad (2.38)$$

La durée totale d'application (temps de montée et de relaxe) de la forte pression du coup de bélier est telle que :

$$\Delta t = \frac{3rV_{jet}}{C_1^2} \quad (2.39)$$

où r est le rayon de courbure de la masse liquide dans la zone de contact. La vitesse de propagation C_1 des ondes de choc dans le liquide dépend de la vitesse du son C_o dans le liquide et de la vitesse du jet par la relation : $C_1 = C_o + kV_{jet}$. k est une constante dont la valeur est sensiblement égale à 2 dans l'eau pour des vitesses allant jusqu'à 1000 m/s. Dans le cas d'une surface non-rigide, la pression d'impact est légèrement plus faible que la pression donnée par la formule (2.37). Cependant, pour la suite nous nous plaçons dans le cas limite d'une surface rigide, qui donne une borne supérieure de la pression.

L'impact du micro-jet sur une surface solide est semblable à l'impact d'une goutte d'eau. À partir de la simulation d'une bulle proche d'une surface solide, la vitesse du

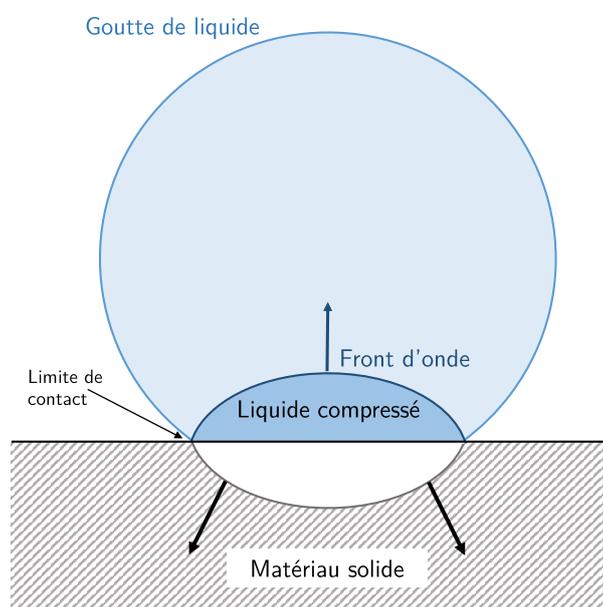


FIGURE 2.23 – Impact d’une goutte de liquide sur un matériau solide montrant le front d’onde de choc dans la goutte et le matériau soumis à une forte compression.

fluide est obtenue à chaque instant. La vitesse d’impact du micro-jet de même que son rayon peuvent ainsi être obtenus, comme montré dans la section précédente. Cela permet d’estimer l’évolution de la pression sur la surface dans le temps à l’aide des formules présentées ci-dessus. En dehors du micro-jet, des ondes de pressions sont également générées lors de l’évolution non-sphérique d’une bulle proche d’une paroi. Toutefois, ces pressions sont beaucoup plus faibles que celles émises au cours du rebond d’une bulle sphérique car la compression est globalement plus faible [OHL 99]. Par conséquent, la seule source de sollicitation considérée dans le cas d’une bulle non-sphérique est l’impact du micro-jet. Il s’agit là du deuxième mode de chargement mécanique des surfaces pendant leur traitement par cavitation.

5 Application au traitement de surface par cavitation

Cette partie concerne l’application de l’approche de modélisation proposée dans cette étude à un cas pratique de mise en compression de surface par cavitation. Pour rappel, lors du traitement par cavitation, les bulles de cavitation sont sources d’ondes de pression et d’impacts de micro-jets suffisamment puissantes pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans le matériau. Des modèles

analytiques et numériques ont été proposés, dans les deux sections précédentes de ce chapitre, afin de déterminer l'intensité de ces ondes de pression et d'impacts de fluide en fonction de différents paramètres. En s'appuyant sur des tests expérimentaux, le but de cette section est d'établir une connexion entre les paramètres des modèles précédents et certains paramètres du procédé puis avec les conséquences mécaniques sur le matériau. En d'autres mots, il s'agit de définir les modalités d'application des modèles proposés à l'étude du traitement de surface par cavitation.

Pour atteindre cet objectif, les résultats expérimentaux obtenu par Klumpp *et al.* serviront de fil rouge. Les auteurs ont réalisé le traitement de surface d'un matériau métallique, en utilisant un jet de cavitation dans une enceinte remplie d'eau sous pression. Par la suite, les contraintes résiduelles introduites ont été mesurées par la méthode de diffraction par rayons X. Les paramètres du procédé ont été optimisés en réalisant en amont des tests d'érosion et en mesurant la vitesse d'érosion. Les paramètres optimaux, c'est-à-dire ceux donnant le débit d'érosion le plus élevé, sont respectivement de 30 MPa pour la pression d'injection et 0.42 MPa pour la suppression de l'enceinte. Une buse dont l'orifice a un diamètre de 2 mm a été utilisée et l'éprouvette d'essai a été placée à 80 mm de l'orifice de la buse. Des détails supplémentaires peuvent être trouvés dans leur publication [KLU 17].

5.1 Propriétés du matériau

Le matériau de l'éprouvette de test est un alliage d'acier AISI4140 dont la composition est donnée dans le tableau (2.2). Il a été soumis à un traitement thermique puis trempé à 450°C.

TABLE 2.2 – Composition chimique de l'acier AISI4140.

| | Fe | Cr | Mn | C | Si | Mo | Ni |
|------|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| wt.% | Équilibre | 1.011 | 0.803 | 0.425 | 0.252 | 0.222 | 0.101 |

Le comportement mécanique d'un alliage AISI4140 trempé à 399°C a été étudié expérimentalement par Thielen *et al.* [THI 76]. La limite élastique obtenue est de l'ordre de $\sigma_Y = 1334$ MPa. La relation contrainte – déformation en compression proposée par les auteurs sera utilisé pour les calculs mécaniques dans cette étude, en considérant un écrouissage isotrope. Les effets de la vitesse de déformation seront négligés par manque de données du matériau.

5.2 Comparaison des deux types de chargement mécanique

Il est rappelé que le chargement mécanique durant le traitement de surface par cavitation peut provenir de l'onde de pression émise par une bulle isolée qui demeure sphérique et/ou de l'impact du micro-jet résultant de l'effondrement asphérique de

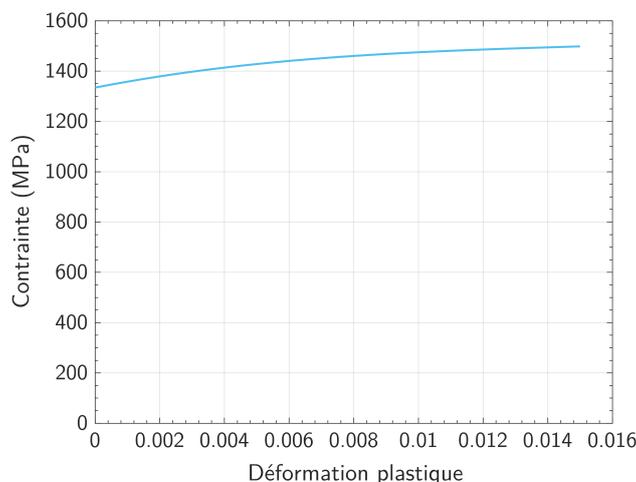


FIGURE 2.24 – Loi de comportement expérimentale de l’alliage AISI4140.

la bulle. Pour comparer les deux sources de chargement, la dynamique d’une même bulle de cavitation est étudiée dans deux situations.

Dans le premier cas, la bulle est isolée et a donc une évolution sphérique. Il est supposé que, dans le meilleur des cas, le rebond de la bulle survient et que l’onde de pression est émise lorsque la bulle se trouve à $3R_{\min}$ de la surface. R_{\min} est le rayon minimal de la bulle à la fin du *collapse* (2.25a). Cette hypothèse est faite tout d’abord parce que les bulles de cavitation statiques demeurent sphériques jusqu’au rebond lorsqu’elles sont initialement à une distance minimale de la paroi égale à 3 fois leur rayon ; ceci provient de diverses études expérimentales [TOM 90]. Par ailleurs, lors de la réalisation du procédé, les bulles sont projetées vers la surface à une vitesse relativement élevée. Cette vitesse est proportionnelle à la pression d’injection et atteint 245 m/s pour une pression de 30 MPa, par exemple. À une telle vitesse, l’influence de la paroi n’est pas la même que dans le cas d’une bulle immobile. De plus, vers la fin de l’implosion, le rayon de la bulle évolue de manière si rapide qu’on peut estimer que la condition $\gamma \geq 3$ est respectée à chaque instant jusqu’au rebond de la bulle. En conclusion, on peut supposer que le modèle de bulle sphérique présenté dans la section est applicable aussi longtemps que la bulle se trouve à une distance supérieure à $3R_{\min}$ de la surface. Dans cette situation, le maximum de pression sur la surface de la pièce est obtenue lorsque le rebond a lieu à $3R_{\min}$ de la paroi car il a été montré que l’intensité de l’onde de pression est inversement proportionnelle à la distance.

Pour le second cas, la bulle initialement sphérique et à son rayon maximal est placée à proximité de la surface (2.25b). Un micro-jet se forme au cours de l’implosion et finit par atteindre la surface. La vitesse d’impact du jet est importante pour estimer la capacité du jet de cavitation. Conformément aux

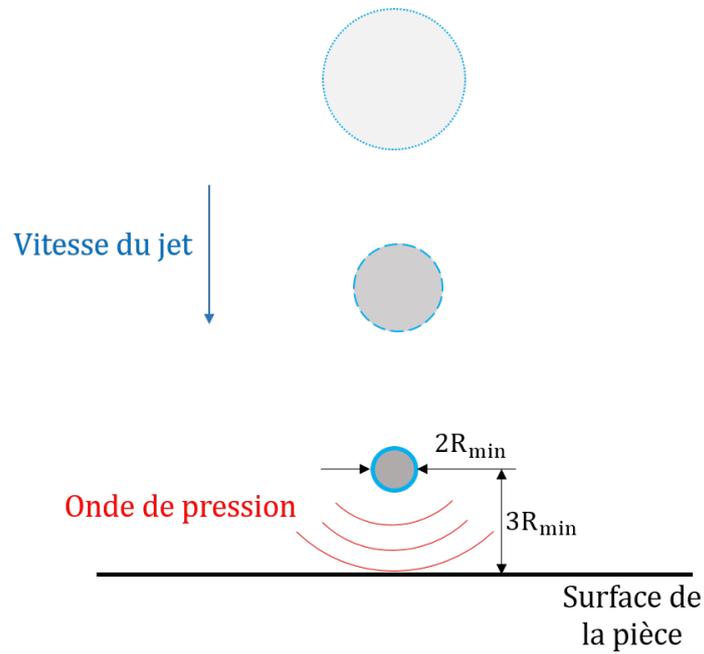
résultats des simulations présentées dans la section 4.4.1, la vitesse d'impact du micro-jet diminue lorsque la distance initiale à la surface augmente à partir de $\gamma = 1$. Ainsi, plus la bulle est proche de la surface, plus forte est la pression d'impact. Pour ce cas aussi, nous plaçons dans les conditions optimales et pour des raisons pratiques, le centre de la bulle est placée à $\gamma = 1.1$. En effet, entre $\gamma = 1$ et 1.1, la bulle touche la paroi dès le début du calcul et l'implosion ne peut être simulé.

Dans les deux cas, la bulle de cavitation est supposé contenir un gaz non-condensable (air) de pression partielle initiale $P_{go} = 483$ Pa. Le rayon initial qui est également le maximum est fixé à $R_o = 2$ mm et la pression externe est prise égale à 0.42 MPa. Cette valeur de pression a été choisie car il s'agit de la pression environnante dans les essais expérimentaux de Klumpp *et al.* [KLU 17]

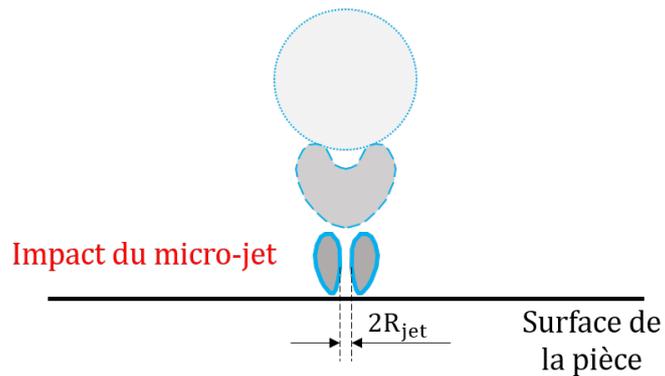
En utilisant le modèle développé dans la section 3.2, la pression maximale sur la surface calculée dans le cas de l'onde de pression est $P_{max} = 3926.8$ MPa. Pour l'impact du micro-jet, la simulation de bulle effectuée dans la section 4.3, correspondant aux conditions présentes, donne une vitesse d'impact de 212 m/s. D'après la théorie d'impact des liquides présentée dans la section 4.5, cette vitesse d'impact correspond à une pression dynamique de 407.9 MPa sur une très courte période de temps, suivi par une pression stable de 22.2 MPa. Ainsi, la comparaison des deux types de chargement montre que la sollicitation provenant de l'onde de pression d'une bulle sphérique est supérieure à celle de l'impact du micro-jet. Vu la forte limite élastique des matériaux généralement traités par cavitation, il peut être conclu que c'est l'onde de pression de la bulle sphérique qui est principalement responsable de l'écrasement des matériaux et de l'introduction des contraintes résiduelles de compression [SON 17a]. Par la suite, seule cette onde de pression sera considérée comme source de chargement mécanique, négligeant ainsi les effets d'impact du micro-jet.

5.3 Contraintes résiduelles dues à une bulle

Les distributions de pression provenant de l'onde émise dans le cas d'une bulle sphérique et calculées avec le modèle proposé ont été utilisées comme condition de chargement pour un calcul mécanique. Pendant le traitement de surface par cavitation, on assiste à la formation d'une myriade de bulles qui s'effondrent, rebondissent et émettent des ondes de pressions. Le rayon maximal de ces bulles est un paramètre du modèle de cavitation proposé. Toutefois, il est très difficile de connaître la valeur de ce paramètre dans les conditions réelles. En effet, l'observation de jet de cavitation montre un amas de bulles, constituant une zone de cavitation dans laquelle il est improbable d'arriver à distinguer clairement des bulles. Un exemple de ces observations peut être trouvé dans les travaux expérimentaux de Soyama *et al.* [SOY 96] ou encore ceux de Liu *et al.* [LIU 17] plus récemment. L'effet de rayon de bulle a été partiellement étudié dans la section 3.7.2 et il a été montré que, dans le cadre de cette étude, le rayon maximal a une influence sur la



(a) Onde de pression.



(b) Impact du micro-jet.

FIGURE 2.25 – Illustration des deux mécanismes du chargement mécanique de la surface dû à une bulle de cavitation. (a) Bulle de cavitation relativement isolée et émission de l'onde de pression. (b) Bulle de cavitation implosant proche d'une paroi solide : formation et impact du micro-jet.

durée de l'onde de pression mais pas sur son intensité. Dans cette partie, un calcul mécanique est effectué à partir des distributions de pression correspondant à trois valeurs de R_o : 0.5, 1 et 2 mm. Les paramètres restent inchangés par rapport à la section 5.2. Les distributions temporelles et radiales obtenues pour chaque valeur de R_o sont représentées sur les figures (2.27) et (2.26).

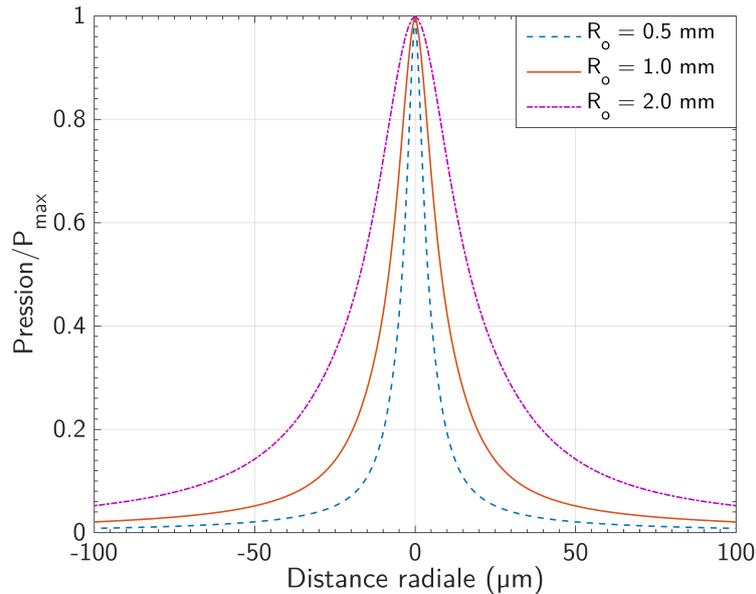


FIGURE 2.26 – Répartition de la pression sur la surface en fonction de la distance radiale. La pression est normalisée par sa valeur maximale.

Un modèle numérique par la méthode des éléments finis est élaboré à l'aide du code commercial ABAQUS/Explicit pour la simulation mécanique. Une configuration axisymétrique est adoptée et un maillage structuré est utilisé pour l'ensemble du modèle. Pour le cas $R_o = 2$ mm, une étude de convergence du maillage a été effectuée et la zone d'intérêt a été discrétisée avec des éléments de dimensions $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. En dehors de cette zone, un maillage plus grossier jusqu'à $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ de dimensions a été utilisé. Par la suite, ce maillage a été adapté pour chaque rayon maximal de bulle. Ainsi, la taille des éléments est divisée par 2 dans chaque direction pour $R_o = 1$ mm et par 4 pour $R_o = 0.5$ mm par rapport aux dimensions utilisées pour $R_o = 2$ mm. Le type d'éléments employé est CAX4R de la bibliothèque du logiciel. Il s'agit d'éléments quadrangle à 4 nœuds et à intégration réduite. Le matériau de pièce est l'alliage d'acier AISI4140 dont les propriétés ont été présentées à la section 5.1.

À la fin du calcul explicite, un calcul final d'équilibre statique est effectué avec ABAQUS/Standard dans le but d'obtenir les contraintes résiduelles. Les figures (2.28) et (2.29) montrent respectivement les profils de déformation plastique

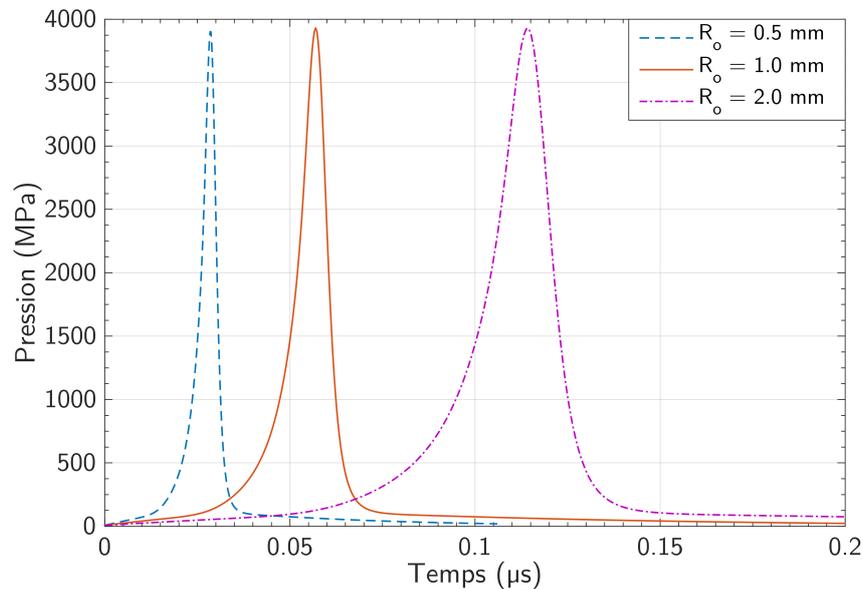


FIGURE 2.27 – Distributions temporelles du chargement provenant de l'onde de pression sur la surface.

cumulée et de contrainte résiduelle dans la pièce en fonction de la profondeur. Ces profils sont obtenus le long de l'axe de symétrie. Une analyse de ces profils montre que l'onde de pression émise par une bulle de cavitation suffit pour introduire de la déformation plastique et des contraintes résiduelles de compression dans le matériau. Un maximum de contrainte de compression entre -600 MPa et -750 MPa est obtenu pour les trois types de bulles étudiés. La contrainte absolue la plus élevée est obtenue pour $R_o = 2$ mm. Ces résultats sont de l'ordre de grandeur du résultat expérimental du procédé (-650 MPa). Cependant, la profondeur en compression calculée qui varie entre $8 \mu\text{m}$ et $32 \mu\text{m}$ est plus faible que celle donnée par les tests ($\leq 400 \mu\text{m}$).

Tout comme la contrainte de compression, la profondeur du matériau affectée par la déformation plastique augmente avec le rayon maximal de bulle et cette variation semble être linéaire. En effet, la profondeur de la zone plastique calculée pour $R_o = 2$ mm est le double de celle correspondant à $R_o = 1$ mm. Ce résultat provient du fait que la distribution radiale non-dimensionnée de la pression est plus large pour les grosses bulles.

La variation du maximum de déformation plastique cumulée est moins sensible. De cette étude, il peut être conclu qu'une bulle de cavitation génère une impulsion de pression suffisante pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans un matériau comme l'acier AISI4140 mais cela n'est pas suffisant pour représenter le procédé de traitement par cavitation dans son ensemble [SON 17b]. Par conséquent,

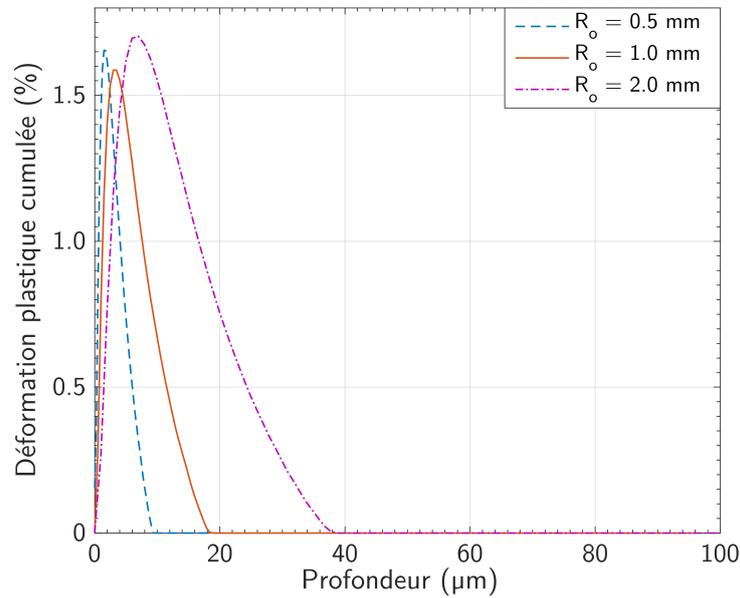


FIGURE 2.28 – Profils de la déformation plastique cumulée le long de l'axe de symétrie en fonction de la profondeur.

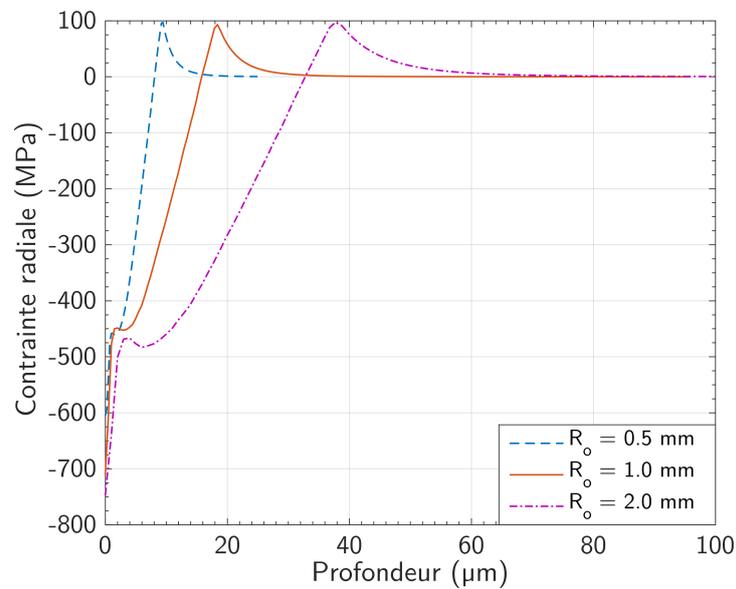


FIGURE 2.29 – Profils de la contrainte radiale résiduelle le long de l'axe de symétrie en fonction de la profondeur.

le modèle proposé a besoin d'être élargi à un niveau macroscopique et le modèle complet d'étude du procédé doit tenir compte de l'ensemble des bulles, en fonction de la zone de cavitation du jet.

5.4 État de surface résultant de l'effet d'une bulle

La géométrie de la surface du matériau est plus ou moins modifiée après un traitement par cavitation, à cause de la déformation plastique superficielle. Le profil théorique de l'indentation due à l'effet de l'onde de pression sur la surface est étudiée dans cette partie pour les trois rayons maximums de bulles précédents. Ce profil est obtenu à la fin de la simulation mécanique en relevant le déplacement vertical de la surface du matériau. Partant d'une surface initialement plane (sans rugosité), la forme de l'indentation est presque conique et peut être caractérisée par sa profondeur h et son diamètre à la base $2r$. Les profils ainsi déterminés pour les trois types de bulles étudiées précédemment sont représentés sur la figure (2.30).

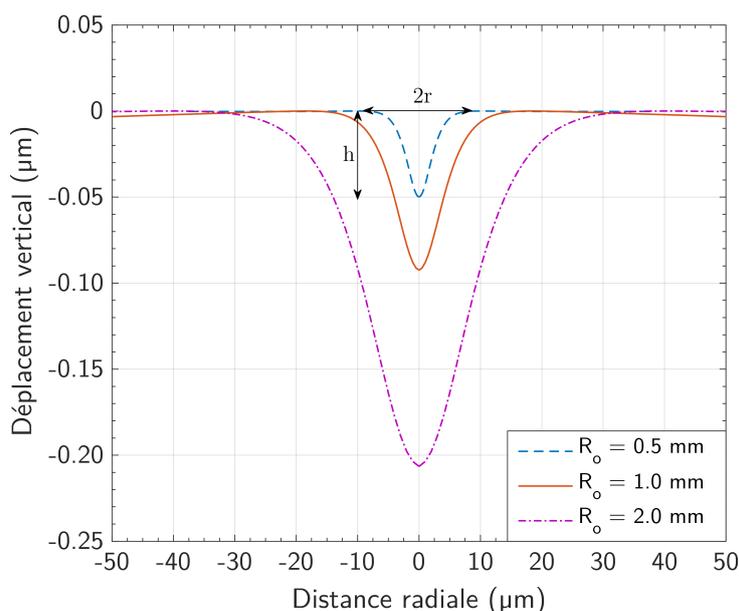


FIGURE 2.30 – Profils des marques d'indentation sur la surface du matériau résultant de l'onde de pression de bulles de différents rayons maximums.

La profondeur h des creux varie entre 50 nm et 207 nm et augmente avec le rayon maximal des bulles, tout comme le diamètre à la base $2r$. Ce dernier se situe entre 20 μm et 80 μm . Il est intéressant de remarquer que le ratio h/r est constant quelque soit le diamètre des bulles et vaut 0.005 pour les cas étudiés. Ce rapport et plus spécialement la profondeur des indentations décrivent la sévérité des marques. Les valeurs obtenues ici sont très faibles, ce qui signifie que

le potentiel de modification de l'état de surface après traitement par cavitation est faible. Il s'agit là de l'une des avantages de ce procédé, une faible rugosité induite.

En dehors de la taille maximale des bulles de cavitation, l'autre paramètre du modèle proposé qui est compliqué à obtenir est la pression partielle initiale de gaz P_{go} . Les profils d'indentation précédents ont été calculés pour une valeur référence $P_{go} = 483$ Pa correspondant à une teneur en air de l'eau $\alpha = 7$ ppm. L'effet de la variation de P_{go} , de $\pm 20\%$ par rapport à la valeur de référence, sur les modifications potentielles induites sur la surface traitée est étudiée. Les ondes de pressions sont donc calculées pour $P_{go} = 386.4, 483$ et 579.6 Pa correspondant respectivement à $\alpha = 5.6, 7$ et 8.4 ppm. Les calculs ont été faits pour les trois rayons maximums de bulle $R_o = 0.5, 1$ et 2 mm. Les paramètres des indentations obtenues sont regroupés dans le tableau (2.3). Une analyse montre que le rapport h/r varie uniquement avec la pression partielle initiale du gaz ; ce rapport augmente pour des valeurs décroissantes de P_{go} . Par ailleurs, pour le même rayon maximal de bulle, le diamètre à la base du creux est presque constant, indépendamment de P_{go} . La profondeur h , quant à elle, dépend à la fois de P_{go} et de R_o .

TABLE 2.3 – Caractéristiques (profondeur h et diamètre $2r$) de l'indentation conique à la surface du matériau pour différents rayons maximums de bulle R_o et en fonction de la teneur en air de l'eau.

| α | P_{go} | R_o | h | $2r$ | h/r |
|----------|----------|--------|---------------------|------------------|--------------|
| 5.6 ppm | 386.4 Pa | 0.5 mm | 0.148 μm | 19 μm | ~ 0.016 |
| | | 1.0 mm | 0.282 μm | 39 μm | |
| | | 2.0 mm | 0.626 μm | 74 μm | |
| 7.0 ppm | 483.0 Pa | 0.5 mm | 0.050 μm | 20 μm | ~ 0.005 |
| | | 1.0 mm | 0.093 μm | 37 μm | |
| | | 2.0 mm | 0.207 μm | 80 μm | |
| 8.4 ppm | 579.6 Pa | 0.5 mm | 0.010 μm | 20 μm | ~ 0.001 |
| | | 1.0 mm | 0.025 μm | 34 μm | |
| | | 2.0 mm | 0.050 μm | 80 μm | |

Comme conclusion, les caractéristiques d'indentation calculées pourraient aider à déterminer approximativement le rayon maximum des bulles présent dans le jet de cavitation pendant le traitement. En effet, en analysant l'état de surface de la pièce traitée, le diamètre et la profondeur des marques peuvent être déterminés. Selon le ratio h/r obtenu, la valeur de P_{go} peut être approximée. Puis, une interpolation/extrapolation peut être faite pour retrouver la valeur de R_o , à l'aide des données du tableau (2.3). Bien évidemment, les caractéristiques h et $2r$ calculées dépendent des propriétés mécaniques du matériau traité. Les résultats du tableau précédent ne sont donc applicables que pour le matériau étudié (AISI4140) ou un matériau qui s'en rapproche mécaniquement.

6 Synthèse

Dans ce chapitre, une méthodologie d'étude du traitement de surface par cavitation a été présentée. Elle a permis de mettre en évidence la principale problématique de la modélisation des procédés impliquant la cavitation : la détermination du chargement mécanique. Pour lever ce verrou, les deux sources possibles du chargement mécanique provenant d'une bulle de cavitation ont été étudiées. Il s'agit d'un côté de l'onde de pression émise par une bulle sphérique isolée et de l'autre côté l'impact du micro-jet issu du *collapse* non-sphérique d'une bulle proche d'une paroi. Un modèle pour l'étude des bulles isolées a été proposé et a permis de déterminer en un point donné, à partir d'un certain nombre de paramètres, la valeur de la pression à un instant donné. Diverses études paramétriques ont été menées et ont démontré l'importance de la surpression ambiante dans la réalisation du traitement par cavitation, grâce à l'effet multiplicateur qu'elle a sur l'onde de pression générée. Des simulations de l'évolution de bulles non-isolées ont été aussi réalisées pour étudier le niveau de pression généré par l'impact du micro-jet. Les distributions de pression issues des deux sources de chargement ont ensuite été comparées et il en est ressorti que l'onde de pression issue des bulles est la principale cause de la déformation plastique des surfaces traitées ; en effet cette pression est beaucoup plus élevée que la pression d'impact du micro-jet. Pour finir, l'approche de modélisation proposée a été appliquée à un cas pratique de mise en compression de surface par cavitation. L'intensité de la contrainte résiduelle obtenue par simulation mécanique à partir de l'onde de pression d'une bulle est du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux. Cependant, la profondeur en compression simulée est plus faible. Il a donc été conclu que le modèle basé sur une bulle est insuffisant pour étudier le procédé dans son ensemble. Il est nécessaire d'adapter ce modèle à un niveau macroscopique en tenant compte de l'ensemble des bulles de cavitations. Ce sera l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Traitement de surface par cavitation : étude du jet cavitant et modèle macroscopique

Ce chapitre est complémentaire du précédent et constitue la dernière pièce du puzzle de la modélisation du traitement de surface par cavitation. Elle se concentre sur la simulation du jet d'eau submergé contenant les bulles de cavitation. Les modèles de turbulence et de cavitation utilisés pour l'étude du jet de cavitation sont présentés. Par la suite, le modèle macroscopique proposé pour le procédé est exposé ; il se base sur la distribution spatiale de la fraction volumique de vapeur pour déduire la répartition globale du chargement mécanique. Une étude paramétrique est effectuée dans la dernière partie et concerne essentiellement les caractéristiques de l'orifice de la buse.

Sommaire

| | | |
|----------|--|------------|
| 1 | Introduction | 107 |
| 2 | Modélisation numérique du jet cavitant | 108 |
| 2.1 | Modélisation de la turbulence | 109 |
| 2.2 | Modèle de cavitation | 114 |
| 3 | Simulation du jet | 116 |
| 3.1 | Géométrie du modèle | 117 |
| 3.2 | Méthodes numériques | 118 |
| 3.3 | Résultats de la simulation du jet | 118 |
| 3.4 | Autre géométrie interne de buse | 118 |
| 4 | Modèle macroscopique de <i>cavitation peening</i> | 120 |
| 4.1 | Distribution de pression | 121 |
| 4.2 | Calcul des contraintes résiduelles | 122 |
| 5 | Synthèse | 124 |

1 Introduction

La modélisation et l'analyse du jet cavitant constituent l'un des principaux points dans la méthodologie proposée pour étudier le traitement de surface par cavitation. Cette étape intervient non seulement au tout début de l'étude, mais aussi vers la fin pour établir un modèle complet de *cavitation peening*. En effet, c'est à ce niveau que se résout la question préliminaire concernant la manière de générer un jet contenant des bulles de cavitation, ce qui est la base du présent procédé. La réponse se traduit par l'intensité de la cavitation générée en fonction de certaines gammes de paramètres d'entrée. Par ailleurs, il a été montré dans le chapitre précédent que l'étude de l'effet d'une bulle de cavitation est nécessaire mais pas suffisante pour modéliser le *cavitation peening*. Et donc, pour compléter et boucler le modèle proposé, il est important de localiser les zones de cavitation ; cela passe par la simulation du jet cavitant. Cette dernière permettra d'aboutir à un modèle macroscopique final pour l'étude du procédé.

D'après le principe de la mise en œuvre du présent procédé de traitement de surface, qui consiste à envoyer un jet d'eau de forte pression dans une masse liquide, la cavitation peut se retrouver à différents endroits. Elle peut prendre naissance au niveau de l'orifice de la buse et/ou plus loin dans le jet. En effet, lors du passage du jet à travers la buse, il y a une réduction de la section du flux : c'est la *vena contracta*. Il en résulte une augmentation de la vitesse du fluide et une diminution locale de la pression. Les bulles de cavitation sont formées au niveau de cette dépression, où la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante [SOU 14, QIU 16], comme le montre la figure (3.1). La géométrie de l'orifice de la buse est un paramètre important dans la création ou non de ce type de bulles de cavitation. Par ailleurs, dans le cas d'un jet submergé, les contraintes de cisaillement et la turbulence dues à la pénétration du jet dans une masse d'eau peuvent également générer de la cavitation loin de la buse [JOS 98]. Dans le cas présent, les deux facteurs décrits peuvent influencer l'apparition de la cavitation. En effet, les bulles créées à la sortie de la buse peuvent bénéficier d'un effet d'entraînement à cause de la vitesse du fluide. En conséquence, leur collapsus n'intervient que quelques dizaines de millimètres plus loin en fonction du débit du jet, ce qui les rapproche de la surface du matériau [PEN 17]. Cet aspect a été étudié numériquement à partir de modèles de transport de bulles développés, entre autres, par Alehossein, Qin [ALE 07, QIN 07] et Kumar *et al.* [KUM 07]. Évidemment, les bulles créées dans le jet loin de la buse permettent eux aussi d'introduire les contraintes résiduelles de compression dans les matériaux traités, grâce à leur proximité avec la surface.

La répartition des bulles de cavitation dans le jet tient une place importante dans l'approche de modélisation proposée. En effet, pendant la mise en compression par cavitation, il y a une multitude de bulles qui émettent presque instantanément des ondes de pression dirigées vers la surface. La partie de la surface du matériau impactée par ces ondes de pression dépend vraisemblablement de la localisation des bulles de cavitation dans le jet. La répartition de la fraction volumique de vapeur

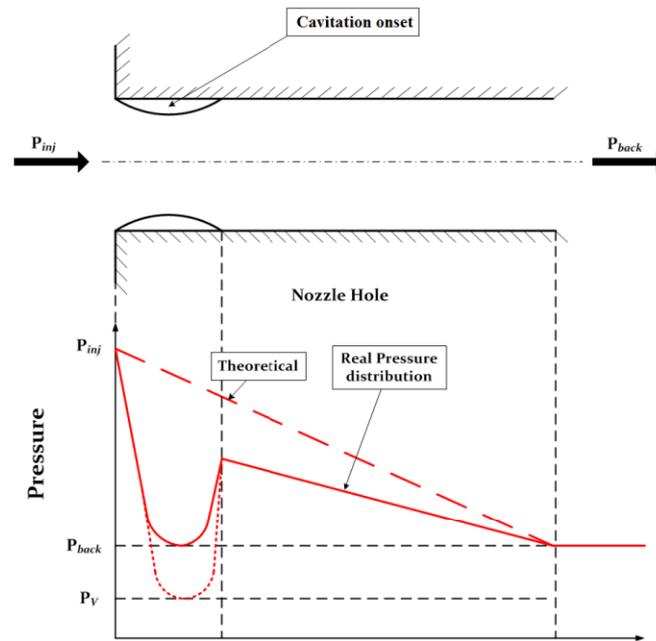


FIGURE 3.1 – Illustration de la formation de la cavitation dans l'orifice de la buse [MOH 14]

dans une section du jet cavitant devrait donner une idée de l'emplacement global des bulles, et par conséquent une indication sur la distribution spatiale de la pression exercée sur la surface. C'est la base du modèle macroscopique proposé et qui sera développé plus loin.

Dans le cadre de cette étude, la turbulence est supposée jouer un rôle majeur dans la génération de la cavitation. Ainsi, la modélisation numérique du jet cavitant nécessite de prendre en compte les phénomènes de turbulence et de transfert de masse par cavitation. Les deux modèles choisis pour représenter ces phénomènes seront présentés dans la première partie de ce chapitre, suivis des résultats de la simulation numérique du jet. Le modèle macroscopique de *cavitation peening*, basé sur l'effet d'une bulle et sur la répartition des zones de cavitation sera ensuite exposé. Les contraintes résiduelles calculées à partir de ce modèle seront comparées avec un cas pratique de mise en compression par cavitation. Enfin, une étude de paramètres sera effectuée afin de montrer l'influence de certains paramètres du procédé comme les pressions d'injection et externe, la géométrie de la buse etc. sur les caractéristiques du jet cavitant.

