

UNIVERSITE DE TECHNOLOGIE DE COMPIEGNE  
UNIVERSITE DU QUEBEC A CHICOUTIMI

Thèse de Doctorat  
Mécanique Avancée

Aurore Guglielmetti

# Étude numérique du soudage par impulsion magnétique

Thèse dirigée par :  
Nicolas BUIRON et Mohamed RACHIK à l'UTC  
Daniel MARCEAU et Christophe VOLAT à l'UQAC

Soutenue le 29 Juin 2012

Jury :  
D'AMOURS Guillaume, Professeur,  
HAY Dominique, Directeur technique,  
MOULIN Gérard, Professeur,  
VANTOMME Pascal, Professeur,  
BUIRON Nicolas, Maître de Conférence,  
MARCEAU Daniel, Professeur,  
RACHIK Mohamed, Maître de Conférence.





## Résumé

Cette thèse traite de la simulation numérique du processus de soudage par impulsion magnétique. Le but est de pouvoir prédire la soudabilité d'un essai. Une première partie permet de se familiariser avec le procédé et une recherche bibliographique est présentée. Le soudage par explosion sert de comparatif pour dégager les critères de soudabilité, tandis que les études numériques sur le formage par impulsion magnétique permettent une première approche de la modélisation par le couplage séquentiel. La seconde section traite de la simulation électromagnétique dans ANSYS, simulation qui part d'un courant imposé dans une bobine pour arriver au calcul des forces de Lorentz qui vont propulser le tube extérieur sur le tube intérieur, tout deux placés de façon concentrique dans la bobine. Le modèle développé est vérifié et une étude de sensibilité des paramètres matériau et de dispositif est menée. Dans la troisième partie le modèle mécanique est développé dans ABAQUS/Explicit et les différentes opportunités de couplage ainsi que les nombreuses difficultés présentées. Par un couplage séquentiel, un outil de simulation du formage a été codé et par couplage séquentiel- faible, l'outil de simulation du soudage. Enfin une dernière partie permet d'exploiter l'outil numérique pour optimiser les essais ; l'analyse est faite selon 3 critères : vitesse d'impact, vitesse de collision et angle d'impact. Dans un premier temps, une étude de sensibilité rend compte des tendances des influences des divers paramètres ; ensuite un cas concret fictif est pris et une méthode est mise en place pour optimiser les paramètres que l'utilisateur choisira afin de parvenir au meilleur cordon de soudure.

## Magnetic Pulse Welding numerical study

### Summary

This thesis deals with numerical simulation of magnetic pulse welding. The goal is to be able to predict if welding will occur or not. In a first part, one gains knowledge with the process and a state of art is presented. Explosive welding is used for comparison to bring out the welding criteria while numerical study on magnetic pulse forming gives a first approach of modeling with a sequential coupling. The second section deals with electromagnetic modeling with ANSYS. This simulation starts with an imposed current in a coil and ends with the computation of the Lorentz force that will propel the exterior tube on the interior one. Both tubes are collinearly put in the coil. The developed model is validated and a sensibility study of the material and device is made. In a third part, the mechanical model is developed with ABAQUS/Explicit and the various opportunities and numerous difficulties presented. A tool for simulation of the forming with sequential coupling and a tool for simulation of the welding with sequential-weak coupling is proposed. Finally, in the last part, the numerical tool is used to optimize test. Analysis is done by 3 criteria : impact speed, collision speed and collision angle. First, the trend of the parameters influence is examined. Then, an imaginary concreted example is used and an optimization method for the parameters used by the user is put in place in order to obtain the best welding cord.

## Mots clés

soudage - impulsion magnétique - numérique - magnétisme - mécanique - couplage - optimisation - séquentiel

## Keywords

welding - magnetic pulse - numerical - magnetism - mechanical - coupling - optimization - sequential

## Laboratoires

Unité de Recherche en Mécanique ROBERVAL - UMR CNRS 6253  
Université de Technologie de Compiègne  
Rue Roger Couttolenc - BP 60319  
60203 COMPIEGNE Cedex - France

et

Centre Universitaire de Recherche sur l'Aluminium  
Université du Québec à Chicoutimi  
555 Boulevard de l'Université  
G7H 2B1 CHICOUTIMI (QUEBEC) - CANADA

---

## Remerciements

Enfin parvenue en bout de cette thèse, ma reconnaissance va tout particulièrement à Salima Bouvier et Olivier Gapenne qui ont permis que la soutenance puisse avoir lieu et ce, dans un contexte relativement calme.

Il me faut toutefois commencer par remercier Nicolas Buiron qui m'a accompagné tout au long de cette thèse lorsque j'étais en France. Constamment il est resté à mes côtés, malgré la difficulté technique qui n'était ni de mon ressort ni du sien. Il a eu la patience de m'encadrer et de supporter les moments difficiles. Nicolas a, à plusieurs reprises, tenté de parvenir à des accords et d'obtenir pour moi ce dont j'avais besoin, même si cela était peine perdue. Il a été un excellent soutien pour finir en des temps records le manuscrit et les corrections, j'ai beaucoup apprécié.

Mes pensées sont aussi tournées vers M. Marceau qui a été non seulement un professeur hors pair lors de mon séjour au Québec mais aussi un tuteur pour découvrir la vie locale et un papa qui reconforte et partage les bons moments. Son soutien m'a permis de prendre confiance en moi et il m'a demandé de me battre jusqu'au bout même lors des moments de découragement. Comme promis je n'ai jamais laissé "ces irritants" m'empêcher de finir ma thèse...1000 mercis!

Christophe Volat est intervenu dans ma thèse grâce à une journée portes ouvertes de l'UQAC suivie de discussions nécessaires à l'avance de mon projet; ce fut une agréable surprise sur le parcours de la thèse.

Je soulignerai aussi la promptitude avec laquelle les membres de mon jury - M. Vantomme, M. D'Amours, M. Haye et Gérard Moulin, ont accepté d'assumer cette fonction, cela était très important pour la suite. Mes rapporteurs, M. Vantomme et M. D'Amours ont pris le temps de relire mon manuscrit en détail, je les en remercie grandement.

J'ai une pensée plus particulière pour M. Vantomme qui durant toute ma soutenance de thèse m'a soutenue du regard et m'a défendue lors des questions, en particulier car nous ne nous connaissions pas et ce fut une très agréable surprise en un tel moment.

Si je devais remercier M. Rachik ce serait non pas pour m'avoir empêchée d'avoir les moyens de faire ma thèse mais bien plutôt pour m'avoir permis de cultiver des qualités du fruit de l'esprit et m'avoir obligée à m'appuyer davantage sur Dieu. C'est un beau cadeau...si on oublie le travail de thèse.

La suite de mes remerciements vont bien entendu à tous mes amis, à ma famille et à tous les membres de mes deux universités que j'ai cotoyés. Comme disait une de mes amies, je fonctionne à l'amour des gens et c'est bien l'affection de mon entourage qui m'a permis de surmonter toutes les embûches qui m'ont été mises sur le parcours de cette thèse.

Dans mon laboratoire en France, j'ai eu la chance d'avoir de très apaisantes copines de bureau, Shen et Lili, suivies plus tard par Alaten Wula dit Jakie. Je n'oublie pas notre bureau limitrophe, avec Rajan et Manyu, Manyu qui est déjà mon guide et ma tutrice pour mon post-doc en Chine. Toutefois, la thèse m'a aussi donnée des amis proches tels que Joseph, Mathieu ou Julien, avec qui j'ai passé toute ma première année, par la suite sont venus principalement, Hind, Gaetan et Shengsheng. Valérie notre secrétaire et copine de déjeuner mettait toujours de la bonne humeur et était toujours prête à nous organiser des moments de détente... Une bonne équipe que celle du repas du midi!

Je n'oublie pas ma petite année de danse de salon avec Michel, pas toujours facile de danser

mais on a progressé!

J'ai un spécial remerciement pour Pierre et Delphine, qui en plus d'être des amis, ont été là pour m'encourager pour la thèse, pour discuter de science avec moi, pour animer la réunion numérique qui a pallié au manque de réunion de travail et dont la présence et le sérieux m'ont aidé à prendre de bonnes habitudes.

En France, j'ai également eu la chance d'enseigner en mathématiques, au LMAC, et ce fut un pur bonheur! Marie-Claude m'a totalement formée pour l'enseignement, m'a aidée pour les choix d'UV, etc...je n'ai eu aucun souci grâce à son soutien. J'ai eu la chance de travailler avec Jean, Vincent, Ghislaine et Pascal et de surveiller les examens avec véronique. Que des bons souvenirs! J'ai même pris goût à l'enseignement!!!

Au Québec, j'ai eu le plus merveilleux des copains de bureau : Pierre-Luc...qui m'a aidé à devenir une Saguenayenne...vivi j'ai fini par parler presque québécois! Pis quel plaisir de partager aussi de bons moments avec Anne-Marie, une jeune fille très courageuse et brillante. Mourad est venu compléter l'équipe... L'équipe technique de l'UQAC n'a jamais désespéré face à mes balbutiements en manip et en particulier Pr Zhang.

Un de mes grands privilèges a été de me remettre à courir pour décompresser jusqu'à me faire piégée et partir en club. Merci à Yvon et Gilles qui m'ont remises à niveau pour un retour en France où ensuite coach David m'a intégré dans son équipe de bons dans laquelle j'ai toujours été le maillon faible, mais choyée de tous. Mes grands copains sont surtout Jacques et Philip, qui me trainent sur tous leurs entraînements...Philip a pris soin de moi toujours comme un papa.

En dehors de ça, Michèle, Rosie et Dana ont été mes gardes-fous...grâce à eux je n'ai jamais perdue complètement le cap, droit devant vers les choses principales. C'est merveilleux d'avoir de tels amis!

Mais bon si malgré tout je suis là, c'est surtout grâce à ma maman qui m'a élevée et à ma mamie qui a été une amie et une nounou! Mon papa m'a soutenue dans mes études. Un grand merci à tous les trois pour m'avoir portée jusque là.

Bien entendu, il y a beaucoup de noms non-cités ici et pourtant ces personnes ont été présentes, ne serait-ce que par un sourire, une parole gentille, un moment partagé...MERCI, et MERCI A TOUS!!!!