2 Modélisation numérique du jet cavitant

Le modèle numérique élaboré pour la simulation du jet d'eau submergé est présenté dans cette section. Le jet cavitant est un mélange d'eau liquide et de vapeur

d'eau. Le modèle utilisé pour l'étude est donc un modèle biphasique liquide – vapeur, qui combine la turbulence et le transfert de masse entre les deux phases. Une hypothèse de non-glissement est faite entre les deux phases qui sont supposées être en équilibre thermique. Une approche à un fluide peut donc être adoptée. Le mélange est donc modélisé comme un fluide avec des propriétés physiques variant localement en fonction de la fraction volumique locale des phases. Les équations du problème ont été résolues numériquement à l'aide du logiciel de mécanique des fluides ANSYS Fluent. Pour prédire la turbulence, le modèle *realizable k – ε* a été utilisé. Le transfert de masse par cavitation entre le liquide et le gaz a été pris en compte grâce au modèle de Schnerr – Sauer.

2.1 Modélisation de la turbulence

2.1.1 Nombre de Reynolds

La nature turbulente ou non d'un écoulement est déterminée en calculant le nombre de Reynolds Re . Il s'agit d'un paramètre non-dimensionnel qui représente le rapport entre les forces d'inertie qui tendent à propager les tourbillons, et les forces de frottement ou visqueuses qui tendent à les faire disparaître. Pour les écoulement internes, le régime turbulent est considéré atteint lorsque $Re > 3000$. Le nombre de Reynolds s'exprime sous la forme :

$$Re = \frac{\rho U L}{\mu} \quad (3.1)$$

avec ρ la masse volumique du liquide, μ sa viscosité dynamique, U la vitesse caractéristique du fluide et L une longueur caractéristique de l'écoulement. Pour un fluide traversant une buse, L est égal au diamètre d_h de l'orifice. Dans le cas du traitement de surface par cavitation, la vitesse de l'écoulement peut être estimée à partir de la formule suivante dérivée de l'équation de Bernoulli, en négligeant toute perte de charge :

$$U = \sqrt{\frac{2(P_i - P_\infty)}{\rho}} \quad (3.2)$$

$$Re = \frac{d_h}{\mu} \sqrt{2\rho(P_i - P_\infty)} \quad (3.3)$$

où P_i et P_∞ représentent respectivement la pression d'injection de l'eau et la pression ambiante externe. En reprenant l'exemple d'application étudié dans le chapitre précédent, une pression d'injection de 30 MPa à travers une buse de 2 mm de diamètre donne un nombre de Reynolds supérieur à 485 000. Cela est largement supérieur à la limite du régime turbulent. La mise en compression par cavitation est généralement réalisée avec une pression d'injection supérieure à 20 MPa à travers une buse de diamètre compris entre 1 et 2 mm. L'écoulement, dans le cas du présent procédé, se caractérise donc par un nombre de Reynolds supérieur à 200 000 et est

par conséquent purement turbulent. Cela justifie la prise en compte du phénomène de turbulence dans la modélisation numérique du jet cavitant.

2.1.2 Modèles de turbulence

Les écoulements turbulents sont caractérisés par des tourbillons qui peuvent être classés en fonction de leurs dimensions. Les larges tourbillons possèdent une dimension et une vitesse comparables respectivement à une longueur caractéristique et à la vitesse de l'écoulement moyen. Ces tourbillons tirent leur énergie de l'écoulement moyen et les transfèrent aux plus petits. Ces derniers sont responsables de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence.

En mécanique des fluides, les méthodes pour simuler le phénomène de turbulence peuvent être regroupées en trois groupes : la simulation numérique directe ou *Direct Numerical Simulation* (DNS), le modèle *Large Eddy Simulation* (LES) et les modèles de moyenne de Reynolds ou *Reynolds – Averaged Navier – Stokes* (RANS). La méthode DNS consiste à résoudre numériquement et directement les équations complètes de Navier – Stokes pour toutes les échelles de tourbillon, des plus petites aux plus larges, et donc sans aucune modélisation. Cela nécessite d'énormes ressources de calcul proportionnelles au cube du nombre de Reynolds de l'écoulement. Cette méthode n'est donc pas pratique pour des applications industrielles impliquant un nombre de Reynolds élevé (caractéristique des phénomènes de turbulence). Par ailleurs, il n'est pas possible d'utiliser cette méthode avec le logiciel ANSYS Fluent pour la résolution des problèmes de turbulence.

Avec le modèle LES, les tourbillons de large dimension sont résolus directement alors que les tourbillons de plus petite échelle sont modélisés. Il se caractérise par une version modifiée des équations de Navier – Stokes afin de ne résoudre que les tourbillons dont la dimension est supérieure à la dimension caractéristique de l'écoulement. Les petits tourbillons sont pris en compte par l'ajout d'un terme appelé *subgrid-scale stress*. Cela permet d'utiliser un maillage moins fin et un pas de temps plus grand que pour le DNS, mais le niveau des ressources numériques nécessaire demeure trop élevé pour la plupart des applications pratiques.

Enfin, les modèles RANS sont les plus utilisés pour les calculs industriels. Avec cette méthode, toutes les échelles de tourbillon sont modélisées et la turbulence est simulée grâce à la résolution des équations de Navier – Stokes moyennées dans le temps. Notons qu'il existe des modèles hybrides comme le *Detached Eddy Simulation* (DES) associant le LES dans les zones loin de toute paroi où la turbulence est la plus puissante, et un modèle RANS en proche paroi afin de réduire les besoins en ressources de calcul. Sur le papier, ce modèle combine donc les avantages des deux types d'approches précitées : une meilleure définition des contours du jet par rapport aux modèles RANS, et un temps de calcul légèrement réduit par rapport au pur LES. Cependant dans les faits, le DES possède un certain nombre de faiblesses relevées par Spalart [SPA 09] dans son excellente revue bibliographique

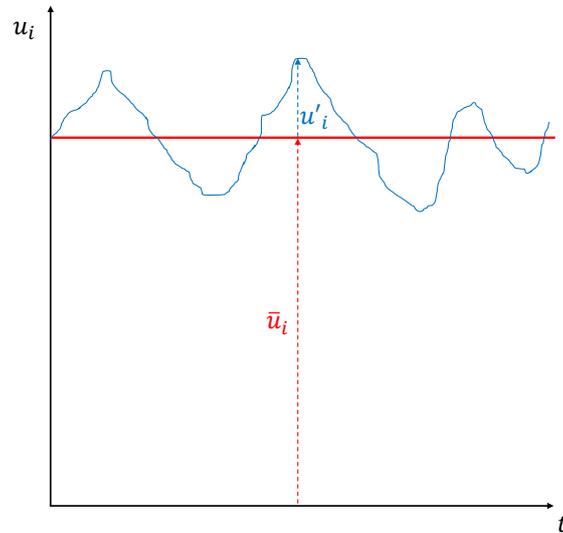


FIGURE 3.2 – Principe de décomposition des variables dans les modèles RANS.

sur ledit modèle. En effet, dans certaines situations, le DES s'est montré moins précis qu'un modèle RANS utilisé sur le même maillage. Par ailleurs, l'utilisation du DES requiert de satisfaire à un certain nombre de règles strictes en matière de maillage du domaine. Par exemple, un maillage trop fin pour le modèle RANS mais trop grossier pour le LES, pourrait conduire à un résultat peu fiable. Cela rend le modèle un peu trop dépendant du maillage avec une impossibilité d'atteindre une convergence. Ce problème a été mis en avant par Travin *et al.* [TRA 00] qui ont remarqué que le maillage le plus fin n'est pas toujours celui qui donne le résultat le plus proche des tests expérimentaux avec le DES.

2.1.3 Modèle RANS *Realizable* $k - \varepsilon$

L'approche RANS est celle choisie lors de cette étude pour deux raisons. D'une part, ces modèles donnent des résultats relativement corrects avec un temps de calcul raisonnable. D'autre part, la finalité de cette étude, c'est le calcul rapide des contraintes résiduelles dues au traitement de surface par cavitation. La simulation de la turbulence est nécessaire pour atteindre cet objectif, mais le niveau de précision requis n'est pas suffisamment élevé pour justifier l'utilisation de modèles très pointus de turbulence au détriment du temps de calcul.

La méthode RANS consiste à décomposer les variables de l'équation de Navier – Stokes en une composante moyennée dans le temps et en une composante variable par rapport à la valeur moyenne. À titre d'exemple, la composante u_i de la vitesse instantanée s'écrit :

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (3.4)$$

avec \bar{u}_i la composante moyenne et u'_i la composante variable (Figure 3.2). Les variables scalaires telles que la pression, l'énergie etc. s'écrivent elles aussi de manière similaire. La moyenne est faite en une position spatiale donnée, sur un intervalle de temps telle que la moyenne de la partie variable soit nulle, par exemple $\overline{u'_i} = 0$.

En remplaçant les expressions de cette forme pour les variables de l'écoulement dans les équations de la continuité et du bilan de la quantité de mouvement, les équations de Reynolds sont obtenues après moyennation dans le temps et s'expriment sous la forme tensorielle suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_j) = 0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} \quad (3.6)$$

$$R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (3.7)$$

Ces équations sont similaires à celles classiques de Navier – Stokes, avec la vitesse et autres variables solutions représentant les valeurs caractéristiques de l'écoulement moyen. Le terme additionnel $R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j}$ est le tenseur de Reynolds qui représente les effets de la turbulence. Il doit être modélisé par rapport aux valeurs moyennes afin de compléter le système d'équations et pour pouvoir résoudre le problème.

La méthode utilisée par les modèles RANS pour déterminer le terme R_{ij} est basée sur l'hypothèse de Boussinesq [HIN 75]. Elle permet d'exprimer le tenseur de Reynolds en fonction du gradient de la vitesse moyenne, en introduisant une viscosité de turbulence μ_t .

$$R_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (3.8)$$

Le principal avantage de cette approche est qu'elle nécessite des ressources de calcul inférieures à celle des modèles dits du *Reynolds – Stress Models* (RSM) basés sur la résolution des équations de transport de Reynolds pour chaque terme de R_{ij} , en plus d'une équation pour la vitesse de dissipation de turbulence (soit 5 équations en 2D).

Avec les modèles $k - \varepsilon$, seules deux équations de transport supplémentaires sont résolues, l'une pour l'énergie cinétique de turbulence k et l'autre pour la vitesse de dissipation de la turbulence ε . La viscosité de turbulence est ensuite calculée en fonction de k et ε .

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (3.9)$$

$$\varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (3.10)$$

$$\mu_t = f \left(\frac{\rho k^2}{\varepsilon} \right) \quad (3.11)$$

Le modèle *Realizable* $k - \varepsilon$ proposé par Shih *et al.* [SHI 95] diffère des deux autres types de modèle $k - \varepsilon$ (*Standard* et *Renormalization Group RNG*) par la méthode de calcul de la viscosité de turbulence μ_t et par l'équation de transport permettant d'obtenir ε . Par ailleurs, des contraintes mathématiques sont affectées à la contrainte de Reynolds, de manière à ce que cela soit en accord avec la physique du phénomène de turbulence : d'où le terme *Realizable*. Cela permet d'obtenir de meilleurs résultats par rapport au *Standard* $k - \varepsilon$ pour un grand nombre de types de jets [SHI 95, KIM 97] et spécialement pour les jets ronds de diffusion. Ces deux contraintes concernent la positivité de la contrainte normale $\overline{u'_i u'_j} > 0$ et la vérification de l'inégalité de Schwartz pour les contraintes de cisaillement : $(\overline{u_i u_j})^2 \leq \overline{u_i^2} \overline{u_j^2}$. Il peut arriver que les deux autres modèles ne vérifient pas ces conditions quand le gradient de vitesse est très important.

En négligeant les effets de transfert thermique et de compressibilité du liquide, l'énergie cinétique de turbulence k et le taux de dissipation ε sont obtenues à partir des deux équations de transport suivantes :

$$\frac{D}{Dt}(\rho k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - \rho \varepsilon - Y_M \quad (3.12)$$

$$\frac{D}{Dt}(\rho \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \rho C_1 S \varepsilon - \rho C_2 \frac{\varepsilon^2}{k + \sqrt{\nu \varepsilon}} \quad (3.13)$$

Dans ces équations, $\frac{D}{Dt}$ est la dérivée particulaire, G_k représente la génération de l'énergie cinétique de turbulence due aux gradients de la vitesse moyenne, Y_M représente les effets de la compressibilité du fluide sur la turbulence et C_2 une constante. σ_k et σ_ε sont également des constantes représentant les nombres de Prandtl pour k et ε . La viscosité de turbulence μ_t est calculée en fonction de C_μ , qui n'est pas constant contrairement aux autres modèles $k - \varepsilon$. Son calcul est détaillé dans le guide théorique du logiciel utilisé ANSYS Fluent [ANS 13]. Les trois constantes du modèle ont été déterminés sur la base d'expériences : $C_2 = 1.9$, $\sigma_k = 1.0$ et $\sigma_\varepsilon = 1.2$.

Le terme G_k de la production d'énergie cinétique de turbulence s'exprime tel que :

$$G_k = -\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \quad (3.14)$$

En prenant en compte l'hypothèse de Boussinesq, l'expression finale de G_k est :

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (3.15)$$

avec

$$S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \quad (3.16)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.17)$$

Le paramètre C_1 est tel que :

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right] \quad (3.18)$$

$$\eta = S \frac{k}{\varepsilon} \quad (3.19)$$

La compressibilité peut affecter le phénomène de turbulence à travers la dissipation par dilatation dans les écoulements à vitesse (nombre de Mach) relativement élevée. Pour prendre en compte cet effet, un terme Y_M est inclus dans les équations de turbulence et d'après le modèle proposé par Sarkar et Balakrishnan [SAR 90], il s'exprime comme suit :

$$Y_M = 2\rho\varepsilon M_t^2 \quad (3.20)$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (3.21)$$

avec M_t le nombre de Mach turbulent et $a = \sqrt{\gamma RT}$ la vitesse du son. γ est l'indice adiabatique.

Il est connu que les modèles $k - \varepsilon$ ne sont pas valables dans les parties proches d'une paroi. Pour contourner ce problème, des formules semi-empiriques sont utilisées pour modéliser l'écoulement dans la zone entre la paroi et la partie purement turbulente. Ce sont les *Wall Functions*. Pour étudier le traitement de surface par cavitation, seules les zones de cavitation dans l'écoulement à l'extérieur de la buse sont importantes. La cavitation générée près des parois dans la buse n'a pas besoin d'être simulée de manière très précise. Aussi, les fonctions standards (*Standard Wall Functions*) sont utilisées en association avec le modèle *Realizable $k - \varepsilon$* .

2.2 Modèle de cavitation

Le jet d'eau submergé dans le cadre du traitement de surface par cavitation fait intervenir deux phénomènes que sont la turbulence et le transfert de masse par cavitation. À température constante, la turbulence peut créer des zones de dépression propices à l'apparition de la cavitation. Le liquide peut également contenir des micro-bulles (*nuclei*) qui peuvent s'élargir et former de grosses zones de cavitation lorsqu'elles entre dans une de ces zones de dépression. Après la présentation du modèle de turbulence, le modèle utilisé pour prendre en compte la cavitation est présentée dans cette section.

Tout comme pour la modélisation de la turbulence, l'écoulement est constitué d'une phase liquide et d'une phase de vapeur qui peuvent s'interpénétrer. Le transfert de masse entre la phase liquide et la phase gazeuse est supposé s'effectuer dans les deux sens : la formation des bulles (évaporation) et le *collapse* (condensation) sont

modélisés sur la base de l'équation classique de Rayleigh – Plesset. Ce transfert de masse est défini comme positif dans le sens liquide \rightarrow vapeur. Les modèles de cavitation reposent sur l'hypothèse que le liquide contient des micro-bulles. Ainsi, en supposant une vitesse de glissement nulle entre le fluide et les bulles, la dynamique des bulles est gouvernée par l'équation suivante :

$$R_b \frac{d^2 R_b}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_b}{dt} \right)^2 = \frac{P_b - P}{\rho_l} - \frac{4\nu_l}{R_b} \dot{R}_b - \frac{2\sigma}{\rho_l R_b} \quad (3.22)$$

avec R_b le rayon instantané de la bulle, σ la tension de surface, ρ_l et ν_l la masse volumique et la viscosité cinématique du liquide, P_b la pression à l'interface de la bulle et P la pression locale dans le liquide. En négligeant les termes du second ordre et la tension de surface, l'équation (3.22) devient :

$$\frac{dR_b}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_b - P}{\rho_l}} \quad (3.23)$$

En l'absence de gaz non-condensable, la pression de la bulle P_b est égale à la pression de vapeur saturante P_v . Les différents modèles de cavitation évoqués dans ce chapitre sont basés sur cette équation qui permet de prendre en compte la dynamique de la bulle. Afin de calculer le déplacement du mélange, l'équation de transport suivante est utilisée :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha \rho_v) + \nabla \cdot (\alpha \rho_v U_v) = R_e - R_c \quad (3.24)$$

où α est la fraction volumique de vapeur, ρ_v la masse volumique de la vapeur, U_v le champ de vitesse de la phase gazeuse, R_e et R_c les termes représentant le transfert de masse entre les deux phases. Ces deux dernières quantités sont modélisés sur la base de l'équation (3.23) traduisant la croissance ou la décroissance du volume des bulles.

Trois modèles de cavitation sont implémentés pour les écoulements biphasiques dans le logiciel utilisé. Ces modèles diffèrent par la méthode de calcul de la fraction volumique de vapeur α et des termes de transfert de masse (R_e et R_c). Le modèle de Singhal *et al.* [SIN 02] est un modèle complet de cavitation, il prend en compte le gaz non-condensable contenu dans les bulles, grâce à la teneur en air de l'eau. Cependant, ce modèle est très difficile à faire converger en association avec les modèles de turbulence, aussi est il conseillé d'utiliser plutôt les deux autres modèles de cavitation à savoir celui de Zwart-Gerber-Belamri [ZWA 04] ou celui de Schnerr et Sauer [SCH 04]. Ces deux modèles sont compatibles avec tous les modèles de turbulence mais l'effet du gaz non-condensable n'y est pas inclus.

Pour cette étude, le choix s'est porté sur le modèle de Schnerr et Sauer car il ne contient qu'un seul paramètre, la densité de bulles. Étant donné que les paramètres de cavitation sont pratiquement impossibles à déterminer dans le cadre de la réalisation du traitement de surface, les méthodes nécessitant le moins de paramètres

possibles sont privilégiés dans la démarche de modélisation. Avec le modèle adopté, l'expression du terme représentant le transfert de masse nette du liquide vers la vapeur est :

$$R = R_e - R_c = \frac{\alpha(1-\alpha)}{\rho} \frac{d\alpha}{dt} \quad (3.25)$$

En se basant sur l'expression (3.26) pour relier la fraction volumique de vapeur α au nombre de bulle par unité de volume n_b , les équations (3.28) et (3.27) sont obtenues pour le transfert de masse nette du liquide vers le gaz (évaporation $P \leq P_v$) et le rayon de bulle.

$$\alpha = \frac{n_b \frac{4}{3} \pi R_b^3}{1 + n_b \frac{4}{3} \pi R_b^3} \quad (3.26)$$

$$R_b = \left(\frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{3}{4\pi} \frac{1}{n_b} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.27)$$

$$R = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha (1-\alpha) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_l}} \quad (3.28)$$

Le même raisonnement est fait pour la condensation lorsque $P \geq P_v$. Dans ce cas, l'équation (3.28) s'écrit :

$$R = \frac{\rho_v \rho_l}{\rho} \alpha (1-\alpha) \frac{3}{R_b} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P - P_v}{\rho_l}} \quad (3.29)$$

Les équations (3.28) et (3.29) constituent la forme finale du modèle de cavitation. Plusieurs études ont montré l'influence de la turbulence sur les écoulements avec cavitation [STO 95, KEL 97]. Dans cette étude, l'influence locale de la turbulence sur la pression de vapeur saturante est prise en compte de la même manière que dans la modèle de Singhal *et al.* La pression de vapeur P_v dans les équations précédentes est corrigée en fonction de l'énergie cinétique de turbulence k .

$$P_v = P_{vo} + \frac{1}{2} (0.39k\rho) \quad (3.30)$$

avec P_{vo} la pression de vapeur saturante à la température considérée (2300 Pa pour l'eau à 20 °C).

3 Simulation du jet

Un modèle numérique a été établi afin de simuler le jet d'eau submergé dans le cadre des essais de traitement de surface par cavitation présentés dans le chapitre précédent. Ces essais concernent le traitement d'un alliage d'acier AISI4140 à

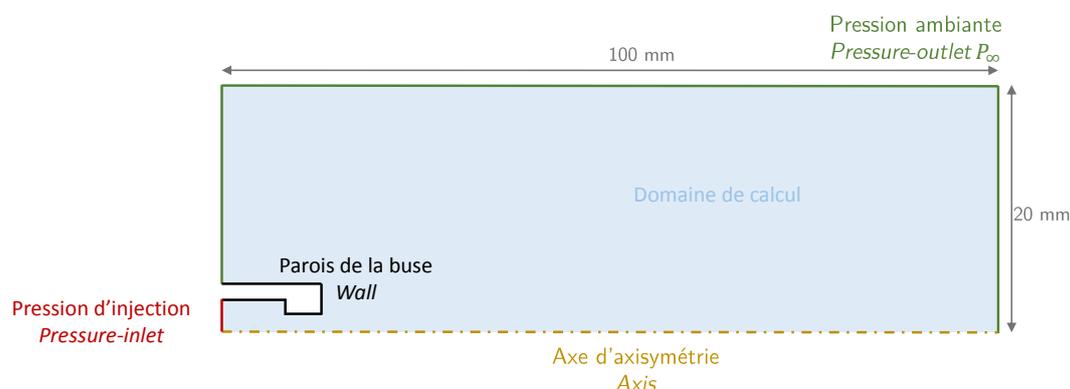


FIGURE 3.3 – Représentation schématique de la géométrie du modèle pour la simulation du jet d'eau submergé contenant les bulles de cavitation.

l'aide d'un jet d'eau de pression 30 MPa, injecté dans un réservoir sous pression. La pression à la sortie du réservoir est de 0.42 MPa. Les dimensions du réservoir étant inconnues, les conditions limites ont été choisies de manière à ce que la pression loin de la buse soit égale à la pression de sortie du réservoir.

3.1 Géométrie du modèle

Une configuration axisymétrique est adoptée, ainsi seule une moitié de la géométrie du modèle a été représentée. La géométrie du modèle est un rectangle de longueur 100 mm et de largeur 20 mm, avec une encoche afin de représenter la buse. La géométrie interne de la buse étant inconnue, une buse possédant une réduction de section avec un rapport de diamètres $d/D = 1/2$ est considérée dans cette partie. Le diamètre de l'orifice de la buse est de 2 mm, d'après les conditions d'essai. Les conditions aux limites de ce domaine sont définies comme suit. Le liquide pénètre dans le domaine par l'entrée de la buse avec une condition limite de type *pressure-inlet boundary* égale à la pression d'injection 30 MPa. Les parois de la buse sont affectées de la condition limite *wall*, sans glissement ni rugosité. En quittant le domaine de calcul, l'écoulement peut être un mélange de liquide et de gaz. La condition limite aux bornes de sortie est celle du type *pressure-outlet boundary* égale à la pression de la chambre d'essai. Une condition d'axisymétrie (*axis*) est affectée au niveau de l'axe de symétrie de la géométrie dont une représentation schématique est faite sur la figure (3.3). Le domaine est discrétisé par un maillage 2D quadratique structuré uniforme de dimensions $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ avec ICEM CFD. Cela correspond à 792 000 cellules au final.

3.2 Méthodes numériques

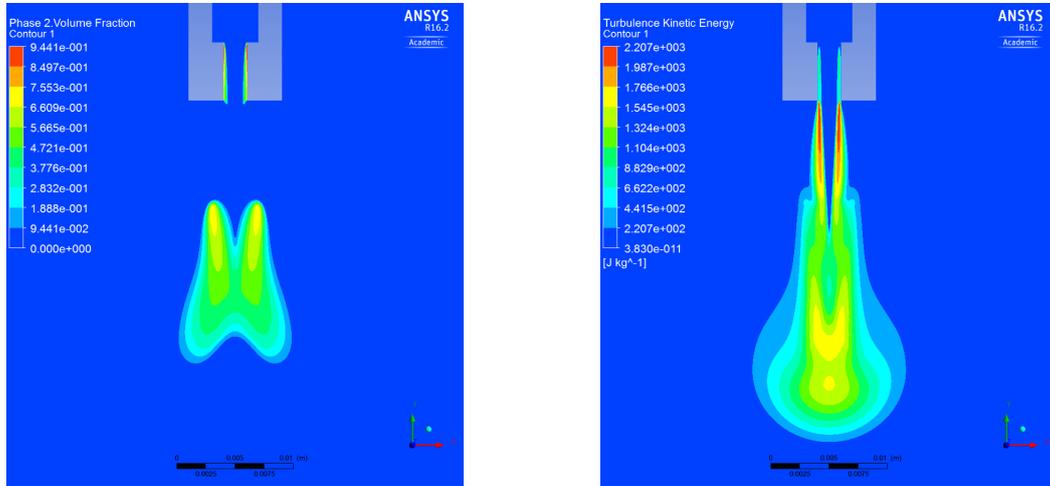
Les mêmes méthodes numériques que celles utilisées pour la simulation des bulles de cavitation proches d'une paroi sont également employées dans cette partie. Le *pressure-based segregated algorithm* est utilisé pour la résolution des équations gouvernant l'écoulement non-stationnaire et turbulent du fluide. La pression et la vitesse ont été couplées grâce à l'algorithme SIMPLE et la discrétisation spatiale de la pression est faite selon la méthode PRESTO! Les autres équations sont résolues par la méthode du second ordre, *Second Order Upwind*. Pour ce calcul, les résidus minimums des variables pour atteindre la convergence sont de 10^{-3} . Enfin, toutes les simulations ont été faites de manière à avoir une condition CFL inférieure à 1.

3.3 Résultats de la simulation du jet

L'un des principaux résultats de la simulation du jet de cavitation est la distribution de fraction volumique de vapeur. Cette répartition, qui peut être considérée comme la zone de cavitation en sortie de la buse est montrée sur la figure (3.4). Comme prévu, de la cavitation apparaît également dans l'orifice de la buse en raison de la réduction de section. En effet, cette réduction génère une zone de recirculation au niveau des parois qui se caractérise par une faible pression (dépression). Pendant le développement du jet, la répartition radiale de fraction volumique de vapeur, prise dans la section de plus grande largeur de la zone de cavitation, est représentée sur la figure (3.5). Une analyse de la courbe montre que la cavitation, ou du moins la fraction volumique de vapeur, atteint un maximum dans une zone du jet différente du centre de celui-ci. Cette partie correspond à peu près à la zone où le cisaillement est le plus élevé dans le jet submergé. Elle marque la transition entre le jet d'eau entrant avec une vitesse relativement élevée et la masse d'eau au repos (vitesse nulle). Un minimum de fraction volumique est obtenu au centre du jet. À partir de ces résultats, il peut être conclu que la cavitation se localise bel et bien dans la zone de cisaillement de l'écoulement lors de la réalisation du traitement de surface par cavitation. Le minimum de cavitation observé au centre du jet peut être due au fait que la vitesse y est relativement uniforme avec un gradient presque nul. Le cisaillement y est donc négligeable.

3.4 Autre géométrie interne de buse

Une autre simulation de jet de cavitation a été faite en considérant une géométrie d'orifice de buse différente de la précédente. Cette nouvelle géométrie qui peut être qualifiée de « convergent – divergent » est représentée schématiquement sur la figure (3.6). Les zones de cavitation obtenues par simulation sont représentées sur la figure (3.7). Ce résultat montre également de la cavitation à l'intérieur de la buse mais avec une fraction volumique, et donc une intensité, plus faible que dans la buse étudiée précédemment. Cela est dû au fait que dans le cas présent, la réduction de section dans la buse ne se fait pas de manière brusque mais plutôt suivant une pente



(a) Distribution de fraction volumique de vapeur dans l'orifice et en sortie de la buse

(b) Répartition de l'énergie cinétique de turbulence k

FIGURE 3.4 – Résultats de la simulation du jet de cavitation.

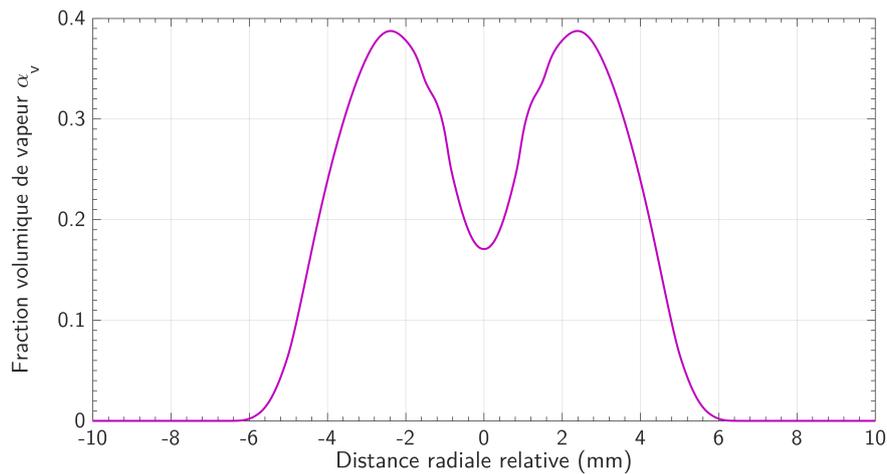


FIGURE 3.5 – Distribution radiale de fraction volumique de vapeur dans la plus large section du jet de cavitation.

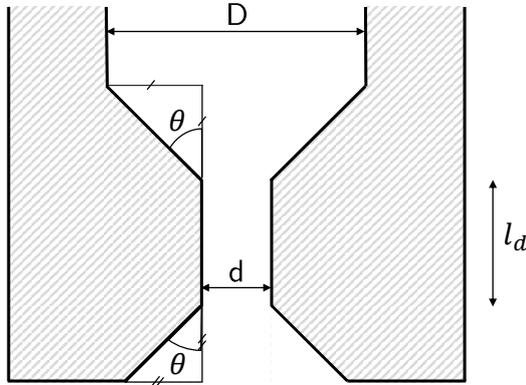


FIGURE 3.6 – Géométrie interne d'une buse avec « convergent – divergent ». $d = 2$ mm, $D = 4$ mm, $l_d = 5$ mm et $\theta = 45^\circ$.

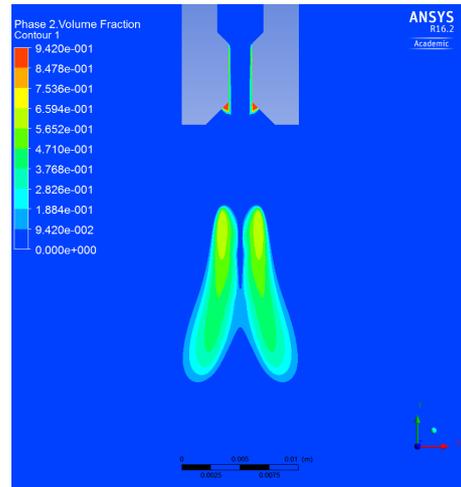
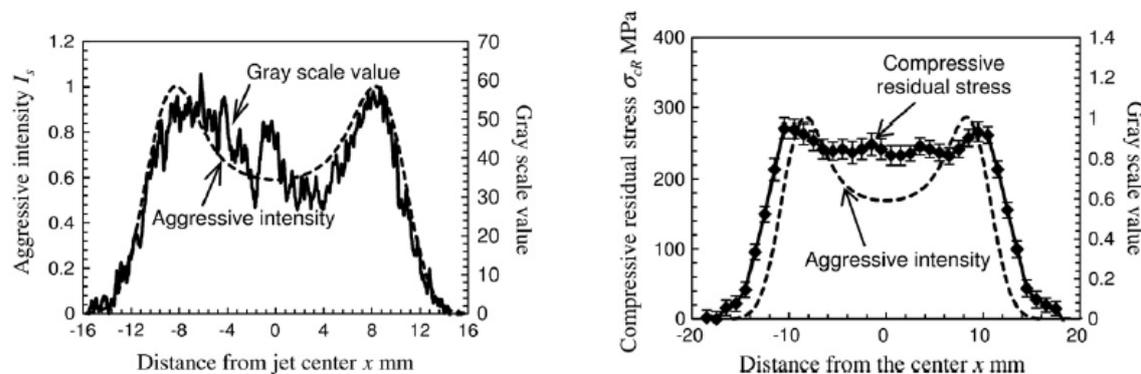


FIGURE 3.7 – Distribution de fraction volumique de vapeur pour une buse avec « convergent – divergent ».

à 45° . Cette faible cavitation interne pourrait permettre d'augmenter la longévité de la buse. Par ailleurs, le divergent à l'extrémité de la buse crée une instabilité qui se traduit par une fraction volumique de vapeur maximale à cet endroit. Cela devrait favoriser la cavitation à la sortie de la buse. Ce type de buse représente un potentiel intérêt qui pourrait être exploité.

4 Modèle macroscopique de *cavitation peening*

À la fin du chapitre 2, il a été montré que la pression mécanique exercée sur une surface due à l'implosion d'une bulle de cavitation est responsable de la déformation plastique et des contraintes résiduelles introduites dans le matériau, lors du traitement de surface par cavitation. En effet, le niveau de contraintes résiduelles, calculées à partir de la sollicitation provoquée par une bulle, s'est montré en bonne adéquation avec la contrainte résiduelle maximale de compression obtenue expérimentalement après *cavitation peening*. Cependant, la profondeur traitée était beaucoup plus faible que le résultat expérimental. Il a été conclu que l'étude de l'effet d'une bulle est nécessaire mais pas suffisant pour modéliser la mise en compression de surface par cavitation. Ainsi, le résultat d'une bulle est assez prédictif localement (à travers le niveau de contrainte) mais pour avoir un résultat global, il faudrait considérer l'ensemble des bulles. Afin de compléter le modèle proposé pour l'étude du procédé, il était donc nécessaire de localiser ces bulles de cavitation. C'est ce qui a été fait dans la section précédente avec la simulation du jet de cavitation, qui donne une idée de la probabilité spatiale de cavitation avec la fraction volumique de vapeur. Dans cette section, la forme finale de la distribution de pression sera dégagée. Puis, les contraintes résiduelles seront calculées à partir de cette pression et seront comparées



(a) Distribution radiale de l'intensité de cavitation et comparaison avec le niveau de gris sur la surface.

(b) Distribution radiale de l'intensité de cavitation et comparaison avec la contrainte de compression en surface.

FIGURE 3.8 – Mise en évidence de la corrélation entre l'intensité de cavitation et les effets mécaniques sur la surface [TAK 12].

aux résultats expérimentaux.

4.1 Distribution de pression

Le modèle global pour l'étude du traitement de surface par cavitation proposé dans cette thèse se base sur deux hypothèses. Tout d'abord, il est supposé que des ondes de pression identiques impactant simultanément plusieurs petites surfaces contiguës sont équivalentes à une seule onde de pression sur la surface résultante, possédant la même distribution temporelle que chaque onde initiale. En d'autres mots, la distribution temporelle de la pression macroscopique sur la pièce est identique à celle calculée dans le chapitre 2 pour une bulle de cavitation, $p(t)$. La distribution radiale résultante reste à déterminer et se base sur une seconde hypothèse.

Cette seconde hypothèse présuppose d'un lien entre la distribution radiale de la pression et la distribution de fraction volumique de vapeur. Autrement dit, la distribution radiale du chargement mécanique est proportionnelle à la distribution radiale de la fraction volumique de vapeur $\alpha_v(r)$. Un facteur correcteur F , fonction positive, bijective et croissante de α_v , est appliquée à la pression et donne ainsi la répartition spatiale de la pression due au *cavitation peening*. Cette seconde supposition peut être justifiée par les observations expérimentales de Takakuwa et Soyama [TAK 12]. En effet, les auteurs ont estimé l'intensité d'un jet de cavitation en analysant et en évaluant les niveaux de gris de la surface d'une pièce traitée. Ils ont obtenu un profil radial d'intensité de cavitation dont la forme est similaire à la répartition radiale de la fraction volumique de vapeur obtenue par simulation dans la section 3. Ce profil, représenté sur la figure (3.8a), se caractérise par une forme en « M » avec un minimum au centre du jet, et deux maximums symétriques par rapport au centre. Le profil radial de contraintes résiduelles possède également

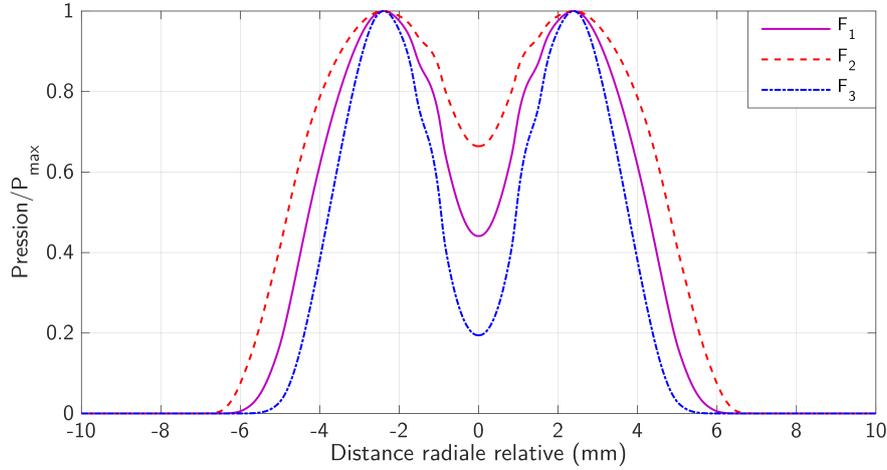


FIGURE 3.9 – Distributions radiales de la pression exercée sur la surface correspondant aux trois facteurs F_1 , F_2 et F_3 .

la même forme (Figure 3.8b). Cela montre qu'il existe une forte corrélation entre les profils dans l'espace du chargement mécanique et de la fraction volumique de vapeur. Ainsi, la répartition radiale de la pression sur la surface lors du traitement de surface par cavitation peut s'écrire :

$$P(r, t) = F(\alpha_v(r)) \times p(t) \quad (3.31)$$

F est une fonction dont le maximum est égal à 1. Afin de respecter cette condition et celles émises dans le paragraphe ci-dessus, trois types d'expressions sont proposés :

$$F_1 = \frac{\alpha_v(r)}{\max(\alpha_v)} \quad (3.32)$$

$$F_2 = \sqrt{\frac{\alpha_v(r)}{\max(\alpha_v)}} \quad (3.33)$$

$$F_3 = \left(\frac{\alpha_v(r)}{\max(\alpha_v)} \right)^2 \quad (3.34)$$

avec $\max(\alpha_v)$ le maximum de fraction volumique de vapeur dans la section considérée du jet de cavitation. En reprenant le cas expérimental étudié dans le chapitre 2 et dont le jet est simulé dans la section 3, les distributions radiales correspondant à ces trois facteurs sont représentées sur la figure (3.9).

4.2 Calcul des contraintes résiduelles

Les contraintes résiduelles finales sont calculées avec la distribution de pression déterminée dans la section précédente. La répartition temporelle de la pression

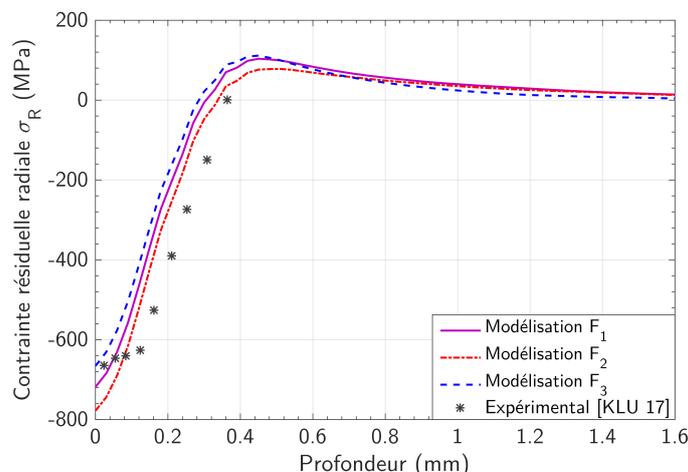


FIGURE 3.10 – Profils de contraintes radiales résiduelles dans la profondeur après le traitement. Comparaison avec des résultats expérimentaux.

due à la bulle de rayon maximale 2 mm est considérée. La distribution radiale de la pression est supposée être celle représentée sur la figure (3.9). Tout comme dans le chapitre précédent, le calcul mécanique est effectué à partir d'un modèle 2D axisymétrique à l'aide du logiciel ABAQUS/Explicit. Un maillage structuré par des éléments CAX4R de taille maximale $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ a été adopté pour la discrétisation de la géométrie du modèle. Le matériau de la pièce est l'alliage AISI4140 dont les propriétés ont été présentés dans la section 5.1. Ce calcul a été fait pour les trois répartitions radiales correspondant aux trois fonctions F_1 , F_2 et F_3 .

Les contraintes finales ont été comparées avec les résultats expérimentaux de Klumpp *et al.* [KLU 17] sur la figure (3.10). Lors de la réalisation du *cavitation peening*, il y a un balayage de toute la surface avec chevauchement. Ainsi, on peut logiquement supposer qu'à la fin de l'essai, la contrainte est uniforme en surface et égale à la contrainte maximale. Les contraintes résiduelles expérimentales obtenues par Klumpp *et al.* [KLU 17] doivent donc être comparées aux contraintes de compression maximales calculées. Les profils de contrainte radiale σ_{11} résiduelle ont été tracés au niveau du maximum de contrainte de compression. Ce maximum peut être localisé sur les répartitions spatiales des contraintes résiduelles en surface représentées sur la figure (3.11). Une analyse de ces résultats montre une contrainte maximale de compression d'environ -700 MPa est une profondeur traitée approximative de $300 \mu\text{m}$, ce qui est de l'ordre de grandeur des résultats expérimentaux. Ces résultats peuvent être affinés en simulant plusieurs impacts car il est logique de penser que durant la réalisation du *cavitation peening*, les pressions de ce genre sont exercées à plusieurs reprises sur la surface. Par ailleurs, l'utilisation d'une loi de comportement plus précise provenant d'essais de traction réalisés sur le même matériau utilisé pour le test pourrait permettre d'améliorer la correspondance entre les

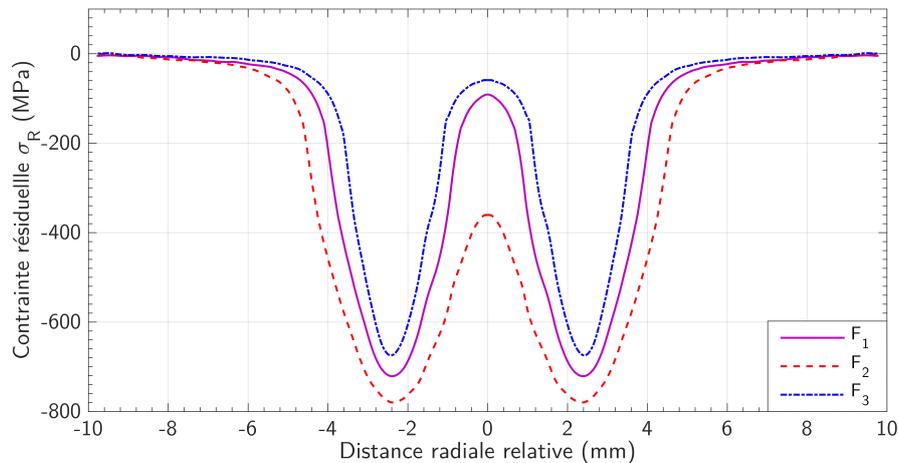


FIGURE 3.11 – Profil de contraintes radiales résiduelles en surface après le traitement. La distance relative est prise par rapport au centre du jet.

résultats numériques et expérimentaux. En effet, la loi de comportement considérée pour les simulations correspond à un matériau trempé à 399 ° C alors que pour les essais de traitement de surface, le matériau a été trempé à 450 ° C.

5 Synthèse

Le dernier point de la modélisation du traitement de surface par cavitation, nécessitant la simulation du jet de cavitation, a été présenté dans ce chapitre. Un modèle numérique associant la turbulence et le transfert de masse par cavitation a été tout d'abord développé. Le modèle *realizable* $k - \varepsilon$ a été utilisé pour la turbulence, tandis que la cavitation a été prise en compte par le modèle de Schnerr – Sauer dans le logiciel CFD utilisé. Cela a permis d'obtenir la répartition spatiale de la fraction volumique de vapeur dans une section du jet. L'analyse des résultats a montré une cavitation minimale au centre du jet alors qu'elle est maximale dans la zone de transition entre le jet entrant à vitesse relativement élevée et la masse d'eau statique. Ce résultat montre que, dans le cas du présent traitement de surface, la cavitation se retrouve essentiellement dans la zone de cisaillement entre les deux écoulements. Par la suite, un modèle macroscopique du traitement de surface par cavitation a été proposé. Les hypothèses entourant ce modèle ont été exposées et les distributions temporelle et spatiale du chargement mécanique sur la surface ont été déterminées. Cette pression a été utilisée comme sollicitation lors d'un calcul mécanique, et une bonne adéquation a été observée entre les contraintes résiduelles obtenues par simulation et celles expérimentales. Enfin, une étude paramétrique a été effectuée en considérant plusieurs géométries et dimensions d'orifice de buse, et en faisant varier la pression de l'eau injectée et la surpression ambiante. Le principal

résultat observé est la localisation et la largeur de la zone de cavitation puisqu'elle conditionne la répartition spatiale de la pression sur la surface traitée, d'après le modèle proposé.

Les contraintes résiduelles calculées dans ce chapitre ont été faites en considérant un seul chargement. Il serait intéressant de calculer ces contraintes en appliquant plusieurs fois la pression du chargement, car cela pourrait être à l'origine de la légère différence observée entre le résultat numérique et celui expérimental. Par ailleurs, la vitesse de déformation n'a pas été prise en compte dans la loi de comportement mécanique du matériau utilisé pour le calcul mécanique. L'utilisation d'une loi de comportement plus complète et précise constitue l'une des perspectives de la présente étude.

Chapitre 4

Traitement de surface par impulsions électromagnétiques : présentation et modélisation

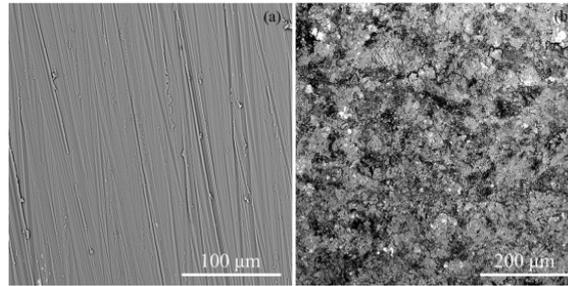
Une nouvelle méthode de traitement de surface est introduite dans ce chapitre. Son principe, qui repose sur la génération d'impulsions électromagnétiques est exposé, de même que les paramètres du dispositif électrique. Un modèle numérique de couplage électromagnéto – mécanique est ensuite proposé pour la simulation dudit procédé. Ce modèle a servi à déterminer un jeu de paramètres qui, théoriquement, devrait permettre d'introduire des contraintes de compression dans un alliage à base nickel. Une étude paramétrique a ensuite été effectuée et a mis en avant la forte influence de l'intensité de courant maximale dans l'efficacité du procédé.

Sommaire

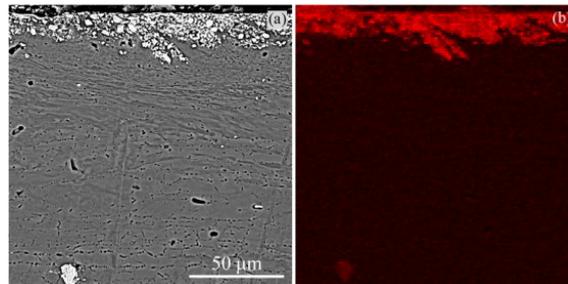
| | | |
|----------|---|------------|
| 1 | Introduction | 129 |
| 2 | Principe du procédé | 131 |
| 3 | Paramètres électriques du circuit | 132 |
| 3.1 | Circuit électrique équivalent | 132 |
| 3.2 | Caractéristiques l'inducteur | 133 |
| 3.3 | Profil temporel du courant | 134 |
| 4 | Modélisation du couplage électromagnétique – mécanique | 136 |
| 4.1 | Méthodologie | 136 |
| 4.2 | Modèle électromagnétique | 137 |
| 4.3 | Modèle mécanique | 141 |
| 5 | Validation du modèle | 141 |
| 5.1 | Données expérimentales | 142 |
| 5.2 | Validation du calcul électromagnétique | 142 |
| 5.3 | Validation du couplage électromagnétique – mécanique | 144 |
| 6 | Définition et étude d'un cas de référence d'EMP | 146 |
| 6.1 | Différences mise en compression / mise en forme électromagnétique | 146 |
| 6.2 | Définition des paramètres | 147 |
| 6.3 | Résultats et discussion | 149 |
| 7 | Étude paramétrique | 153 |
| 7.1 | Effet de l'intensité maximale du courant | 153 |
| 7.2 | Influence de la fréquence du courant | 153 |
| 7.3 | Effet de la conductivité électrique du matériau | 155 |
| 7.4 | Effets combinés de l'intensité et de la fréquence | 155 |
| 8 | Synthèse | 158 |

1 Introduction

Les procédés classiques de traitement de surface tels que le grenailage conventionnel et ultrasonore, le traitement par choc laser etc. présentent tous des avantages indéniables mais aussi un certain nombre d'inconvénients. Ainsi la forte rugosité induite par l'impact des grenailles sur la surface est l'un des points faibles du grenailage classique et de ses dérivées comme le granailage ultrasonore. En effet, une forte rugosité de surface est la source de défauts initiés aux points de concentration de contraintes, par exemple. La conséquence finale est une réduction de la résistance effective à la fatigue dans certains cas [WAN 16b]. Une étude récemment menée par de Barros *et al.* [BAR 17] va dans le même sens et montre que les procédés de traitement de surface induisant la plus faible rugosité sont également ceux qui confèrent une meilleure résistance à la fatigue aux matériaux traités. Par ailleurs, dans l'aéronautique, cette rugosité crée des turbulences lors du passage de l'air, ce qui réduit l'efficacité énergétique. Les résultats du grenailage dépendent d'un certain nombre de paramètres qui ne sont pas toujours contrôlables de manière précise. La vitesse d'impact et l'angle d'incidence des billes sur la surface sont certains de ces paramètres qui peuvent dévier entre la valeur fixée et la valeur réelle en raison des impacts entre les grenailles. Ces déviations, même si elles sont en général minimes, peuvent poser des problèmes de contrôle du procédé. Enfin, le taux de recouvrement qui est utilisé pour estimer l'uniformité du grenailage en surface ne garantit pas l'homogénéité du traitement en profondeur sous la surface. Même avec un taux de recouvrement de 100%, la profondeur traitée peut varier localement. En dehors de ces problèmes liés au contrôle du grenailage, il se pose également la question de la contamination de la surface traitée et du milieu. En effet, il arrive que la surface traitée soit recouverte d'une couche de matériau étranger à cause de la matière des grenailles. Cela est montré lors de l'analyse de la surface d'un alliage d'aluminium Al 7150 après traitement par grenailage ultrasonore à l'aide de grenailles en acier inoxydable. Il est apparu une couche contaminante, riche en fer, d'une vingtaine de micromètres d'épaisseur (Figure 4.1). Ces travaux récents réalisés par Sun *et al.* [SUN 17] ont mis en évidence une augmentation de la vitesse de corrosion chimique du matériau traité due à l'existence de cette couche résiduelle de fer. Par ailleurs, la contamination du milieu par les résidus de grenaille peut poser des problèmes dans les milieux sensibles, comme dans le domaine nucléaire. Concernant le résultat de la mise en compression, la profondeur traitée lors du grenailage est généralement inférieure au millimètre. En effet, cette profondeur dépend essentiellement de la taille des billes et comme de très grosses billes ne peuvent être utilisées, la profondeur de la couche écrouie est limitée. Un autre procédé de traitement de surface, celui par choc laser, ne possède pas tous ces inconvénients. Tout d'abord il s'agit d'un procédé qui permet de traiter jusqu'à deux millimètres de profondeur. Cette profondeur traitée, qui est plus que suffisante pour les applications du traitement de surface, reste tout de même limitée. Ensuite, son chargement mécanique est relativement bien maîtrisé, ce qui le rend plus facilement contrôlable. Cependant,



(a) Surface du matériau à l'état initial (a) puis après grenailage ultrasonore (b)



(b) Coupe de la surface au Microscope Électronique à Balayage (MEB) avant (a) et après (b) traitement de surface ultrasonore

FIGURE 4.1 – Mise en évidence de l'apparition d'une couche contaminante due grenailage [SUN 17].

sa mise en œuvre nécessite des moyens financiers importants. De plus, la réalisation nécessite l'utilisation d'un revêtement thermo-protecteur pour éviter de brûler la surface et y inclure des contraintes de traction.

Pour surmonter les difficultés énumérées concernant les procédés classiques de traitement de surface, de nouveaux procédés sont étudiés et développés. C'est le cas du traitement de surface par impulsions électromagnétiques qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet aux États-Unis par Dydo et Yushnov [DYD 08]. Il se base sur les forces générées par un fort champ électromagnétique variable pour introduire de la déformation plastique, et par la suite des contraintes résiduelles de compression dans un matériau conducteur. L'équipement à utiliser comprend un dispositif électrique qui, couplé à un inducteur, permet de générer le champ magnétique responsable des forces de Laplace. Il s'agit d'un procédé complètement nouveau qui, en dehors du brevet évoqué plus haut, n'avait pas vraiment fait l'objet d'études publiées qu'elles soient expérimentales ou numériques. Dans le cadre de cette thèse, l'objectif est d'élaborer un modèle numérique pour la simulation du procédé, puis de déterminer en se servant des simulations les gammes de paramètres nécessaires pour atteindre les résultats voulus. Ces résultats concernent essentiellement l'introduction de contraintes résiduelles de compression superficielles dans un matériau comme l'alliage de base nickel 690. Les gammes de paramètres déterminées devront servir pour la conception et la réalisation d'un dispositif expérimental pour la mise

en œuvre du procédé.

Dans ce chapitre, le principe du procédé sera tout d'abord présenté suivi d'une description sommaire des paramètres électriques. Par la suite, un modèle numérique sera proposé pour la simulation du procédé et une validation du modèle de couplage électromagnétisme – mécanique sera présentée. Enfin, les dernières parties concerneront l'étude théorique d'un cas référence de mise en compression de surface par impulsions électromagnétiques ainsi qu'une étude paramétrique, pour étudier l'influence des paramètres du procédé sur les résultats mécaniques.

2 Principe du procédé

Le traitement de surface par impulsions électromagnétiques (*electromagnetic pulse peening* EMP) est un procédé sans contact de mise en compression de surface, qui pourrait être utilisé pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans les matériaux métalliques, grâce à la génération d'un puissant champ magnétique transitoire. Le système nécessaire pour sa réalisation se compose essentiellement d'un générateur d'impulsions et d'un inducteur. Le générateur comprend une source de tension continue et une batterie de condensateurs, et il est relié à l'inducteur par un circuit électrique.

Les bases physiques ainsi que les différentes étapes de la mise en œuvre du procédé sont présentées ci-après :

- Après la fixation de la pièce à sa base, l'inducteur est placé à proximité de la surface à traiter ;
- Les condensateurs sont chargés par un générateur de courant continu puis l'énergie électrique stockée est déchargée dans l'inducteur ;
- La décharge des condensateurs fait passer un courant électrique variable dans l'inducteur et un champ magnétique est créé entre l'inducteur et la pièce ;
- Le champ magnétique variable induit dans la pièce de matériau conducteur y génère des courants de Foucault et par conséquent des forces magnétiques ou forces de Laplace y sont créées ;
- Ces forces peuvent être suffisamment élevées pour aboutir à la déformation plastique des couches superficielles du matériau et par la suite à l'introduction de contraintes résiduelles de compression après le relâchement de la sous-couche de déformation élastique.

Le niveau de déformation plastique du matériau et les contraintes résiduelles introduites sont donc fonction de l'intensité des forces de Laplace induites. Ces dernières dépendent elles-mêmes des caractéristiques du courant traversant l'inducteur.

Partant de ce principe, il peut être déduit que la mise en compression par impulsions électromagnétiques pourrait être contrôlée de manière relativement aisée, juste en faisant varier les paramètres électriques. Ainsi, avec un inducteur de géométrie et de dimensions données, les principaux paramètres du procédé peuvent se résumer à l'intensité et la pseudo-fréquence du courant. À ces paramètres se rajoute la distance pièce – inducteur, mais cette dernière doit être la plus faible possible (en tenant compte des contraintes électriques comme le risque de claquage entre autres) pour avoir une meilleure efficacité. Par ailleurs, le procédé ne devrait pas modifier l'état de surface ni générer de la rugosité, si ce n'est à la rigueur une légère indentation, grâce à l'absence de contact avec la surface. Il s'agit là des principaux avantages attendus : une contrôlabilité plus aisée et une meilleure répétabilité que les procédés classiques de traitement de surface, de même qu'une absence de rugosité induite. En revanche, sa mise en œuvre pose un certain nombre de défis en électronique de puissance car elle met en jeu de forts courants sur une très courte période. Ces problèmes seront évoqués mais ne seront pas traités dans cette étude.

3 Paramètres électriques du circuit

Le rôle de la partie électrique est de faire passer un courant variable à travers un inducteur afin de créer le champ magnétique variable. La détermination de ce courant constitue l'une des premières étapes dans la modélisation du procédé.

3.1 Circuit électrique équivalent

Le système de l'EMP peut être représenté sous la forme d'un transformateur puisqu'il se caractérise par un transfert d'énergie électrique par induction électromagnétique entre l'unité formée par le générateur de courant et l'inducteur (circuit primaire) et la pièce (circuit secondaire). Ces deux circuits sont couplés par une inductance mutuelle et sont respectivement parcourus par le courant de décharge et le courant induit. Certaines hypothèses couramment admises pour la modélisation de la mise en forme électromagnétique peuvent être appliquées ici en raison des similitudes entre les deux procédés. L'une de ces hypothèses est de considérer que le processus se déroule dans un intervalle de temps si court que l'inductance peut être supposée constante [COR 08]. Ainsi, en négligeant la variation de l'inductance mutuelle qui est difficile à obtenir de manière analytique, le système du traitement de surface électromagnétique peut être représenté de manière simplifiée sous la forme d'un circuit RLC série avec une inductance équivalente L , une résistance totale R et la capacité totale des condensateurs C . Connaissant la tension de charge et la capacité des condensateurs, l'énergie électrique stockée E peut être calculée :

$$E = \frac{1}{2}CU^2 \quad (4.1)$$

Après la décharge des condensateurs, le courant traversant le circuit est un courant sinusoïdal amorti dont l'évolution temporelle peut être obtenue en résolvant l'équation différentielle (4.2) qui dépend des paramètres électriques du circuit [PSY 11] :

$$L \frac{dI(t)}{dt} + RI(t) + \frac{1}{C} \int I(t) dt = 0 \quad (4.2)$$

La résolution de l'équation différentielle (4.2), avec comme conditions initiales $I(0) = 0$ et $L\dot{I}(0) = U$, conduit à l'expression (4.3) pour l'évolution du courant en fonction du temps.

$$I(t) = I_m \exp(-\zeta t) \sin(\omega t) \quad (4.3)$$

$$\zeta = \frac{R}{2L} \quad \omega = 2\pi f = \sqrt{\frac{1}{LC} - \zeta^2} \quad I_m = \frac{U}{\omega L}$$

avec I_m l'intensité de courant maximale, ζ le coefficient d'amortissement, ω la pulsation propre et f la pseudo-fréquence.

Dans les formules (4.3), la capacité C et la tension de charge U sont des paramètres qui sont définis dès le départ et ne dépendent que des condensateurs et du générateur de tension utilisé. Ce sont donc les paramètres les mieux connus et les plus facilement contrôlables. L'inductance totale L du circuit dépend principalement de celle de la bobine L_o . Elle peut être calculée à partir de la géométrie et des dimensions de l'inducteur.

3.2 Caractéristiques l'inducteur

Les deux types d'inducteurs généralement utilisés en électro-magnéto-formage (EMF) sont les solénoïdes et les inducteurs plats en spirale. La géométrie d'inducteur la plus adaptée pour le traitement de surface par impulsions électromagnétiques est l'inducteur plat en spirale. En effet, il s'agit de la géométrie d'inducteur qui permet d'avoir la plus faible inductance pour une grande surface de pièce traitée en une fois. De plus, le champ magnétique créé par un solénoïde est très faible à l'extérieur et maximal à l'intérieur. En conséquence, les solénoïdes ne sont utilisés que pour les pièces cylindriques en EMF. Pour les surfaces planes, l'inducteur plat est celui qui convient le mieux. L'inductance propre L_o d'un tel inducteur peut être calculée par la formule approchée de Weinstein [ROS 16] dans le cas d'une seule spire de section rectangulaire, de rayon moyen a , de largeur c et de hauteur b (Figure 4.2). Dans les formules qui suivent, les dimensions sont exprimées en cm et l'inductance en nH.

$$L_o = 4\pi a(\lambda + \mu) \quad (4.4)$$

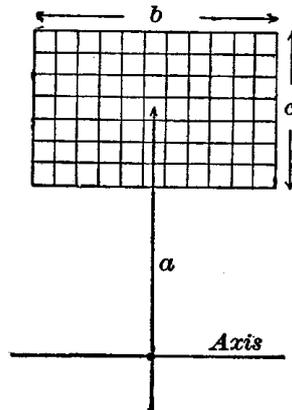


FIGURE 4.2 – Coupe d'un inducteur d'une spire rectangulaire [ROS 16]

avec

$$\lambda = \ln \frac{8a}{c} + \frac{1}{12} - \frac{\pi x}{3} - \frac{1}{2} \ln(1+x^2) + \frac{1}{12x^2} \ln(1+x^2) + \frac{x^2}{12} \ln\left(1 + \frac{1}{x^2}\right) + \frac{2}{3} \left(x - \frac{1}{x}\right) \arctan x$$

$$\mu = \frac{c^2}{96a^2} \left[\left(\ln \frac{8a}{c} - \frac{1}{2} \ln(1+x^2) \right) (1+3x^2) + 3.45x^2 + \frac{221}{60} - 1.6\pi x^3 + 3.2x^3 \arctan x - \frac{1}{10x^2} \ln(1+x^2) + \frac{x^4}{2} \ln\left(1 + \frac{1}{x^2}\right) \right]$$

$$x = \frac{b}{c}$$

3.3 Profil temporel du courant

Le système électrique présenté dans cette section est une forme simplifiée de tout l'équipement électrique nécessaire. En effet, il faut compter les connexions électriques pour relier générateur et batterie de condensateurs et inducteur, des interrupteurs capables de supporter des montées en courant très rapides etc. Tous ces éléments annexes sont sources d'inductances parasites qu'il faudrait prendre en compte pour le calcul du courant traversant l'inducteur. En conséquence, il est impossible d'estimer cette inductance parasite et connaître l'inductance totale du circuit sans connaître l'architecture détaillée du système de l'EMP ni sans avoir effectué divers calculs électriques qui sortent du cadre de cette étude. Ces remarques

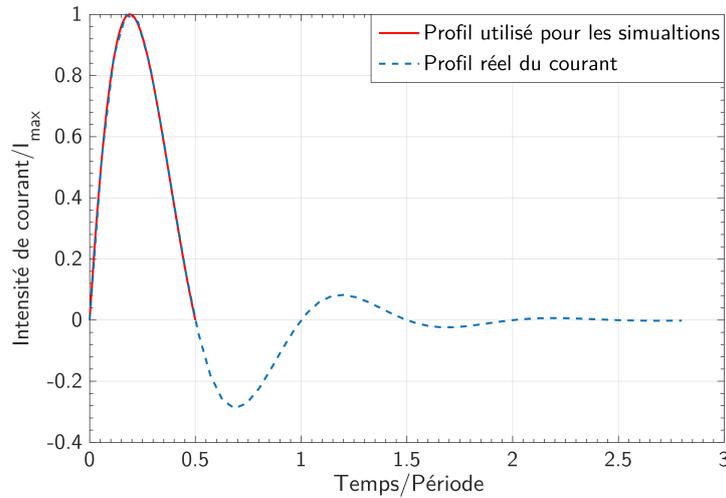


FIGURE 4.3 – Profil temporel réel de l’intensité de courant et celui utilisé pour les simulations.

concernant l’inductance sont aussi valables pour la résistance totale R du circuit.

La décroissance exponentielle des pics d’intensité de courant est due à la résistance électrique du circuit. La première demi-période est celle ayant la plus forte amplitude, suivie par des oscillations plus faibles. Ne connaissant pas la résistance du circuit, elle est considérée comme nulle dans le calcul de l’intensité de courant avec les formules (4.3). Pour contrebalancer cette hypothèse, et aussi pour des raisons de simplicité, seule la première demi-sinusoïde est considérée pour les simulations (Figure 4.3). Cette hypothèse se justifie aussi par l’effet combiné de l’écroutissage du matériau après le premier pic de courant, et le fort amortissement du courant qui rend les oscillations suivantes incapables d’induire des changements significatives au niveau de la déformation plastique. Par ailleurs, le changement de sens du courant alternatif est néfaste pour les condensateurs. Ainsi, dans plusieurs applications d’EMF, une diode est utilisée pour empêcher le courant de changer de signe. Par conséquent, les simulations sont effectuées juste en considérant la première demi-période [OLI 05]. La même technologie et la même méthodologie peuvent être utilisées pour le dispositif d’EMP et sa simulation. Le profil de courant ainsi déterminé est le principal paramètre d’entrée du modèle électromagnétique.

4 Modélisation du couplage électromagnétique – mécanique

La première étape dans ma modélisation concerne la détermination du courant électrique dans l'inducteur en fonction du temps tel que présenté précédemment. Il s'agit de la principale donnée d'entrée du modèle électromagnétique en dehors de la géométrie de l'inducteur et de sa position relative avec la pièce. La seconde étape consiste à modéliser les différents phénomènes qui interviennent ainsi que leur couplage.

4.1 Méthodologie

Tout comme la mise en forme électromagnétique, le procédé de mise en compression par impulsions électromagnétiques fait intervenir un certain nombre de phénomènes physiques qui doivent être pris en compte dans la modélisation. Il s'agit de l'électromagnétisme, de la mécanique et des phénomènes thermiques qui interagissent les uns avec les autres. Le logiciel de simulation numérique utilisé doit donc être capable de modéliser individuellement ces trois phénomènes et de tenir compte de leurs interactions afin d'aboutir au résultat visé : la distribution des contraintes résiduelles dans la pièce. Dans le cadre de cette étude, le procédé est supposé adiabatique et les effets de transferts thermiques sont négligés. En effet, le champ magnétique créé dépend des caractéristiques du courant qui traverse l'inducteur et ce champ est à l'origine des courants de Foucault qui génèrent un échauffement par effet Joule dans les couches superficielles de la pièce. La profondeur de pénétration de ces courants dans la pièce est estimée par l'épaisseur de peau δ (*skin depth*) qui dépend non seulement de la conductivité et de la perméabilité magnétique μ du matériau mais aussi de la pseudo-fréquence du courant électrique dans le système. Notons que cet effet de peau est utilisé dans plusieurs domaines, comme le chauffage par induction au cours duquel l'élévation de température intervient dans une zone périphérique de la pièce conductrice, dont la profondeur est proportionnelle à δ (Équation 4.5). En raison des pseudo-fréquences de courant assez élevées attendues, l'épaisseur de ladite zone est faible et la durée de l'impulsion magnétique est si courte que, malgré une forte intensité, elle ne génère pas une énergie thermique suffisamment élevée pour affecter le comportement global de la structure. Ces hypothèses sont vérifiées et couramment admises pour la mise en forme électromagnétique [ROB 08a] dont la gamme de pseudo-fréquences est encore plus faible que dans le cas présent. Ainsi, le problème se réduit à la résolution couplée des problèmes électromagnétiques et mécaniques.

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\mu\sigma\pi f}} \quad (4.5)$$

Afin d'obtenir la distribution de contraintes résiduelles dans la pièce, un couplage électromagnétisme – mécanique doit être réalisé entre le logiciel de résolution du

problème électromagnétique et celui de la résolution du comportement mécanique. Dans cette étude, le choix s'est porté sur un unique code commercial de simulation multiphysique par éléments finis, SYSWELD développé par ESI Group [ESI 13c]. Une méthode séquentielle est adoptée pour le couplage entre l'électromagnétisme et la mécanique (Figure 4.4). L'algorithme utilisé consiste à découper la durée totale d'analyse en macro-pas de temps au cours desquels une analyse électromagnétique et une analyse mécanique sont successivement réalisées. À chaque pas de temps, les équations de Maxwell sont résolues numériquement. Les forces de Laplace ou forces magnétiques dans la pièce sont calculées à partir de l'induction et de la densité de courant obtenues par le calcul électromagnétique. Ces forces sont ensuite appliquées comme chargement pour la simulation mécanique au cours du même macro-pas de temps. La géométrie déformée résultante de la pièce est utilisée pour les calculs du pas de temps suivant. Ce processus est réitéré macro-pas de temps par macro-pas de temps jusqu'à la fin de l'impulsion. Cette manière de procéder permet d'avoir l'historique des variables électromagnétiques (courant induit, champ et induction magnétique...) et mécaniques (contraintes, déformations...) de manière assez précise au cours de la phase de mise en compression. Par la suite, une analyse mécanique statique de la structure permet d'obtenir les contraintes résiduelles après relâchement de la sous-couche de déformation élastique.

La modélisation du procédé de mise en compression par impulsions électromagnétiques nécessite donc d'une part une modélisation du phénomène électromagnétique et d'autre part, une modélisation mécanique. Le logiciel de simulation utilisé est un logiciel qui modélise par la méthode des éléments finis les deux phénomènes précités. Dans le cas de la mécanique, la modélisation par éléments finis est bien connue et assez répandue. Les sections suivantes mettront donc l'accent sur la modélisation par éléments finis des phénomènes électromagnétiques.

4.2 Modèle électromagnétique

La mise en compression par impulsions électromagnétiques se base sur le phénomène d'induction électromagnétique. Ce phénomène, exploité industriellement pour d'autres procédés tels que le chauffage par induction, le brasage, la mise en forme, se caractérise par la création d'une différence de potentiel dans le cas d'un circuit électrique, et d'un courant électrique si le circuit est fermé. Il apparaît lorsque le flux d'induction magnétique est variable soit dans un circuit en mouvement dans un champ magnétique uniforme, soit dans un circuit fixe avec une intensité de champ magnétique variable dans le temps. Dans le cas de la mise en compression, le circuit fermé et fixe est constitué par la pièce soumise au champ électromagnétique créée par l'inducteur parcouru par un courant variable.

L'analyse des phénomènes électromagnétiques est basée sur les principes suivants qui sont traduites par les équations dites de Maxwell. Dans le cadre de cette étude,

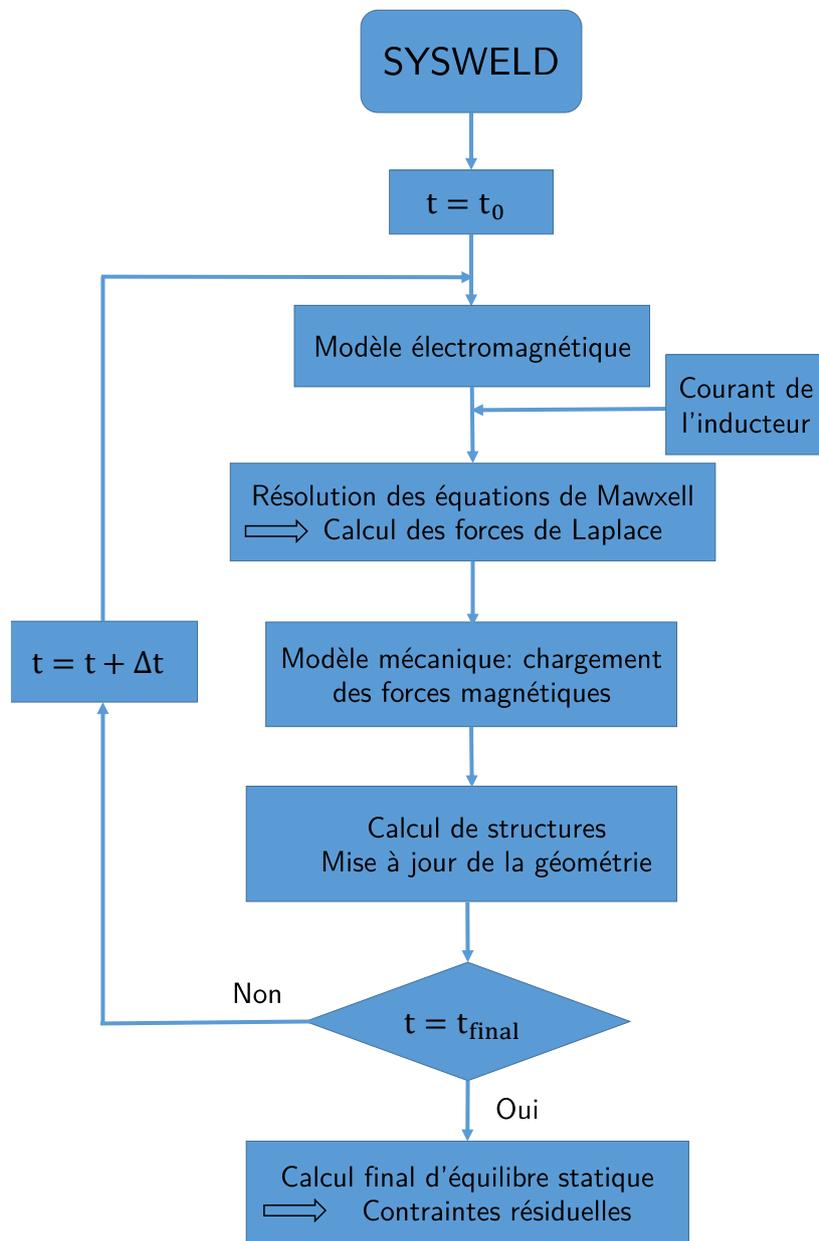


FIGURE 4.4 – Méthodologie du couplage électromagnétisme – mécanique pour la modélisation de la mise en compression par impulsion électromagnétique [SON 16].

la pseudo-fréquence du courant attendue est très inférieure à 10^{12} Hz ; ainsi les courants de déplacement peuvent être négligés [ROB 09]. Dans ce cas, les équations électromagnétiques sont :

- Equation de Maxwell – Ampère

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{H} = \underline{J} \quad (4.6)$$

- Équation de Maxwell – Faraday qui traduit le phénomène d'induction électromagnétique

$$\underline{\nabla} \wedge \underline{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \underline{B} \quad (4.7)$$

- Équation de Maxwell – Thomson qui exprime la conservation du flux magnétique

$$\underline{\nabla} \cdot \underline{B} = 0 \quad (4.8)$$

Dans les équations (4.6) à (4.8), \underline{H} représente le champ magnétique, \underline{B} l'induction magnétique ou vecteur densité de flux magnétique, \underline{E} le champ électrique et \underline{J} la densité de courant. Ces paramètres sont corrélés entre eux par les équations constitutives en électromagnétisme, à savoir la loi de magnétisation (4.9) et la loi d'Ohm (4.10) avec μ la perméabilité magnétique et σ la conductivité électrique du matériau. Dans le cadre de cette étude, seuls des matériaux non ferromagnétiques seront étudiés dans un premier temps, leur perméabilité magnétique est donc constante et sensiblement égale à celle du vide : $\mu = \mu_o = 4\pi \times 10^{-7}$ T.m/A.

$$\underline{B} = \mu \underline{H} \quad (4.9)$$

$$\underline{J} = \sigma \underline{E} \quad (4.10)$$

Une formulation en potentiel magnétique vecteur [ESI 13a] est adoptée pour la résolution du problème. Dans le but de résoudre les équations précédentes, un potentiel magnétique vecteur \underline{A} , dont le rotationnel est égal à l'induction magnétique \underline{B} , est introduit comme variable à partir de l'équation de conservation du flux magnétique (4.8). Le potentiel \underline{A} est défini par l'équation (4.11) au gradient d'une fonction scalaire près. Pour assurer l'unicité du potentiel magnétique vecteur, une équation supplémentaire portant sur la divergence est introduite. Cette condition est appelée jauge de Coulomb : $\underline{\nabla} \cdot \underline{A} = 0$.

$$\underline{B} = \underline{\nabla} \wedge \underline{A} \quad (4.11)$$

En se basant sur l'équation (4.11), l'équation de Maxwell – Faraday (4.7) peut s'écrire :

$$\underline{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \underline{A} - \underline{\nabla} V \quad (4.12)$$

et par la suite en associant la loi d'Ohm (4.10), la densité de courant est obtenue au gradient d'une fonction scalaire près V ; c'est le potentiel électrique scalaire dont l'unicité est garantie par la condition de conservation de la densité de courant $\underline{\nabla} \cdot \underline{J} = 0$.

$$\underline{J} = -\sigma \frac{\partial}{\partial t} \underline{A} - \sigma \underline{\nabla} V \quad (4.13)$$

La dernière équation (4.13) permet de compléter le système d'équations pour la résolution complète du problème. Au final, le potentiel magnétique vecteur \underline{A} est obtenu par la résolution de l'équation (4.14) associée à la condition de Coulomb et la conservation de la densité de courant.

$$\underline{\nabla} \wedge \left(\frac{1}{\mu} \underline{\nabla} \wedge \underline{A} \right) + \sigma \frac{\partial}{\partial t} \underline{A} = -\sigma \underline{\nabla} V \quad (4.14)$$

Dans cette équation finale, le terme $\underline{J}_o = -\sigma \underline{\nabla} V$ peut être considéré comme la densité de courant externe appliquée au milieu ; elle est nulle dans la pièce et dans l'air. Une fois le potentiel magnétique vecteur \underline{A} obtenu, la densité de courant \underline{J} et l'induction magnétique \underline{B} dans la pièce peuvent être calculées. Par la suite, la densité de force magnétique est calculée par la formule :

$$\underline{F} = \underline{J} \wedge \underline{B} \quad (4.15)$$

Dans le cadre de la présente étude, une configuration axisymétrique est adoptée. Dans cette hypothèse, le potentiel magnétique vecteur \underline{A} et la densité de courant \underline{J} possèdent une seule composante non-nulle. Aussi, ils dépendent uniquement des coordonnées spatiales dans le plan concerné. Ainsi, dans la base vectorielle $(\underline{e}_r, \underline{e}_\theta, \underline{e}_z)$ telle qu'indiquée dans la figure 4.8, ces deux variables s'expriment comme suit :

$$\underline{A} = a(r, z) \underline{e}_\theta \quad (4.16)$$

$$\underline{J} = j(r, z) \underline{e}_\theta \quad (4.17)$$

Dans la même base, la densité de force de Laplace $\underline{F} = f_r \underline{e}_r + f_z \underline{e}_z$ peut être calculée sous la forme d'une composante axiale et d'une composante radiale à chaque nœud de la pièce, pour être ensuite utilisée comme donnée d'entrée du modèle mécanique. Les composantes de la force s'expriment en fonction de j la composante tangentielle des courants de Foucault, b_r et b_z respectivement les composantes radiale et axiale du champ magnétique telles que $\underline{B} = b_r \underline{e}_r + b_z \underline{e}_z$.

$$f_r = j b_z \quad (4.18)$$

$$f_z = -j b_r \quad (4.19)$$

Le modèle électromagnétique doit inclure l'air ambiant qui est un milieu électromagnétique, même si non-conducteur. Toutefois, pour des raisons pratiques et pour réduire le nombre de degrés de libertés du problème, il est possible d'utiliser

des méthodes alternatives couplant les éléments finis dans la partie conductrice aux éléments de frontière pour représenter l'air. Cette approche, couplant la méthode des éléments finis (FEM) à la méthode des éléments de frontière (BEM) a été utilisée avec succès pour la modélisation du chauffage par induction [BER 00]. Elle est adoptée dans cette étude pour la modélisation du traitement de surface par impulsions électromagnétiques. Plus de détails sont donnés dans l'annexe A sur la résolution des équations et le couplage éléments finis – éléments de frontière.