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Contexte général et matériel . . . . .	2
1.1.1	Le soudage . . . . .	2
1.1.2	L'aluminium et le soudage . . . . .	6
1.1.3	Le principe de l'impulsion magnétique . . . . .	7
1.1.4	Mise en oeuvre : la machine . . . . .	8
1.1.5	Problématique et méthodologie mise en place . . . . .	15
1.2	Contexte scientifique : état de l'art . . . . .	17
1.2.1	Etudes sur le soudage par explosion . . . . .	18
1.2.2	Etudes numériques sur le formage par impulsion magnétique . . . . .	20
1.2.3	Etudes sur le soudage par impulsion magnétique . . . . .	29
1.3	Conclusion . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Développement de modèles magnétiques</b>	<b>41</b>
2.1	Rappel des phénomènes électromagnétiques . . . . .	42
2.1.1	Equations de Maxwell . . . . .	42
2.1.2	Effet de peau . . . . .	43
2.2	Développement des modèles par éléments finis . . . . .	44
2.2.1	Les équations de Maxwell dans un modèle éléments finis . . . . .	44
2.2.2	Logiciels et hypothèses retenus dans le cas d'un assemblage de tubes . . . . .	50
2.2.3	Procédure utilisée pour construire une solution du problème dans le cadre de la méthode des éléments finis . . . . .	51
2.2.4	Construction du modèle dans ANSYS <sup>TM</sup> . . . . .	51
2.3	Confrontation des modèles magnétiques . . . . .	54
2.3.1	Comparaison de l'induction magnétique B créée par le coil . . . . .	54
2.3.2	Confrontation des modèles en présence d'un tube extérieur . . . . .	57
2.4	Etude de sensibilité du modèle magnétique . . . . .	60
2.4.1	Etude en temps du modèle . . . . .	60
2.4.2	Sensibilité du maillage pour différentes épaisseurs de tube . . . . .	61
2.4.3	Variation de l'épaisseur du tube . . . . .	63
2.4.4	Variation du courant déchargé dans la bobine . . . . .	63
2.4.5	Variation du jeu entre le tube et le coil . . . . .	65
2.4.6	Variation de la longueur du tube . . . . .	65
2.4.7	Influence d'un deuxième tube . . . . .	66
2.5	Conclusion . . . . .	68
<b>3</b>	<b>Développement d'un modèle à couplage séquentiel</b>	<b>71</b>
3.1	Schéma du modèle séquentiel . . . . .	72
3.1.1	Les modèles possibles . . . . .	72
3.1.2	Logiciels . . . . .	72
3.1.3	Architecture du modèle séquentiel . . . . .	73

3.2	Le modèle mécanique . . . . .	75
3.2.1	Les équations . . . . .	75
3.2.2	Squelette du modèle mécanique . . . . .	77
3.2.3	Le contact . . . . .	78
3.3	Stratégies de résolution des problèmes liés au couplage - mise en place de l'outil pour la modélisation du formage . . . . .	79
3.3.1	1ère approche : couplage faible - configuration formage . . . . .	79
3.3.2	2ème approche : couplage séquentiel - configuration formage . . . . .	83
3.4	Etude de sensibilité de quelques paramètres du modèle en formage . . . . .	89
3.4.1	Etude sur le pas de temps . . . . .	89
3.4.2	Influence des paramètres matériaux . . . . .	90
3.4.3	Influence des paramètres procédé . . . . .	90
3.5	Mise en place de l'outil numérique pour la simulation du soudage . . . . .	93
3.5.1	1ère approche : couplage faible - configuration soudage . . . . .	93
3.5.2	2ème approche : couplage séquentiello-faible - configuration soudage . . . . .	94
3.5.3	Comparaison rapide des résultats . . . . .	96
3.6	Conclusion . . . . .	96
<b>4</b>	<b>Exploitation du modèle de soudage</b> . . . . .	<b>99</b>
4.1	Mise en place d'un outil numérique d'analyse/post-traitement . . . . .	100
4.1.1	1ère analyse : visuelle . . . . .	100
4.1.2	Données brutes sur l'impact . . . . .	101
4.1.3	Calcul des grandeurs critères du soudage . . . . .	104
4.2	Etude de sensibilité du modèle de soudage . . . . .	108
4.2.1	Etude préliminaire . . . . .	108
4.2.2	Etude sur les paramètres de la machine/le courant déchargé . . . . .	111
4.2.3	Etude sur les paramètres géométriques du dispositif (sur les tubes) . . . . .	119
4.2.4	Etude sur les paramètres matériaux des tubes . . . . .	123
4.2.5	Conclusion . . . . .	126
4.3	Etude d'un cas concret fictif . . . . .	126
4.3.1	Le cas à analyser . . . . .	127
4.3.2	Montage du plan d'expérience . . . . .	128
4.3.3	1ère analyse : Détection du contact, forme finale . . . . .	129
4.3.4	2ème analyse : Soudabilité? . . . . .	131
4.3.5	Analyse du contact des simulations sur l'alliage Al6061-T6 . . . . .	133
4.4	Conclusion . . . . .	134
<b>5</b>	<b>Conclusion et perspectives</b> . . . . .	<b>135</b>
<b>A</b>	<b>Construction du modèle magnétique dans COMSOL™</b> . . . . .	<b>139</b>
<b>B</b>	<b>Avantages et limites des logiciels COMSOL™ et ANSYS™ pour le modèle magnétique</b> . . . . .	<b>141</b>

<b>C Développement d'un modèle magnétique en différences finies</b>	<b>143</b>
C.1 Principe du modèle en différences finies . . . . .	143
C.2 Discrétisation du problème en différences finies . . . . .	145
C.2.1 Propagation de l'induction magnétique $\mathbf{B}$ dans le tube . . . . .	146
C.2.2 L'induction magnétique $\mathbf{B}$ sur les bords du tube : conditions aux limites discrétisées . . . . .	146
C.2.3 Calcul de l'induction magnétique $\mathbf{B}$ sur le bord extérieur du tube : Loi de Biot et Savart . . . . .	146
C.2.4 Calcul des densités de courant $\mathbf{J}_\phi$ discrétisées . . . . .	148
C.2.5 Calcul final de l'induction magnétique sur le bord extérieur du tube par une inversion de matrice, de la densité de courant et des forces de Lorentz	149
<b>D Reproduction article Correia [Correia <i>et al.</i> 2008]</b>	<b>153</b>
<b>E Courbes : Analytique vs ANSYS<sup>TM</sup></b>	<b>159</b>
<b>F Etude sur les mouvements de corps rigides</b>	<b>161</b>
<b>G Modèle couplé séquentiellement ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> - formage</b>	<b>163</b>
<b>H Courbe étude de sensibilité du modèle de soudage</b>	<b>165</b>
H.1 Etude sur les paramètres géométriques du dispositif (sur les tubes) . . . . .	165
H.1.1 Influence de l'écart tube extérieur/coil . . . . .	165
H.1.2 Epaisseur du tube extérieur . . . . .	167
H.1.3 Ecart tube extérieur/tube intérieur . . . . .	171
H.2 Etude sur les paramètres matériaux des tubes . . . . .	175
H.2.1 Résistivité . . . . .	175
H.2.2 Variation de la limite plastique initiale . . . . .	177
H.2.3 Paramètres $p$ et $D$ de la loi de Cowper-Symond . . . . .	180
H.2.4 La densité . . . . .	184
<b>Bibliographie</b>	<b>187</b>



# Introduction

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Contexte général et matériel . . . . .</b>	<b>2</b>
1.1.1	Le soudage . . . . .	2
1.1.2	L'aluminium et le soudage . . . . .	6
1.1.3	Le principe de l'impulsion magnétique . . . . .	7
1.1.4	Mise en oeuvre : la machine . . . . .	8
1.1.5	Problématique et méthodologie mise en place . . . . .	15
<b>1.2</b>	<b>Contexte scientifique : état de l'art . . . . .</b>	<b>17</b>
1.2.1	Etudes sur le soudage par explosion . . . . .	18
1.2.2	Etudes numériques sur le formage par impulsion magnétique . . . . .	20
1.2.3	Etudes sur le soudage par impulsion magnétique . . . . .	29
<b>1.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>38</b>

*Le soudage permet par définition de joindre, réunir ou faire adhérer des pièces d'une matière solide par fusion de parties en contact ou par l'intermédiaire d'une composition fusible afin d'assurer une continuité de la matière. Les méthodes de soudage sont nombreuses et choisies en fonction de l'usage prévu, de la matière à souder, de la forme des pièces à souder, etc. Cette thèse s'intéresse à la méthode de soudage par impulsion magnétique et plus particulièrement à l'application de cette méthode pour souder des tubes d'aluminium.*

*Depuis quelques années cette technique de soudage est utilisée sans pour autant que tous les paramètres soient maîtrisés. Des équipes de recherche s'intéressent à ce procédé et des publications commencent à sortir.*

*L'objet de ce chapitre est de positionner le travail de cette thèse tant dans son contexte général et matériel que dans son contexte scientifique, tout en précisant les moyens disponibles et la méthodologie adoptée.*

## 1.1 Contexte général et matériel

### 1.1.1 Le soudage

Le soudage, moyen d'assemblage permanent, est le premier procédé d'assemblage en mécanique et en construction. Il se retrouve dans tous les domaines, de la simple plomberie à la construction navale, automobile, aérospatiale, en passant par le génie civil. En tout premier lieu utilisé pour les métaux, des méthodes se spécialisent pour le bois et les thermoplastiques.

Son grand atout comparé aux autres techniques d'assemblage que sont l'adhésion (collage), le brasage ou encore les techniques mécaniques comme le boulonnage, le vissage, le rivetage, l'agrafage, le sertissage, le clinchage, etc. est qu'il permet une continuité de la matière. De plus, il répond à des sollicitations élevées, il est durable et étanche.

L'histoire du soudage [Sapp 2011] remonterait à plusieurs millénaires, dès l'âge de bronze et l'âge de fer. Il était utilisé par les forgerons qui martelaient les pièces en métal chauffé jusqu'à ce que la soudure ait lieu. Ce n'est qu'à partir du XIX<sup>ème</sup> siècle que les techniques évoluent.

Suite à la découverte de l'arc électrique par le scientifique russe Vasily Petrov en 1802, le Russe Nicolai Benardos développe la première technique de soudage par arc électrique avec des électrodes de carbone en 1881-1882. Vers 1900 c'est le britannique Strohmenger qui développe le soudage par arc électrique avec des électrodes enrobées. En 1905 sera proposé le soudage par arc électrique à trois phases par Vladimir Mitkevich. Et en 1919, Holslag propose le soudage par courant alternatif.