4.3 Modèle mécanique

Les forces de Laplace obtenues lors du calcul électromagnétique précédent sont appliquées comme chargement mécanique pour un calcul de mécanique des structures. Le modèle mécanique est un modèle basé sur la méthode des éléments finis établi à l'aide du même logiciel que celui utilisé pour le calcul électromagnétique. Comme pour ce dernier, une configuration axisymétrique est adoptée et l'utilisation du même logiciel permet de conserver le même maillage pour les deux types de simulation.

Durant la mise en compression par impulsions électromagnétiques, l'inducteur peut être soumis à des forces mécaniques aussi élevées voire plus que celles nécessaires pour induire de la déformation plastique dans le matériau traité. La bobine doit pouvoir supporter cette sollicitation avec le moins de déformation possible pour pouvoir être utilisée pour de multiples impulsions. Le dimensionnement de l'inducteur n'est pas abordé dans cette partie. Ainsi, pour les simulations effectuées dans ce chapitre, l'inducteur est considéré comme étant une partie rigide dans le modèle mécanique.

Dans les sections qui suivent, le matériau de la pièce traitée est un alliage de base nickel 690. Dans un premier temps, les effets de la vitesse de déformation ne sont pas pris en compte. D'après les résultats des tests de compression réalisés par Lee *et al.* [LEE 04], la limite élastique statique du matériau est de 280 MPa. Le coefficient d'écrouissage et la constante du matériau sont respectivement de 626 MPa et 0.46. La loi de comportement de Ramberg – Osgood, donnée par l'équation (4.20), est choisie pour le calcul mécanique avec un écrouissage isotrope. Cela correspond au *MODEL 3* des lois de d'écrouissage dans le logiciel utilisé [ESI 13b].

$$\sigma = 280 + 626\varepsilon^{0.46} \text{ (en MPa)} \quad (4.20)$$

5 Validation du modèle

L'objet de cette section est la vérification des résultats obtenus à partir du modèle élaboré et décrit dans la section précédente. Les bases physiques du traitement de surface par impulsions électromagnétiques sont analogues à celles de la mise en

forme électromagnétique. N'ayant pas de dispositif expérimental pour réaliser des essais de validation au début de cette étude, les résultats théoriques obtenus sont comparés avec ceux expérimentaux issus de la littérature, mais dans le cas de la mise en forme d'une plaque. Ainsi, pour prouver la justesse des calculs et du couplage, le modèle 2D axisymétrique décrit précédemment a été utilisé pour simuler la mise en forme électromagnétique d'une plaque qui est également un problème de couplage électromagnétisme – mécanique.

5.1 Données expérimentales

Le cas expérimental retenu pour la validation est celui étudié par Takatsu *et al.* [TAK 88] et concerne la mise en forme libre (sans matrice) d'une plaque circulaire d'aluminium fixée à sa périphérie. Le diamètre total du disque est de 110 mm. Le disque est encastré sur toute sa périphérie sur une couronne de rayon interne 40 mm et de rayon externe 55 mm. Seule la zone interne de diamètre 80 mm est libre de se déformer et de se déplacer. L'inducteur en cuivre considéré est une bobine plate en spirale, constituée de 5 spires dont la plus grande spire a un rayon de 32 mm. Cet inducteur est connecté à un ensemble de condensateurs de capacité totale 40 μF . La résistance totale du circuit est de 25.5 $\text{m}\Omega$ et l'inductance totale 2.86 μH . Les paramètres géométriques et matériaux des essais sont regroupés dans le tableau (4.1).

5.2 Validation du calcul électromagnétique

Dans un premier temps, la validité du calcul du champ magnétique a été examinée. Pour cela, une plaque d'épaisseur 3.0 mm fixée à sa base et placée à la distance 2.9 mm de l'inducteur est étudiée. Une simulation a été effectuée en utilisant une tension de charge de 2 kV pour les condensateurs, les autres paramètres électriques étant inchangés. Ainsi, pour une énergie électrique de 80 J, l'intensité maximale, la pulsation, la pseudo-fréquence et le coefficient d'amortissement du courant de décharge ont été calculés à partir des équations (4.3) : $I_m = 7.48 \text{ kA}$, $\omega = 9.35 \times 10^4 \text{ rad/s}$, $f = 14.88 \text{ kHz}$ et $\zeta = 4.46 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$. L'évolution du courant électrique correspondant à ces paramètres est représentée sur la figure (4.5). En présence d'une pièce, la composante axiale B_z de l'induction magnétique est très faible par rapport à la composante radiale B_r [SID 09]. Ainsi, seule la distribution radiale de la composante radiale de l'induction magnétique entre l'inducteur et la pièce a été comparée aux mesures expérimentales. La comparaison a été faite à l'instant où le courant atteint son premier maximum. La figure (4.6) qui sert de support à cette comparaison montre une assez bonne correspondance entre les résultats expérimentaux et ceux de la simulation effectuée.

TABLE 4.1 – Paramètres géométriques et matériaux des essais de mise en forme électromagnétique de la plaque.

| Inducteur | |
|-------------------------------|-----------------------------------|
| Forme | Spirale |
| Matériau | Cuivre |
| Conductivité électrique | 58 MS/m |
| Nombre de spires | 5 |
| Section d'une spire | $1.77 \times 1.77 \text{ mm}^2$ |
| Rayon de la plus grande spire | 32 mm |
| Distance inter-spires | 5.5 mm |
| Inductance propre | 0.86 μH |
| Paramètres du circuit | |
| Capacité des condensateurs | 40 μF |
| Inductance totale du circuit | 2.86 μH |
| Résistance totale du circuit | 25.5 m Ω |
| Pseudo-fréquence du courant | 14.88 kHz |
| Facteur d'amortissement | $4.46 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$ |
| Propriétés du disque | |
| Matériau | Aluminium Al 1050 |
| Conductivité électrique | 36 MS/m |
| Diamètre | 110 mm |
| Masse volumique | 2750 Kg/m ³ |
| Module de Young | 80.7 GPa |

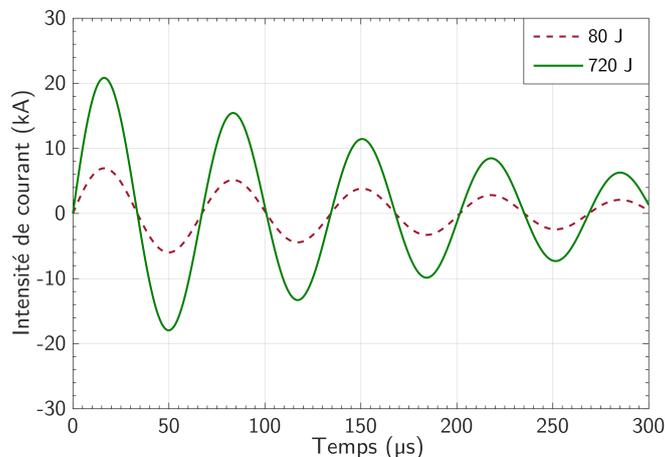


FIGURE 4.5 – Évolution de l’intensité de courant traversant l’inducteur correspondant aux énergies électriques de 80 J et 720 J.

5.3 Validation du couplage électromagnétique – mécanique

Dans un second temps, le processus de formage électromagnétique proprement dit a été simulé sur une plaque d’aluminium Al 1050 d’épaisseur 0.5 mm et dont les dimensions planes sont les mêmes que précédemment. Cette fois-ci, la distance séparant le disque de l’inducteur est de 1.6 mm. Pour les expériences, les condensateurs sont chargés sous une tension de 6 kV ce qui correspond à une énergie électrique de 720 J. L’intensité maximale du courant pour ce cas est $I_m = 22.44$ kA, les autres paramètres du courant (fréquence, amortissement) restent inchangés (Figure 4.5). Concernant la partie mécanique, la loi de comportement considérée pour le matériau de la plaque est une loi puissance, du type loi de Hollomon pour laquelle la contrainte est reliée à la déformation plastique par la relation :

$$\sigma = \sigma_o (\varepsilon^p)^n \quad (4.21)$$

avec σ la contrainte effective, ε^p la déformation plastique, σ_o et n des constantes matériaux. Pour le matériau étudié dans les expériences de Takatsu *et al.*, ces constantes valent respectivement 118 MPa et 0.27 [TAK 88]. L’inconvénient de cette loi de comportement est qu’elle néglige la partie élastique de la courbe contrainte – déformation. Les figures (4.7a) et (4.7b) présentent, en fonction du temps, le déplacement vertical de la plaque respectivement en son centre ($r = 0$ mm) et en un point situé à une distance $r = 20$ mm du centre. Ces résultats sont en conformité avec les données expérimentales. Au début du processus de mise en forme, la courbe issue de la présente simulation suit parfaitement les résultats expérimentaux. A la fin du procédé, le léger décalage observé est probablement dû à la loi de comportement mécanique utilisée pour le matériau. En effet, la loi d’Hollomon négligeant la partie élastique, elle ne permet pas de simuler le retour élastique observé dans l’expérience à la fin du formage. Cette légère différence peut également être attribuée au fait

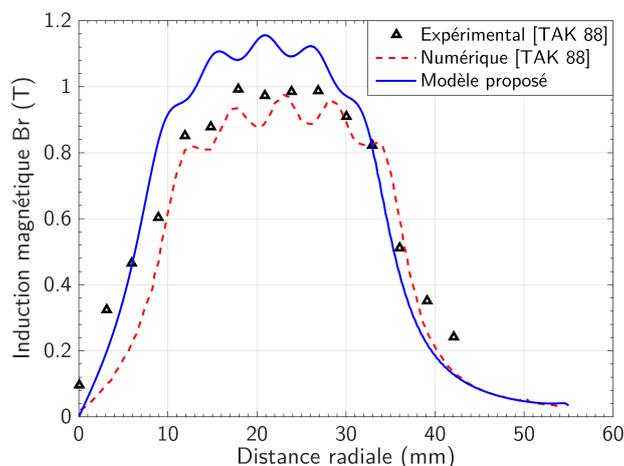


FIGURE 4.6 – Distribution radiale de la composante radiale de l'induction magnétique B_r : comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux expérimentaux et numériques de Takatsu *et al.* [TAK 88].

que l'étau bloquant les extrémités du disque n'a pas été modélisé. Les conditions réelles à la périphérie de la plaque sont donc un peu différentes de celles de la simulation, ce qui a certainement une légère influence sur le résultat. Notons que l'utilisation de la méthode des éléments de frontière pour représenter l'air ambiant a été d'une grande utilité dans cette simulation, en raison du déplacement relativement important de la plaque. Ce modèle a été conservé même si, pour la mise en compression, la pièce traitée reste en place et a un déplacement global nul.

Au vu des différentes comparaisons présentées, il peut être conclu que le modèle numérique établi permet de simuler avec une bonne précision les problèmes de couplage entre l'électromagnétisme et la mécanique, dont la mise en compression de surface par impulsions électromagnétiques [SON 18].

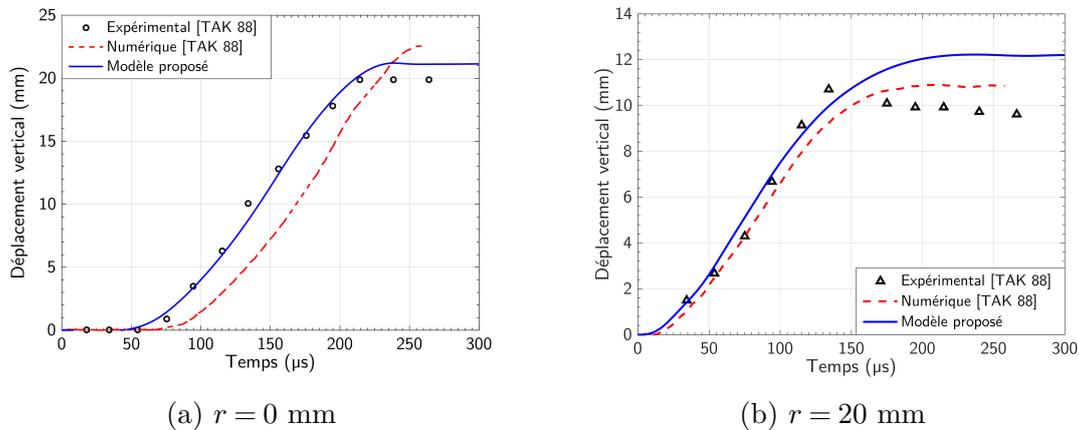


FIGURE 4.7 – Déplacement vertical du disque en fonction du temps. Comparaison des résultats obtenus par simulation avec ceux expérimentaux et numériques de Takatsu *et al.* [TAK 88].

6 Définition et étude d'un cas de référence d'EMP

Le traitement d'une pièce épaisse, en alliage de base nickel (*Inconel*) 690, par EMP sera étudié dans cette partie grâce au modèle présenté dans la section 4. Bien que le nickel soit un matériau ferromagnétique, il perd ses propriétés magnétiques lors de l'ajout de chrome et de carbone pour obtenir l'*Inconel* 690. Ce dernier est donc un matériau non-ferromagnétique qui peut être traité par l'EMP. Les différences avec la mise en forme électromagnétique seront d'abord mises en avant. Elles serviront à la définition des paramètres pour arriver à la mise en compression. Les résultats de la simulation proprement dite seront présentés par la suite.

6.1 Différences mise en compression / mise en forme électromagnétique

Par rapport à la mise en forme électromagnétique, la mise en compression de surface présente un certain nombre de particularités.

- Les pièces traitées sont généralement plus épaisses dans les cas de traitement de surface que de mise en forme (5 mm d'épaisseur au maximum).
- Au niveau des conditions aux limites mécaniques, les pièces sont libres de se déplacer pour la mise en forme, tandis que pour la mise en compression elles sont fixées à la base.
- L'introduction de contraintes résiduelles superficielles de compression nécessite un fort courant de pseudo-fréquence plus élevée que pour la mise en forme.

Dans ce dernier cas, les impulsions de courant sont plus longues. L'énergie électrique nécessaire au formage est globalement plus élevée que celle utilisée pour la mise en compression. Afin d'obtenir des impulsions de courte période, l'inductance totale du circuit doit être la plus faible possible. Pour cette raison, de petits inducteurs possédant un faible nombre de spires sont plus adaptés pour la mise en compression de surface.

- En plus d'être non-ferromagnétiques, les pièces mises en forme sont généralement des pièces de faible limite élastique (comme l'aluminium). Le traitement de surface est un procédé utilisé pour des matériaux de limite élastique plus élevée, comme les alliages de base nickel. En conséquence, afin d'atteindre des contraintes élevées, l'intensité de courant nécessaire pour mettre en compression les surfaces de tels matériaux doit être plus élevée que celle des cas de mise en forme de plaques d'aluminium.

6.2 Définition des paramètres

L'étape préliminaire de l'étude concerne la définition des caractéristiques de l'inducteur et des paramètres électriques. En tenant compte des points énumérés dans la sous-section précédente, les paramètres du dispositif sont choisis dans le but de pouvoir mettre en compression le matériau étudié.

Afin de minimiser l'inductance du circuit, l'inducteur considéré est une bobine plate en cuivre d'une seule spire de section $5 \times 5 \text{ mm}^2$ et de diamètre interne 20 mm. D'après la formule (4.4), l'inductance d'un tel inducteur est de 28.7 nH. Toutefois, afin de considérer l'inductance parasite du circuit, l'inductance totale du système est prise forfaitairement égale à 50 nH. Ces valeurs semblent réalistes et doivent permettre d'atteindre l'objectif fixé. En effet, avec un inducteur à plusieurs spires, l'inductance propre de la bobine serait affectée (à la hausse) d'un facteur N^2 , N étant le nombre de spires. Par ailleurs, avec une plus faible section, il est peu probable que l'inducteur supporte l'échauffement par effet Joule dû au passage d'une intensité de courant de centaines de kilo-ampères ; cette forte intensité étant nécessaire pour plastifier des matériaux de forte limite élastique.

Avec des condensateurs de capacité totale $2.03 \text{ }\mu\text{F}$ chargés sous une tension de 62.8 kV, l'intensité maximale du courant de l'inducteur calculée à partir de la formule (4.3) est de 400 kA et la pseudo-fréquence du courant 500 kHz ($2 \text{ }\mu\text{s}$ de période). Ne disposant pas des informations nécessaires pour avoir la résistance du circuit, elle a été négligée dans la détermination du courant. Le courant obtenu dans ce cas est un courant sinusoïdal non-amorti. Sachant que dans les faits, le courant s'amortit pour s'annuler très vite dans le temps, seule la première demi-période du courant a été considérée pour les simulations selon l'hypothèse émise dans la sous-section 3.3.

TABLE 4.2 – Paramètres géométriques et matériaux de la mise en compression électromagnétique.

| Inducteur | |
|-------------------------------|---|
| Forme | Spirale |
| Matériau | Cuivre |
| Conductivité électrique | 58 MS/m |
| Nombre de spires | 1 |
| Section d'une spire | $5 \times 5 \text{ mm}^2$ |
| Diamètre interne | 20 mm |
| Inductance propre | 28.70 nH |
| Paramètres du système | |
| Capacité des condensateurs | 2.03 μF |
| Inductance totale du système | 50 nH |
| Tension de charge | 62.8 kV |
| Intensité maximale | 400 kA |
| Pseudo-fréquence du courant | 500 kHz |
| Propriétés de la pièce | |
| Matériau | Alliage de base nickel 690 |
| Épaisseur | 100 mm |
| Distance pièce - inducteur | 0.5 mm |
| Conductivité électrique | 10 MS/m |
| Masse volumique | 8189 kg/m^3 |
| Module de Young | 209 GPa |
| Limite élastique | 280 MPa |
| Loi d'érouissage isotrope | $\sigma = 280 + 626\varepsilon^{0.46}$ (en MPa) |

Ces paramètres ont été obtenus et choisis après plusieurs itérations parce que ce sont ceux qui permettent l'introduction de contraintes résiduelles de compression dans un matériau métallique comme l'alliage de base 690 étudié dans cette partie. Pour finir, l'espace entre l'inducteur et la pièce traitée a été fixé à 0.5 mm. L'étude présentée dans ce chapitre est une étude préliminaire et purement théorique avec de faibles considérations pratiques. Aussi, les contraintes d'électronique de puissance n'ont pas été prises en compte. Parmi ces contraintes, il y a la très rapide montée du courant dans le temps. Il faudrait trouver des interrupteurs capables de supporter cette montée, ce qui peut s'avérer compliqué. La distance pièce – inducteur est également très faible par rapport à la tension aux bornes du circuit. Un claquage dans l'air peut subvenir si un isolant n'est pas placé entre la surface et l'inducteur. Ce sont là quelques-uns des questions qui peuvent se poser pour la réalisation pratique.

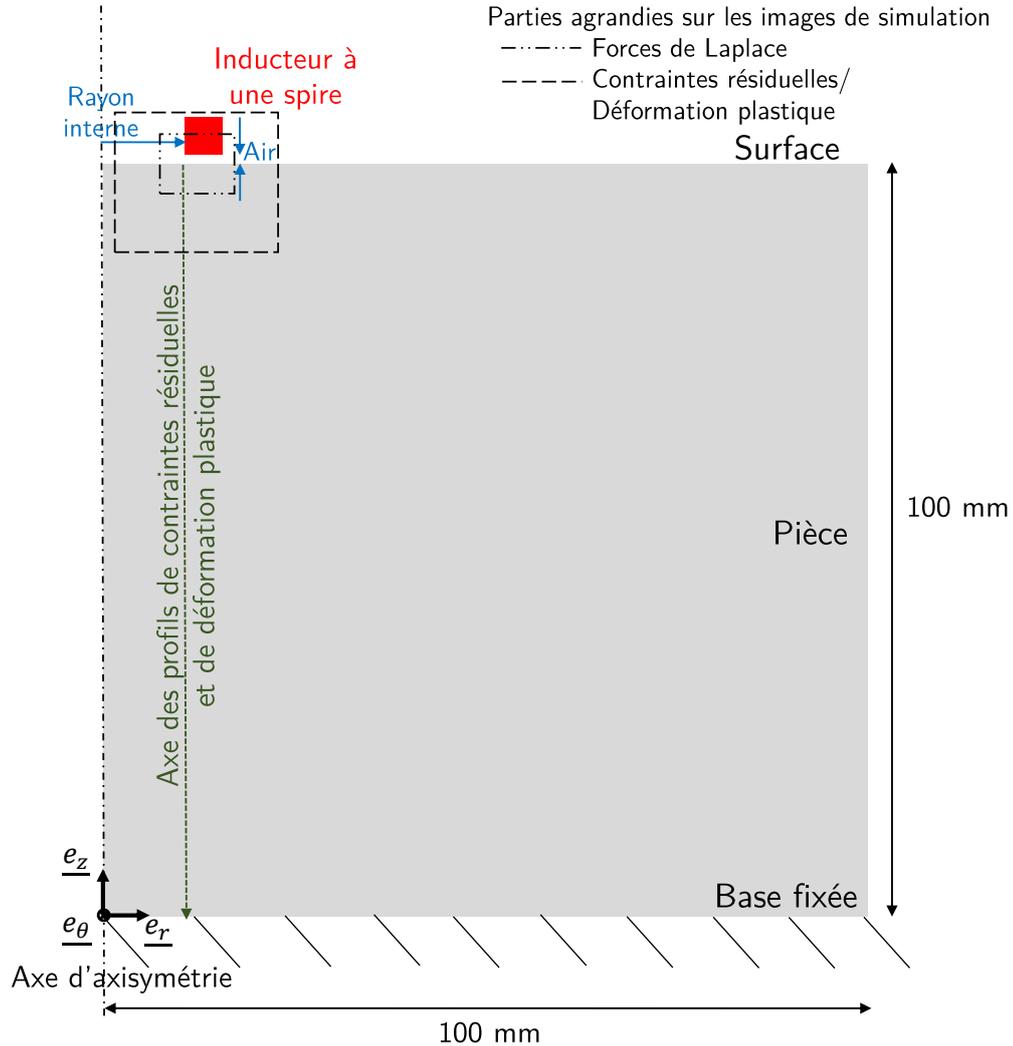


FIGURE 4.8 – Représentation schématique de la géométrie du modèle.

6.3 Résultats et discussion

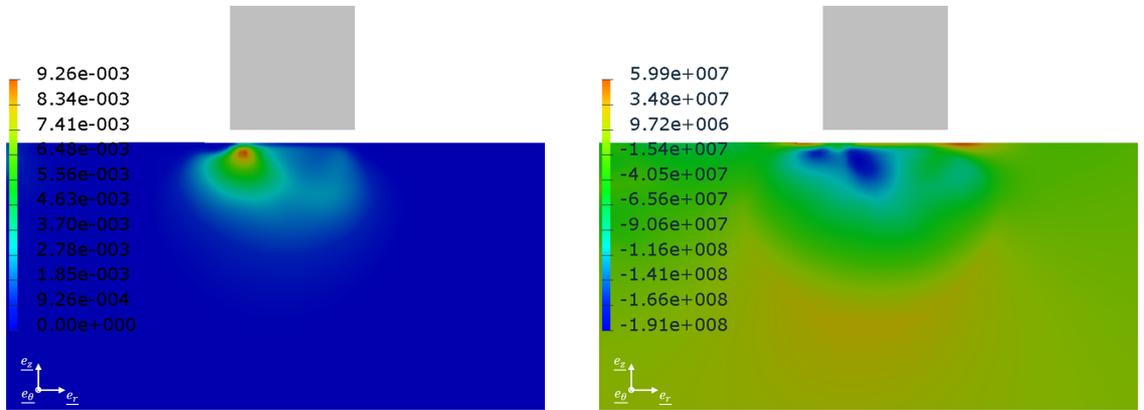
À partir des données du tableau (4.2), une simulation multiphysique a été réalisée sous SYSWELD à l'aide du modèle numérique détaillé dans les sections précédentes. Une représentation schématique de la géométrie du modèle est faite sur la figure (4.8).

Les figures (4.9a) et (4.9b) montrent respectivement la déformation plastique cumulée et la distribution de la contrainte moyenne résiduelle dans le matériau obtenues à la fin de la simulation. La contrainte moyenne est égale à la moyenne de la trace du tenseur des contraintes : $\sigma_R = tr(\underline{\underline{\sigma}})/3$ où $\underline{\underline{\sigma}}$ est le tenseur des contraintes. Une analyse de ces figures montre que de la déformation plastique ainsi que des contraintes résiduelles de compression sont effectivement introduites dans les

couches superficielles du matériau. Sous cette couche en compression, se retrouvent des contraintes résiduelles de traction pour compenser les contraintes de traction afin d'obtenir l'équilibre. La zone de déformation plastique est localisée dans le matériau sous l'inducteur, et le maximum est obtenu au droit de la face interne de l'unique spire. La même observation peut être faite en ce qui concerne la répartition des contraintes résiduelles. Cela est principalement dû au type d'inducteur utilisé. En effet, pour les inducteurs plan en spirale, il existe un point mort en leur centre. La composante radiale de l'induction magnétique augmente, partant d'une valeur nulle au centre à un maximum sous les spires et décroît après celles-ci. La composante axiale de la force électromagnétique étant proportionnelle celle radiale du champ magnétique, elle possède en conséquence la même distribution spatiale avec un maximum sous la spire dans le cas présent. Ce qui justifie cette localisation des contraintes résiduelles.

Les profils de déformation plastique cumulée et de contrainte moyenne résiduelles tracés le long de l'axe représenté sur la figure (4.8) sont représentés respectivement sur les figures (4.11) et (4.12). La contrainte résiduelle est normalisée par la limite élastique du matériau σ_Y . Les valeurs maximales sur ces courbes sont légèrement différentes de celles des figures (4.9) car les courbes sont obtenues en effectuant une moyenne sur les résultats aux points de Gauss sous la spire, alors que les figures (4.9) représentent directement les valeurs aux points de Gauss. La figure (4.12) montre que des contraintes résiduelles de compression atteignant 50% de la limite élastique du matériau sont effectivement introduites dans la pièce. Par ailleurs, la profondeur de la zone en compression sous la spire est approximativement égale à 5 mm. Ces résultats, et plus particulièrement la profondeur affectée, sont exceptionnels dans le domaine du traitement de surface. Cette profondeur est largement supérieure aux profondeurs atteintes avec les procédés classiques tels que le grenailage conventionnel ou même le traitement de surface par choc laser.

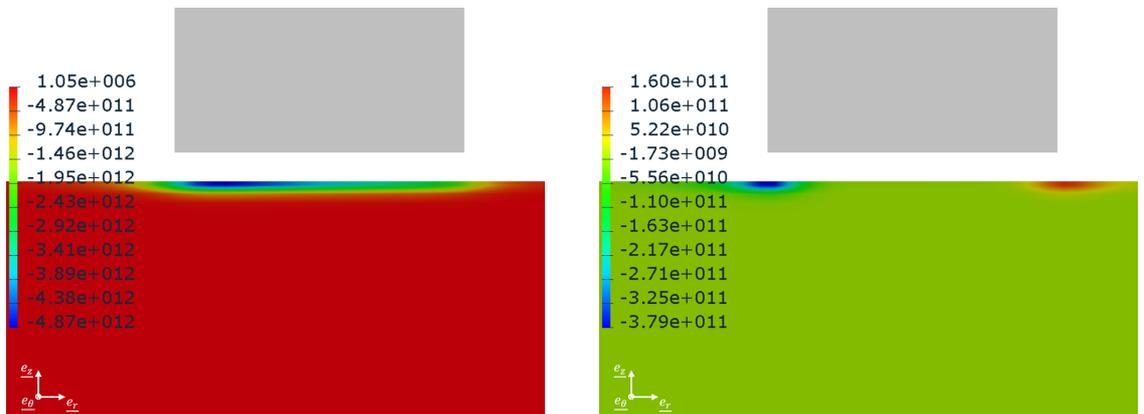
Afin de comprendre les résultats, une analyse de l'effet des impulsions électromagnétiques sur la pièce peut s'avérer utile. Les figures (4.10a) et (4.10b) montrent respectivement la distribution des composantes axiale et radiale de la force magnétique dans la pièce à 0.5 μ s correspondant au pic du courant. Il s'agit de forces volumiques qui s'amortissent dans le temps. Le maximum des forces est obtenu à une certaine profondeur sous la surface et la position de ce maximum varie dans le temps. En conséquence, la profondeur plastifiée de la pièce est relativement élevée, ce qui entraîne une profondeur mise en compression tout autant élevée. Il s'agit d'une spécificité de la mise en compression électromagnétique par rapport aux autres procédés de traitement de surface. Par ailleurs, il peut être également remarqué que la composante radiale de la force magnétique f_r est beaucoup plus faible que la composante axiale f_z qui constitue donc le chargement principal. Cela est dû à la proximité de la pièce avec l'inducteur qui induit une composante axiale du champ magnétique B_z très inférieure à celle radiale B_r .



(a) Déformation plastique équivalente finale dans la pièce

(b) Répartition de la contrainte moyenne résiduelle (Pa)

FIGURE 4.9 – Résultats de la simulation. La partie montrée est indiquée sur la figure (4.8)



(a) Composante axiale de la densité de force magnétique f_z

(b) Composante radiale de la densité de force magnétique f_r

FIGURE 4.10 – Distribution des forces de Laplace dans la pièce au temps correspondant au courant maximal ($t = 0.5 \mu s$).

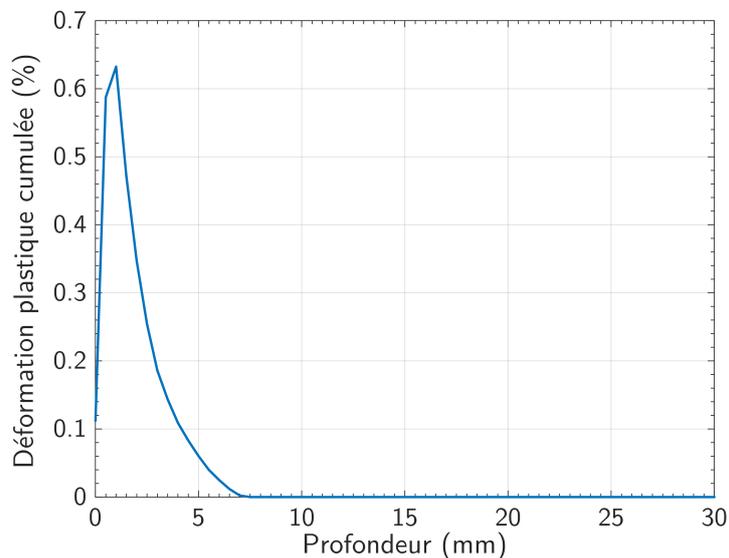


FIGURE 4.11 – Profil de déformation plastique cumulée dans la pièce sous l’inducteur à la fin du procédé.

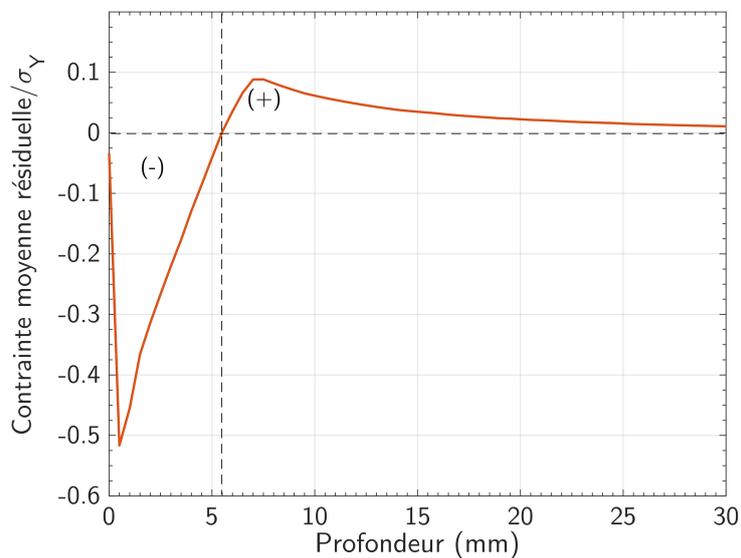


FIGURE 4.12 – Profil de contrainte moyenne résiduelle dans la pièce sous l’inducteur. Les signes (-) et (+) indiquent les parties respectivement en compression et en traction

7 Étude paramétrique

Le cas de mise en compression de matériau qui vient d'être présenté a servi de cas de référence pour la réalisation d'une étude paramétrique. L'objet de cette partie est d'identifier les paramètres importants du procédé et leur influence sur les résultats du traitement de surface. Tout comme pour la mise en forme électromagnétique, les paramètres du procédé peuvent être classés en trois catégories suivant qu'ils concernent l'équipement électrique, l'inducteur ou la pièce traitée, en dehors de la distance entre l'inducteur et la pièce. Le principal paramètre lié à l'équipement est l'énergie stockée dans les condensateurs, qui dépend de la capacité et de la tension de charge. Toutefois, pour la même énergie de charge, des résultats différents peuvent être obtenus en fonction des autres catégories de paramètres. Les paramètres liés à l'inducteur sont le matériau de ce dernier et sa géométrie qui influencent l'inductance et la résistance électrique du circuit. Les dimensions de l'inducteur sont également importantes. En effet, l'intensité de courant nécessaire augmente avec la section de l'inducteur. Ces différents facteurs déterminent l'intensité maximale et la pseudo-fréquence qui sont les deux paramètres électriques directs du modèle. Enfin, les paramètres importants de la pièce sont ses propriétés électriques et mécaniques.

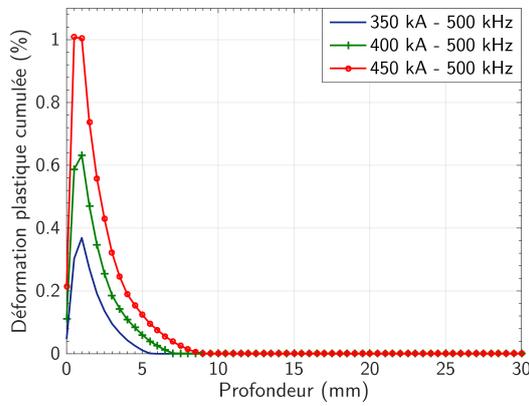
7.1 Effet de l'intensité maximale du courant

Tout d'abord, l'influence de l'intensité maximale de courant a été étudiée. Pour une pseudo-fréquence maintenue constante à 500 kHz, des simulations de mise en compression électromagnétique ont été effectuées pour différentes valeurs de I_{\max} comprises entre 350 et 450 kA. Les profils obtenus pour la déformation plastique équivalente sous l'inducteur sont représentés sur la figure (4.13a). La déformation plastique cumulée maximale ainsi que la profondeur affectée augmentent avec l'intensité de courant maximale. Les mêmes observations peuvent être faites concernant la contrainte de compression maximale et la profondeur mise en compression (Figure 4.13b).

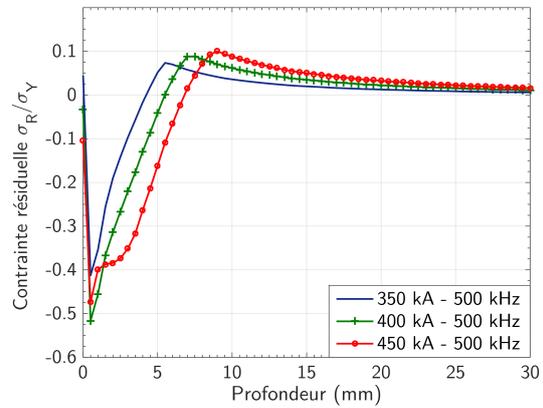
7.2 Influence de la fréquence du courant

L'effet de la fréquence de courant a ensuite été étudié et les résultats sont montrés sur les figures (4.14a) et (4.14b). Avec un courant maximal constant de 400 kA, une augmentation de la fréquence de 250 kHz à 1 MHz a provoqué une réduction de la profondeur mise en compression. Toutefois, la contrainte résiduelle maximale est pratiquement constante. Ceci est dû, entre autres, à l'effet de peau qui dépend de la fréquence du courant. En effet, pour des fréquences élevées, l'épaisseur de peau diminue, ainsi que la zone d'influence des forces de Laplace. En conséquence, la zone potentielle de déformation plastique et celle mise en compression sont également réduites dans la profondeur. Les faibles fréquences créent des zones de contraintes résiduelles de compression

4. Traitement électromagnétique : présentation et modélisation

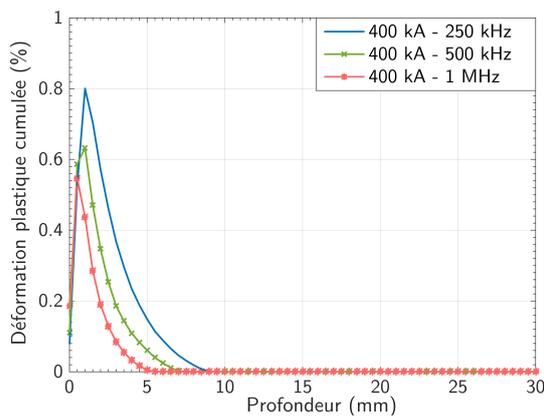


(a) Déformation plastique cumulée

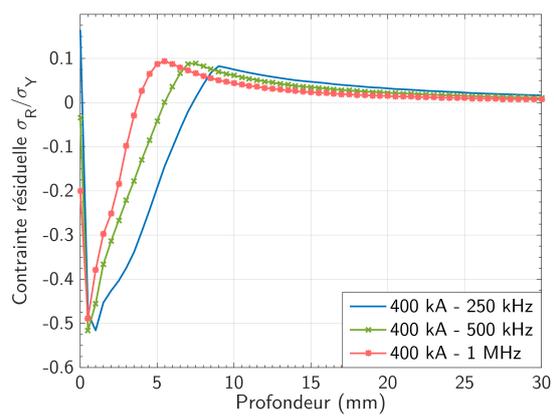


(b) Contrainte moyenne résiduelle

FIGURE 4.13 – Influence de l'intensité maximale, pour une pseudo-fréquence constante (500 kHz), sur les résultats mécaniques de l'EMP.



(a) Déformation plastique cumulée



(b) Contrainte moyenne résiduelle

FIGURE 4.14 – Effet de la pseudo-fréquence, pour une intensité de courant constante (400 kA), sur les résultats mécaniques de l'EMP.

très en profondeur, si bien que des contraintes résiduelles de traction peuvent apparaître dans les couches superficielles du matériau. Cela est en contradiction avec l'objectif principal du traitement de surface. Par ailleurs, une fréquence plus faible nécessite une énergie électrique plus élevée et génère une plus forte élévation de température de l'inducteur, à cause de l'énergie dissipée par effet Joule. Une attention particulière doit donc être portée au choix de la fréquence du courant.

Ces deux premières parties de l'étude paramétrique ont montré que la contrainte résiduelle maximale de compression, ainsi que la profondeur traitée, dépendent fortement des paramètres de courant. La mise en compression par impulsions électromagnétiques est donc un procédé de traitement de surface qui peut, a priori, être facilement pilotée en faisant varier l'intensité et/ou la fréquence du courant traversant l'inducteur afin d'obtenir les résultats souhaités.

7.3 Effet de la conductivité électrique du matériau

Plusieurs facteurs peuvent influencer la conductivité électrique des matériaux. Parmi ces facteurs, il y a la température dont l'augmentation entraîne la diminution de la conductivité. La déformation plastique du matériau a un effet sur la résistivité et par conséquent sur la conductivité. À défaut de pouvoir élaborer un modèle prenant en compte la variation de la conductivité électrique du matériau étudié avec ces paramètres, mais aussi par manque de données du matériau, une courte étude paramétrique a été effectuée en conservant les données électriques (I_{max} et f) et mécaniques du cas de référence précédant, mais en modifiant la conductivité électrique du matériau. La moitié puis le double de la conductivité électrique normale ont été considérés. Les profils de déformation plastique cumulée obtenus sont représentés sur la figure (4.15). Cette figure montre une diminution de la déformation maximale entre $\sigma_o/2$ et $2\sigma_o$. Cependant, ce résultat est à prendre avec précautions car si la diminution de la conductivité est due à une augmentation de température, la limite élastique serait aussi plus faible. Il pourrait donc y avoir un effet plus ou moins compensatoire. Par ailleurs, d'après les travaux de Cetinarslan [CET 09], l'effet de la déformation plastique sur la conductivité est relativement faible vu les niveaux de déformation plastique obtenus dans cette étude. En effet, sur des alliages d'aluminium, une diminution de conductivité inférieure à 10% a été observée par l'auteur pour une déformation uniaxiale allant jusqu'à 30%. Pour le cuivre, le pourcentage de variation est encore plus faible et tombe à 2% pour le même niveau de déformation.

7.4 Effets combinés de l'intensité et de la fréquence

Deux des principales données les plus intéressantes, des résultats d'un procédé de traitement de surface, sont la contrainte résiduelle maximale de compression et la profondeur mise en compression. Afin d'étudier l'efficacité du procédé par l'intermédiaire d'un seul paramètre, un paramètre d'efficacité η est introduit. Il

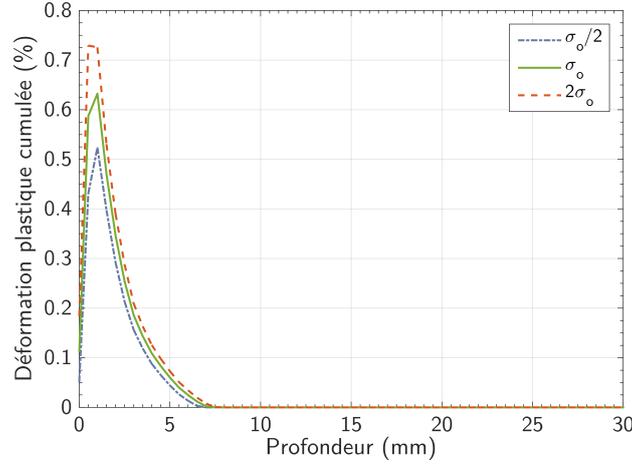


FIGURE 4.15 – Profils de déformation plastique cumulée dans la pièce sous l’inducteur en fonction de la conductivité électrique du matériau.

est défini par l’aire de la partie en compression sur la représentation du profil de contrainte résiduelle (Figure 4.12), normalisée par la limite élastique du matériau et par la largeur w de la spire afin d’obtenir un paramètre non-dimensionnel.

$$\eta = \frac{1}{w} \left| \int_{\sigma_R \leq 0} \frac{\sigma_R}{\sigma_Y} dz \right| \quad (4.22)$$

Afin d’associer les données d’entrée au paramètre d’efficacité, qui peut être considéré comme donnée de sortie, diverses analyses de régression ont été effectuées. Elles associent d’une part le paramètre d’efficacité à l’intensité maximale de courant, et d’autre part ce même paramètre d’efficacité à la fréquence. À partir de ces analyses, un paramètre de courant particulier κ_e , dépendant de l’intensité maximale et de la fréquence, a été déduit. Il s’exprime comme suit :

$$\kappa_e = \left(\frac{I}{I_o} \right)^{3.3856} \left(\frac{f_o}{f} \right)^{0.5602} \quad (4.23)$$

avec I_o et f_o les paramètres du cas de référence présenté précédemment, respectivement égaux à 400 kA et 500 kHz. La figure (4.16) représente les valeurs du paramètre d’efficacité η correspondant à des valeurs données du paramètre électrique κ_e . Comme le montre la figure, il existe très bonne corrélation entre les deux paramètres susmentionnés avec l’équation de régression linéaire suivante :

$$\eta \sim 0.2525 \kappa_e \quad (4.24)$$

L’expression du paramètre κ_e , et plus précisément le terme puissance associé à chaque paramètre électrique (intensité maximale et fréquence), montre que l’intensité de courant maximale joue un rôle crucial, et même plus important

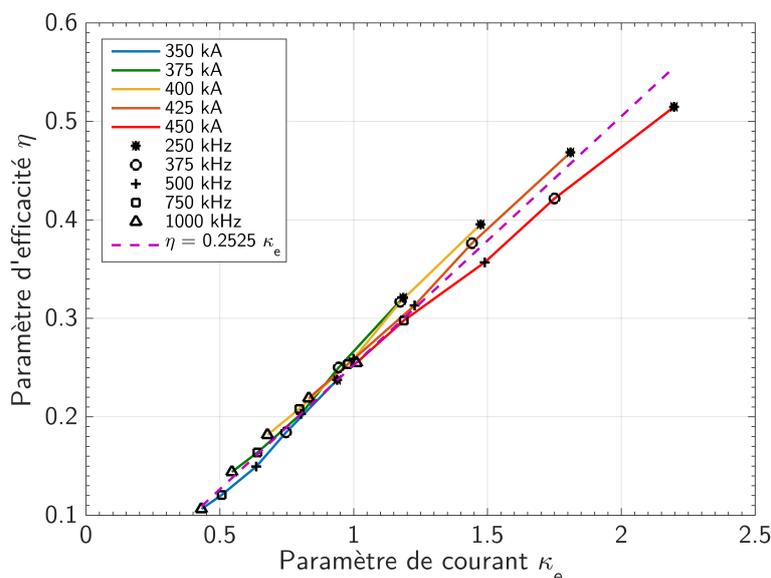


FIGURE 4.16 – Paramètre d'efficacité en fonction du paramètre non-dimensionnel de courant κ_e .

que la fréquence, dans l'efficacité du procédé. Une variation sensible de l'intensité maximale, en modifiant la tension de charge des condensateurs par exemple, conduirait à un changement significatif des résultats du procédé. Cela confirme la relative facilité avec laquelle le procédé peut être contrôlé. De plus, des résultats équivalents en termes d'efficacité du traitement de surface, telle que définie dans cette étude, peuvent être obtenus pour différents couples intensité – fréquence. Les équations (4.23) et (4.24) peuvent permettre d'obtenir ces couples ; cela peut être utile dans le cas où soit l'intensité, soit la fréquence est imposée pour des raisons techniques.

Dans le même esprit, et en utilisant la même méthodologie que celle employée pour le paramètre d'efficacité, un paramètre électrique κ_c a été déterminé pour une corrélation avec profondeur mise en compression.

$$\kappa_c = \left(\frac{I}{I_0}\right)^{1.8650} \left(\frac{f_0}{f}\right)^{0.4890} \quad (4.25)$$

La profondeur mise en compression z_c , normalisée par la largeur w de l'inducteur, est représentée sur la figure (4.17) en fonction du paramètre κ_c . Par analyse de régression, la relation (4.26) est obtenue entre les deux paramètres. Notons que la valeur de w est constante (5 mm) dans cette équation et que cette dernière ne devrait être utilisée pour une valeur différente de la largeur de l'inducteur.

$$\frac{z_c}{w} \sim 1.0669 \kappa_c \quad (4.26)$$

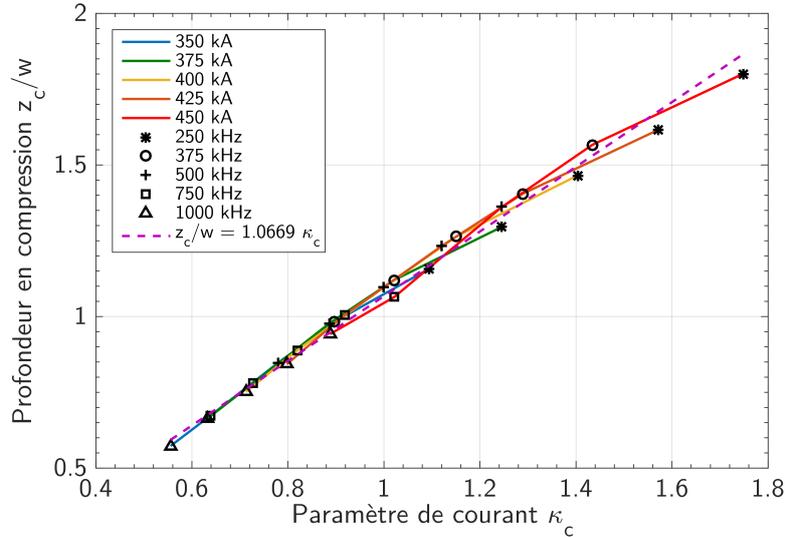


FIGURE 4.17 – Profondeur mise en compression normalisée par la largeur de la spire ($w = 5$ mm) en fonction du paramètre non-dimensionnel de courant κ_c .

Les diverses relations présentées dans ces travaux sont valables pour la gamme d'intensités (entre 350 et 450 kA) et de fréquences (entre 250 et 1000 kHz) utilisée dans cette étude, pour un inducteur donné et une pièce massive en alliage de base nickel 690. Dans cet intervalle, le maximum de contrainte résiduelle de compression varie entre 40% et 50% de la limite élastique du matériau. La distribution de contraintes résiduelles est liée à la déformation plastique ; ainsi, dans la dernière partie de cette étude paramétrique, une corrélation est établie entre le maximum de déformation plastique équivalente sous l'inducteur et le paramètre électrique suivant κ_p . La précision de cette relation est montrée sur la figure (4.18).

$$\kappa_p = \left(\frac{I}{I_0} \right)^{4.3757} \left(\frac{f_0}{f} \right)^{0.2914} \quad (4.27)$$

$$\epsilon_{max}^p \sim 0.6489 \kappa_p \quad (4.28)$$

8 Synthèse

Une méthode innovante utilisant les impulsions électromagnétiques pour le traitement de surface a été présentée. Un modèle multiphysique pour la prédiction des résultats de la mise en compression de matériaux métalliques conducteurs a été proposé. Ce modèle numérique basé sur la méthode des éléments finis permet de simuler efficacement le couplage des phénomènes électromagnétiques et de la mécanique par une approche de couplage séquentielle. Le modèle a été validé par des résultats expérimentaux provenant de la mise en forme électromagnétique d'une plaque de métal.

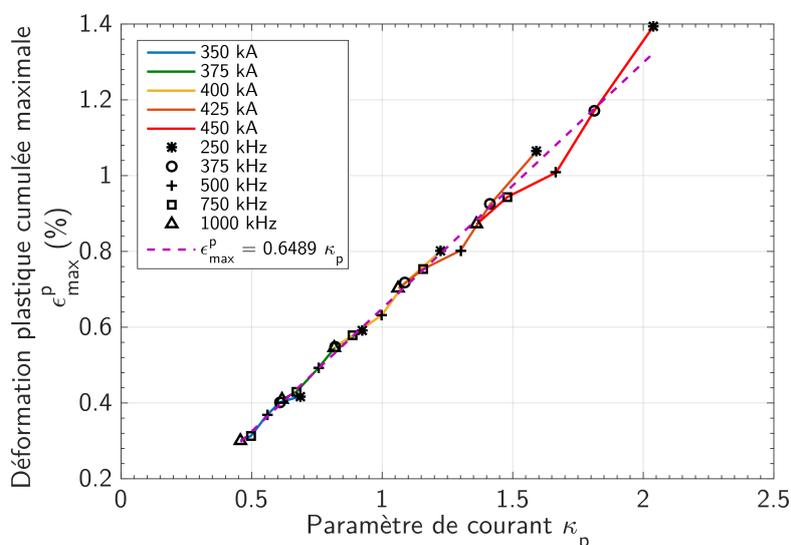


FIGURE 4.18 – Déformation plastique équivalente maximale sous la spire de l'inducteur en fonction du paramètre non-dimensionnel de courant κ_p .

Par la suite, il a été prouvé théoriquement, grâce à l'étude d'un cas de référence, que des contraintes résiduelles de compression pourraient être introduites dans les matériaux métalliques par le biais du présent procédé. Il a été également montré que des profondeurs mises en compressions largement supérieures à celles des procédés de grenailage classique peuvent être obtenues. De l'étude paramétrique, il a été déduit que l'intensité de courant affectait à la fois la profondeur en compression et la contrainte résiduelle maximale de compression. La pseudo-fréquence influence plutôt la profondeur en compression. En conséquence, l'efficacité du procédé dépend un peu plus de l'intensité du courant que de la pseudo-fréquence, pour une géométrie d'inducteur donnée. Enfin, divers paramètres non-dimensionnels du courant impliquant à la fois l'intensité et la fréquence ont été introduits. Une bonne corrélation a été obtenue entre ces paramètres et les résultats du procédé. Ces relations prouvent que le traitement de surface électromagnétique est un procédé hautement prédictif qui pourrait être facilement contrôlé en ajustant les paramètres électriques.

L'étude présentée dans ce chapitre n'a pas tenu compte des contraintes d'électronique de puissance dues aux fortes intensité et pseudo-fréquences du courant. Toutefois, cette étude a servi de base pour une étude de faisabilité électrique dans le but de concevoir et de réaliser un dispositif pour la mise en œuvre du procédé. Cette étude de faisabilité passe par une optimisation des paramètres électriques afin d'aboutir à une gamme de paramètres facilement réalisables.

Chapitre 5

Traitement de surface par impulsions électromagnétiques : vers une validation expérimentale

Une étude d'optimisation des paramètres du procédé est réalisée dans ce chapitre, afin d'aboutir à des valeurs d'intensité de courant et de pseudo-fréquence plus faibles. Le point clé de cette optimisation est la modification de la géométrie de l'inducteur. Un prototype du dispositif de mise en compression électromagnétique construit à partir de ces nouveaux paramètres est présenté succinctement. Un plan expérimental, ayant pour finalité la comparaison des résultats de simulation numérique aux résultats expérimentaux, est exposé de même que les résultats théoriquement attendus. Ces expériences concernent le traitement de pièces fines. Par la suite, le traitement de pièces épaisses en alliage de base nickel 690 et en aluminium AA6061 est également étudié. Enfin, les transferts d'énergies ayant lieu durant la mise en œuvre du procédé sont présentés et un bilan énergétique est réalisé.

Sommaire

| | | |
|----------|--|------------|
| 1 | Introduction | 163 |
| 2 | Optimisation de la géométrie et des dimensions de l'inducteur | 164 |
| 3 | Caractéristiques électriques du dispositif de mise en compression électromagnétique | 165 |
| 4 | Essais de mise en évidence de la mise en compression | 168 |
| 4.1 | Procédure expérimentale | 168 |
| 4.2 | Propriétés des éprouvettes traitées | 169 |
| 4.3 | Paramètres opérationnels des essais | 170 |
| 5 | Simulation des essais | 171 |
| 5.1 | Traitement uniforme d'une éprouvette | 171 |
| 5.2 | Effet de l'épaisseur de l'éprouvette | 173 |
| 5.3 | Influence de l'intensité du courant | 173 |
| 5.4 | Influence de la fréquence du courant | 174 |
| 6 | Traitement de surface de pièces massives | 176 |
| 6.1 | Aluminium AA6061-T6 | 177 |
| 6.2 | Alliage de base nickel 690 | 182 |
| 6.3 | Sensibilité à la vitesse de déformation | 182 |
| 7 | Bilan énergétique du procédé | 184 |
| 8 | Synthèse | 185 |

1 Introduction

Le procédé de traitement de surface par impulsions électromagnétiques a été présenté et une étude numérique théorique a été faite dans le chapitre 3. À partir de plusieurs simulations, une géométrie d'inducteur et des paramètres de courant ont été déterminés pour pouvoir introduire des contraintes résiduelles de compression dans un matériau comme l'alliage de base nickel 690, en utilisant le procédé présenté. Cependant, ces paramètres ont été déterminés sans tenir compte de certaines contraintes électriques ; les seules critères qui ont été pris en compte concernent la tenue mécanique et celle thermique de l'inducteur (d'où sa section relativement importante). Aussi, les intensités et pseudo-fréquences de courant indiquées dans le chapitre 3 se sont révélées trop élevées et assez compliquées à mettre en œuvre, du moins avec les moyens dont nous disposons, au terme de l'étude de faisabilité électrique réalisée par A. Chazottes-Leconte dans le cadre de sa thèse. Il s'agit d'une thèse lancée dans le but de concevoir et fabriquer un premier prototype de machine de mise en compression par impulsions électromagnétiques, grâce à un pré-dimensionnement à partir des résultats de simulations.

Avec les valeurs électriques présentées pour le cas de référence dans le chapitre précédent, des problèmes se posent à divers niveaux. Tout d'abord, la variation du courant par rapport au temps (dI/dt) correspondant à un signal sinusoïdal d'amplitude 400 kA et de pseudo-fréquence 500 kHz, est de l'ordre de 1256 kA/ μ s. Il est improbable de trouver un interrupteur capable de supporter une telle montée de courant. En effet, les meilleurs thyristors du marché qui auraient pu servir d'interrupteur peuvent admettre au maximum une montée de courant de 800 A/ μ s. Une association d'un grand nombre de ces thyristors aurait donc été nécessaire avec toute l'incertitude qui accompagne les montages électriques complexes. Par ailleurs, cela représenterait une importante dépense financière. La réduction de la variation du courant nécessaire par diminution de l'intensité et/ou de la fréquence s'est donc imposée.

Le second problème est celui du risque de formation d'un arc électrique, c'est-à-dire d'un court-circuit entre l'inducteur et la pièce. En effet, la rigidité diélectrique de l'air sec étant de l'ordre de 3 kV/mm, une tension de 62.8 kV, comme indiquée pour le cas de référence, provoquerait un arc électrique pour des distances inférieures à 20 mm. Le même risque de court-circuit est avéré pour les condensateurs avec une tension aussi élevée. En effet, il est difficile de trouver des condensateurs avec une aussi bonne tenue en tension.

Les problèmes énumérés ci-dessus sont essentiellement dus au couple intensité – fréquence du courant. Cependant, afin d'obtenir les résultats voulus, ce couple est relié à un inducteur de géométrie et de dimensions données. Ainsi, pour pouvoir modifier la variation dI/dt et aboutir à des valeurs réalisables, une modification de la géométrie et des dimensions de l'inducteur s'impose. La méthodologie adoptée pour aboutir à un inducteur dit « réaliste » est présentée dans ce chapitre. Par la suite, le dispositif électrique dimensionné et réalisé au LaMCoS pour la mise en

œuvre du procédé est présenté succinctement. Un plan expérimental sera décrit puis la simulation de essais et les résultats escomptés seront présentés. Enfin, la simulations numérique du traitement d'une pièce massive sera faite à partir des nouveaux paramètres du procédé, pour divers matériaux.

2 Optimisation de la géométrie et des dimensions de l'inducteur

Une étude a été réalisée afin d'aboutir à une variation de courant dI/dt plus faible. Elle a consisté à déterminer la meilleure solution qui permettrait de réduire l'intensité de courant nécessaire et la variation maximale de l'intensité par rapport au temps. Il a fallu trouver le bon équilibre entre les nécessités en termes d'intensité de courant pour l'efficacité du procédé, et les restrictions imposées par l'électronique de puissance. La solution retenue est celle de l'augmentation du nombre de spires, tout en gardant la même largeur totale du groupe de spires que celle de l'unique spire du cas de référence (soit 5 mm). Plusieurs critères ont servi de base pour le choix de la géométrie du nouvel inducteur :

- Densité de courant uniforme de chaque spire globalement supérieure à celle de l'unique spire du cas de référence, soit 16 kA/mm^2 . En pratique, à cause du phénomène d'effet de peau, la densité de courant n'est pas constante dans les spires. Cependant, cette approximation permet d'avoir une base de comparaison objective ;
- Maintien de l'inductance propre de l'inducteur inférieure à 200 nH dans le but de ne pas avoir une pseudo-fréquence trop faible ;
- Écart minimum de 1 mm et présence de matériau diélectrique entre les spires pour prévenir le risque de claquage ;
- Retenir cette même distance minimale de 1 mm pour l'espace entre l'inducteur et la surface de la pièce (0.5 mm dans le cas de référence) toujours en raison du risque d'arc électrique. En conséquence, la hauteur des spires a été réduite afin de produire un champ magnétique plus élevé grâce à une section plus faible.

Pour l'ensemble de ces critères, et plus spécialement pour le dernier, le but est de déterminer les dimensions du nouvel inducteur à n spires pour que le champ magnétique créé par celui-ci soit équivalent au champ créé par l'inducteur du cas de référence, mais avec un courant n fois plus faible. Ce nombre n de spires déterminé dans le cas présent est égal à 3 au maximum, afin de respecter le critère de l'espacement de 1 mm entre chaque spire.

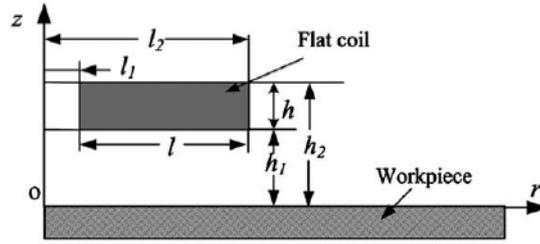


FIGURE 5.1 – Modèle pour le calcul analytique du champ magnétique induit par un inducteur plat spirale à la surface d'un matériau supraconducteur [XU 10].

La distribution du champ magnétique généré par un inducteur plan en spirale à la surface d'une pièce en matériau supraconducteur (résistivité nulle) a été déterminée par Xu *et al.* [XU 10]. Dans la configuration représentée sur la figure (5.1), le champ magnétique à l'interface entre l'air et la pièce possède une seule composante non-nulle, celle radiale H_r qui s'écrit comme suit :

$$H_r = \frac{NI}{2\pi h} [R(r) - R(-r)] \quad (5.1)$$

avec

$$\begin{aligned} R(r) = & (l_2 - r) \ln \left(\frac{(l_2 - r)^2 + h_2^2}{(l_2 - r)^2 + h_1^2} \right) + 2h_2 \arctan \left(\frac{l_2 - r}{h_2} \right) - 2h_1 \arctan \left(\frac{l_2 - r}{h_1} \right) \\ & - (l_1 - r) \ln \left(\frac{(l_1 - r)^2 + h_2^2}{(l_1 - r)^2 + h_1^2} \right) - 2h_2 \arctan \left(\frac{l_1 - r}{h_2} \right) + 2h_1 \arctan \left(\frac{l_1 - r}{h_1} \right) \end{aligned} \quad (5.2)$$

Dans ces équations N représente le nombre de spires par unité de longueur, I l'intensité de courant et h la hauteur de l'inducteur. Les autres paramètres sont définis sur la figure (5.1). La formule (5.1) suppose une distribution constante de courant dans l'inducteur et ne prend donc pas en compte le phénomène d'effet de peau. Toutefois, elle permet d'avoir la même base de comparaison afin de déterminer les dimensions du nouvel inducteur. Ainsi, en utilisant cette formule, la hauteur du nouvel inducteur qui permettrait d'avoir un champ magnétique maximal tout en divisant l'intensité maximale de courant par 3 est de l'ordre de 4 mm.

3 Caractéristiques électriques du dispositif de mise en compression électromagnétique

L'objet de cette section est de présenter brièvement les propriétés électriques du dispositif de mise en compression par impulsions électromagnétiques. Cet équipement a été conçu et fabriqué au LaMCoS en collaboration avec le laboratoire AMPERE de l'Université de Lyon par A. Chazottes-Leconte, dans le cadre de sa

thèse.

L'une des parties les plus importantes du dispositif est l'inducteur. Au terme de l'étude présentée dans la section 2, il a été finalement retenu un inducteur en spirale de 3 spires espacées de 1 mm. Chaque spire possède une section rectangulaire de largeur 1 mm et de hauteur 4 mm, soit 4 mm^2 d'aire. La largeur totale du groupe de spires est donc de 5 mm et le diamètre interne de l'inducteur a été choisi égal à 15 mm (multiple de 5) pour faciliter le recouvrement lors du traitement. Grâce à cet inducteur, l'intensité de courant nécessaire, et par conséquent la tension, sont à peu près divisées par 3 par rapport au cas de référence. La tension maximale de charge des condensateurs a été fixée à 20 kV. L'autre conséquence de l'augmentation du nombre de spires est la hausse de l'inductance totale du circuit et donc la baisse de la pseudo-fréquence du courant traversant l'inducteur. En utilisant la formule de Weinstein (4.4), l'inductance propre calculée pour le nouvel inducteur est de 194 nH. Cela affecte fortement la pseudo-fréquence du courant qui, avec le présent dispositif, est limitée à quelques dizaines de kilohertz. En supposant une inductance parasite (condensateurs, branchements électriques, etc.), l'intensité maximale et la fréquence du courant obtenues sont respectivement de 160 kA et 35 kHz.

Afin de minimiser l'inductance parasite due aux branchements électriques et de pouvoir faire passer des courants aussi élevés que ceux en jeu dans ce procédé, des *busbars* (barres omnibus ou encore jeu de barres) sont employés pour connecter les différentes parties du circuit électrique. C'est le cas de la liaison banc de condensateurs – inducteur. Ces *busbars*, utilisés en électronique de puissance, sont des barres conductrices rigides, généralement en cuivre, et dont la section est dimensionnée en fonction de l'intensité de courant devant les traverser. Les barres « aller » et « retour » sont placées de manière parallèle, de sorte à diminuer leur inductance mutuelle qui dépend de leur espacement. L'autre point critique du dispositif est le type d'interrupteur à utiliser. En raison de la variation très rapide du courant dans le temps ($35 \text{ kA}/\mu\text{s}$), l'utilisation de semi-conducteurs de type thyristor, IGBT etc. n'est pas adaptée. La solution retenue est un interrupteur de type éclateur à gaz. Il s'agit de deux électrodes placées l'une en face de l'autre et dont la distance de séparation dépend de la tension d'usage. L'amorçage du gaz (de l'air dans le cas présent), par la création d'un arc électrique entre les deux électrodes lorsque la tension de claquage est atteinte, permet le passage du courant. Ce système permet de faire passer un fort courant dans un court laps de temps et dans de bonnes conditions de sécurité. La figure (5.2) montre le prototype tel qu'il a été conçu et présenté par Chazottes-Leconte *et al.* [CHA 18].

Ces différentes caractéristiques électriques permettent de se différencier du brevet déposé par Dydo et Yushanov [DYD 08]. En effet, grâce à ce dispositif, il est possible de plastifier un matériau comme de l'aluminium et d'y introduire éventuellement des contraintes résiduelles de compression avec une intensité de courant de

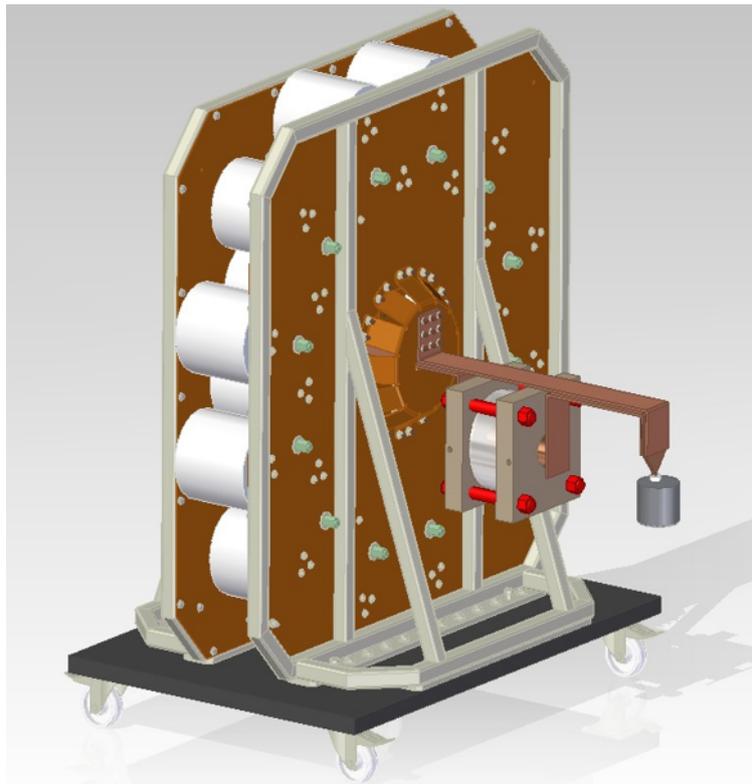


FIGURE 5.2 – Représentation schématique du prototype de mise en compression électromagnétique tel que présenté par Chazottes-Leconte *et al.* [CHA 18]. Il est constitué du banc de condensateurs (compris en les deux plaques parallèles), de l'inducteur au bout et de l'éclateur entre les deux. Tous ces éléments sont reliés entre eux par des *busbars*.

l'ordre de 160 kA loin des 300 kA indiqués dans le brevet susmentionné. Il en résulte une meilleure durabilité, tant sur le plan thermique que mécanique, de l'inducteur puisque la section des spires est la même dans les deux cas (4 mm^2) ; seule la forme diffère (carrée dans le brevet). Il s'agit là d'un avantage important par rapport au brevet existant puisque la forte intensité de courant est un point problématique dans la conception et la fabrication du dispositif ; ainsi, arriver à diminuer de moitié l'intensité de courant nécessaire constitue une belle avancée pour une future exploitation industrielle du procédé. Par ailleurs, il peut être noté que dans le brevet, il est fait usage d'un inducteur à une spire alors que le présent dispositif possède 3 spires.

4 Essais de mise en évidence de la mise en compression

Cette partie concerne les premiers essais à effectuer pour prouver le fonctionnement du procédé et surtout leur simulation. Il s'agit de tests sur des plaques minces d'aluminium ; leur but est de prouver l'introduction de contraintes résiduelles de compression dans le matériau, grâce au présent procédé. Il sera décrit dans cette section les tests tels qu'ils sont prévus.

4.1 Procédure expérimentale

Ces expériences s'inspirent du test Almen qui est une méthode utilisée en grenailage conventionnel pour exprimer l'énergie du jet de grenailles. Ce test consiste à grenailer une plaque d'acier SAE 1070, de dimensions normalisées, fixée par des vis latérales sur un support. Lorsque la plaque est retirée du support après grenailage, elle présente une courbure convexe sur la face grenillée et la mesure de la flèche donne l'intensité Almen. Cette déformée de la plaque traduit l'introduction de contraintes résiduelles de compression dans les couches superficielles de la pièce. Le phénomène d'introduction de contraintes résiduelles de compression dans les matériaux provient de l'incompatibilité des déformations dans la matière et est montré sur la figure (1.7). Lorsqu'on réalise un procédé de traitement de surface, les couches superficielles du matériau sont déformées plastiquement sur une profondeur qui dépend du procédé utilisé. La déformation plastique étant incompressible (pas de variation de volume), il en résulte un allongement plastique de la couche de surface. À la fin du traitement, l'adaptation de la zone de déformation plastique causée par le retour élastique de la matière environnante va créer une zone de compression en surface et, pour équilibrer, une sous-couche en traction. Sur des pièces de faible épaisseur (quelques millimètres), cette adaptation entraîne une déformation macroscopique de la pièce qui prend une forme convexe dirigée vers la zone en compression. Cette propriété peut être exploitée pour savoir s'il y a introduction de contraintes de compression et leur

localisation approximative. Il s'agit là d'un moyen simple et peu coûteux pour avoir une appréciation qualitative des résultats, par rapport aux méthodes habituelles de mesure de contraintes résiduelles (diffraction des rayons X par exemple).

La méthode Almen sera donc transposée à la mise en compression par impulsions électromagnétiques. La série de tests consistera à réaliser un traitement uniforme de toute la surface des plaquettes de manière à reproduire le cas d'un grenailage avec un recouvrement de 100%. Pour cela, l'inducteur sera déplacé de 5 mm (largeur du groupe de spires) après chaque impact jusqu'à ce que chaque point de la surface ait été soumis à au moins une impulsion. Après le traitement, la plaquette sera libérée de son support et la déformée de la pièce sera mesurée. Cette déformée pourra être comparée aux simulations.

4.2 Propriétés des éprouvettes traitées

Le matériau et les dimensions, surtout l'épaisseur des éprouvettes, influent fortement sur les résultats des essais. Pour cette première campagne d'essais, le but recherché est de prouver de manière simple qu'il peut effectivement y avoir introduction de contraintes résiduelles de compression, sans pour autant devoir employer les capacités maximales de la machine.

Les éprouvettes à traiter sont des plaquettes fines de forme rectangulaire de section 60 mm × 18 mm (76.2 mm × 18.9 mm pour les plaques Almen normalisées, à titre de comparaison). Chaque éprouvette doit être initialement la plus plate possible, afin de pouvoir non seulement effectuer une bonne comparaison avec les simulations, mais aussi pour mesurer avec précision la flèche de la déformée à l'issue du traitement. L'épaisseur de la plaque affecte non seulement le niveau de déformation plastique introduit mais aussi la courbure de l'éprouvette due aux contraintes résiduelles. Ainsi, l'épaisseur doit être suffisamment faible pour que la plaque puisse se déformer de manière visible avec une flèche mesurable. Pour choisir l'épaisseur idéale, des simulations ont été réalisées pour des plaques de 1, 2 et 4 mm. Comme cela sera montré par la suite (sous-section 5.2), la flèche maximale est obtenue pour la plaque de 2 mm. Elle a donc été choisie pour les expérimentations.

En ce qui concerne le matériau des éprouvettes, il faut choisir un matériau possédant une bonne conductivité électrique et une limite élastique relativement faible. En effet, les amplitudes des courants de Foucault, et par conséquent celles des forces de Laplace, induits dans le matériau dépendent de sa conductivité électrique. Il en est de même pour la profondeur affectée. Notre choix s'est porté sur l'alliage d'aluminium 6061 à l'état recuit (T0). Il possède une conductivité électrique de 25 MS/m. Sa courbe de traction tirée de résultats expérimentaux est représentée sur la figure (5.3) [TAM 02].

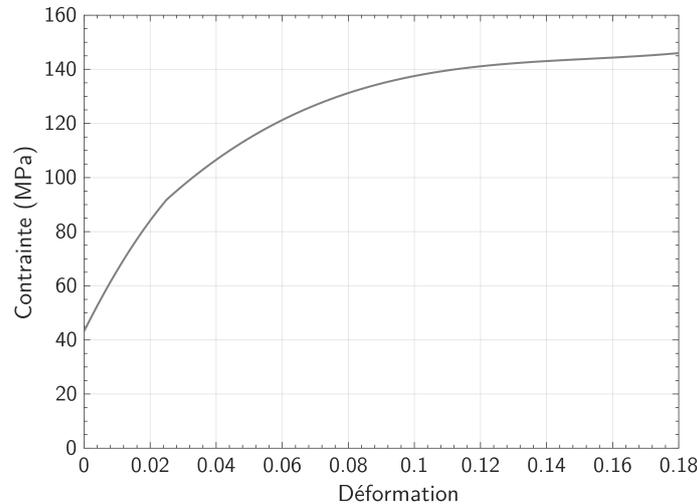


FIGURE 5.3 – Loi de comportement mécanique de l'aluminium 6061 à l'état T0 (recuit).

4.3 Paramètres opérationnels des essais

Il s'agit essentiellement des paramètres électriques de la machine. Grâce à l'utilisation d'une diode dans le circuit électrique, le profil de courant traversant l'inducteur sera similaire à celui d'une demi-sinusoïde caractérisée par une valeur maximale et une durée d'impulsion. Comme indiqué précédemment, les deux principaux paramètres du présent procédé sont l'intensité maximale et la fréquence du courant. L'équipement qui a été fabriqué peut fournir au maximum un courant de 180 kA avec une fréquence de 35 kHz (soit une durée d'impulsion de 14.3 μ s), en chargeant le banc de condensateurs sous la tension maximale de 20 kV. Il est intéressant de noter que pour une intensité maximale plus faible, la fréquence du courant peut être plus élevée que 35 kHz en diminuant le nombre de condensateurs chargés et donc la capacité équivalente du circuit. Par exemple, un signal électrique d'une amplitude de 80 kA mais avec une pseudo-fréquence de 70 kHz peut être générée en chargeant uniquement le quart des condensateurs disponibles sous 20 kV.