Le soudage par résistance se développe après 1895 sous la direction de l'ingénieur et inventeur américain Elihu Thomson. Dans le même temps naissent les procédés de soudage aluminothermique (1893) et oxyacétylénique (début 1900).

La première guerre mondiale promouvait le développement de ces techniques et plus particulièrement de celle du soudage par arc. Les Britanniques l'utilisent dans la construction d'un bateau, tandis que les Allemands s'en servent déjà dans l'industrie aéronavale pour leurs avions. En 1929, en Pologne est construit le premier pont par méthode de soudage.

Le soudage devient indissociable de tous les secteurs industriels en expansion. Durant les années 20, de grandes avancées ont lieu. Les scientifiques portent leur attention sur les gaz inertes ou semi-inertes tels que l'argon, l'hydrogène ou l'hélium pour servir de milieu au soudage afin de pouvoir s'affranchir des défauts dus notamment à la porosité.

Dans les années 30, souder requiert une formation et le premier CAP de soudeur ouvre ses portes en 1931. En 1938, le premier *Welding Handbook* est publié. Le procédé de soudage à l'arc bénéficie des avancées en automatisation et en courant alternatif.

Konstantin Khrenov permet de souder à l'arc sous l'eau en 1932; en 1941 les matériaux non-ferreux tels l'aluminium, le magnésium ou le cuivre peuvent enfin être soudés grâce au soudage à l'arc avec électrodes en tungstène sous gaz inerte.

Les procédés ne finissent plus de se diversifier : en 1950, c'est le soudage par faisceau d'électrons par J.A. Stohr en France; en 1953, le soudage par diffusion par Kazakov; en 1956, le soudage par friction; en 1957, le soudage par arc plasma par R.M. Gage; en 1960 le soudage par explosion est découvert par hasard aux Etats-Unis; en 1967, le soudage par impulsion électromagnétique; dans les années 1970, le soudage au laser avec la première application automobile par la General Motors Corporation; en 1991, le soudage par friction malaxage en Angleterre.

L'automatisation, l'évolution des techniques de soudage et l'insertion croissante de la micro-électronique dans les équipements ont conduit à une amélioration de la qualité et de la productivité. A l'heure actuelle, l'accent n'est plus tant mis sur l'amélioration des procédés de soudage que sur les matériaux de soudage et les matériaux d'apport, ainsi que les méthodes et conditions de travail.

Les procédés de soudage peuvent être classés en deux groupes - ceux utilisant une source d'énergie endogène (intérieure à la pièce) et ceux utilisant une source d'énergie exogène (extérieure à la pièce) - et en cinq grandes catégories :

Le soudage à l'arc qui utilise une source d'énergie extérieure pour créer un arc électrique entre une électrode et le matériau de base, arc permettant la fusion des matières au point de soudage. Se distinguent particulièrement le soudage avec électrode enrobée fusible, le soudage T.I.G. (*Tungsten Inert Gas* - figure 1.1(a)) et le soudage M.I.G. (*Metal Inert Gas* - figure 1.1(b)).

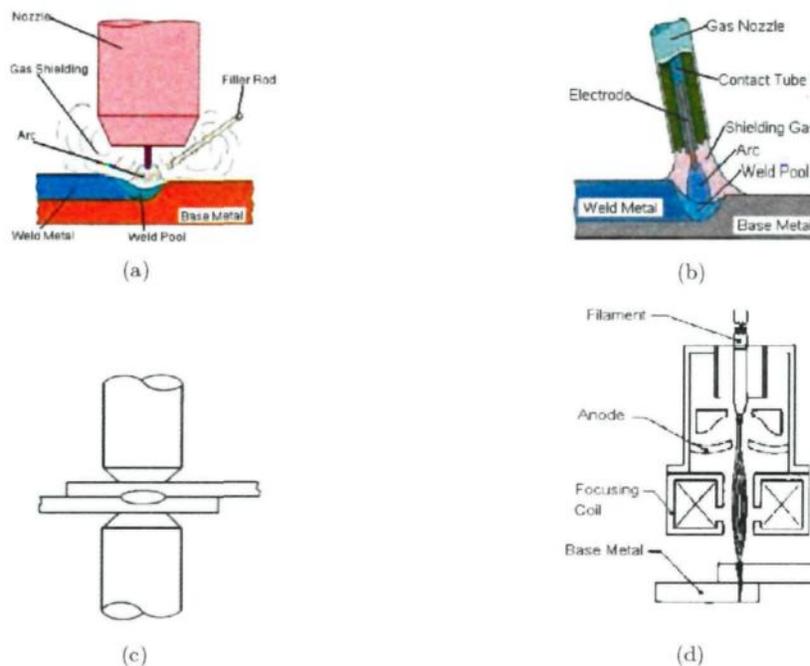


FIG. 1.1 – Principe du soudage à l'arc [AMC] a) *Tungsten Inert Gas*, b) *Metal Inert Gas*, c) Soudage par résistance et d) Soudage par faisceau d'électrons

Le soudage à gaz ou soudage oxyacétylénique provient de la combustion d'acétylène dans de l'oxygène, c'est le principe du chalumeau à gaz. Il est le plus souvent utilisé pour souder des tuyaux ou conduites, des tubes et pour effectuer des réparations.

Le soudage par résistance combine une forte intensité électrique chauffant la matière à souder jusqu'à la fusion avec une pression ponctuelle à l'aide de deux électrodes permettant aux matériaux de coalescer (figure 1.1(c)). Cette technique est le plus souvent utilisée pour souder des tôles de faibles épaisseurs; le soudage par point est particulièrement appliqué dans l'industrie automobile.

Le soudage par faisceau, faisceau laser ou faisceau d'électrons, est basé sur le principe d'une très forte densité d'énergie canalisée sur une aire très petite, permettant ainsi une fusion locale et profonde de la matière à souder (figure 1.1(d)).

Les méthodes de soudage à l'état solide ne font pas intervenir la fusion des matériaux mais leur état solide comme le nom l'indique, permettant ainsi l'assemblage de matériaux dissimilaires, assemblage qui a toujours été un problème. Parmi ces méthodes il faut citer le soudage à ultra-son combinant vibrations à haute fréquence pour échauffer et haute pression, il est utilisé tant pour le métal que le plastique ; le soudage par explosion propulsant à très haute vitesse les matériaux à souder sous la pression d'un explosif présent sur une des deux pièces et se consummant très rapidement, l'énergie d'impact entraîne la plastification et le soudage, utile particulièrement pour des matériaux différents - plus détaillé dans le paragraphe 1.2.1 page 18 ; le soudage par friction dû à l'échauffement de deux pièces pressées et en mouvement l'une par rapport à l'autre ; le soudage par friction malaxage utilisé principalement dans la construction de train et d'avion, son point fort est le soudage de tôles bout-à-bout, sans recouvrement ; le soudage par diffusion, les pièces étant chauffées à 50 ou 70% de leur point de fusion et une force étant appliquée pendant un temps donné permettant aux atomes de migrer d'une pièce à l'autre ; et le soudage par impulsion électromagnétique, dont il est question dans cette thèse.

L'apport énergétique et l'apport éventuel de métal entraînent des modifications de l'état métallurgique et de l'état microscopique au niveau du joint soudé, tant dans la zone fondue que dans la zone thermiquement affectée (ZAT). Ces modifications influent la tenue mécanique du joint soudé.

Du fait du chauffage, le mécanisme de diffusion des atomes est activé et les atomes étrangers migrent vers les grains de joint - phénomène de ségrégation - ce qui peut entraîner une fragilisation du joint et ainsi des fissurations intergranulaires ou encore une tenue à la corrosion différente du métal originel. La corrosion peut également provenir d'un phénomène de corrosion galvanique suite à la juxtaposition de deux métaux différents. Des défauts de porosités (appelés piqûres si débouchantes et soufflures si non débouchantes) peuvent se retrouver dans la ZAT. Les matériaux du procédé (tels que l'enrobage des électrodes, les oxydes, etc.) peuvent provoquer des inclusions. Lors du refroidissement des retassures ou des criques de solidification peuvent se développer au niveau du cordon. Des fissurations dites à froid peuvent également apparaître suite à des contraintes résiduelles importantes ou à la présence d'hydrogène.

Des défauts peuvent apparaître suite à une mauvaise procédure. Par exemple, la fusion peut ne pas avoir été suffisante et ainsi la soudure ne pas avoir eu lieu. D'autre part, la forme finale de la soudure peut causer problème : un joint trop bombé, une soudure trop convexe...et un liquide s'écoulera mal ou encore la soudure ne résistera pas à la fatigue.

Tous ces défauts peuvent influencer sur la fragilité, la résistance mécanique, la ductilité, etc. de la soudure. Des contrôles par essais destructifs et par essais non-destructifs sont donc mis en place afin de vérifier la qualité de la soudure.

La vérification des caractéristiques mécaniques passe par des essais de tractions, de résilience, de dureté et de pliage. Ils permettent notamment de mesurer la résistance à la rupture, la limite d'élasticité, l'allongement à rupture, l'aptitude à la déformation par pliage du joint, l'énergie nécessaire pour rompre l'éprouvette entaillée, etc.

L'aspect externe et surfacique est analysé par des méthodes d'inspection visuelle, de dimen-

sionnement, de ressuage pour mettre en évidence les discontinuités débouchantes, par magnétoscopie révélant les fissures, retassures et manques de pénétration en surface ou proche surface sous l'action d'un champ magnétique...

Enfin la radiographie, les tests à ultra-son, la tomographie, etc. permettent d'observer l'état microscopique interne du joint soudé.

Ces défauts potentiels ainsi que les conditions imposées par le cahier des charges vont influencer le choix du procédé utilisé. Il faudra prêter attention à la quantité et à la concentration de l'énergie apportée, au matériau d'apport, à la fusion du matériau, au design du joint soudé. Ce choix sera également orienté par l'épaisseur du matériau à souder ainsi que sa composition et sa soudabilité, par le lieu, l'accès au joint et la position du soudage et enfin par le rendement du procédé.

Afin de standardiser le soudage, le Comité Européen de Normalisation (CEN) a mis en place des codes et spécifications sur les procédures de soudage (ISO 15607 à ISO 15614) mais aussi sur les qualifications des soudeurs (ISO 9606).

Le soudage de certains matériaux demeure un problème pour l'industrie. En effet les méthodes traditionnelles ne permettent pas de souder tout type de matériau. C'est la raison pour laquelle elle se tourne vers des méthodes récentes telles que l'impulsion magnétique. Un des principaux avantages de cette méthode est de pouvoir souder à température ambiante et qu'ainsi il n'est pas nécessaire que les points de fusion des éléments à souder soient proches les uns des autres et des matériaux différents peuvent être soudés ensemble (figure 1.2) [Pulsar e].

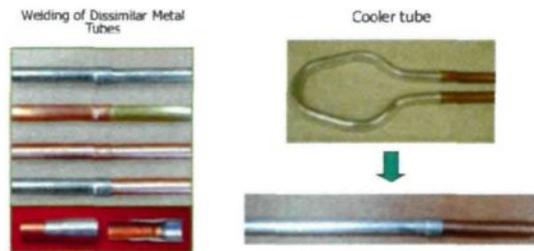


FIG. 1.2 – Soudage de tubes de matériaux différents [Pulsar e]

Le temps de soudure est court ; le soudage est de meilleure qualité, il n'y a pas de corrosion dans la zone de soudage et une meilleure conductivité [Shribman 2007]. D'autre part, il répond à l'actuel souci environnemental des industriels puisqu'il ne nécessite pas d'ajout de nettoyants. Les paramètres du soudage sont contrôlables et ajustables du fait qu'on peut contrôler l'alimentation électrique. De plus, une fois les paramètres réglés, on peut reproduire assez rapidement le processus, ce qui permet une utilisation industrielle en série.

En regard de cela, ce procédé nécessite un équipement spécifique très particulier et volumineux, donc d'un achat coûteux mais peu onéreux d'utilisation. Enfin il faut souligner le fort voltage et le haut niveau de courant dans la machine pendant le processus [Priem *et al.* 2007].

Cette thèse s'attarde donc à l'étude de cette technique de soudage qu'est le soudage par impulsion électromagnétique.

### 1.1.2 L'aluminium et le soudage

Cette thèse se focalise principalement sur le soudage de deux tubes d'aluminium.

L'aluminium et en particulier, les alliages d'aluminium sont de plus en plus utilisés du fait des propriétés de ce matériau et tout particulièrement de la légèreté de celui-ci, puisque sa masse volumique est d'environ  $2700 \text{ kg m}^{-3}$ , soit un tiers de l'acier ou du cuivre ! A cela il faut ajouter qu'il est maléable, ductile et facilement usiné et moulé. Il est un très bon conducteur thermique et électrique, tandis que la très faible couche (quelques nanomètres) d'oxyde d'aluminium qui se forme à sa surface est un excellent isolant. Cette couche est un réel atout puisqu'elle protège le matériau en empêchant la corrosion de progresser, d'où une utilisation architecturale des pièces. De plus, elle peut être épaissie artificiellement par anodisation et même colorée. L'aspect argent/gris mat des pièces leur donne une apparence agréable et permet notamment de se servir de l'aluminium pour créer des pièces décoratives. L'aluminium est un matériau mou mais qui par alliage peut présenter une rigidité relative. C'est un matériau paramagnétique, c'est-à-dire qu'il présente une perméabilité relative très faible, mais lorsqu'il est soumis à un champ électromagnétique, une aimantation de même direction que le champ d'excitation apparaît ; cette aimantation privilégiée disparaît en même temps que le champ électromagnétique. Enfin, le recyclage requiert une énergie plus faible que la première production.

Les applications de l'aluminium sont dans tous les domaines : les transports (automobiles, avions, vélos, bateaux...), l'emballage notamment alimentaire (boîtes de conserves...), la construction (gouttières, fenêtres...), les biens de consommations (ustensiles de cuisine, appareils...), les fils électriques, l'industrie chimique (catalyseur et additif), etc. C'est le deuxième métal (après le fer) en terme d'utilisation.

L'aluminium est le premier métal et le troisième élément après l'oxygène et le silicium le plus abondant dans l'écorce terrestre ; il représente environ 8% de la masse des matériaux de la surface solide de la terre. Du fait de sa forte affinité avec l'oxygène, il ne se trouve pas à l'état pur dans le milieu naturel ; on le trouve sous formes combinées dans plus de 270 minéraux différents, son minerai principal étant la bauxite, appelée aussi boue rouge, qui contient de l'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Son extraction requiert tout un savoir faire et est fort coûteux en énergie.

A l'état pur il est de faible résistance mécanique, c'est pour cela que ce sont ses alliages qui sont fort usités. Pour produire ses alliages, de petites quantités d'éléments sont ajoutées, les plus typiques étant le cuivre, le magnésium, le manganèse et le silicium. Leur mise en forme utilise deux techniques, une par corroyage et une par fonderie. Les matériaux de cette thèse sont des alliages obtenus par corroyage, c'est-à-dire par transformation par forgeage. Ceux-ci se déclinent en différentes séries suivant l'élément allié majoritaire :

- 1xxx (série des 1000) : alliage contenant au minimum 99% d'aluminium ;
- 2xxx : cuivre ;
- 3xxx : manganèse ;
- 4xxx : silicium ;
- 5xxx : magnésium ;
- 6xxx : magnésium et silicium ;
- 7xxx : zinc
- 8xxx : autres éléments.

Leur état peut être brut de fabrication (désigné par la lettre F dans la nomenclature), recuit

(O), écroui (H), thermiquement traité (T) ou trempé et non stabilisé (W). Les séries 1000, 3000, 4000 et 5000 font parties des alliages corroyés à durcissement par écrouissage ou non-trempants ou non thermiquement traités tandis que les séries 2000, 6000 et 7000 font parties des alliages corroyés à durcissement structural ou trempants ou thermiquement traités. Ce sont ces derniers qui seront utilisés dans cette thèse.

Le durcissement structural permet de durcir l'alliage par la présence de précipités dans la matrice; ces précipités sont des obstacles aux déplacements des dislocations. Pour cela, l'alliage est mis en solution à haute température, la structure est monophasée (les éléments alliés sont complètement dissous). Puis l'alliage est refroidi rapidement à température ambiante par trempe. Ensuite vient une phase de vieillissement à une température intermédiaire permettant de passer de l'état sursaturé - sous vieilli - à un état avec de petits précipités - bien vieilli - où la taille et la distribution des précipités est optimale et donc qui est le pic de dureté. Si le vieillissement est poursuivi - sur-vieillissement - la taille des précipités augmente et la propriété de durcissement diminue.

La soudabilité de l'aluminium varie de façon significative en fonction de la composition chimique de l'alliage considéré mais aussi en fonction des différentes conditions pour des procédés différents. Les difficultés de soudage sont surtout liées à leurs caractéristiques, notamment la diffusivité thermique et le coefficient de dilatation élevés ainsi que la présence de la couche d'oxyde d'aluminium en surface. Certains alliages trempants risquent les fissurations à chaud, des problèmes de manque de liaisons, des difficultés de pénétration et ont des tendances à former des soufflures.

Les alliages des séries 1000, 3000 et 5000 sont facilement soudables par presque tous les procédés sauf si leurs propriétés mécaniques élevées sont obtenues par un travail mécanique.

Les alliages des séries 2000 et 7000 sont plus difficiles à souder et requièrent des précautions spéciales. Seuls quelques procédés permettent de les souder, en particulier le soudage par résistance qui n'a qu'un impact local et donc ne dégrade pas les propriétés du matériau. Les nouvelles méthodes telles que le soudage par friction, le soudage par friction malaxage, le soudage par laser, le soudage hybride et le soudage par impulsion électromagnétique ont de bons résultats.

La soudabilité des alliages de fonderie non traités à chaud est meilleure.

La série 6000 est facilement soudable, c'est une des raisons qui a conduit à son utilisation pour les expériences de cette thèse. En effet, celle-ci ne s'attarde pas sur la soudabilité des matériaux mais sur les paramètres pour que le soudage ait lieu et sur l'aspect de celui-ci; il est donc nécessaire d'utiliser un matériau soudable pour s'intéresser directement à la réponse du matériau lors de la sollicitation électro-magnétique. D'autre part, le choix de ce matériau est justifié par la littérature abondante à son sujet, il est donc plus aisé de trouver les données à exploiter mais aussi par l'intérêt que ce matériau représente en taux d'utilisation dans l'industrie.

### 1.1.3 Le principe de l'impulsion magnétique

La figure 1.3 présente le principe de l'impulsion magnétique appliquée au soudage par superposition de deux tubes concentriques.

Les deux tubes sont positionnés de façon coaxiale à l'intérieur de la cavité de la machine, à savoir à l'intérieur de la bobine (soit une bobine avec un concentrateur de courant soit un coil massif, appelé aussi one-turn coil) - par la suite le mot coil sera utilisé de façon générique pour

les bobines. Des condensateurs sont déchargés à l'intérieur de la bobine. Le courant variable de la décharge crée un champ magnétique variable  $\vec{B}$  à l'intérieur de la bobine et c'est la variation de ce champ magnétique  $\vec{B}$  qui est à l'origine du processus de soudage, puisque cette variation induit un courant s'opposant à la cause de son origine dans le tube extérieur qui est conducteur. Ce courant induit génère une force volumique ou force de Lorentz dans le tube. Ces forces sollicitent mécaniquement le tube et le propulsent sur le tube intérieur (figure 1.4). La vitesse, et donc la force de l'impact, plus d'autres facteurs vus ultérieurement permettent que le soudage ait lieu. Il s'agit donc bien d'une impulsion d'origine magnétique.