Plusieurs couples d'intensités et fréquences de courant seront testés. Pour l'intensité maximale, une fourchette comprise entre 60 kA et 100 kA est envisagée pour les essais. La distance entre la pièce et l'inducteur est également un paramètre important puisque plus cette distance augmente, plus faible est l'intensité du champ magnétique induit dans la pièce. Cette distance variera autour de 1 mm pour être au plus proche tout évitant le phénomène de claquage électrique. Lors de la réalisation des essais, une couche de matériau diélectrique sera incluse entre l'inducteur et la pièce afin de prévenir ce phénomène d'arc électrique.

5 Simulation des essais

L'objet de cette section est la simulation des différents cas évoqués plus haut et devant faire l'objet des tests. La simulation se fait en deux parties. Tout d'abord le modèle numérique de couplage électromagnétique – mécanique présenté dans le chapitre 4 est utilisé pour simuler le traitement de la plaque bridée lors une impulsion. La zone ainsi traitée a la forme, en surface et en profondeur, d'une couronne localisée sous les spires. Ensuite, le tenseur de déformations plastiques obtenu à l'issue du calcul est exporté sur un modèle purement mécanique mais 3D de l'éprouvette. Ce calcul mécanique consiste en un calcul d'équilibre statique de la pièce non-bridée et libre de tout chargement extérieur pour avoir les contraintes et la déformée. Toute la simulation numérique est effectuée avec le logiciel SYSWELD. Comme indiqué dans la section précédente, l'expérimentation envisagée est le traitement uniforme de l'éprouvette, ce qui suppose plusieurs impulsions ainsi que des déplacements de l'inducteur.

5.1 Traitement uniforme d'une éprouvette

Pour ce type de traitement, il est supposé que la déformation plastique ne varie que dans la profondeur et est homogène dans une couche (section longitudinale) donnée. Les effets d'impulsions mitoyennes ne sont pas pris en compte. En effet, en cas d'impulsions contiguës, le champ de déformation plastique moyen obtenu serait différent de celui généré par une unique impulsion isolée. Les composantes du tenseur de déformation inélastique transférées sont celles obtenues en effectuant une moyenne de la déformation plastique induite dans la partie de la pièce située sous les spires, après une impulsion. Ce champ de déformation inélastique est appliqué uniformément dans toute la longueur aux points de Gauss d'un modèle 3D par éléments finis de la plaque, supposant ainsi un traitement uniforme de la surface. Le logiciel utilisé permet le transfert et l'application directe du champ de déformation plastique.

La valeur moyenne des composantes du tenseur de déformation plastique est obtenue comme suit :

- La pièce est subdivisée en un certain nombre de points (espacés de 100 μm) dans toute son épaisseur le long d'un axe centré sur le groupe de spires ;
- Une zone d'influence est attribuée à chacun des points précédents. Il s'agit d'un rectangle centré sur le point. Sa longueur et sa hauteur sont respectivement égales à la largeur du groupe de spires et la distance entre chaque point, de sorte qu'il n'y ait pas de chevauchement des zones d'influence ;
- La valeur moyenne associée à un point est égale à la moyenne des valeurs aux points de Gauss contenus dans sa zone d'influence.

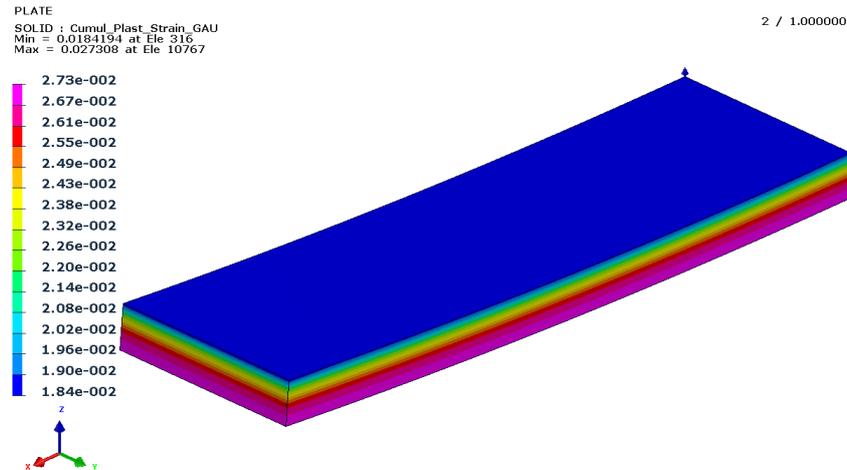


FIGURE 5.4 – Distribution de la déformation plastique cumulée et déformée d’une plaque d’épaisseur 2 mm après traitement et équilibre statique.

Les résultats des simulations sont présentés et analysés. Les figures (5.4) et (5.5) présentent respectivement la distribution de la déformation plastique cumulée dans l’éprouvette et la déformée de la surface de la plaque libre après traitement. L’intensité maximale de courant considérée est de 80 kA et la pseudo-fréquence 35 kHz. L’analyse de la figure (5.4) montre que la déformation plastique cumulée est maximale vers la base de la plaque et non vers la surface, comme c’est le cas pour la mise en compression par choc laser par exemple. En conséquence, la zone mise en compression se situe en profondeur et les contraintes de traction pour équilibrer se retrouvent en surface. Cela justifie la forme concave de la déformée obtenue. Les raisons de cette distribution particulière des contraintes résiduelles par rapport aux procédés traditionnels de traitement de surface sont non seulement la fréquence du courant (35 kHz) relativement basse mais aussi la faible épaisseur de la plaque. En effet, une fréquence faible induit un traitement en profondeur en raison du phénomène d’effet de peau qui été déjà évoqué dans le chapitre 4. Ainsi, les faibles fréquences ne sont adaptées que si l’on souhaite un traitement en profondeur. L’un des avantages de ce procédé, c’est que cela peut être corrigé et on obtiendrait un traitement plus superficiel en augmentant la fréquence (sous-section 5.4). Par ailleurs, la faible épaisseur de la pièce fait relativiser la notion de couche superficielle. Ainsi, à 1.5 mm de profondeur on peut toujours estimer être dans les couches superficielles d’une pièce de 100 mm d’épaisseur, ce qui n’est pas le cas pour une pièce de 2 mm d’épaisseur. De la même manière que pour l’essai Almen où des plaques d’épaisseurs différentes sont utilisées en fonction de l’intensité du grenailage, les pièces trop fines ne sont pas adaptées pour mettre en évidence la mise en compression électromagnétique en raison de la profondeur importante mise en compression.

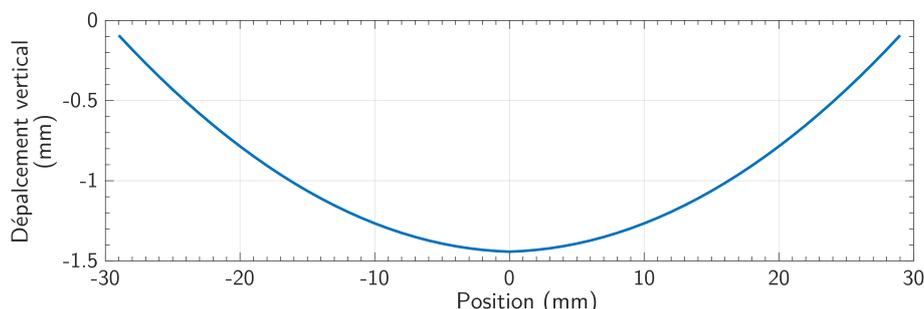


FIGURE 5.5 – Déformée de la plaque obtenue numériquement pour un courant d’intensité maximale 80 kA et de pseudo-fréquence 35 kHz.

5.2 Effet de l’épaisseur de l’éprouvette

Afin d’analyser l’effet de l’épaisseur de la plaque sur la déformée obtenue, trois différentes épaisseurs ont été étudiées : 1 mm, 2 mm et 4 mm. La figure (5.6) regroupe les résultats obtenus toujours pour le même profil de courant que précédemment (80 kA et 35 kHz). Cette figure montre que, dans le cas présent, la flèche la plus importante est obtenue avec la plaque d’épaisseur 2 mm. La valeur de la flèche dépend non seulement de l’épaisseur de la plaque mais aussi de la distribution de la déformation plastique. Logiquement, la plaque la plus fine doit pouvoir se déformer de manière plus visible que les deux autres. Toutefois, on remarque que la flèche la plus faible (0.825 mm) est obtenue pour la plaque de 1 mm. Cela peut être attribué au fait que l’hétérogénéité de la déformation plastique dans la pièce suivant la profondeur n’est pas très marquée ; la différence entre les déformations plastiques cumulées maximale et minimale est seulement de 0.2% initialement (Figure 5.7). Cette faible différence associée à la faible épaisseur induit une déformée de flèche moins élevée. À l’opposé, la plaque de 4 mm d’épaisseur présente également une flèche peu élevée de 1.018 mm malgré que l’écart de déformation plastique cumulée par rapport à la surface soit le plus élevé des trois plaques. Cela est dû à son épaisseur relativement importante qui augmente sa rigidité à la flexion. L’éprouvette de 2 mm d’épaisseur semble représenter un bon compromis entre l’hétérogénéité de déformation plastique dans l’épaisseur et la rigidité de la plaque. La flèche obtenue pour cette plaque est de 1.442 mm. Sa déformée devrait être facilement perceptible à l’œil et peut être reproduite en utilisant la technique de stéréo-corrélation d’images. Il faut noter toutefois que l’éprouvette pour laquelle le rapport flèche/épaisseur est le plus grand est la plaquette d’épaisseur 1 mm.

5.3 Influence de l’intensité du courant

Il s’agit ici d’analyser, pour la plaquette d’épaisseur 2 mm, les déformées obtenues en faisant varier le courant maximal. La pseudo-fréquence du courant est maintenue constante à 35 kHz et 3 valeurs de l’intensité maximale sont considé-

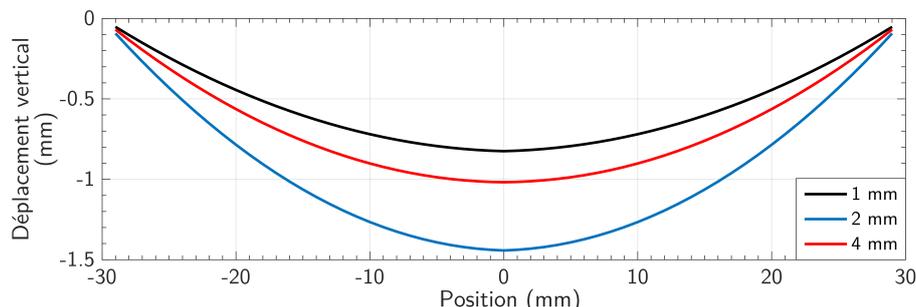


FIGURE 5.6 – Déformées de plaques d'épaisseurs 1, 2 et 4 mm obtenues numériquement pour un courant d'intensité maximale 80 kA et de pseudo-fréquence 35 kHz.

rées : 60, 80 et 100 kA. Ces différents niveaux de courants peuvent être obtenus en chargeant le banc de condensateurs respectivement sous une tension de 7.5, 10 et 12.5 kV. La figure (5.10) regroupe les déformées obtenues par simulation dans les trois cas précités. Logiquement, la flèche de la déformée augmente très nettement avec l'intensité du courant. Par exemple, entre 80 kA et 100 kA soit une variation de l'intensité de 25%, la flèche de la déformée a été sensiblement multipliée par 2.5. Cette variation à la hausse de la flèche est due à l'augmentation du niveau de déformation plastique introduite dans la pièce en faisant croître le courant maximal dans l'inducteur. Cependant, l'intensité maximale ne change pas l'orientation de la déformée qui est toujours concave.

5.4 Influence de la fréquence du courant

Après l'intensité maximale, l'effet du second paramètre électrique est étudié dans cette section. Les calculs ont été effectués cette fois pour la plaquette de 4 mm d'épaisseur. Pour une intensité de courant constante de 80 kA, les simulations ont été réalisées pour trois fréquences de courant : 35, 350 et 1000 kHz. Le courant de fréquence 350 kHz peut être obtenu en chargeant le banc de condensateurs au centième de sa capacité sous une tension de 200 kV. Ce cas, tout comme le courant de fréquence 1 MHz (il nécessite une tension encore plus élevée), ne peuvent être réalisés expérimentalement avec le dispositif construit car la tension maximale admise par les condensateurs est de 20 kV. Cependant, il est intéressant de réaliser ces simulations pour observer la manière dont l'évolution de la déformée est affectée par une hausse de la fréquence, du moins théoriquement. Les résultats sont présentés sur la figure (5.11). Il peut être observé que globalement la flèche obtenue diminue lorsque la fréquence augmente. Cela est dû au fait que l'énergie électrique fournie diminue pour une hausse de la fréquence et que, par conséquent, l'énergie de déformation reliée au niveau de déformation est plus faible. L'autre remarque intéressante, c'est l'inversion de la concavité de la déformée (flèche positive de 15 μ m) pour le courant de 1 MHz par rapport aux autres fréquences. Cela indique un traitement très superficiel avec un courant de cette fréquence toujours en raison du phénomène d'effet de

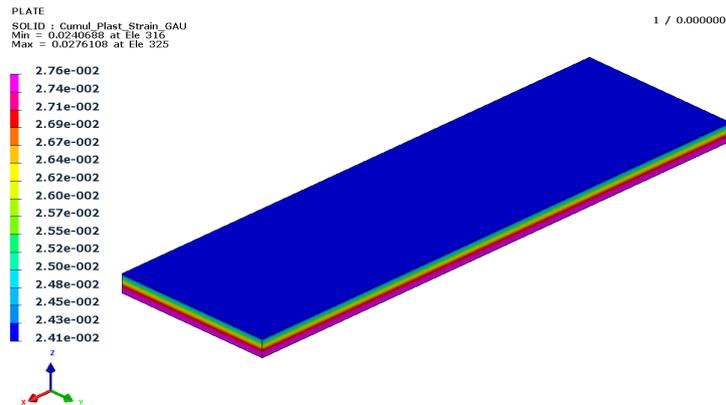


FIGURE 5.7 – Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 1 mm avant le calcul d'équilibre statique

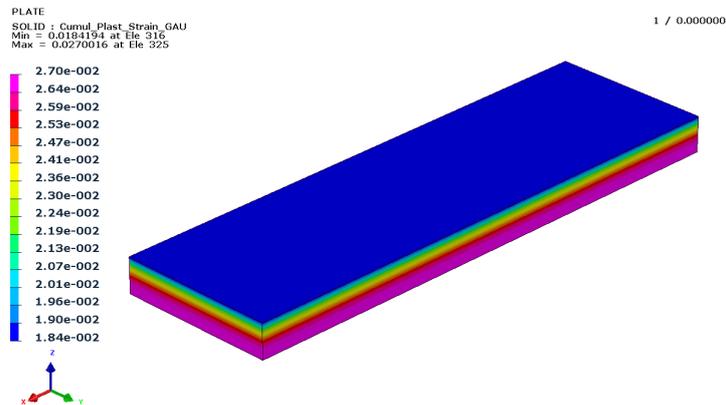


FIGURE 5.8 – Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 2 mm avant le calcul d'équilibre statique

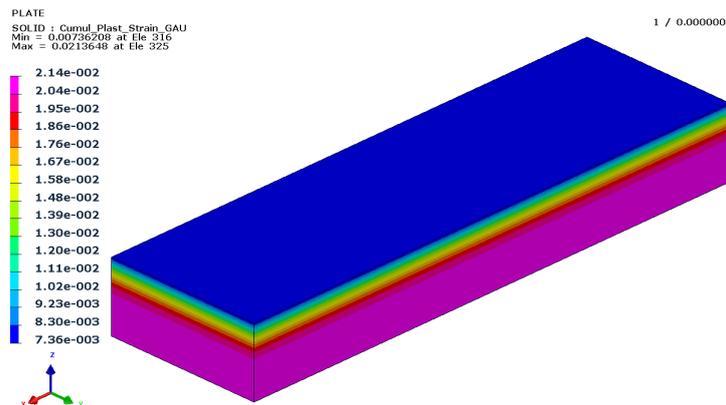


FIGURE 5.9 – Déformation plastique cumulée dans la plaque d'épaisseur 4 mm avant le calcul d'équilibre statique

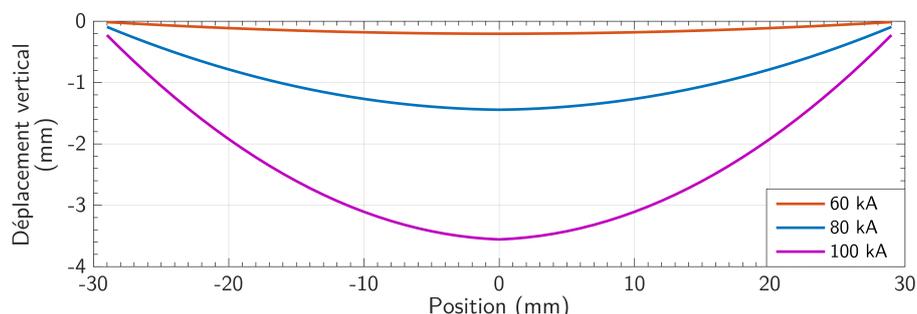


FIGURE 5.10 – Déformées d’une plaque d’épaisseur 2 mm obtenues numériquement pour des courants d’intensités maximales 60, 80 et 100 kA. Pseudo-fréquence de 35 kHz

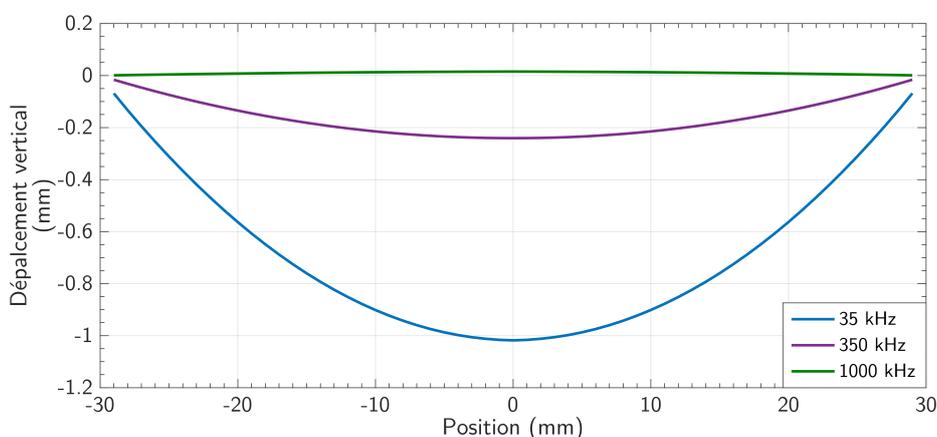


FIGURE 5.11 – Déformées d’une plaque d’épaisseur 4 mm obtenues numériquement pour des courants de pseudo-fréquence 35, 350 et 1000 kHz. Courant maximal de 80 kA.

peau. Notons que cette inversion n’est pas observée sur la plaque de 2 mm, même avec un courant de 1 MHz. Il faudrait une fréquence beaucoup plus élevée.

6 Traitement de surface de pièces massives

La mise en compression par impulsions électromagnétiques des surfaces de pièces épaisses est étudiée dans cette partie. Dans le chapitre 4, il a été présenté des simulations basées sur des données « fictives ». Elles ont été réalisées uniquement dans le but de montrer théoriquement qu’il peut y avoir mise en compression grâce à la technique présentée dans cette thèse et de fixer un cas référence d’une part, et d’autre part d’étudier les effets des différents paramètres sur les résultats. Les intensités et fréquences de courant (400 kA – 500 kHz par exemple) considérées alors étaient trop élevées pour être réalisables avec les moyens disponibles.

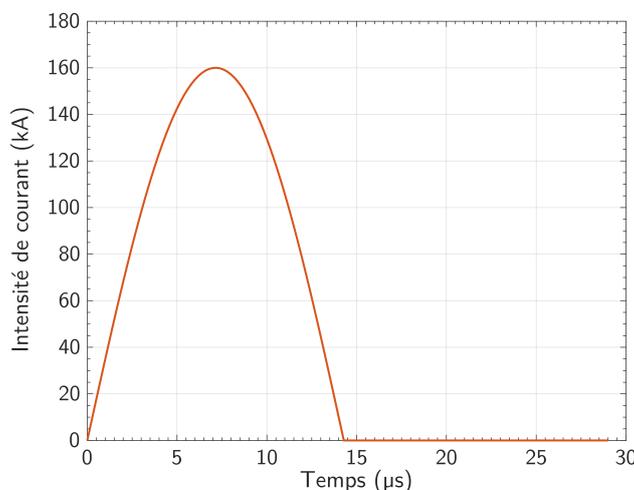


FIGURE 5.12 – Profil envisagé pour le courant traversant l'inducteur. Intensité maximale 160 kA et pseudo-fréquence 35 kHz.

Dans cette section, il est présenté une série de simulations basées sur les paramètres du dispositif qui a été fabriqué au LaMCoS. L'inducteur utilisé est donc celui décrit à la section 3, soit un inducteur à 3 spires :

- Rayon interne : 7.5 mm
- Rayon externe : 12.5 mm
- Section de chaque spire : 1 mm de largeur et 4 mm de hauteur
- Distance inter-spires : 1 mm
- Distance inducteur – pièce : 1 mm

La géométrie du modèle est représentée sur la figure (5.13). Les paramètres électriques considérés sont ceux de la machine construite, soit un courant de 160 kA (180 kA au maximum) associé à une pseudo-fréquence de 35 kHz. Le profil du courant est représenté sur la figure (5.12). La simulation est réalisée à l'aide du modèle numérique présenté précédemment. Deux types de matériaux sont étudiés dans cette partie : alliage de base nickel 690 et aluminium 6061 à son état de durcissement maximum T6.

6.1 Aluminium AA6061-T6

L'ajout d'éléments comme le magnésium et le silicium à l'aluminium permet d'obtenir les alliages d'aluminium de la série 6XXX. Ces éléments permettent d'obtenir un alliage beaucoup plus résistant mécaniquement que l'aluminium à

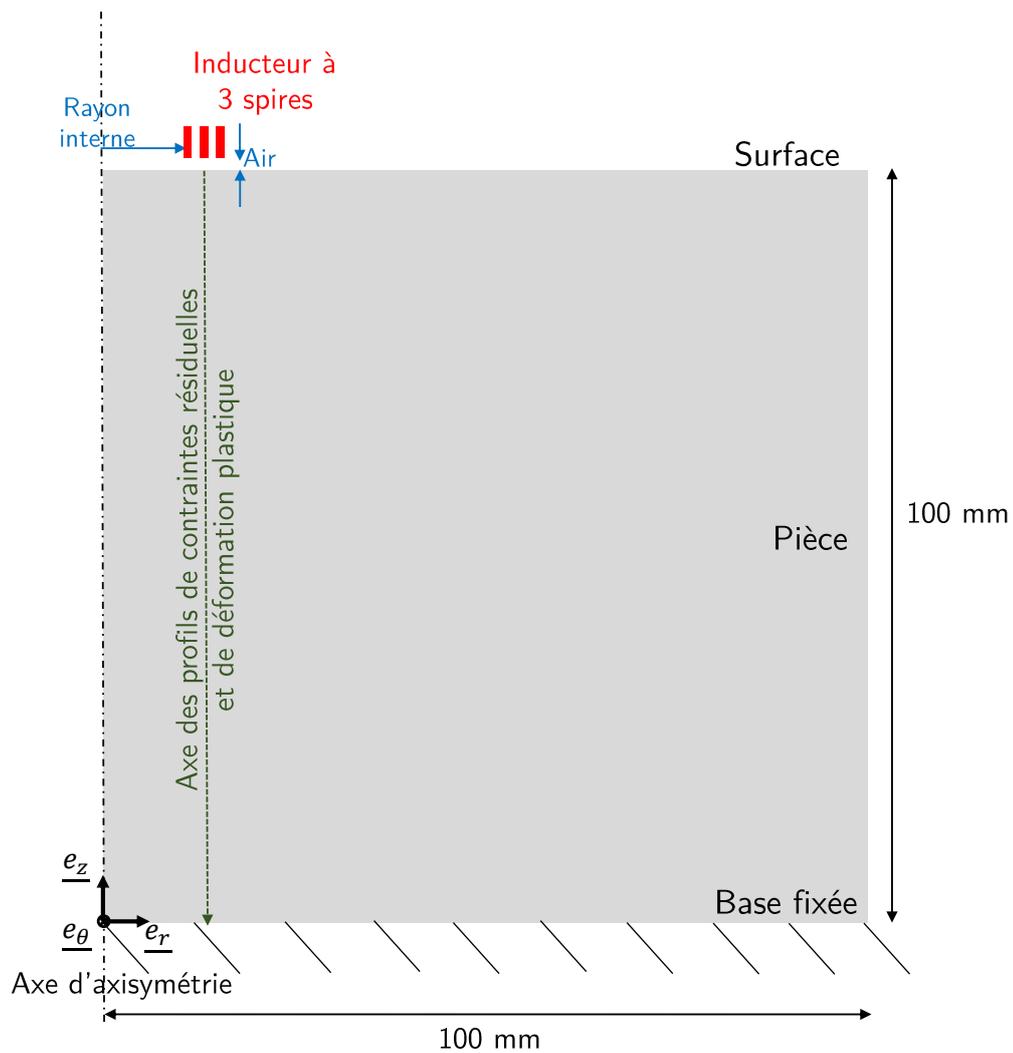


FIGURE 5.13 – Représentation schématique de la géométrie du modèle pour un inducteur à 3 spires

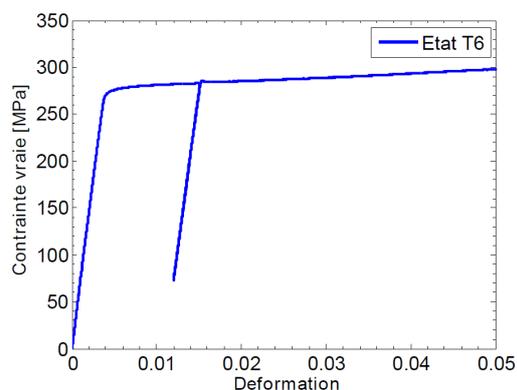


FIGURE 5.14 – Essai de traction de l'alliage d'aluminium AA6061 à l'état T6 [MAI 10].

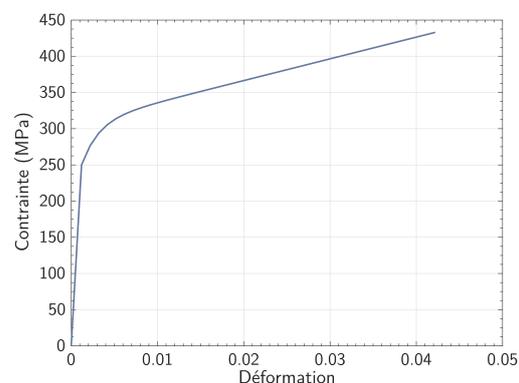


FIGURE 5.15 – Loi de comportement de l'*Inconel* 690 d'après J. Blai-zot [BLA 15]

l'état pur. L'alliage d'aluminium 6061 fait partie de cette série d'alliages. Sa composition chimique, indiquée dans le tableau (5.1), lui confère un certain nombre de propriétés qui en font un alliage largement utilisé dans l'industrie pour ses qualités. Une bonne aptitude au soudage et une très bonne résistance à la corrosion font partie de ces qualités. Par ailleurs, à l'état trempé revenu (T6), l'AA6061 possède des caractéristiques mécaniques relativement bonnes, dont une limite élastique de l'ordre de 280 MPa. Cet alliage d'aluminium est également transparent aux neutrons et possède de faibles échauffements lorsqu'il est soumis à des rayons gamma; tout cela en fait un matériau de fort intérêt sur le plan nucléaire [BAR 14]. Sa bonne conductivité électrique (25 MS/m) en fait un excellent matériau pour le traitement de surface électromagnétique. Ses propriétés mécaniques (état T6) sont résumées dans les travaux de thèse de D. Maisonnette [MAI 10] et une courbe de traction issue de ces travaux est présentée sur la figure (5.14). Ces propriétés mécaniques sont celles utilisées pour les simulations dans cette partie.

TABLE 5.1 – Composition chimique de l'alliage d'aluminium AA6061 en pourcentage massique [BAR 14].

| AA6061 (wt%) | Al | Si | Mg | Fe | Cr | Cu | Mn | Zn | Ti |
|--------------|------|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|
| min | bal. | 0.4 | 0.8 | | 0.04 | 0.15 | | | |
| max | bal. | 0.8 | 1.2 | 0.7 | 0.35 | 0.4 | 0.15 | 0.25 | 0.15 |

Les profils de déformation plastique cumulée et de contrainte moyenne résiduelle dans la pièce sous le groupe de spires sont respectivement représentés sur les figures (5.16) et (5.17). Sur cette dernière, des contraintes résiduelles de compression sont théoriquement introduites jusqu'à une profondeur d'environ 20 mm, avec un maximum de 25% de la limite élastique statique du matériau. Ce maximum est ob-

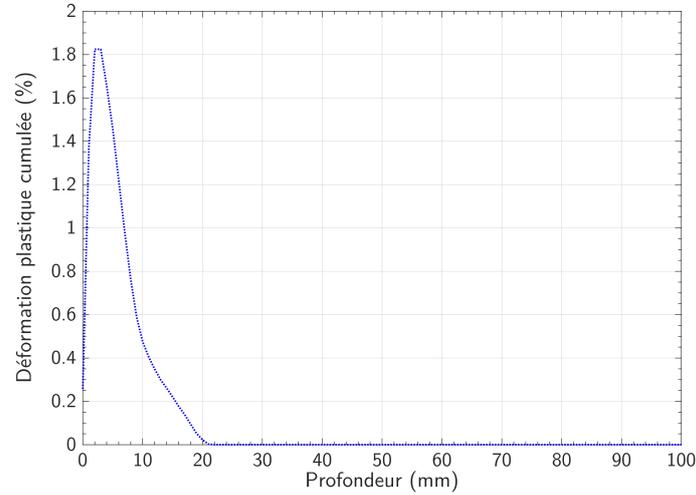


FIGURE 5.16 – Profil de déformation plastique cumulée dans la pièce d’alliage d’aluminium AA6061-T6 après traitement électromagnétique.

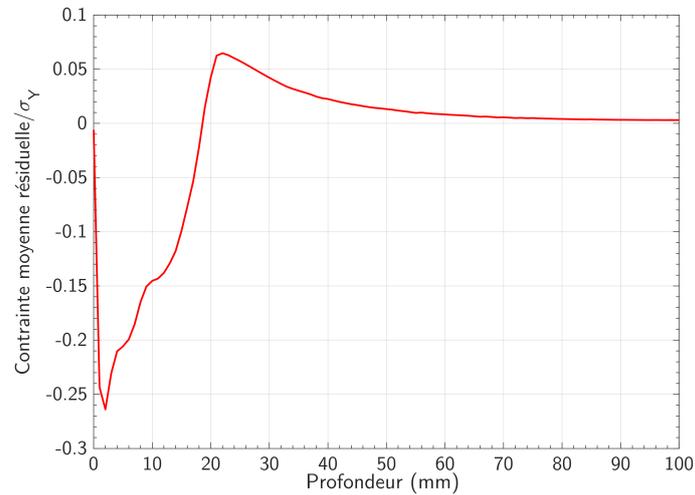


FIGURE 5.17 – Profil de contrainte moyenne résiduelle dans la pièce d’alliage d’aluminium AA6061-T6 après traitement électromagnétique. La contrainte est normalisée par la limite élastique du matériau $\sigma_Y = 280$ MPa.

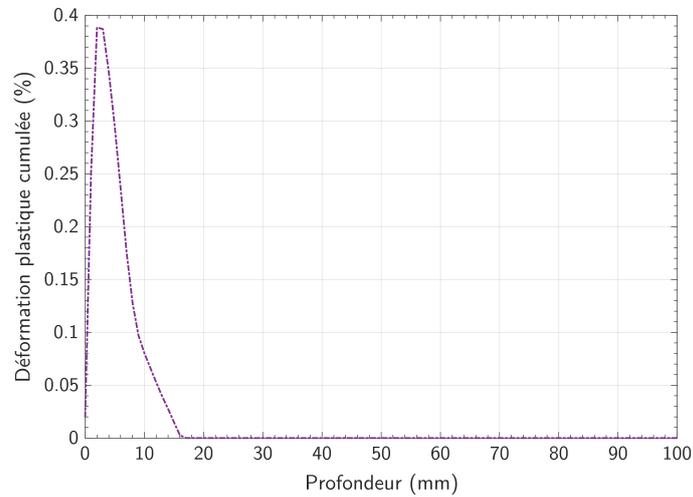


FIGURE 5.18 – Profil de déformation plastique cumulée dans la pièce d’alliage à base nickel 690 après traitement électromagnétique.

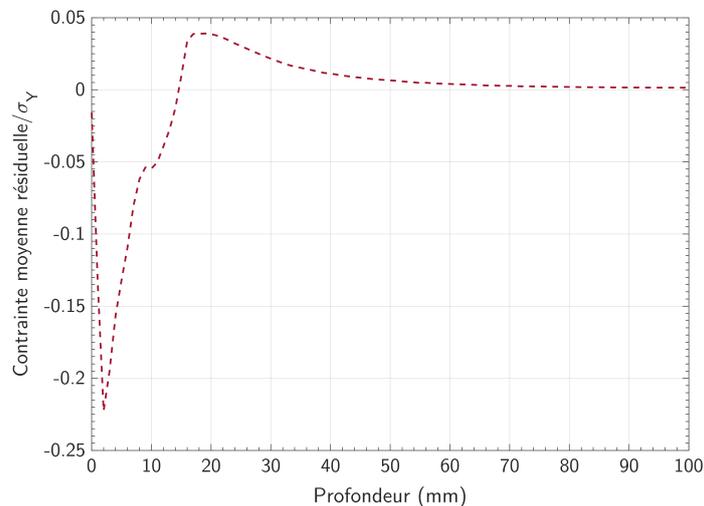


FIGURE 5.19 – Profil de contrainte moyenne résiduelle dans la pièce d’alliage à base nickel 690 après traitement électromagnétique. La contrainte est normalisée par la limite élastique du matériau $\sigma_Y = 305$ MPa.

tenu entre 1 et 2 mm de profondeur, ce qui est assez remarquable pour un procédé de traitement de surface. Ces résultats pourront être comparés à ceux expérimentaux en utilisant les ressources maximales du prototype construit.

6.2 Alliage de base nickel 690

La loi de comportement mécanique utilisée lors de cette simulation est différente de celle utilisée dans le chapitre 4. En effet, les travaux de J. Blaizot [BLA 15], notamment des essais de traction sur un alliage de base nickel 690 fourni par AREVA NP, a permis d'aboutir à une limite élastique de 305 MPa (contre 280 MPa précédemment) et d'établir la loi de comportement expérimentale représentée sur la figure (5.15). Cette loi correspond à un matériau possédant une taille de grains moyenne de 50 μm . C'est donc cette loi d'écrouissage qui sera utilisée pour la simulation.

Les profils de déformation plastique cumulée et de contrainte résiduelle dans la pièce sous le groupe de spires sont respectivement représentés sur les figures (5.18) et (5.19). Sur ces profils, les contraintes résiduelles de compression sont théoriquement introduites jusqu'à une profondeur d'environ 20 mm, avec un maximum compris entre 20 et 25% de la limite élastique statique du matériau.

6.3 Sensibilité à la vitesse de déformation

La loi de comportement utilisée pour les calculs précédents étant une loi élastoplastique, une étude de sensibilité à la vitesse de déformation a été effectuée pour les deux alliages étudiés : aluminium AA6061-T6 et *Inconel* 690. Dans les deux cas, la vitesse de déformation a été calculée puis son évolution en fonction du temps a été déterminée en différents endroits du matériau. Ces points ont été choisis dans l'axe le long duquel est représenté le profil de déformation plastique cumulée des figures (5.16) et (5.18). Cet axe est indiqué sur la figure (5.13) et il passe par l'endroit où la déformation plastique cumulée est maximale. Les points sont espacés de 2 mm et se situent entre la surface du matériau et 10 mm de profondeur.

Les différentes courbes obtenues pour la vitesse de déformation en fonction du temps, en chacun de ces points, sont représentées sur la figure (5.20) pour l'alliage d'aluminium. Cette figure montre un pic de vitesse de déformation à 6000 s^{-1} atteint au point situé à 2 mm de profondeur. Cependant, la vitesse de déformation moyenne est plus faible. Logiquement, le maximum et la moyenne de la vitesse de déformation diminuent au fur et à mesure que la profondeur augmente. Concernant l'alliage de base nickel, le maximum de vitesse de déformation obtenu est de 1500 s^{-1} (Figure 5.21). Les gammes de vitesse de déformation calculées pour les deux matériaux sont de l'ordre de celles obtenues lors du grenailage conventionnel (entre 10^3 s^{-1} et $5 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ [ROH 08]). Notons que pour une pseudo-fréquence de courant plus

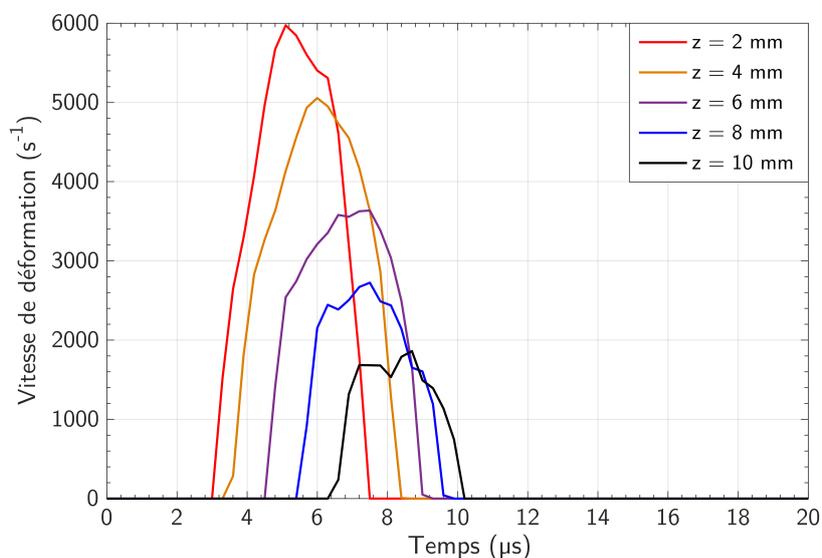


FIGURE 5.20 – Vitesse de déformation en fonction du temps en différents points dans l’alliage AA6061-T6 lors du traitement de surface électromagnétique. Les points sont localisés par rapport à leur profondeur : $z = 2, 4, 6, 8$ et 10 mm.