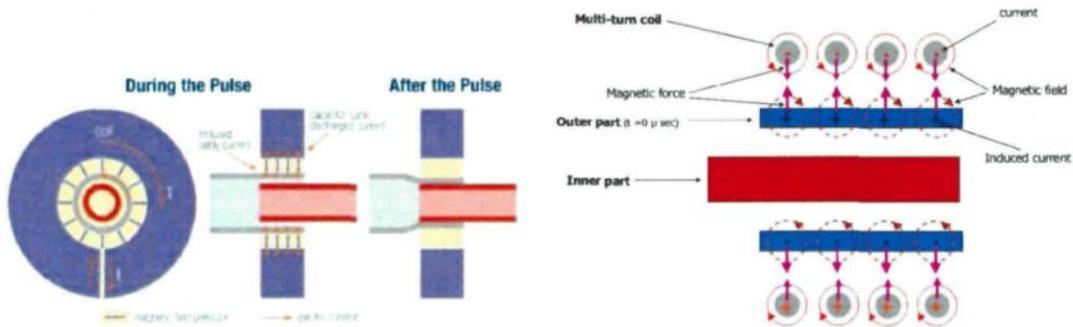


FIG. 1.3 – Principe électro-magnéto-mécanique de la machine MPS [Pulsar e]

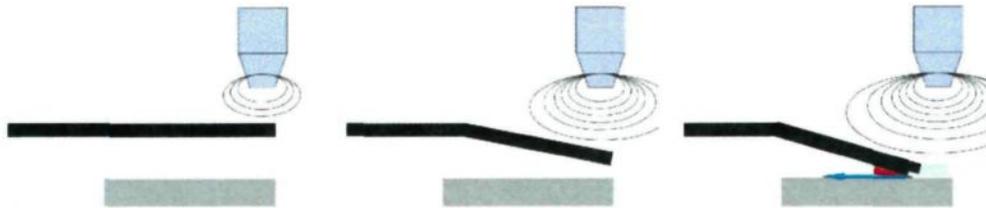


FIG. 1.4 – Déplacement du tube extérieur sous l'impulsion du champ magnétique régnant dans la bobine [Pulsar a]

#### 1.1.4 Mise en oeuvre : la machine

L'impulsion magnétique est actuellement utilisée dans l'industrie pour différents usages [González 2008] : pour le formage (emboutissage), la découpe, le sertissage et ce qui intéresse plus particulièrement cette thèse pour l'assemblage par soudage (figure 1.5).

##### 1.1.4.1 Généralités sur la machine MPS

La machine Magnetic Pulse System (MPS) utilisée pour toutes ces applications est composée de trois grandes parties reliées entre elles par leur interaction avec un panneau opérateur (operator panel). Il s'agit de la cabine de contrôle (control cabinet), du générateur d'impulsion (pulse generator) et de la station de travail (work station)(figure 1.6).

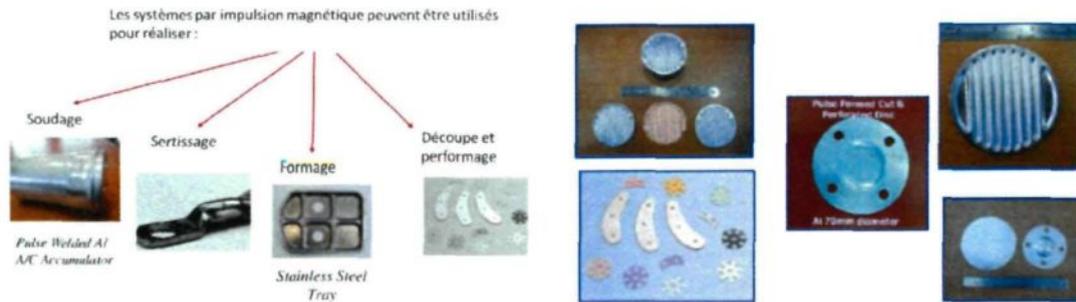


FIG. 1.5 – Exemples de soudage, formage, découpage et sertissage réalisés par le MPS [Pulsar e]

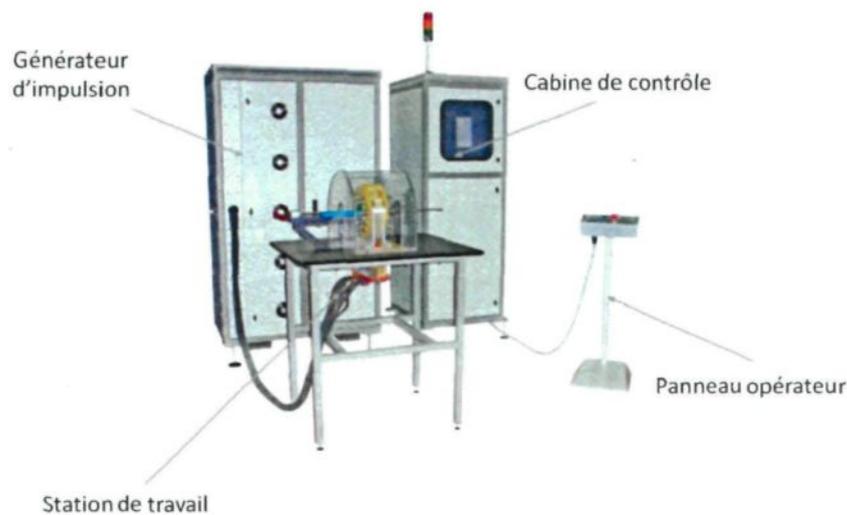


FIG. 1.6 – La machine MPS [Pulsar e]

La première partie est la **cabine de contrôle** (figure 1.7(a)). C'est là que se trouvent les fusibles et interrupteurs pour couper le courant. S'y trouvent aussi les transformateurs de courant alternatif AC en courant continu DC, le système d'allumage ainsi que le circuit de contrôle. C'est dans le **générateur d'impulsion** (figure 1.7(b)) que se trouvent les condensateurs qui stockent le courant qui sera déchargé. La bobine dans laquelle les tubes sont placés compose avec quelques autres éléments la **station de travail** (figure 1.8(a)). C'est sur le **panneau opérateur** (figure 1.8(b)) que l'utilisateur choisit le voltage auquel il désire charger les condensateurs.

La figure 1.9 résume l'implication des quatre composantes de la machine MPS : la **cabine de contrôle** pour charger les condensateurs du **générateur d'impulsion** qui crée une impulsion électrique dans la bobine de la **station de travail** sous fermeture de l'interrupteur de haut courant, le tout pianoté via le **panneau opérateur**.

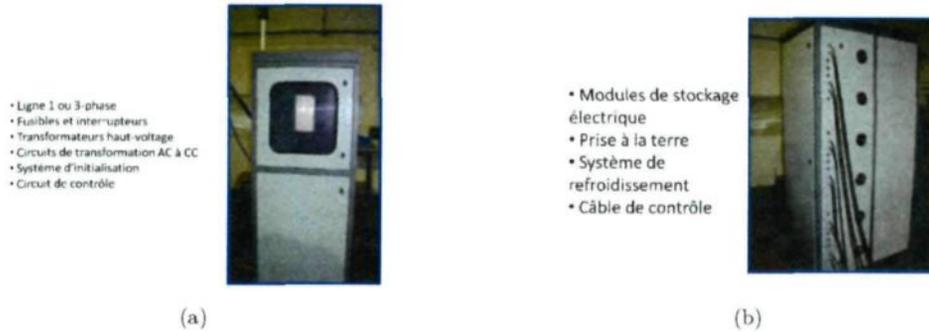


FIG. 1.7 – a) Cabine de contrôle, b) Générateur d'impulsion [Pulsar e]



FIG. 1.8 – a) Coïl, b) Panneau opérateur [Pulsar e]

#### 1.1.4.2 Le générateur d'impulsion

Comme vu précédemment, ce qui met en route le processus de soudage c'est une impulsion électrique. Les condensateurs du générateur d'impulsion sont au préalable chargés. Puis un interrupteur de haut courant est fermé permettant ainsi au condensateur de se décharger sinusoidalement ce qui crée un courant alternatif dans la bobine entourant les deux tubes à souder.

Un ensemble de condensateurs avec un interrupteur s'appelle un module. Il existe deux types standards de module : 9 kV et 25 kV. La machine présente sur la plateforme technologique de Saint-Quentin et qui a servi de base à notre formation sur ce type de soudage pendant la thèse, est de type 9 kV. Le module de 9 kV est composé de trois condensateurs, chacun pouvant être chargé jusque 1,66 kJ, soit au total 5 kJ. Les condensateurs ont une capacité  $C$  de 46  $\mu\text{F}$ , le module est donc de capacité  $C = 138 \mu\text{F}$ . Le module de 25 kV est composé de quatre condensateurs, chacun pouvant être chargé à hauteur de 3,125 kJ, soit un total de 12,5 kJ. Chaque condensateur ayant une capacité  $C$  de 10  $\mu\text{F}$ , le module a une capacité  $C = 40 \mu\text{F}$  [Pulsar d].

La figure 1.10(a) donne la valeur de la fréquence en fonction du nombre de condensateurs utilisés pour chacun des deux modules [Pulsar e]. Plus le nombre de condensateurs utilisés dans un module augmente plus la fréquence diminue. Pour le module 9 kV, la fréquence est de 66 kHz pour un condensateur et de 38 kHz pour quatre condensateurs. Cette diminution s'explique par l'équation régissant la fréquence  $f$  :

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}} \quad (1.1)$$

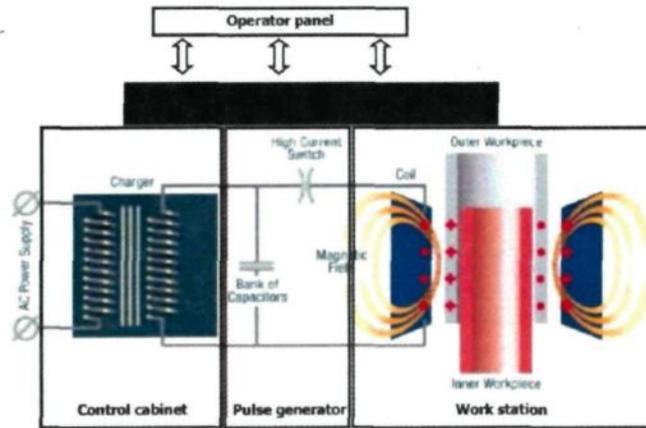


FIG. 1.9 – Rôle des trois parties de la machine MPS [Pulsar e]

avec  $L$  l'inductance du circuit.

L'énergie d'un module augmente avec le voltage puisqu'elle obéit à l'équation :

$$E = \frac{1}{2} V^2 C \quad (1.2)$$

Cette équation démontre que l'énergie disponible est directement proportionnelle, pour le même niveau de tension  $V$ , au nombre de condensateurs et donc de la capacité totale du système. L'énergie moyenne pour le module standard 9 kV est de l'ordre de 6 kJ au maximum et de 12 kJ pour le module standard 25 kV (figure 1.10(b)). L'utilisateur doit régler le voltage sur le panneau opérateur.

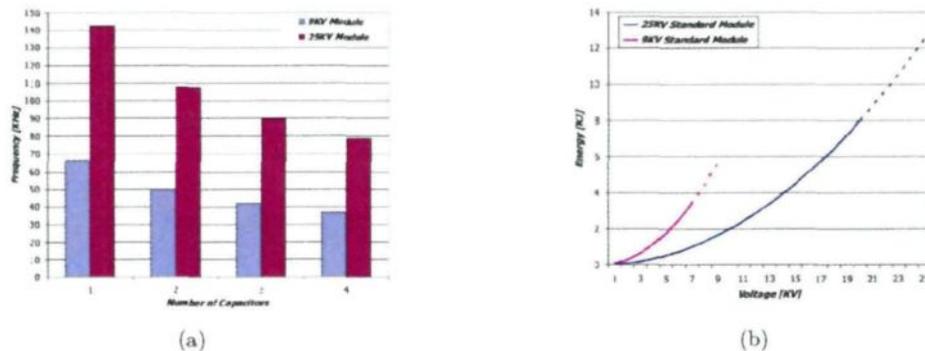


FIG. 1.10 – a) Fréquence en fonction du nombre de condensateurs pour les modules 9 kV et 25 kV et b) Energie moyenne pour les modules 9 kV et 25 kV [Pulsar e]

### 1.1.4.3 Les différentes configurations de la machine

Différentes configurations du coil suivant la tâche à accomplir par l'impulsion magnétique sont possibles. La forme du coil joue un rôle majeur sur les paramètres de travail du processus. Afin de souder, sertir ou former il existe cinq configurations de coil (figure 1.11(a)) [Pulsar e].

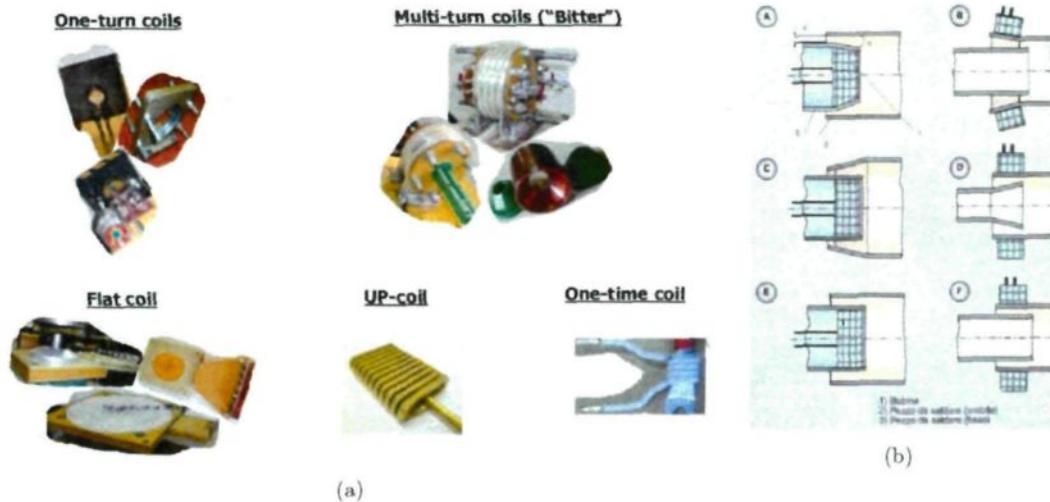


FIG. 1.11 – a) Les cinq configurations possibles de la machine MPS [Pulsar e] et b) Les diverses configurations pour souder [Shribman et al. 2001]

La bobine multi-spires (**multi-turn coil** ou encore **bitter**) est utilisée pour former, sertir ou perforer un tube ou encore pour régler les paramètres afin de souder deux tubes. Dans le cas du formage ou perforage, une matrice est utilisée. Cette matrice est de la forme qu'on désire imposer ou bien comporte un trou à l'endroit à perforer. Lors de la propulsion le tube épouse la forme de la matrice, voire perd de la matière à l'endroit du trou (figure 1.12(a)). Afin de régler les paramètres de soudage, un concentrateur de courant (field-shaper) est inséré dans la bobine, ce qui permet de concentrer le courant sur une petite surface. Il est possible de jouer sur les dimensions du concentrateur de courant afin de trouver la configuration la plus adéquate à la tâche à effectuer. Lorsque les bonnes dimensions sont trouvées, un **coil massif**, en quelque sorte une bobine uni-spire épaisse (**one-turn coil**) est fabriquée et une production de masse peut être lancée. Cette façon de procéder permet de diminuer le coût. C'est sur ces configurations que porte l'étude de cette thèse.

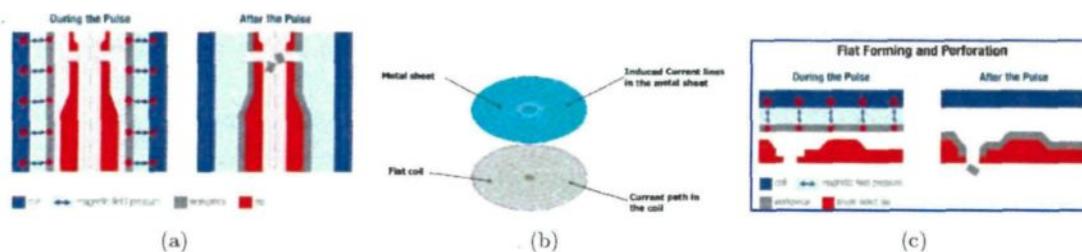


FIG. 1.12 – a) La bobine multi-spires : principe du formage et du perforage, b) Bobine plate en spirale et c) Le principe de la bobine plate en spirale [Pulsar e]

M. Schribman dans [Shribman et al. 2001] répertorie les différentes possibilités de ces configurations dans le cas du soudage (figure 1.11(b)). Cette thèse se penche sur les configurations B,

D et F où la bobine est placée autour des tubes à souder. La configuration F est la plus intéressante, car ici les matériaux sont parallèles et il faut donc créer une configuration non symétrique du courant magnétique.

Il existe également une configuration plane (**flat coil**), avec une **bobine plate en spirale** (figure 1.12(b)). Cette dernière sert avant tout à former ou même perforer en positionnant une matrice au-dessus de la plaque à modifier par propulsion verticale (figure 1.12(c)).

Les deux autres configurations, **bobine à pression uniforme (UP-coil)** et **bobine à usage unique (one-time coil)**, sont moins usitées.

Une dernière configuration utilise une **décharge hydraulique** pour du formage. Le courant est déchargé entre deux électrodes placées dans un fluide. L'arc créé évapore le fluide créant une forte pression sur la surface interne de la plaque. Celle-ci est projetée sur la matrice.

#### 1.1.4.4 Propriétés électriques de la machine

Il est possible de représenter par un schéma électrique simplifié tout le dispositif (figure 1.13) [González 2008].

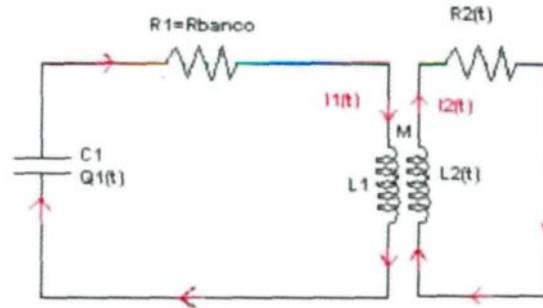


FIG. 1.13 – Circuit électrique RLC représentant la machine MPS, le tube étant représenté par un circuit RL [González 2008]

Dans ce modèle, le circuit primaire - système MPS - est représenté par un circuit RLC contenant les condensateurs représentés par le condensateur  $C_1$  de capacité  $Q_1$ . La résistance  $R_1$  et l'inductance  $L_1$  représentent respectivement la résistance et l'inductance du circuit total, celles-ci étant dues principalement au coil et aux fils de connection. Le circuit secondaire, schématisant le matériau où le courant est induit, à savoir le tube extérieur, est un circuit RL ; ici les notations  $L_2$  et  $R_2$  sont utilisées. Les deux circuits étant corrélés magnétiquement, un facteur d'inductance mutuelle  $M(t)$  est à prendre en considération pour les équations d'équilibre du système. Le système est donc gouverné par les équations suivantes :

$$\frac{d(L_1 * I_1(t) + M(t) * I_2(t))}{dt} + R_1 * I_1(t) + \frac{Q_1(t)}{C_1} = 0 \text{ pour le circuit primaire} \quad (1.3)$$

$$\frac{d(L_2(t) * I_2(t) + M(t) * I_1(t))}{dt} + R_2 * I_2(t) = 0 \text{ pour le circuit secondaire} \quad (1.4)$$

avec  $I_1$  le courant dans le coil et  $I_2$  le courant induit dans le tube.

Siddiqui dans le premier chapitre de sa thèse expose comment obtenir les paramètres [Siddiqui 2009]. En résolvant le système ci-dessus le courant de décharge  $I_1$  et le courant induit  $I_2$  sont évalués. Par contre l'inductance et la résistance du coil restent indéterminées. Il propose donc la démarche suivante :

- Calcul de l'inductance du coil pour une bobine plane en spirale (d'après les travaux de [Grover 1946]) :

$$L = N^2 r \mu_0 \mu_r \left[ \ln \frac{8l_c}{a} - 2 \right] \quad (1.5)$$

avec  $N$  le nombre de tours,  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide,  $\mu_r$  la perméabilité relative (de valeur 1),  $r$  le rayon moyen du coil,  $l_c$  la longueur active du coil et  $a$  le rayon des spires électriques du coil ;

- Calcul de l'inductance pour un solénoïde simple à  $N$  spires [Golovashchenko 2007] :

$$L = \frac{\mu_0 N^2}{l_c} \frac{A_0}{l_c + \frac{A_i}{A_0}} \quad (1.6)$$

avec  $A_0$  l'aire interne et  $A_i$  l'aire de la section du fil ;  $A_0$  peut être calculée à l'aide de la relation :

$$A_0 = \frac{\pi(d_{C_0}^2 - d_{C_i}^2)}{4} \quad (1.7)$$

où  $d_{C_0}$  et  $d_{C_i}$  sont respectivement les diamètres externe et interne du coil ;

- Calcul de la résistance pour un composant quelconque du circuit de décharge :

$$R = \rho \frac{l_f}{A} \quad (1.8)$$

avec  $\rho$  la résistivité du matériau,  $l_f$  la longueur du fil et  $A$  l'aire de la surface active de la section ;

- La résistance (de même pour l'inductance) totale du circuit si les éléments sont montés en série :

$$R_t = \sum_1^n R_i \quad (1.9)$$

- La résistance (de même pour l'inductance) totale du circuit si les éléments sont montés en parallèle :

$$\frac{1}{R_t} = \sum_1^n \frac{1}{R_i} \quad (1.10)$$

- Il est à noter que l'inductance totale du système pour le système MPS peut être approximée par la valeur de celle du coil uniquement ;
- D'après [Leroy & Renaud 2004] l'intensité du courant de décharge est calculée par :

$$I = I_0 e^{-\frac{1}{\tau}} \sin \omega t \quad (1.11)$$

avec  $I_0$  l'intensité maximale du courant - généralement de 10 000 à 1 000 000 A,  $\tau$  le facteur d'amortissement et  $\omega$  la fréquence du courant ; le pic d'intensité est atteint dans des temps de l'ordre de dizaines de microsecondes ;

- Calcul de l'intensité maximale du courant  $I_0$  :

$$I_0 = V\sqrt{C_T/L} \quad (1.12)$$

avec  $V$  le voltage appliqué au circuit,  $C_T$  la capacité des condensateurs et  $L$  l'inductance du circuit (soit principalement celle du coil);

- Calcul du coefficient d'amortissement qui caractérise la diminution exponentielle du courant de décharge :

$$\tau = 2\frac{L}{R_t} \quad (1.13)$$

- Calcul de la pulsation  $\omega$  du courant :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC_T}}; \quad (1.14)$$

- Enfin le calcul de la profondeur de peau  $\delta$  du courant dans la pièce à former :

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0\omega}} \quad (1.15)$$

avec  $\rho$  la résistivité de la pièce.