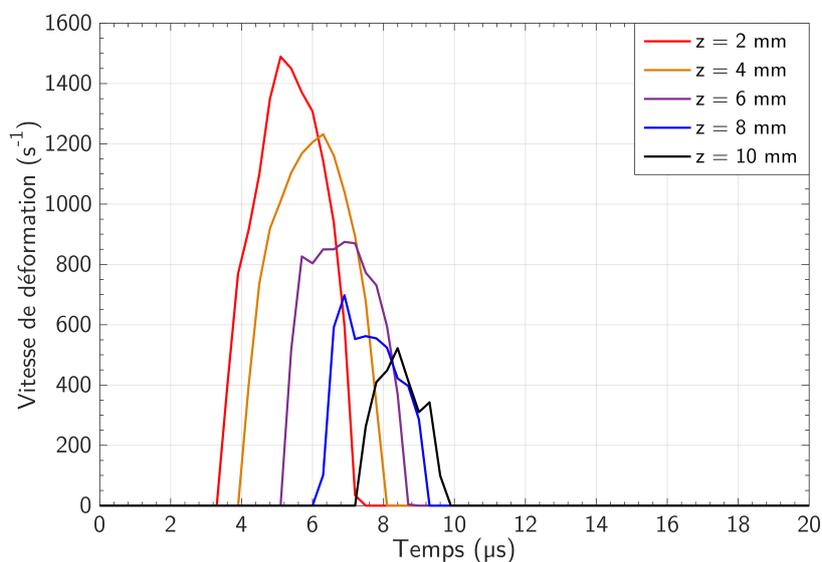


FIGURE 5.21 – Vitesse de déformation en fonction du temps en différents points dans l’alliage de base nickel 690 lors du traitement de surface électromagnétique. Les points sont localisés par rapport à leur profondeur : $z = 2, 4, 6, 8$ et 10 mm.

élevée (> 35 kHz), des vitesses de déformation plus élevées risquent d'être atteintes car la vitesse du chargement est similaire à celle de l'intensité de courant traversant l'inducteur. Dans ce cas, il est recommandé d'utiliser une loi de comportement mécanique viscoplastique.

7 Bilan énergétique du procédé

Dans cette section, un bilan énergétique est réalisé afin d'avoir une idée sur le rendement du procédé. Lors du traitement de surface électromagnétique, l'énergie est initialement électrique et stockée dans les condensateurs. À la fin du procédé, l'énergie disponible est partiellement convertie en énergie de déformation utilisée pour déformer la pièce. De l'énergie électrique à l'énergie de déformation, il y a un processus de transfert énergétique; n'étant pas ce mécanisme peut être représenté schématiquement comme sur la figure (5.22). Tout d'abord, seule une partie de l'énergie électrique stockée est transférée à l'inducteur et convertie sous forme d'énergie magnétique. Une forte proportion de l'énergie électrique est perdue dans les branchements et autres dispositifs entre le banc de condensateur et l'inducteur. Le dispositif électrique n'ayant pas fait l'objet de simulation dans cette étude, cette énergie perdue ne pourra être estimée que par déduction et surtout elle dépend des composants (*busbars*, interrupteurs, etc.) du système électrique. Par la suite, l'énergie transmise à l'inducteur se décompose en une partie perdue par effet Joule en raison de sa résistance électrique et en une partie qui est effectivement transmise à la pièce. Les courants de Foucault induits dans la pièce entraînent également une perte d'énergie par effet Joule. L'énergie de déformation est celle qui reste de l'énergie mécanique (ou utile), après déduction de l'énergie cinétique de la pièce traitée.

Pour montrer un exemple de ce bilan énergétique, le traitement de la pièce massive en AA6061-T6, dont la simulation a été effectuée dans la section précédente, est repris ici. Grâce à la simulation, l'énergie magnétique totale du système ainsi que les énergies dues à l'effet Joule dans l'inducteur et la pièce peuvent être obtenues. En faisant un bilan entre l'énergie utile et l'énergie magnétique totale (464 J) dans la pièce, le rendement est de 92%. En effet, environ 8% de l'énergie transmise à la pièce est dissipée par effet Joule. Par rapport à l'énergie électrique, le rendement est plus faible. En effet, avec le dispositif présenté précédemment, l'énergie électrique stockée est de l'ordre de 12 kJ. Dans ce cas, l'énergie utile ne représente que 3.58% de l'énergie électrique initiale. Cependant, le profil de courant utilisé pour les simulations peut être obtenu avec un autre dispositif possédant une énergie de stockage plus faible et en limitant les diverses pertes. Il peut s'agir là d'une piste d'amélioration du dispositif actuel.

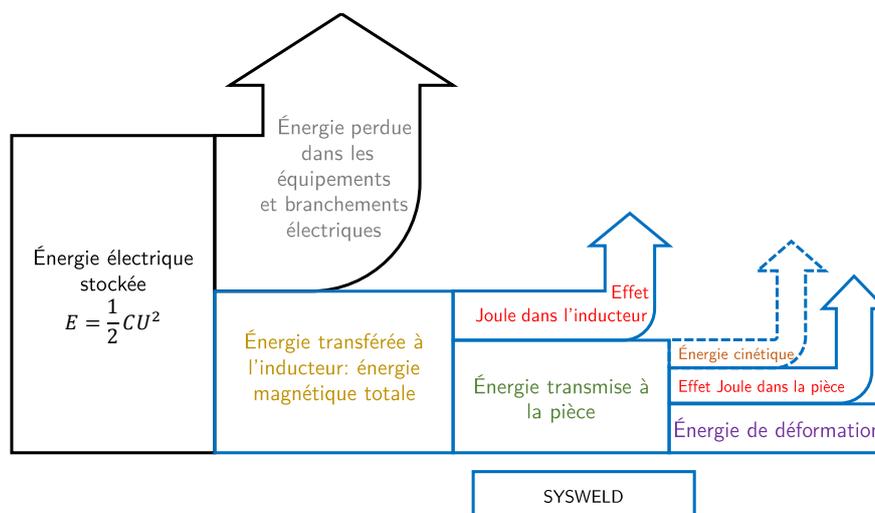


FIGURE 5.22 – Diagramme des transferts d'énergie durant le traitement de surface par cavitation

8 Synthèse

Ce chapitre s'inscrit dans la continuité du précédent qui a présenté les bases du nouveau procédé de traitement de surface, la mise en compression par impulsions électromagnétiques. La géométrie et les dimensions de l'inducteur ont été optimisées afin d'aboutir à des valeurs de paramètres de courants réalisables, sans qu'il soit nécessaire de faire appel à une technologie très pointue. Ces paramètres ont servi au dimensionnement d'un prototype expérimental pour la mise en œuvre du procédé, dans le cadre d'une thèse menée en parallèle. Les principales caractéristiques de ce dispositif ont été présentées brièvement dans ce chapitre. Cette machine servira à réaliser des essais afin de comparer les résultats du modèle numérique présenté dans cette thèse à l'expérience. Ces essais sont inspirés de l'essai Almen généralement réalisé pour caractériser le grenailage conventionnel. Un plan expérimental a été présenté en détails et des simulations ont été faites dans le but de prédire les résultats attendus. La simulation de la mise en compression de surface de pièces massives a aussi été présentée. L'alliage de base nickel 690 et l'aluminium AA6061 à l'état T6 sont les deux matériaux qui ont été considérés pour la pièce. Les résultats ont été présentés en termes de profils de contraintes résiduelles et de déformation plastique cumulée. Il a été montré qu'avec le dispositif présenté, des contraintes résiduelles de compression pourraient être introduites dans ces matériaux sur plusieurs mm de profondeur. Les paramètres utilisés étant ceux de la machine construite, ces résultats numériques pourront être comparés à des résultats expérimentaux. Par ailleurs, les lois de comportement utilisées étant indépendantes de la vitesse de déformation et de la température, les variations de ces derniers au cours de la réalisation du procédé ont été calculées et analysées. Enfin, un bilan énergétique du procédé a

été présenté dans la dernière partie de ce chapitre. Ce bilan, réalisé entre l'énergie magnétique et l'énergie utile dans la pièce, a mis en évidence un rendement de l'ordre de 92%. Ramené à l'énergie électrique initiale, ce rendement est très faible ($< 4\%$). Une grande partie de l'énergie électrique fournie est perdue par effet Joule ou sous d'autres formes dans les branchements et équipements constituant le dispositif électrique.

Conclusions et perspectives

Synthèse

Les procédés de traitement de surface présentent un intérêt certain dans le monde industriel et leurs effets bénéfiques sont connus de tous. Ils permettent d'accroître la durée de vie en fatigue des matériaux métalliques grâce à l'introduction de contraintes résiduelles de compression. Cela permet également d'éviter des phénomènes nuisibles aux composants des réacteurs nucléaires, comme la corrosion sous contrainte qui se caractérise par l'apparition et la propagation de fissures. Le grenaillage conventionnel ou ultrasonore, la mise en compression par choc laser, le traitement de surface par jet d'eau sont quelques uns des procédés généralement utilisés pour atteindre cet objectif. Cependant, les limites et inconvénients de ces méthodes classiques ont poussé à se tourner vers des procédés nouveaux pour avoir de meilleurs résultats. Les traitements de surface par cavitation et par impulsions électromagnétiques font partie de cette nouvelle génération de procédés de mise en compression de surface. Tandis que le premier est mis en œuvre industriellement par quelques sociétés dont AREVA Inc., le second est complètement innovant sans véritable étude expérimentale ou numérique en dehors d'un brevet avant les travaux de cette thèse. Dans les deux cas, il y avait un besoin de modélisation. Ce fut donc l'objectif de cette thèse, proposer des modèles numériques pour l'étude des deux procédés de traitement de surface sus-cités afin de prédire leurs résultats. Les travaux présentés dans les différentes parties de ce manuscrit ont concouru à atteindre ce but.

Tout d'abord, le sujet a été replacé dans son contexte industriel et l'utilité des traitements de surface a été mise en avant. Le principe et les principaux paramètres des procédés classiques ont été présentés de même que des résultats caractéristiques afin de mieux cerner leurs limites. L'état de l'art sur le traitement de surface par cavitation a révélé non seulement l'existence d'un certain nombre d'études expérimentales qui prouvent l'efficacité dudit procédé, mais aussi l'insuffisance d'études ayant pour objet sa modélisation. Ce manque a été attribué à la difficulté de la détermination du chargement sur la pièce. Le traitement électromagnétique impliquant les phénomènes électromagnétiques et mécaniques, les différents approches pour modéliser un tel couplage ont été exposées.

Une méthodologie a été proposée pour la modélisation du *cavitation peening*. La

principale problématique soulevée fut le calcul de la pression mécanique sur la surface due aux bulles de cavitation. Pour franchir cette étape, des modèles analytiques et numériques ont été proposés pour étudier la dynamique des bulles de cavitation sphériques d'une part, et l'évolution asphérique avec émission du micro-jet d'autre part. La pression d'impact présumée sur la surface due à une bulle a été calculée dans les deux cas et une comparaison a été faite. Il en est ressorti que l'onde de pression émise lors de l'implosion sphérique de la bulle était plus importante que la pression d'impact du micro-jet. Au final, la détermination de la sollicitation générée par une unique bulle s'est montrée être indispensable mais insuffisante pour modéliser le procédé dans son ensemble.

Un modèle macroscopique a donc été élaboré pour étudier le *cavitation peening*. Le support de ce modèle est l'onde de pression émise par une bulle et une généralisation a été faite en se basant sur la localisation de la zone de cavitation dans le jet. Pour atteindre cet objectif, un modèle numérique associant la turbulence et le transfert de masse par cavitation a été mis en place pour simuler le jet d'eau submergé contenant les bulles. Cela a permis d'estimer la pression exercée sur la surface lors du *cavitation peening*. Cette pression a ensuite été utilisée pour un calcul mécanique afin d'obtenir les contraintes résiduelles. Une bonne comparaison a été obtenue avec les contraintes résiduelles obtenues expérimentalement.

La seconde méthode ayant fait l'objet de cette thèse est le traitement de surface électromagnétique. Son principe a été présenté dans le chapitre 4 de ce mémoire, de même que les différents paramètres électriques en jeu. Un modèle numérique a été proposé pour la simulation de ce procédé. Ce modèle est basé sur une approche couplée où les problèmes électromagnétiques et mécaniques sont résolus de manière séquentielle, l'un à la suite de l'autre pendant toute la durée de la mise en œuvre. Ce modèle a été comparé à une expérience sur un problème caractérisé par les phénomènes physiques et le même type de couplage. Une étude paramétrique a été effectuée et a montré que les résultats de la mise en compression (profondeur et niveau de contraintes) dépendent essentiellement de l'intensité du courant et de sa pseudo-fréquence. Des relations non-dimensionnelles ont été déterminées en ces paramètres et les résultats. Grâce aux simulations, les paramètres nécessaires pour arriver à mettre en compression un matériau de type alliage de base nickel 690 ont été déterminés.

Les valeurs des paramètres précédents s'étant montrées trop compliquées à réaliser, une étude d'optimisation a été faite pour aboutir à des niveaux de courant et de pseudo-fréquence plus faibles. Cette nouvelle gamme de paramètres a servi au dimensionnement et à la construction d'un prototype pour la mise en œuvre du procédé, dans le cadre d'une thèse parallèle à celle-ci. Un plan expérimental des essais à réaliser avec ce dispositif a été présenté dans ce manuscrit pour aboutir à la validation des résultats numériques. Des résultats numériques ont également été présentés pour le traitement de pièces épaisses en aluminium 6061 à l'état T6. Cette simulation pourra faire l'objet d'expérimentations.

Perspectives

Ce travail de thèse ouvre la voie à plusieurs perspectives. Elles concernent essentiellement la réalisation de travaux expérimentaux pour les deux procédés étudiés.

Il faut noter que le modèle de turbulence considéré pour la simulation du jet contenant les bulles de cavitation est un modèle de type RANS basé sur l'écoulement moyen. Il peut être intéressant d'utiliser des modèles plus poussés du genre *Large Eddy Simulation* (LES) pour capturer la turbulence dans ses moindres détails. Le modèle de Schnerr – Sauer utilisé pour la modélisation du transfert de masse par cavitation ne tient pas compte du gaz non-condensable dans le liquide. Un modèle comme celui de Singhal semble plus approprié mais il ne peut être couplé avec le LES. Un choix devra être fait entre la précision au niveau de la turbulence ou au niveau du phénomène de cavitation. Par ailleurs, cette simulation n'a pas fait l'objet de validation expérimentale. Un dispositif (Figure 5.23) pour la création et l'observation d'un jet de cavitation a été conçu et réalisé au LaMCoS pour cette fin. Il s'agira de filmer le jet d'eau et de comparer la forme de la zone de cavitation observée à celle simulée.

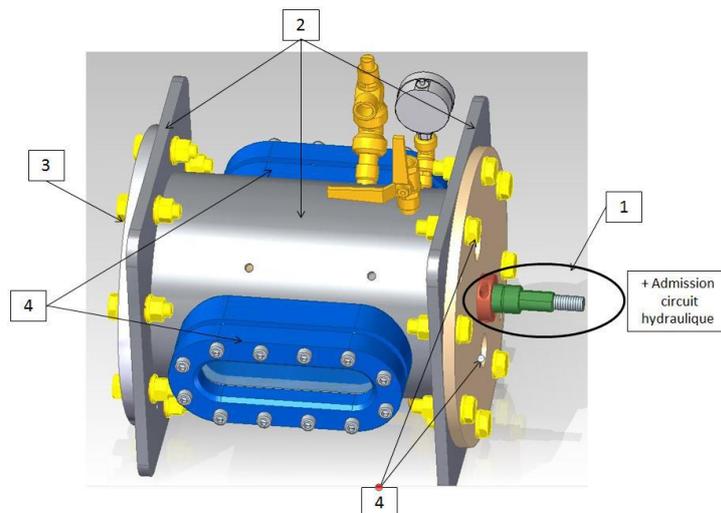


FIGURE 5.23 – Dispositif conçu et réalisé au LaMCoS pour générer et observer un jet de cavitation [ETA 17]. 1- Arrivée d'eau. 2- Corps de l'enceinte. 3- Capuchon pour l'implantation des échantillons d'essai. 4- Observation du phénomène.

Plus globalement, il convient de réaliser des tests de mise en compression par cavitation sur un matériau dont le comportement mécanique est bien connu. Cela peut nécessiter d'effectuer des essais de traction à différentes vitesses de déformation pour déterminer une loi de comportement précises. Ensuite il faudra déterminer numériquement les contraintes résiduelles à partir de l'approche de modélisation

proposée dans cette thèse. Cela permettra d'obtenir une validation complète du présent modèle et d'effectuer des modifications si nécessaire.

Concernant le traitement de surface par impulsions électromagnétiques, des essais pourront être réalisés à l'aide du prototype construit au LaMCoS. Ces tests peuvent se faire suivant le plan expérimental présenté dans ce manuscrit pour une comparaison expérimental – numérique basé sur le traitement d'éprouvettes minces. Des essais sur des pièces épaisses dont la loi de comportement mécanique est bien connue seraient également intéressants. Cela permettra de confirmer ou d'infirmer certaines des hypothèses faites dans ce manuscrit comme la faible influence des effets thermiques.

Par ailleurs, des travaux doivent être menées pour étudier la tenue mécanique de l'inducteur pendant le traitement électromagnétique. Les premiers tests du prototype ont montré qu'il s'agit là d'un point critique dans le dispositif. Une étude préliminaire a été effectuée et a montré une relative bonne tenue si les contours de l'inducteur étaient parfaitement maintenues, ce qui est pratiquement impossible. Des calculs doivent être effectués en considérant plusieurs types de solutions (résines, isolants, contre-spire...) afin de déterminer la plus adaptée ou la meilleure.

Annexe A

Résolution des problèmes électromagnétiques par éléments finis

1 Phénomène d'induction électromagnétique

La mise en compression par impulsions électromagnétiques se base sur le phénomène d'induction électromagnétique. Ce phénomène se caractérise par la création d'une différence de potentiel dans le cas d'un circuit électrique, et d'un courant électrique si le circuit est fermé. Il apparaît lorsque le flux d'induction magnétique est variable soit dans un circuit en mouvement dans un champ magnétique uniforme, soit dans un circuit fixe avec une intensité de champ magnétique variable dans le temps. Dans le cas de la mise en compression, le circuit fermé et fixe est constitué par la pièce soumise au champ électromagnétique créée par l'inducteur parcouru par un courant variable. Le courant ainsi induit est produit par la variation du flux magnétique ϕ qui, en traversant un élément de surface dS , est relié au vecteur induction magnétique \underline{B} par la formule (A.1). Cette variation du flux induit une force électromotrice dans le circuit dont la valeur est égale à la vitesse de variation du flux : C'est la loi de Lenz (A.2) qui indique également que l'orientation du courant induit est telle qu'il s'oppose à la variation du flux magnétique qui lui donne naissance.

$$d\phi = \underline{B} \cdot d\underline{S} \quad (\text{A.1})$$

$$e = -\frac{\partial\phi}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

Lorsqu'une particule chargée se trouve dans un espace en présence d'un champ électromagnétique, elle est soumise à une force électromagnétique ou force de Lorentz. Elle se décompose en une composante électrique $\underline{F}_e = q\underline{E}$ et une composante magnétique $\underline{F}_m = q\underline{v} \wedge \underline{B}$ avec \underline{E} le champ électrique, q et \underline{v} respectivement la charge électrique et la vitesse de la particule. A l'échelle du conducteur fermé parcouru par

un courant électrique, la résultante des forces magnétiques est appelée force de Laplace. Cette dernière peut aboutir à la déformation du conducteur dans le cas de la mise en forme ou encore de la mise en compression électromagnétique. La force de Laplace élémentaire $d\mathbf{F}$ exercée sur un élément de conducteur $d\mathbf{l}$ parcouru par un courant I dans un champ d'induction magnétique \mathbf{B} est donnée par la formule :

$$d\mathbf{F} = I d\mathbf{l} \wedge \mathbf{B} \quad (\text{A.3})$$

L'analyse des phénomènes électromagnétiques est basée sur quatre principes qui sont traduites par les équations suivantes :

- Équation de Maxwell-Ampère

$$\text{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (\text{A.4})$$

- Équation de Maxwell-Faraday

$$\text{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.5})$$

- Loi de Biot et Savart ou conservation du flux magnétique

$$\text{div}\mathbf{B} = 0 \quad (\text{A.6})$$

- Équation de Maxwell-Gauss

$$\text{div}\mathbf{D} = \rho \quad (\text{A.7})$$

Dans les équations (A.4) à (A.7), \mathbf{B} représente l'induction magnétique, \mathbf{D} l'induction électrique, \mathbf{E} le champ électrique, \mathbf{H} le champ magnétique, \mathbf{J} la densité de courant et ρ la densité de charge électrique.

Par ailleurs, les lois constitutives des matériaux doivent être prises en compte. Il s'agit de :

- La loi d'Ohm qui relie la densité de courant électrique \mathbf{J} et le champ électrique \mathbf{E} par la conductivité électrique σ . Dans les milieux anisotropes, la conductivité électrique peut être un tenseur et peut dépendre de la température θ et du module du champ électrique.

$$\mathbf{J} = \sigma(\|\mathbf{E}\|, \theta) \mathbf{E} \quad (\text{A.8})$$

- La loi d'aimantation qui relie le champ magnétique \underline{H} et l'induction magnétique \underline{B} en fonction de la perméabilité magnétique du vide $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$ et du vecteur d'aimantation \underline{M} qui est nul pour les matériaux non-ferromagnétiques (matériaux diamagnétiques ou paramagnétiques). Dans ce cas la loi d'aimantation est linéaire. Pour les matériaux ferromagnétiques (comme l'acier), le vecteur d'aimantation n'est pas nul et est proportionnel au champ magnétique appliqué. Cette propriété dépend de la température et disparaît lorsque la température dépasse le point de Curie où le matériau devient non-ferromagnétique.

$$\underline{B} = \mu_0 \underline{H} + \underline{M} = \mu(\|\underline{H}\|, \theta) \underline{H} \quad (\text{A.9})$$

- La loi de polarisation qui établit un lien entre le déplacement ou induction électrique \underline{D} et le champ électrique \underline{E} . Cette relation dépend de la permittivité diélectrique du vide $\epsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^{-9} F/m$ et du vecteur polarisation diélectrique \underline{P} . Tout comme la conductivité électrique, la permittivité diélectrique du milieu, qui relie l'induction électrique et le champ électrique, peut être un tenseur lorsque le milieu est anisotrope et peut dépendre de la température et du module du champ \underline{E} .

$$\underline{D} = \epsilon_0 \underline{E} + \underline{P} = \epsilon(\|\underline{E}\|, \theta) \underline{E} \quad (\text{A.10})$$

Avec le logiciel de simulation utilisé dans le cadre de cette étude, les équations du problème électromagnétique présentées dans cette section sont résolues par la méthode des éléments finis, méthode présentée notamment par V. Robin [ROB 09] dans sa thèse de doctorat.

2 Formulation du problème magnétodynamique

La formulation présentée est celle en potentiel magnétique vecteur et potentiel électrique scalaire. Dans cette partie et par la suite les vecteurs seront notés sans le segment orienté (flèche). La résolution des équations de Maxwell nécessite l'introduction du potentiel vecteur magnétique A dont le rotationnel est égal à l'induction magnétique B .

$$B = \text{rot} A \quad (\text{A.11})$$

Le potentiel A est défini par l'équation (A.11) au gradient d'une fonction scalaire près. Pour assurer l'unicité du potentiel magnétique vecteur, une équation supplémentaire portant sur la divergence est introduite. Cette condition est appelée jauge de Coulomb :

$$\text{div} A = 0 \quad (\text{A.12})$$

A partir de la relation (A.11), l'équation de Maxwell-Faraday peut s'écrire :

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \text{grad}V \quad (\text{A.13})$$

Cette équation montre que le champ électrique n'est défini qu'au gradient d'une fonction scalaire près. En conséquence, le potentiel électrique scalaire est défini à une fonction scalaire près. L'unicité de E et de V est garantie par la condition de la conservation de la densité de courant :

$$\text{div}J = 0 \quad (\text{A.14})$$

En effet, la pseudo-fréquence des courants des procédés étudiés étant généralement inférieure à 10^{12} Hz, le terme des courants de déplacement, correspondant à la propagation des ondes électromagnétiques, est négligé par rapport au terme des courants de conduction dans l'équation (A.4). Cette hypothèse peut également être vérifiée si les dimensions du système sont très inférieures à la longueur d'onde.

Ainsi, pour une formulation en potentiel magnétique vecteur et potentiel électrique scalaire, l'équilibre électromagnétique est gouverné par les équations aux dérivées partielles suivantes :

$$\sigma \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \text{grad}V \right) + \text{rot}(\nu \cdot \text{rot}A) = 0 \quad (\text{A.15})$$

$$\text{div} \left(\sigma \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \text{grad}V \right) \right) = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$\text{div}A = 0 \quad (\text{A.17})$$

avec ν la réductivité magnétique telle que $H = \nu(\|B\|, \theta) B$ et possédant les mêmes propriétés que la perméabilité magnétique.

Les différentes conditions aux limites possibles pour le domaine d'étude Ω de frontière $\partial\Omega = \partial\Omega_A \cup \partial\Omega_H = \partial\Omega_V \cup \partial\Omega_j$ sont :

- le potentiel magnétique vecteur pouvant dépendre du temps

$$A = A^d \text{ sur } \partial\Omega_A \quad (\text{A.18})$$

- le potentiel électrique imposé

$$V(t) = V^d(t) \text{ sur } \partial\Omega_V \quad (\text{A.19})$$

- le champ magnétique tangentiel imposé (avec n la normale extérieure unitaire à la surface

$$H(t) \cdot n = H^d(t) \text{ sur } \partial\Omega_H \quad (\text{A.20})$$

- la densité de courant surfacique imposée

$$-J \cdot n = \sigma \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \text{grad}V \right) \cdot n = j^d \text{ sur } \partial\Omega_j \quad (\text{A.21})$$

Dans l'air et dans les différents conducteurs associés au procédé étudié (pièce et inducteur), la résolution du problème électromagnétique par éléments finis est basé sur la formulation variationnelle faible gouvernant A et V , obtenue à partir des équations (A.15) à (A.21). Le problème variationnel consiste à trouver A vérifiant la condition (A.18) et V vérifiant (A.19) tels que $\forall A^*$, $A^* = 0$ sur $\partial\Omega_A$ et $\forall V^*$, $V^* = 0$ sur $\partial\Omega_V$:

$$\int_{\Omega} A^* \cdot \sigma \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \text{grad}V \right) dv + \int_{\Omega} \text{rot}A^* \cdot \nu \cdot \text{rot}A dv + \alpha \int_{\Omega} \text{div}A^* \cdot \text{div}A dv - \int_{\partial\Omega_H} A^* \cdot H^d ds = 0 \quad (\text{A.22})$$

D'après la relation $\text{div}(sW) = \text{grad}s \cdot W + s \cdot \text{div}W$ où s est un scalaire et W un vecteur et en utilisant le théorème de la divergence :

$$\int_{\Omega} \text{grad}V^* \cdot \sigma \cdot \left(\frac{\partial A}{\partial t} + \text{grad}V \right) dv - \int_{\partial\Omega_j} V^* \cdot j^d ds = 0 \quad (\text{A.23})$$

La condition de jauge est intégrée au problème par l'intermédiaire du terme $\alpha \int_{\Omega} \text{div}A^* \cdot \text{div}A dv$ dans l'équation variationnelle (A.22). Le coefficient α correspond au terme de pénalité sur cette condition et est généralement pris égal à $1/\mu_0$.

La recherche d'une approximation par la méthode des éléments finis au problème variationnel (A.22) et (A.23) conduit à résoudre un système différentiel du premier ordre en temps de la forme :

$$\begin{Bmatrix} \Psi_A(A, V) \\ \Psi_V(A, V) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} R_A(A, V) \\ R_V(A, V) \end{Bmatrix} - \begin{bmatrix} C_{AA} & 0 \\ C_{VA} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \dot{A} \\ \dot{V} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{A.24})$$

avec

$$\begin{aligned} \{R_A\} &= \underset{\text{elements}}{A} \{R_A^e\} & \{R_V\} &= \underset{\text{elements}}{A} \{R_V^e\} \\ [C_{AA}] &= \underset{\text{elements}}{A} [C_{AA}^e] & [C_{VA}] &= \underset{\text{elements}}{A} [C_{VA}^e] \\ \{R_A^e\} &= \int_{\partial\Omega^e \cap \partial\Omega_H} [N^e]^T H^d ds - \int_{\Omega^e} [\text{rot}N^e]^T \cdot \nu \cdot \text{rot}A dv - \\ &\alpha \int_{\Omega^e} [\text{div}N^e]^T \cdot \text{div}A dv - \int_{\Omega^e} [N^e]^T \cdot \sigma \cdot \text{grad}V dv & (\text{A.25}) \\ \{R_V^e\} &= \int_{\partial\Omega^e \cap \partial\Omega_j} [N^e]^T j^d ds - \int_{\Omega^e} [\text{grad}N^e]^T \cdot \sigma \cdot \text{grad}V dv \\ [C_{AA}^e] &= \int_{\Omega^e} [N^e]^T \cdot \sigma \cdot [N^e] dv & [C_{VA}^e] &= \int_{\Omega^e} [\text{grad}N^e]^T \cdot \sigma \cdot [N^e] dv \end{aligned}$$

Dans les équations (A.24) et (A.25), $\{AV\}^T$ représente les 4 degrés de liberté du problème. (A_x, A_y, A_z, V) sont les inconnues du problème liées à chaque nœud du maillage. A est l'opérateur d'assemblage sur les éléments, $[N^e]$ représente les fonctions de forme d'un élément, $[\text{grad}N^e]$ le gradient des fonctions de forme et $[\text{rot}N^e]$ leur rotationnel de sorte qu'à l'intérieur de chaque élément : $A = [N^e] \cdot \{A\}$, $V = [N^e] \cdot \{V\}$, $\text{grad}V = [\text{grad}N^e] \cdot \{V\}$ et $\text{rot}A = [\text{rot}N^e] \cdot \{A\}$.

Les équations (A.24) sont résolues pas de temps par pas de temps en utilisant une intégration temporelle selon l'algorithme implicite d'Euler telle que :

$$A_{t+\Delta t} = A_t + \Delta t \cdot \dot{A}_{t+\Delta t} \quad (\text{A.26})$$

A chaque pas de temps, la solution du problème non-linéaire est obtenue par une résolution itérative de type Newton-Raphson. La matrice tangente associée au résidu $\{R_A(A, V) \ R_V(A, V)\}$ est :

$$[K_T^e] = - \begin{bmatrix} \frac{\partial R_A^e}{\partial A} & \frac{\partial R_A^e}{\partial V} \\ \frac{\partial R_V^e}{\partial A} & \frac{\partial R_V^e}{\partial V} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} K_{AA}^e & K_{AV}^e \\ 0 & K_{VV}^e \end{bmatrix} \quad (\text{A.27})$$

avec

$$\begin{aligned} [K_{AA}^e] &= \int_{\Omega^e} [\text{rot}N^e]^T \cdot [N] \cdot [\text{rot}N^e] \, dv + \alpha \int_{\Omega^e} [\text{div}N^e]^T \cdot [\text{div}N^e] \, dv \\ [K_{AV}^e] &= \int_{\Omega^e} [N^e]^T \cdot \sigma \cdot [\text{grad}N^e] \, dv = [C_{VA}^e]^T \\ [K_{VV}^e] &= \int_{\Omega^e} [\text{grad}N^e]^T \cdot \sigma \cdot [\text{grad}N^e] \, dv \end{aligned} \quad (\text{A.28})$$

$[N]$ est l'opérateur tangent ou réductivité tangente, tiré de la loi d'aimantation tel que $\{dH\} = [N] \cdot \{dB\}$. Dans le cas d'un comportement non-linéaire, l'opérateur n'est plus diagonal mais il reste symétrique contrairement aux matrices $[K_T^e]$ et $[C^e]$ qui sont asymétriques.

La méthode présentée précédemment permet d'analyser le phénomène électromagnétique dans les conducteurs et dans l'air environnant qui doit être inclus dans la modélisation. Toutefois, afin de simplifier la mise en œuvre notamment dans le cas où un remaillage de l'air est indispensable, d'autres méthodes peuvent être utilisées comme le couplage des éléments finis avec les éléments de frontière.

3 Couplage des éléments finis et des éléments de frontière

Cette méthode consiste à coupler la méthode des éléments finis (FEM) pour les milieux conducteurs avec la méthode des éléments de frontière (boundary ele-

ment method ou BEM) pour représenter l'air environnant. L'air est un milieu non conducteur dont le comportement magnétique est linéaire. Ainsi, à partir des équations (A.15) et (A.17), le problème magnétostatique à résoudre dans l'air (Ω_{BEM}) se ramène aux équations suivantes :

$$\Delta A = 0 \quad (\text{A.29})$$

$$\text{div} A = 0 \quad (\text{A.30})$$

avec pour conditions aux limites :

- $A = 0$ à l'infini sur $\partial\Omega_\infty$.
- Continuité de A et $\text{div} A$ sur $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$ (condition naturellement satisfaite grâce aux maillages compatibles utilisés pour Ω_{FEM} et $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$).
- $h_{FEM} = H \cdot n_{FEM} = -h_{BEM} = -H \cdot n_{BEM}$ sur $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$ où n_{FEM} et $n_{BEM} = -n_{FEM}$ sont les normales unitaires à $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$ sortant respectivement des surfaces $\partial\Omega_{FEM}$ et $\partial\Omega_{BEM}$. En réécrivant l'équation (A.29) sous la forme d'une équation intégrale dont la solution est calculée sur les éléments de frontière et le formulant de manière variationnelle, la méthode des éléments de frontière appliquée à l'air conduit à résoudre le système matriciel (A.31) où $\{A_{BEM}\}$ est un sous-vecteur de $\{A\}$ limité aux nœuds appartenant à $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$ [BER 00, PAS 03a] :

$$[H] \cdot \{A_{BEM}\} = [G] \cdot \{H_{BEM}\} \quad (\text{A.31})$$

Le couplage des éléments finis avec les éléments de frontière s'effectue au moyen du premier terme du résidu éléments finis $\{R_A^e\}$ associé au potentiel magnétique vecteur défini dans les équations (A.25). Ce terme, relatif à la condition sur $\partial\Omega_{FEM}$ de type champ magnétique tangentiel imposé, s'écrit pour chaque élément fini situé sur la frontière $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$:

$$\{F_e\} = \int_{\partial\Omega^e} [N^e]^T \cdot h_{FEM} \, ds \quad (\text{A.32})$$

En supposant que h_{FEM} est défini à partir des valeurs nodales H_{FEM} et des fonctions de forme des éléments, il vient :

$$\{F\} = \underset{\text{elements } \partial\Omega_{FEM \cap BEM}}{A} \{F^e\} = [T] \cdot H_{FEM} \quad (\text{A.33})$$

avec

$$[T] = \underset{\text{elements}}{A} \int_{\partial\Omega_{FEM \cap BEM}} [N^e]^T \cdot [N^e] ds \quad (\text{A.34})$$

Avec un maillage des maillages éléments finis et éléments de frontière compatibles entre eux, on aboutit à l'équation :

$$\{F\} = -[T] \cdot [G]^{-1} \cdot [H] \cdot \{A_{BEM}\} = [K_{BEM}] \cdot \{A_{BEM}\} \quad (\text{A.35})$$

La matrice $[K_{BEM}]$ est la contribution de l'air au système d'équations non-linéaire (A.24) gouvernant la phénomène électromagnétique. Il s'agit d'une matrice pleine et non-symétrique, reliant l'ensemble des noeuds appartenant à la frontière $\partial\Omega_{FEM \cap BEM}$, qu'il faut assembler avec la matrice éléments finis conventionnelle pour résoudre le système d'équation (A.24).

Le couplage éléments finis et éléments de frontière permet d'une part d'éviter un éventuel remaillage dans le cas de conducteurs mobiles, et de réduire d'autre part le nombre de degrés de liberté en raison de l'absence de maillage pour l'air. En revanche, le principal inconvénient est la formation de matrices pleines liant les degrés de liberté des nœuds de la frontière du domaine éléments finis. Ceci conduit à des encombrements mémoire et des temps de résolution importants surtout dans le cas d'analyses tridimensionnelles. D'autres méthodes peuvent être utilisées pour surmonter ces difficultés.

Bibliographie

- [ACH 14] ACHINTA M., NOWELL D., FUFARI D., SACKETT E., BACH M.
Fatigue behaviour of geometric features subjected to laser shock peening : Experiments and modelling. *International Journal of Fatigue*, vol. 62, 2014, p. 171–179.
- [ALE 07] ALEHOSSEIN H., QIN Z.
Numerical analysis of Rayleigh-Plesset equation for cavitating water jets. *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 72, 2007, p. 780–807.
- [ALH 75] AL-HASSANI S.
Magnetic pressure distributions in sheet metal forming. *Proceedings of the Conference on Electrical Methods of Machining, Forming and Coating*, 1975, p. 1–10.
- [AMA 10] AMARCHINTA H.
Uncertainty quantification of residual stresses induced by laser peening simulation. Thèse de doctorat, Wright State University, 2010.
- [ANA 06] ANANTHARAMAIAH N., VAHEDI TAFRESHI H., B. P.
A study on flow through hydroentangling nozzles and their degradation. *Chemical Engineering Science*, vol. 61, 2006, p. 4582–4594.
- [AND 70] ANDERHOLM N.
Laser generated stress waves. *Applied Physics Letters*, vol. 16, n° 3, 1970, p. 113–115.
- [ANS 12] ANSYS I.
ANSYS ICEM CFD, Release 14.5, Theory Guide. ANSYS, Inc., 2012.
- [ANS 13] ANSYS I.
ANSYS Fluent, Release 15.0, Theory Guide. ANSYS, Inc., 2013.
- [ARE 04] AREVA
. « Les réacteurs nucléaires ». Brochure, Mars 2004.
- [AZH 14] AZHARI M.
Effects of waterjet treatment on surface integrity of metals and its optimization. Thèse de doctorat, Technische Universität Kaiserslautern, May 2014.

- [BAL 91] BALLARD P.
Contraintes résiduelles induites par impact rapide. Application au choc-laser. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 1991.
- [BAR 99] BARRALIS J., CASTEX L., MAEDER G.
Précontraintes et traitements superficiels. *Techniques de l'ingénieur*, vol. m1180, 1999.
- [BAR 14] BARDEL D.
Rôle de la microstructure d'un alliage à durcissement structural sur son comportement et sa tenue mécanique sous sollicitations cycliques après un transitoire thermique. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2014.
- [BAR 17] DE BARROS S., KENEDI P., FERREIRA S., BUDHE S., BERNARDINO A., SOUZA L.
Influence of mechanical surface treatment on fatigue life of bonded joints. *The Journal of Adhesion*, vol. 93, n° 8, 2017, p. 599–612.
- [BEE 03] BEERWALD C., BROSIUS A., HOMBERG W., KLEINER M., KLOCKE M., KULIG S.
Extended finite element modelling of electromagnetic forming. *Proceedings of the 10th International Conference on Sheet Metal Forming*, 2003, p. 559–566.
- [BEN 96] BENDJIMA B., FELIACHI M.
Finite element analysis of transient phenomena in electromagnetic forming system. *Computation in electromagnetics*, 1996, p. 113–116.
- [BER 97] BERTHE L., FABBRO R., PEYRE P., TOLLIER L., BARTNICKI E.
Shock waves from a water-confined laser-generated plasma. *Journal of Applied Physics*, vol. 82, n° 6, 1997, p. 2826–2832.
- [BER 00] BERGHEAU J., CONRAUX P.
FEM-BEM coupling for the modelling of induction heating processes including moving parts. *Journal of Shanghai Jiaotong University*, vol. 5, n° 1, 2000, p. 91–99.
- [BIR 54] BIRKHOFF G.
Note on Taylor instability. *Quarterly of Applied Mathematics*, vol. 12, 1954, p. 306–309.
- [BLA 86] BLAKE J., TAIB B., DOHERTY G.
Transient cavities near boundaries part 1 : Rigid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 170, 1986, p. 479–497.
- [BLA 15] BLAIZOT J.
Etude de l'influence des procédés de fabrication sur les propriétés mécaniques des alliages de nickel. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2015.