### 1.1.5 Problématique et méthodologie mise en place

#### 1.1.5.1 Les besoins suscités par ce procédé de soudage

Cette technique est utilisée dans l'industrie; toutefois la détermination des paramètres de soudage n'est pas encore automatisée. De plus, la nature même du soudage, à savoir la qualité de la liaison, l'état final des matériaux, etc., demeure inconnue. Si les paramètres ne sont pas les bons, le soudage ne peut avoir lieu ou alors il peut présenter des défauts qui empêcheront la pièce d'être utilisable. Si l'impulsion donnée est trop faible, le tube extérieur se déforme sans se souder; de même si l'impulsion est trop forte, le tube extérieur se déforme de façon trop violente et rebondit sur le tube intérieur sans que la soudure ait lieu. Enfin, lorsqu'il y a soudure il faut vérifier qu'il n'y ait pas de fissurations, que la soudure résiste dans le temps, que le matériau n'a pas été altéré, etc. Cela signifie qu'avant de lancer une série d'un soudage, l'industriel doit effectuer de nombreux essais, ce qui est coûteux en temps et en matériaux.

De ce fait, il est nécessaire de déterminer pour les matériaux donnés les bonnes géométries telles que l'épaisseur et l'écart entre les tubes ainsi que les bons paramètres de soudage tels que l'écart tube extérieur bobine, la longueur de la bobine, la forme de la bobine, l'intensité de l'impulsion, etc., à donner à la machine (figure 1.14). A ce jour, il faut noter l'existence d'approches simplifiées mais leur exactitude et leur domaine de validité restent à définir. Il n'existe pas d'outil commercial performant permettant de modéliser adéquatement l'état de contrainte des pièces dans un cadre de mise en forme électromagnétique en grande vitesse de déformation.

#### 1.1.5.2 Les objectifs

Cette thèse se place dans un projet global visant à assurer une meilleure compréhension du procédé de soudage par impulsion magnétique. Un modèle permettant d'identifier les paramètres

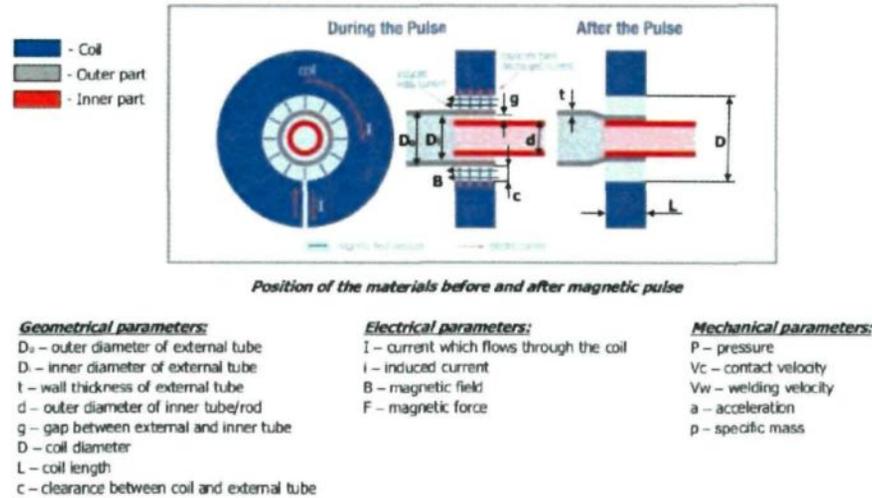


FIG. 1.14 – Les différents paramètres du soudage par impulsion magnétique [Pulsar e]

géométriques et de procédé nécessaires à l'obtention du soudage y est développé. Ce projet plus global est notamment supervisé par les directeurs de cette thèse à l'UTC et la plateforme technologique de Saint-Quentin où une machine MPS est présente. Des projets régions ont été déposés pour comprendre davantage le soudage par impulsion magnétique, tant expérimentalement que numériquement.

Etant le premier projet lancé dans l'équipe sur ce sujet, il a fallu commencer le développement de l'outil intégré. Pour cela la performance des outils utilisés a été vérifiée pour les processus à modéliser. Une méthode d'exploitation du modèle numérique pour analyser les paramètres de soudage d'un matériau donné ( par exemple Al6061-T6) a été mise en place.

### 1.1.5.3 Méthodologie

L'étude est menée selon trois volets, détaillés ci-dessous.

**Volet 1 : Développement des modèles numériques de base :** Le développement de l'outil numérique s'effectue par étapes, étapes définies par le processus lui-même. En effet, ce processus implique des physiques différentes mais dépendantes les unes des autres : magnétisme, mécanique, impact et thermique (non-traitée dans cette thèse). Chacun de ces processus doit être étudié séparément puis un modèle couplé doit être mis en place.

Tout d'abord, un modèle du problème magnétique est développé, le chapitre 2 de cette thèse expose son élaboration, sa validation et son exploitation.

La densité de force s'exerçant sur le tube extérieur calculée par le modèle magnétique est le chargement d'entrée du modèle mécanique. Cette force entraîne une déformation du tube extérieur, le projetant sur le tube intérieur. La projection se fait à grande vitesse. Il faut donc implémenter le modèle mécanique avec une loi de déformation à grandes vitesses et le solveur choisi de préférence explicite. La deuxième section du 3ème chapitre de cette thèse précise ce modèle.

**Volet 2 : Couplage des modèles : outil de simulation du formage / outil de simulation du soudage :** Une fois les deux modèles - magnétique et mécanique - développés, leur couplage est effectué de façon à ce qu'à chaque pas de temps soient calculées la force magnétique pour la position des tubes résultante du pas précédent ainsi que la déformation que cette force impose au pas suivant.

Le modèle avec un tube unique - en configuration de formage -, est validé par comparaison de modèles couplés. Cela mène à l'élaboration d'un outil numérique de simulation du formage par calcul en couplage séquentiel. Les troisièmes et quatrième sections du chapitre 3 présentent ce travail.

Enfin, le deuxième tube est ajouté. L'impact des tubes modifie tant la technique de repositionnement du maillage dans le modèle magnétique que le couplage : le couplage est séquentiel jusqu'à l'instant avant l'impact puis faible. Un outil numérique de simulation du soudage par calcul séquentiel- faible est développé dans la dernière section du chapitre 3.

**Volet 3 : Exploitation de l'outil de simulation du soudage pour la prédiction du soudage :** Un outil numérique de post-traitement est développé ; il fait le lien entre les résultats de simulation et les grandeurs de prédiction de la réalisation ou non de la soudure. Une étude de sensibilité permet de savoir quels sont les paramètres du montage expérimental qui influent le plus sur le processus de soudage. Un cas concret, permet de voir comment utiliser efficacement ces divers outils pour faire le lien entre la simulation et le choix des paramètres. Tout cela est exposé dans le chapitre 4 de cette thèse.

#### 1.1.5.4 Originalité de la thèse

Comme déjà dit, il s'agit d'un travail amont.

A date, il n'y a pas encore de logiciel qui permet le paramétrage du procédé de soudage ; dans la littérature, des outils numériques de simulation du formage sont proposés et des études aux calculs simplifiés ainsi que des observations expérimentales existent pour le soudage mais pas d'outil de simulation du soudage. Cette thèse propose un premier outil, certes perfectible, mais fonctionnel permettant à l'opérateur de simuler son expérience.

En plus de cela, le lien entre la simulation et la réalisation de la soudure est effectuée, permettant également à l'opérateur, connaissant la géométrie des tubes qu'il veut souder et la zone de soudabilité de son matériau, de déterminer quels sont les paramètres du montage expérimental favorables au soudage.

Enfin, le suivi de l'impact des tubes au pas à pas a permis d'observer un des processus menant à une zone non soudée entourée de zones soudées. Le travail de cette thèse apporte donc une proposition supplémentaire à celles déjà données dans la littérature.

## 1.2 Contexte scientifique : état de l'art

La recherche bibliographique s'est tournée dans un premier temps vers les études du soudage par explosion, soudage qui se fait aussi par impact à grandes vitesses. Etant donné que ce champ est exploré depuis plusieurs décennies maintenant la documentation est plus fournie et plus approfondie. Dans un deuxième temps, les études menées sur les machines par impulsion ont été examinées. La littérature concernant le formage est indéniablement la plus pourvue et intéresse

au plus haut point cette thèse car c'est un procédé analogue au soudage mais avec des vitesses de déformation moins grandes. Des équipes ont développé une nouvelle configuration pour le soudage mais sur des plaques avec des coils en barres. Depuis peu, des articles concernant le soudage par impulsion magnétique sont publiés. D'autre part, il est également possible de trouver quelques publications sur la caractérisation de l'interface de la soudure.

### 1.2.1 Etudes sur le soudage par explosion

Dans le soudage par explosion il s'agit de souder deux plaques. A l'instant initial, les deux plaques sont parallèles, séparées d'une distance qui est petite mais qui joue un grand rôle. La plaque du dessous est posée sur du sable tandis que sur la plaque supérieure un explosif est déposé. Au fur et à mesure de la combustion de ce dernier, la plaque du haut est propulsée vers la plaque du bas, créant ou non, suivant l'ajustement des paramètres, le soudage (figure 1.15(a)).