-
- [BLI 87] BLICKWEDEL H., HAFERKAMP H., LOUIS H., TAI P.
Modification of material structure by cavitation and liquid impact and their influence on mechanical properties. *Proceedings of the 7th International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact* Cavendish Laboratory, University of Cambridge, 1987, p. 31.1–31.6.
- [BLO 69] BLOWERS R.
On the Response of an Elastic Solid to Droplet Impact. *Journal of the Institute of Mathematics and its Applications*, vol. 5, 1969, p. 167–193.
- [BOU 92] BOUDOT R.
Méthode d'évaluation de la sensibilité à la corrosion sous contrainte en milieu primaire REP de pièces en alliage à base de nickel. rapport, 1992, EDF.
- [BRA 92] BRACKBILL J., KOTHE D., ZEMACH C.
A continuum method for modeling surface tension. *Journal of Computational Physics*, vol. 100, 1992, p. 335–354.
- [BRE 69] BRENNEN C.
The dynamic balances of dissolved air and heat in natural cavity flows. *Journal of Fluids Mechanics*, vol. 37, n° 1, 1969, p. 115–127.
- [BRE 95] BRENNEN C.
Spherical bubble dynamics. Oxford University Press, 1995.
- [BRU 88] BRUEMMER S., CHARLOT L., HENAGER JR C.
Microstructure and microdeformation effects on IGSCC of alloy 600 steam generator tubing. *Corrosion*, vol. 44, n° 11, 1988, p. 782–788.
- [CAO 14] CAO Q., LI L., LAI Z., ZHOU Z., XIONG Q., ZHANG X., HAN X.
Dynamic analysis of electromagnetic sheet metal forming process using finite element method. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 74, n° 1, 2014, p. 361–368.
- [CET 09] CETINARSLAN
Effect of cold plastic deformation on electrical conductivity of various materials. *Materials and Design*, vol. 30, 2009, p. 671–673.
- [CHA 04] CHAIEB I.
Analyse et simulation des contraintes résiduelles induites par des traitements mécaniques de précontrainte en grenailage et choc laser. Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne - Ardenne, Juillet 2004.
- [CHA 12] CHAISE T., LI J., NELIAS D., KUBLER R., TAHERI S., DOUCHET G., ROBIN V., GILLES P.
Modelling of multiple impacts for the prediction of distortions and residual stresses

- induced by ultrasonic shot peening (USP). *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 212, 2012, p. 2080–2090.
- [CHA 18] CHAZOTTES-LECONTE A., SONDE E., PLANTEVIN L., JOUBERT C., CHAISE T., MOREL L., NELIAS D., RAZIK H.
The effect of an electromagnetic peening process on mumetal properties. *The 19th IEEE International Conference on Industrial Technology*, 2018.
- [COL 48] COLE R.
Underwater Explosions. Princeton University Press, 1948.
- [COR 08] CORREIA J., SIDDIQUI M., AHZI S., BELOUETTAR S., DAVIES R.
A simple model to simulate electromagnetic sheet free bulging process. *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 50, n^o 10-11, 2008, p. 1466–1475.
- [CUI 12] CUI X., MO J., ZHU Y.
3D modeling and deformation analysis for electromagnetic sheet forming process. *Transactions of Nonferrous Metals Society of China*, vol. 22, n^o 1, 2012, p. 164–169.
- [DUB 93] DUBOUCHET C.
Traitements thermomécaniques de surfaces métalliques à l'aide de lasers CO2 continu et de lasers impulsions. Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay, 1993.
- [DYD 08] DYDO J., YUSHNOV S.
System and method for electromagnetic pulse surface treatment. US Patent, 2008.
- [ESI 13a] ESI
SYSMAGNA 2013, Reference Manual. ESI Group, 2013.
- [ESI 13b] ESI
SYSTUS 2013, Reference Manual. ESI Group, 2013.
- [ESI 13c] ESI
YSWELD 2013, Reference Manual. ESI Group, 2013.
- [ETA 17] ETAIX J., CANDIDO REIS R.
Observation et Compréhension du Cavitation Peening. Rapport de projet de fin d'études, INSA de Lyon, 2017.
- [FAB 90] FABBRO R., FOURNIER J., BALLARD P., DEVAUX D., VIRMONT J.
Physical study of laser-produced plasma in confined geometry. *Journal of Applied Physics*, vol. 68, n^o 2, 1990, p. 775–784.
- [FIE 99] FIELD J.
Liquid impact : theory, experiment, applications. *Wear*, vol. 233–235, 1999, p. 1–12.

-
- [FOR 13] FORTES-PATELLA R., CHALLIER G., REBOUD J., ARCHER A.
Energy balance in cavitation erosion : from bubble collapse to indentation of material surface. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 135, n° 1, 2013.
- [FOU 89] FOURNIER J.
Génération d'ondes de choc par laser pulsé de forte énergie. Applications mécaniques et métallurgiques. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 1989.
- [FOX 74] FOX J.
Effect of water and paint coatings on laser-irradiated targets. *Applied Physics Letters*, vol. 24, n° 10, 1974, p. 461–464.
- [FRA 04] FRANC J., MICHEL J.
Fundamentals of Cavitation. Kluwer Academic Publishers, 2004.
- [FUJ 80] FUJIKAWA S., AKAMATSU T.
Effects of the non-equilibrium condensation of vapour on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 97, n° 3, 1980, p. 481–512.
- [GAN 14] GANGARAJ S., GUAGLIANO M., FARRAHI G.
An approach to relate shot peening finite element simulation to the actual coverage. *Surface and Coating Technology*, vol. 243, 2014, p. 39–45.
- [GAY 14] GAYAKWAD D., DARGAR M., SHARMA P., PUROHIT R., RANA R.
A Review on electromagnetic forming process. *Procedia Materials Science*, vol. 6, 2014, p. 520–527.
- [GIL 52] GILMORE F.
The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. rapport, 1952, California Institute of Technology.
- [HAI 09] HAIPING Y., CHUNFENG L., JIANGHUA D.
Sequential coupling simulation for electromagnetic–mechanical tube compression by finite element analysis. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 209, n° 2, 2009, p. 707–713.
- [HAN 09] HAN B., JU D.
Compressive residual stress induced by water cavitation peening : A finite element analysis. *Materials and Design*, vol. 30, n° 8, 2009, p. 3325–3332.
- [HAN 10] HAN B., JU D., YU X.
Combined finite element method and dislocation density method solution to residual stress induced by water cavitation peening. *Materials and Design*, vol. 31, n° 7, 2010, p. 3317–3323.

- [HER 41] HERRING C.
Theory of the pulsations of the gas bubble produced by an underwater explosion. rapport n° 236, 1941, O.S.R.D.
- [HEW 68] HEWITT H., PARKER J.
Bubble growth and collapse in liquid nitrogen. *Journal of Heat Transfer*, vol. 90, n° 1, 1968, p. 22–26.
- [HIN 75] HINZE J.
Turbulence. McGraw-Hill Publishing Co., 1975.
- [HIR 81] HIRT C., NICHOLS B.
Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, vol. 39, n° 1, 1981, p. 201–225.
- [HOL 98] HOLZFUSS J., RUGGEBERG M., BILLO A.
Shock wave emissions of a sonoluminescing bubble. *Physical Review Letters*, vol. 81, n° 24, 1998, p. 5434–5437.
- [HSU 13] HSU C., LIANG C., TENG T., NGUYEN A.
A numerical study on high-speed water jet impact. *Ocean Engineering*, vol. 72, 2013, p. 98–106.
- [IAE 11] IAEA
Stress corrosion cracking in light water reactors : Good practices and lessons learned. *IAEA Nuclear Energy Series NP-T-3.13* IAEA, 2011.
- [IMB 05] IMBERT J., WINCKLER S., WORSWICK M., OLIVEIRA D., GOLOVASHCHENKO S.
The effect of tool–sheet interaction on damage evolution in electromagnetic forming of aluminum alloy sheet. *Transactions of the ASME*, vol. 127, n° 1, 2005, p. 145–153.
- [ISH 05] ISHIYAMA N., MAYUZUMI M., MIZUTANI Y., TANI J.
Stress corrosion cracking of type 316 and 316L stainless steels in high temperature water. *Proceedings of the 12th International Conference on Environmental Degradation of Materials in Nuclear Power System – Water Reactors* The Minerals, Metals & Materials Society (TMS), 2005, p. 57–63.
- [JOH 73] JOHNSON W., VICKERS G.
Transient stress distribution caused by water-jet impact. *Journal of Mechanical Engineering Science*, vol. 15, n° 4, 1973, p. 302–310.
- [JOS 98] JOSEPH D.
Cavitation and the state of stress in a flowing liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 366, n° 1, 1998, p. 367–378.

- [JUL 14] JULAN E.
Simulation numérique du choc laser pour la mise en compression en présence de l'état initial dû au soudage. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2014.
- [KEL 80] KELLER J., MIKSYS M.
Bubble oscillations of large amplitude. *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 68, n° 2, 1980, p. 628–633.
- [KEL 97] KELLER A., ROTT H.
The Effect of Flow Turbulence on Cavitation Inception. *ASME FED Meeting Vancouver, Canada, 1997.*
- [KIM 97] KIM S., CHOUDHURY D., PATEL B.
Computations of Complex Turbulent Flows Using the Commercial Code ANSYS Fluent. *Proceedings of the ICASE/LaRC/AFOSR Symposium on Modeling Complex Turbulent Flows* Hampton, Virginia, 1997.
- [KLU 17] KLUMPP A., LIENERT F., DIETRICH S., SOYAMA H., SCHULZE V.
Surface strengthening of AISI4140 by cavitation peening. *Proceedings of the 13th International Conference on Shot Peening*, 2017, p. 441–446.
- [KUB 11] KUBLER R., DESVIGNES M., FABRE A.
Representative simulations of the shot peening process. *AIP Conference Proceedings*, vol. 1315, 2011, p. 1675–1680.
- [KUL 14] KULEKCI M., ESME U.
Critical analysis of processes and apparatus for industrial surface peening technologies. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 74, n° 9, 2014, p. 1551–1565.
- [KUM 07] KUMAR K., MOHOLKAR V.
Conceptual design of a novel hydrodynamic cavitation reactor. *Chemical Engineering Science*, vol. 62, 2007, p. 2698–2711.
- [KUN 88] KUNIYA J., MASAOKA I., SASAKI R.
Effect of cold work on the stress corrosion cracking of non-sensitized AISI 304 stainless steel in high temperature oxygenated water. *Corrosion*, vol. 44, n° 1, 1988, p. 21–28.
- [KUN 02] KUNAPORN S.
An experimental and numerical analysis of waterjet peening of 7075-T6 aluminum alloy. Thèse de doctorat, University of Washington, Aout 2002.
- [KUN 04] KUNAPORN S., RAMULU M., JENKINS M., HASHISH M.
Residual stress induced by waterjet peening : a finite element analysis. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 126, 2004, p. 333–340.

- [KUN 05] KUNAPORN S., RAMULU M., HASHISH M.
Mathematical modeling of ultra-high-pressure waterjet peening. *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 27, n° 2, 2005, p. 186–191.
- [LAU 74] LAUTERBORN W.
Kavitation durch laserlicht. *Acustica*, vol. 31, 1974, p. 51–78.
- [LEE 04] LEE W., LIU C., SUN T.
Deformation behavior of inconel 690 super alloy evaluated by impact test. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 153–154, 2004, p. 219–225.
- [LES 83] LESSER M., FIELD J.
The impact of compressible liquids. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 15, 1983, p. 97–122.
- [LI 11] LI J.
Simulation de réparation par soudage et billage ultrasonore d'un alliage à base Nickel. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Décembre 2011.
- [LIC 74] LICHTAROWICZ A.
Experiments with cavitating jets. *Proceedings of the 2nd International Symposium on Jet Cutting Technology*, Paper D1 BHRA, 1974, p. 1–6.
- [LIE 16] LIEBLICH M., BARRIUSO S., IBANEZ J., RUIZ-DE LARA L., DIAZ M., OCANA J., ALBERDI A., GONZALEZ-CARRASCO J.
On the fatigue behavior of medical Ti6Al4V roughened by grit blasting and abrasiveless waterjet peening. *Journal of the Mechanical Behavior of Biomedical Materials*, vol. 63, 2016, p. 390–398.
- [LIL 99] LILLAMAND I.
Evolution d'une couche grenillée sous sollicitations thermiques et mécaniques : Cas de la fatigue oligocyclique. Thèse de doctorat, ENSAM Aix en Provence, Février 1999.
- [LIU 14] LIU L., YANG Y., LIU P., TAN W.
The influence of air content in water on ultrasonic cavitation field. *Ultrasonics Sonochemistry*, vol. 21, 2014, p. 566–571.
- [LIU 17] LIU H., KANG C., ZHANG W., ZHANG T.
Flow structures and cavitation in submerged waterjet at high jet pressure. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 88, 2017, p. 504–512.
- [LOT 17] LOTO C.
Stress corrosion cracking : characteristics, mechanisms and experimental study. *The International Journal of Advanced Manufacturing Technology*, vol. 93, 2017, p. 3567–3582.

- [MA 08] MA L., BAO R., GUO Y.
Waterjet penetration simulation by hybrid code of SPH and FEA. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 35, 2008, p. 1035–1042.
- [MAI 10] MAISONNETTE D.
Influences mécaniques et métallurgiques de procédés haute température sur un alliage d'aluminium 6061-T6. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2010.
- [MAN 02] MANEA T., VERWEIJ M., BLOK H.
The importance of the velocity term in the electromagnetic forming process. *Proceedings of the 27th general assembly of the international union of radio science URSI*, 2002, p. 112–115.
- [MAR 15] MARTEAU J., BIGERELLE M., MAZERAN P., BOUVIER S.
Relation between roughness and processing conditions of AISI 316L stainless steel treated by ultrasonic shot peening. *Tribology International*, vol. 82, 2015, p. 319–329.
- [MAU 12] MAUGER C.
Cavitation dans un micro-canal modèle d'injecteur diesel : méthodes de visualisation et influence de l'état de surface. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, Mai 2012.
- [MEG 99] MEGUID S., SHAGAL G., STRANART J.
Finite element modelling of shot-peening residual stresses. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 92–93, 1999, p. 401–404.
- [MEG 02] MEGUID S., SHAGAL G., STRANART J.
3D FE analysis of peening of strain-rate sensitive materials using multiple impingement model. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 27, 2002, p. 119–134.
- [MIA 09] MIAO H., LAROSE S., PERRON C., LEVESQUE M.
On the potential applications of a 3D random finite element model for the simulation of shot peening. *Advances in Engineering Software*, vol. 40, 2009, p. 1023–1038.
- [MIN 09] MINSIER V.
Numerical simulation of cavitation-induced bubble dynamics near a solid surface. Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvain, 2009.
- [MOH 14] MOHAN B., YANG W., CHOU S.
Cavitation in injector nozzle holes - A parametric study. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*, vol. 8, n° 1, 2014, p. 70–81.

- [NAG 06] NAGRATH S., JANSEN K., LAHEY R., AKHATOV I.
Hydrodynamic simulation of air bubble implosion using a level set approach. *Journal of Computational Physics*, vol. 215, n° 1, 2006, p. 98–132.
- [NEU 94] NEUSEN K., GORES T., AMANO R.
Axial variation of particle and drop velocities downstream from the abrasive water-jet mixing tube. *Proceedings of the 12th International Conference on Jet Cutting Technology - Applications and Opportunities* British Hydromechanics Research Group (BHRG), 1994, p. 93–103.
- [ODH 03] ODHIAMBO D., SOYAMA H.
Cavitation shotless peening for improvement of fatigue strength of carbonized steel. *International Journal of Fatigue*, vol. 25, 2003, p. 1217–1222.
- [OHL 99] OHL C., KURZ T., GEISLER R., LINDAU O., LAUTERBORN W.
Bubble dynamics, shock waves and sonoluminescence. *Philosophical of the Royal Society Transactions A*, vol. 357, 1999, p. 269–294.
- [OLI 05] OLIVEIRA D., WORSWICK M., FINN M., NEWMAN D.
Electromagnetic forming of aluminum alloy sheet : Free-form and cavity fill experiments and model. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 170, n° 1-2, 2005, p. 350–362.
- [OSH 90] OSHIDA Y., DALY J.
Fatigue damage evolution of shot peened high strength aluminium alloy. Elsevier Applied Science, 1990.
- [PAS 03a] PASCAL R.
Modélisation du traitement thermique superficiel par induction. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 2003.
- [PAS 03b] PASCAL R., CONRAUX P., BERGHEAU J.
Coupling between finite elements and boundary elements for the numerical simulation of induction heating processes using a harmonic balance method. *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 39, 2003, p. 1535–1538.
- [PED 16] PEDRO M.
Etude expérimentale de la mise en compression par jet d'eau. Rapport de projet de fin d'études, INSA de Lyon, 2016.
- [PEN 17] PENG K., TIAN S., LI G., HUANG Z., ZHANG Z.
Cavitation in water jet under high ambient pressure conditions. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 89, 2017, p. 9–18.
- [PEY 06] PEYRE P., BERTHE L., FABBRO R.
Le choc-laser en 2006 : état de l'art et applications. rapport, 2006, GERAILP-LALP.

- [PEY 07] PEYRE P., CHAIEB I., BRAHAM C.
FEM calculation of residual stresses induced by laser shock processing in stainless steels. *Materials Science and Engineering*, vol. 15, 2007, p. 1–17.
- [PHI 98] PHILIPP A., LAUTERBORN W.
Cavitation erosion by single laser-produced bubbles. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 361, 1998, p. 75–116.
- [PIL 05] PILÉ C.
Le grenillage par ultrasons : caractérisation du procédé et influence sur la fatigue d'alliages TiAl. Thèse de doctorat, Université de Technologie de Troyes, 2005.
- [PLE 52] PLESSET M., ZWICK S.
A nonsteady heat diffusion problem with spherical symmetry. *Journal of Applied Physics*, vol. 23, n° 1, 1952, p. 95–98.
- [PLE 56] PLESSET M., MITCHELL T.
On the stability of the spherical shape of a vapor cavity in a liquid. *Quarterly of Applied Mathematics*, vol. 13, n° 4, 1956, p. 419–430.
- [PLE 77] PLESSET M., PROSPERETTI A.
Bubble dynamics and cavitation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 9, 1977, p. 145–185.
- [PRO 86] PROSPERETTI A., LEZZI A.
Bubble dynamics in a compressible liquid. Part 1. First order theory. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 168, 1986, p. 457–478.
- [PSY 11] PSYK V., RISCH D., KINSEY B., TEKKAYA A., KLEINER M.
Electromagnetic forming - A review. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 211, n° 5, 2011, p. 787–829.
- [QIN 06] QIN M., JU D., OBA R.
Investigation of the influence of incidence angle on the process capability of water cavitation peening. *Surface and Coatings Technology*, vol. 201, n° 3-4, 2006, p. 1409–1413.
- [QIN 07] QIN Z., BREMHORST K., ALEHOSSEIN H., MEYER T.
Simulation of cavitation bubbles in a convergent–divergent nozzle water jet. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 573, 2007, p. 1–25.
- [QIU 16] QIU T., SONG X., LEI Y., LIU X., AN X., LAI M.
Influence of inlet pressure on cavitation flow in diesel nozzle. *Applied Thermal Engineering*, vol. 109, 2016, p. 364–372.

- [RAJ 06] RAJESH N., RAMESHU BABU N.
Multidroplet Impact Model for Prediction of Residual Stresses in Water Jet Peening of Materials. *Materials and Manufacturing Processes*, vol. 21, 2006, p. 399–409.
- [RAY 17] RAYLEIGH L.
On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine*, vol. 34, n° 200, 1917, p. 94–98.
- [RED 49] REDLICH O., KWONG K.
On the thermodynamics of solutions : V. An equation of state : fugacities of gaseous solutions. *Chemical Reviews*, vol. 44, 1949, p. 233–244.
- [ROB 08a] ROBIN V., FEULVARCH E., BERGHEAU J.
3D modelling of electro-magneto forming of metal sheets. *Proceedings of the International Conference on Advances in Materials and Processing Technologies (AMPT)*, 2008.
- [ROB 08b] ROBIN V., FEULVARCH E., BERGHEAU J.
Modélisation tridimensionnelle du procédé de mise en forme électromagnétique. *Mécanique & Industries*, vol. 9, n° 2, 2008, p. 133–138.
- [ROB 09] ROBIN V.
De la modélisation numérique des procédés et du soudage en particulier au comportement mécanique des assemblages. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, Octobre 2009.
- [ROH 08] ROHR I., NAHME H., THOMA K., ANDERSON C.
Material characterisation and constitutive modelling of a tungsten-sintered alloy for a wide range of strain rates. *International Journal of Impact Engineering*, vol. 35, n° 8, 2008, p. 811–819.
- [ROS 16] ROSA E., GROVER F.
Formulas and tables for the calculation of mutual and self-inductance. *Scientific Papers of the Bureau of Standards*, vol. 169, n° 3, 1916, p. 135–137.
- [ROU 05] ROUHAUD E., OUAKKA A., OULD C., CHABOCHE J., FRANCOIS M.
Finite Elements model of shot peening, effects of constitutive laws of the material. *Proceedings of the 9th International Conference on Shot Peening*, 2005, p. 107–112.
- [SAM 11] SAMIEI E., SHAMS M., EBRAHIMI R.
A novel numerical scheme for the investigation of surface tension effects on growth and collapse stages of cavitation bubbles. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, vol. 30, 2011, p. 41–50.

-
- [SAR 90] SARKAR S., BALAKRISHNAN L.
Application of a Reynolds-Stress Turbulence Model to the Compressible Shear Layer. ICASE report 90-18, 1990, NASA CR 182002.
- [SCH 04] SCHNERR G., SAUER J.
Physical and numerical modeling of unsteady cavitation dynamics. *Proceedings of the Fourth International Conference on Multiphase Flow* New Orleans, USA, 2004.
- [SHI 81] SHIMA A., TAKAYAMA K., TOMITA Y., MIURA N.
An experimental study on effects of a solid wall on the motion of bubbles and shock waves in bubble collapse. *Acustica*, vol. 48, 1981, p. 293–301.
- [SHI 95] SHIH T., LIOU W., SHABBIR A., YANG Z., ZHU J.
A new $k - \epsilon$ eddy - viscosity model for high Reynolds number turbulent flows - Model development and validation. *Computers Fluids*, vol. 24, n° 3, 1995, p. 227–238.
- [SID 09] SIDDIQUI M.
Numerical modelling and simulation of electromagnetic forming process. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, 2009.
- [SIN 02] SINGHAL A., ATHAVALE M., LI H., JIANG Y.
Mathematical basis and validation of the full cavitation model. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 124, n° 3, 2002, p. 617–624.
- [SOA 72] SOAVE G.
Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state. *Chemical Engineering Science*, vol. 27, 1972, p. 1197–1203.
- [SON 10] SONG H.
Analyse expérimentale et numérique de la distribution des contraintes résiduelles induites par choc-laser dans des alliages d'aluminium. Thèse de doctorat, Arts et Métiers ParisTech, Janvier 2010.
- [SON 16] SONDE E., CHAISE T., NELIAS D., ROBIN V.
On the numerical simulation of electromagnetic pulse peening. *Computational methods in manufacturing processes (ICOMP)*, 2016.
- [SON 17a] SONDE E., CHAISE T., NELIAS D., MAUGER C., BOISSON N.
On the Modelling of Impulsive Pressures and Residual Stresses Induced by Cavitation Peening. *Proceedings of the 13th International Conference on Shot Peening (ICSP)*, 2017, p. 561–566.
- [SON 17b] SONDE E., CHAISE T., NELIAS D., MAUGER C., BOISSON N.
Residual stresses induced by cavitation peening. *Proceedings of the 6th World Tribology Congress (WTC)*, 2017.

- [SON 18] SONDE E., CHAISE T., NELIAS D., ROBIN V.
Numerical simulation of electromagnetic surface treatment. *Journal of Applied Physics*, vol. 123, n° 4, 2018, page 045901.
- [SOU 14] SOU A., BICER B., TOMIYAMA A.
Numerical simulation of incipient cavitation flow in a nozzle of fuel injector. *Computers & Fluids*, vol. 103, 2014, p. 42–48.
- [SOY 95] SOYAMA H., YAMAUCHI Y., ADACHI Y., SATO K., SHINDO T., OBA R.
High-speed observations of the cavitation cloud around a high-speed submerged water jet. *The Japan Society of Mechanical Engineers International Journal*, vol. 38, n° 2, 1995, p. 245–251.
- [SOY 96] SOYAMA H., YAMAUCHI Y., SATO K., IKOHAGI T., OBA R., OSHIMA R.
High-speed observation of ultrahigh-speed submerged water jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 12, 1996, p. 411–416.
- [SOY 00a] SOYAMA H.
Improvement in Fatigue Strength of Silicon Manganese Steel SUP7 by using a Cavitation Jet. *The Japan Society of Mechanical Engineers International Journal*, vol. 43, n° 2, 2000, p. 173–178.
- [SOY 00b] SOYAMA H., PARK J., SAKA M.
Use of cavitating jet for introducing compressive residual stress. *Journal of Manufacturing Science and Engineering*, vol. 122, n° 1, 2000, p. 83–89.
- [SOY 01] SOYAMA H., KUSAKA T., SAKA M.
Peening by the use of cavitation impacts for the improvement of fatigue strength. *Journal of Materials Science Letters*, vol. 20, 2001, p. 1263–1265.
- [SOY 02] SOYAMA H., SAITO K., SAKA M.
Improvement of Fatigue Strength of Aluminum Alloy by Cavitation Shotless Peening. *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 124, 2002, p. 135–139.
- [SOY 04a] SOYAMA H.
Introduction of compressive residual stress using a cavitation jet in air. *Journal of Engineering Materials and Technology*, vol. 126, 2004, p. 123–128.
- [SOY 04b] SOYAMA H., MACODIYO D., MALL S.
Compressive residual stress into titanium alloy using cavitation shotless peening method. *Tribology Letters*, vol. 17, n° 3, 2004, p. 501–504.

- [SOY 05a] SOYAMA H.
High-speed observation of a cavitation jet in air. *Journal of Fluid Engineering*, vol. 127, n° 6, 2005, p. 1095–1101.
- [SOY 05b] SOYAMA H., MACODIYO D.
Fatigue strength improvement of gears using cavitation shotless peening. *Tribology Letters*, vol. 18, n° 2, 2005, p. 181–184.
- [SOY 07] SOYAMA H.
Improvement of fatigue strength by using cavitating jets in air and water. *Journal of Materials Science*, vol. 42, n° 16, 2007, p. 6638–6641.
- [SOY 08] SOYAMA H., SEKINE Y., OYAMA Y.
Improvement of the fatigue strength of stainless steel SUS316L by a cavitating jet with an associated water jet in water. *The Iron and Steel Institute of Japan (ISIJ) International*, vol. 48, n° 11, 2008, p. 1577–1581.
- [SOY 17a] SOYAMA H.
Introduction of compressive residual stress into alloy steel by cavitation peening using laser cavitation. *Proceedings of the 13th International Conference on Shot Peening*, 2017.
- [SOY 17b] SOYAMA H., TAKEO F.
Improvement of tensile fatigue strength of duralumin plate with a hole by cavitation peening using opposed cavitating jets. *Proceedings of the 13th International Conference on Shot Peening*, 2017.
- [SPA 09] SPALART P.
Detached-Eddy Simulation. *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 41, 2009, p. 181–202.
- [STO 95] STOFFEL B., SCHULLER W.
Investigations Concerning the Influence of Pressure Distribution and Cavity Length on Hydrodynamic Cavitation Intensity. *ASME Fluids Engineering Conference*, 1995.
- [STY 17] STYKOVA J., MULLER M., HUJER J.
The improvement of the surface hardness of stainless steel and aluminium alloy by ultrasonic cavitation peening. *EPJ Web of Conferences*, vol. 143, n° 02119, 2017.
- [SUN 17] SUN Q., HAN Q., LIU X., XU W., LI J.
The effect of surface contamination on corrosion performance of ultrasonic shot peened 7150 Al alloy. *Surface and Coatings Technology*, vol. 328, 2017, p. 469–479.

- [TAH 07] TAHERI S.
Some advances on understanding of high cycle thermal fatigue crazing. *Journal of Pressure Vessel Technology*, vol. 129, n° 3, 2007, p. 400–410.
- [TAK 88] TAKATSU N., KATO M., SATO K., TOBE T.
High-speed forming of metal sheets by electromagnetic force. *The Japan Society of Mechanical Engineers International Journal*, vol. 31, n° 1, 1988, p. 142–148.
- [TAK 12] TAKAKUWA O., SOYAMA H.
The effect of scanning pitch of nozzle for a cavitating jet during overlapping peening treatment. *Surface & Coatings Technology*, vol. 206, 2012, p. 4756–4762.
- [TAM 02] TAMARIN Y.
Atlas of Stress-Strain Curves, second edition. ASM International, 2002.
- [TAR 15a] TARO M.
Modélisation et simulation des procédés de mise en compression de surfaces à très grandes vitesses de déformation par méthode semi-analytique. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2015.
- [TAR 15b] TARO M., CHAISE T., NELIAS D.
Modeling of ultra-high-speed impact at the surface of an elastic half-space. *Wave Motion*, vol. 58, 2015, p. 77–100.
- [THE 69] THEOFANOUS T., BIASI L., ISBIN H., FAUSKE H.
A theoretical study on bubble growth in constant and time-dependent pressure fields. *Chemical Engineering Science*, vol. 24, n° 5, 1969, p. 885–897.
- [THI 76] THIELEN P., FINE M., FOURNELLE R.
Cyclic stress strain relations and strain-controlled fatigue of 4140 steel. *Acta Metallurgica*, vol. 24, 1976, p. 1–10.
- [TOM 77] TOMITA Y., SHIMA A.
On the behavior of a spherical bubble and the impulse pressure in a viscous compressible liquid. *Bulletin of the Japan Society of Mechanical Engineers*, vol. 20, n° 149, 1977, p. 1453–1460.
- [TOM 90] TOMITA Y., SHIMA A.
High-speed photographic observations of laser-induced cavitation bubbles in water. *Acustica*, vol. 71, 1990, p. 161–171.
- [TON 97] TONSHOFF H., KROOS F., MARZENELL C.
High-pressure water peening - A new mechanical surface-strengthening process. *Annals of the CIRP - Manufacturing Technology*, vol. 46, n° 1, 1997, p. 113–116.

- [TON 99] TONG R., SCHIFFERS W., SHAW S., BLAKE J., EMMONY D.
The role of splashing in the collapse of a laser-generated cavity near a rigid boundary. *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 380, 1999, p. 339–361.
- [TRA 00] TRAVIN A., SHUR M., STRELETS M., SPALART P.
Detached-eddy simulations past a circular cylinder. *Flow, Turbulence and Combustion*, vol. 63, 2000, p. 293–313.
- [TRI 52] TRILLING L.
The collapse and rebound of a gas bubble. *Journal of Applied Physics*, vol. 23, 1952, p. 14–17.
- [TU 17] TU F., DELBERGUE D., MIAO H., KLOTZ T., BROCHU M., BOCHER P., LEVESQUE M.
A sequential DEM-FEM coupling method for shot peening simulation. *Surface and Coating Technology*, vol. 319, 2017, p. 200–212.
- [WAN 16a] WANG C., WANG X., XU Y., GAO Z.
Numerical modeling of the confined laser shock peening of the OFHC copper. *International Journal of Mechanical Sciences*, vol. 108–109, 2016, p. 104–114.
- [WAN 16b] WANG J., ZHANG Y., SUN Q., LIU S., SHI B., LU H.
Giga-fatigue life prediction of FV520B-I with surface roughness. *Materials and Design*, vol. 89, 2016, p. 1028–1034.
- [WAS 81] WAS G., PELLOUX R., FRABOLOT M.
Effect of shot peening methods on the fatigue behavior of alloy 7075-T6. *Proceedings of the 1st International Conference on Shot Peening ISCSP*, 1981, p. 445–451.
- [WEI 09] WEI X., XUESONG L., JIANGUO Y., HONGYUAN F., WENLI X.
Effect of temperature on plastic deformation of sheet by electromagnetic force. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 209, n^o 5, 2009, p. 2693–2698.
- [WIC 99] WICK A., HOLZAPFEL H., SCHULZE V., VOHRINGER O.
Effect of shot peening parameters on the surface characteristics of differently heat treated AISI 4140. *Proceedings of the 7th International Conference on Shot Peening* International Scientific Committee for Shot Peening (ISCSP), 1999, p. 42–53.
- [XIE 17a] XIE J., RITTEL D.
Three-dimensional stochastic modeling of metallic surface roughness resulting from pure waterjet peening. *International Journal of Engineering Science*, vol. 120, 2017, p. 241–253.

- [XIE 17b] XIE J., RITTEL D.
A two-dimensional model for metallic surface roughness resulting from pure waterjet peening. *International Journal of Engineering Science*, vol. 120, 2017, p. 189–198.
- [XU 10] XU D., LIU X., FANG K., FANG H.
Calculation of electromagnetic force in electromagnetic forming process of metal sheet. *Journal of Applied Physics*, vol. 107, n° 124907, 2010.
- [YAM 87] YAMAGUCHI A., SHIMIZU S.
Erosion due to impingement of cavitating Jet. *Journal of Fluids Engineering*, vol. 109, n° 4, 1987, p. 442–447.
- [YAN 74] YANG L.
Stress waves generated in thin metallic films by a Q-switched ruby laser. *Journal of Applied Physics*, vol. 45, n° 6, 1974, p. 2601–2608.
- [YAN 78] YANAIDA K., OHASHI A.
Flow characteristics of water jets in air. *Proceedings of the 4th International Symposium on Jet Cutting Technology*, Paper A3 BHRA Fluid Engineering, 1978, p. 39–54.
- [YIN 17] YIN D., WANG D., LI W., LI X., ZHENG H., NAHER S.
Development of a new 3D model for the prediction of residual stress and fracture behaviour in Ti-6Al-4V after ultrasonic peening treatment. *Journal of Materials Processing Technology*, vol. 247, 2017, p. 29–39.
- [YOU 89] YOUNG F.
Cavitation. Imperial College Press, 1989.
- [ZHA 17] ZHAO J., DONG Y., YE C.
Laser shock peening induced residual stresses and the effect on crack propagation behavior. *International Journal of Fatigue*, vol. 100, 2017, p. 407–417.
- [ZWA 04] ZWART P., GERBER A., BELAMRI T.
A two-phase flow model for predicting cavitation dynamics. *Proceedings of the Fifth International Conference on Multiphase Flow Yokohama, Japan, 2004*.



FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'UNIVERSITE DE LYON OPEREE AU SEIN DE L'INSA LYON

NOM : SONDE

DATE de SOUTENANCE : 26/02/2018

Prénoms : Abayomi Emmanuel

TITRE : Etude et modélisation de procédés innovants de mise en compression de surfaces : traitements de surface par cavitation et par impulsions électromagnétiques.

NATURE : Doctorat

Numéro d'ordre : 2018LYSEI015

Ecole doctorale : MECANIQUE, ENERGETIQUE, GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE

Spécialité : Génie Mécanique

RESUME : Les procédés de traitement de surface tels que le grenailage sont utilisés pour introduire des contraintes résiduelles de compression dans les matériaux métalliques. Cette mise en compression permet de prévenir l'initiation et la propagation des fissures afin d'augmenter la durée de vie en fatigue des pièces mécaniques. Les limites et inconvénients des procédés actuels généralement utilisés pour cette fin sont connus et ont été mis en avant dans plusieurs études. Il s'agit entre autres d'une modification importante de l'état de surface (rugosité), une profondeur traitée limitée, des difficultés de mise en œuvre, des problèmes de contamination des milieux sensibles, etc. Aussi, de nouveaux procédés permettant d'obtenir des résultats équivalents voire meilleurs tout en évitant ces problèmes suscitent un intérêt grandissant. Le traitement de surface par cavitation (*cavitation peening*) et la mise en compression par impulsions électromagnétiques font partie de ces procédés innovants dont la modélisation a fait l'objet de cette thèse. Le traitement de surface par cavitation consiste à générer un jet d'eau submergé contenant des bulles de cavitation et dirigé vers la surface à traiter. La principale difficulté dans la modélisation du *cavitation peening* est la détermination du chargement mécanique sur la surface provenant de l'implosion des bulles de cavitation. L'effondrement des bulles peut se faire de manière sphérique ou non-sphérique suivant leur proximité de la paroi solide. Des modèles analytiques et numériques ont donc été élaborés pour étudier la dynamique des bulles et déterminer l'onde de pression due à une bulle sphérique d'une part, et la pression d'impact du micro-jet (bulle asphérique) d'autre part. Ces deux types de sollicitations ont été comparés et un modèle macroscopique pour le traitement par cavitation a été dérivé, en s'appuyant sur une simulation numérique du jet de cavitation. Une comparaison avec des résultats expérimentaux a été effectuée et a montré la pertinence du modèle proposé. En ce qui concerne le traitement par impulsions électromagnétiques, il consiste à générer un puissant champ magnétique transitoire par induction dans la pièce de matériau conducteur. Les contraintes résiduelles proviennent de la déformation plastique créée par les forces de Laplace à l'intérieur du matériau. Un modèle numérique couplant l'électromagnétisme et la mécanique des solides a été mis en place pour la simulation du procédé. Grâce à une étude d'optimisation, ce modèle a permis d'obtenir les paramètres électriques nécessaires pour arriver à mettre en compression des matériaux de type alliage de base nickel ou d'aluminium par cette méthode. Les profondeurs de la mise en compression calculées sont théoriquement par calcul plus élevées que celles obtenues avec les méthodes classiques de traitement de surface. Une étude de l'influence des différents paramètres a été faite et a montré que le procédé peut être contrôlé de manière relativement aisée en variant l'intensité et la pseudo-fréquence du courant traversant l'inducteur.

MOTS-CLÉS : Traitement de surface, grenailage, cavitation, électromagnétisme, contraintes résiduelles, éléments finis, couplage électromagnétisme – mécanique.

Laboratoire (s) de recherche : Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures
UMR CNRS 5259 – INSA de Lyon
20, avenue Albert Einstein
69621 Villeurbanne Cedex FRANCE

Directeur de thèse : Professeur NELIAS Daniel

Président de jury : M. PONTHOT Jean-Philippe

Composition du jury : MME FORTES-PATELLA Régiane
MME FOURNIER-GAGNOUD Annie

M. BROSSE Alexandre
M. ROBIN Vincent

M. CHAISE Thibaut
M. MAUGER Cyril