Il y a donc **un même principe de configuration entre le soudage par impulsion magnétique et le soudage par explosion** : propulsion d'une surface vers une autre surface avec une vitesse et un angle qui doivent être contrôlés (figure 1.15(b)). Dans le soudage par impulsion magnétique il faut donc tenir compte des paramètres de soudabilité trouvés pour le soudage par explosion, tout en respectant les différences des deux procédés : vitesses différentes, longueur de soudage beaucoup plus petite dans le cas du soudage par impulsion magnétique, l'impulsion de déplacement de la surface 'volante' n'a pas la même origine (combustion vs électro-magnétique), etc.

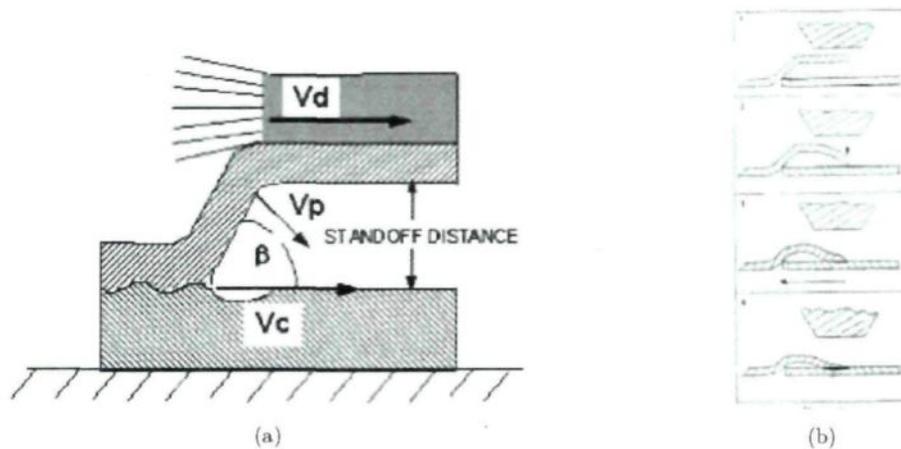


FIG. 1.15 – a) Paramètres du soudage par explosion [Mousavi *et al.* 2005] et b) Un même principe d'impact pour le soudage par explosion et le soudage par impulsion magnétique [Shribman 2007]

Différentes théories ont été développées, certaines davantage cohérentes avec les études expérimentales qui ont été menées depuis, d'autres apportant parfois des éléments de réponse. M. Akbari Mousavi dans ses articles les répertorie ainsi [Mousavi & Al-Hassani 2005] :

- Soudure par fusion [Philipchuk 1961] - Cette théorie s'appuie sur la dissipation de l'énergie cinétique à l'interface, dissipation génératrice d'une chaleur sur les deux bords et ainsi

- d'une diffusion dans la couche la plus molle; il en résulte une transition graduelle d'un matériau à l'autre au niveau de l'interface; lors du soudage par explosion la transition est soudaine, même lorsque des poches ou des couches de fusion solidifiées sont observées;
- Opération de soudage par pression [Crossland & Williams 1970] - Cette théorie s'appuie sur de grandes déformations plastiques permettant de former des surfaces propres et sur la mise en place d'un processus de diffusion solide, assurant ainsi un haut niveau de pression maintenu durant un laps de temps suffisant; dans le soudage par explosion, les fortes pressions ne sont maintenues que durant quelques microsecondes et le coefficient de diffusion est faible; de plus, les vagues interfaciales, tourbillons et les poches de fusion locales souvent observés ne peuvent être reliés ni au soudage par pression ni à des mécanismes de fusion pure; d'autre part, les déformations des grains à l'interface et la formation de vagues suggèrent que le mécanisme de soudage est associé avec un processus de fluide;
  - Effet de la chaleur générée par cisaillement à l'interface [Otto & Carpenter 1973] - Des cisaillements interfaciaux se produisent au niveau de l'interface durant le soudage, créant une chauffe suffisante des couches limites pour créer un lien et donc assurer la soudure; cette théorie peut aussi expliquer la formation des vagues interfaciales; toutefois elle a été trouvée non adéquate par Bahrani et Crossland [Bahrani & Crossland 1964] du fait qu'elle n'attribue aucun rôle au jet de matière qui se produit pendant le processus;
  - Soudure par fusion [Hammerschmidt & Kreye 1986] - Pendant le procédé de soudage, l'interface atteindrait une très haute température qui serait suivie d'une trempe à environ  $10^5$  K/s créant ainsi des grains de taille très petite. Onzawa et al [Onzawa *et al.* 1985] sont arrivés à des conclusions similaires par observations microscopiques d'interfaces;
  - Similitude forte entre le soudage par explosion et l'impact de liquide dans la formation du jet de matière [Lesser 1981, Lesser & Field 1983b, Lesser & Field 1983a, Field *et al.* 1985];
  - etc.

Des études expérimentales et numériques ont été menées et ont conduit aux conclusions présentées ci-après.

**Les paramètres fondamentaux pour qu'ait lieu le soudage** sont l'objet d'études diverses [Mousavi *et al.* 2005] (figure 1.15(a)). Une des conditions primordiales est le contrôle de l'angle d'impact  $\beta$  entre les deux plaques. Il est dynamique, il évolue donc au cours de l'impact, notamment car les plaques se courbent au niveau de celui-ci. Il doit être supérieur à un angle minimum [Mousavi & Al-Hassani 2005].

Un deuxième facteur clé est le temps nécessaire. En effet il faut que la pression exercée le soit pendant un temps suffisant. Cela est donné par la vitesse du point de collision  $v_c$ ; la vitesse d'impact  $v_p$  donne la pression de collision [Mousavi & Al-Hassani 2005]. Cette pression est maximale juste devant le point de collision [Mousavi *et al.* 2005, Mousavi & Al-Hassani 2008a].

La formation d'un jet, à savoir de la matière qui est soufflée juste devant le point d'impact est essentielle pour qu'il y ait soudage. Ce jet peut être symétrique si les deux plaques y participent de façon équivalente ou asymétrique si l'une apporte davantage. Ce jet est important car il permet de nettoyer les surfaces en enlevant les films et autres contaminants des surfaces [Mousavi & Al-Hassani 2005].

La formation d'une bosse (hump) est observée dans les cas où il y a soudage [Mousavi & Al-Hassani 2005] (figure 1.16).

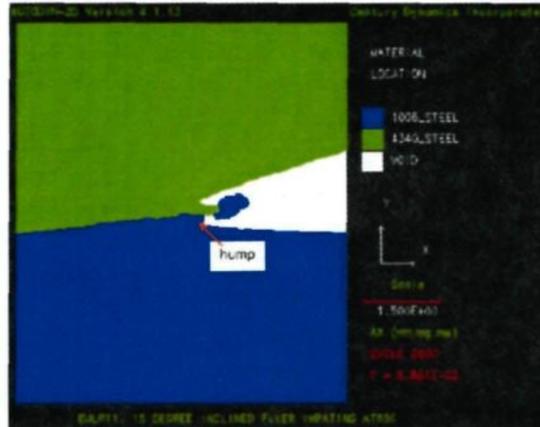


FIG. 1.16 – Formation d'une bosse (hump) de matière durant le soudage par explosion [Mousavi *et al.* 2005]

Sont aussi observées des contraintes de cisaillement de signes opposés au niveau de l'interface des deux plaques [Mousavi & Al-Hassani 2005]. Une déformation effective moyenne est requise pour qu'il y ait soudage [Mousavi *et al.* 2005, Akbari-Mousavi *et al.* 2008].

Pour **simuler le comportement des plaques** l'équation de Johnson-Cook est utilisée (equation 3.6 page 76). Cette équation est adéquate car elle décrit bien le comportement des matériaux soumis à de grandes vitesses de déformation en prenant en compte l'effet de la température produite par la forte vitesse à l'impact [Mousavi & Al-Hassani 2005, Mousavi & Al-Hassani 2008a].

Le logiciel de simulation utilisé est AUTODYN<sup>TM</sup> avec un formalisme d'Euler et un maillage fixe dans lequel le matériau physique se déplace. Le matériau au point de collision est supposé se comporter comme un liquide. Par cette méthode, le jet de matière, la formation de la bosse ainsi que les vagues de l'interface sont reproduits (figure 1.17).

**L'analyse des échantillons soudés** montre qu'il existe différentes interfaces possibles : des interfaces droites, des interfaces avec de légères vagues et des interfaces avec de fortes vagues et même des tourbillons (figure 1.18). Des propriétés physiques telles que la dureté, la résistance à un étirement, la résistance à la corrosion ont été testées.

## 1.2.2 Etudes numériques sur le formage par impulsion magnétique

Le procédé d'impulsion magnétique a l'avantage des déformations à grandes vitesses : une formabilité accrue et un retour élastique diminué.

L'impulsion magnétique est utilisée pour souder mais aussi pour former des tubes ou des

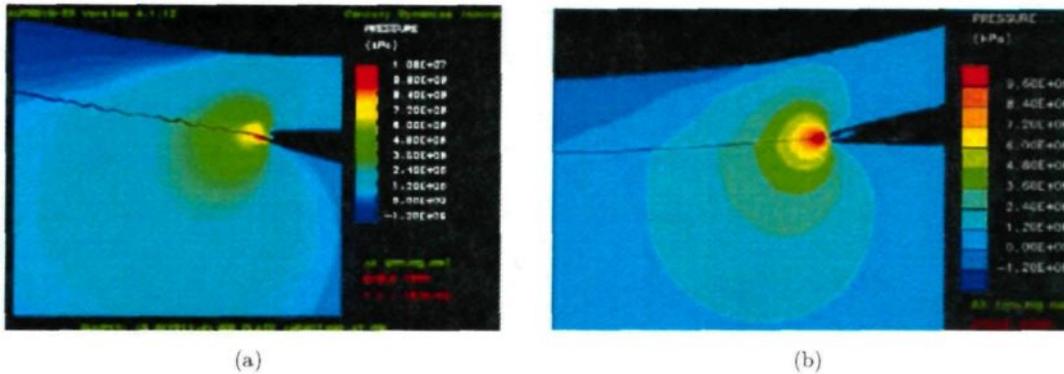


FIG. 1.17 – Simulation du soudage par explosion, a) interface en vagues, b) interface droite [Mousavi & Al-Hassani 2005]

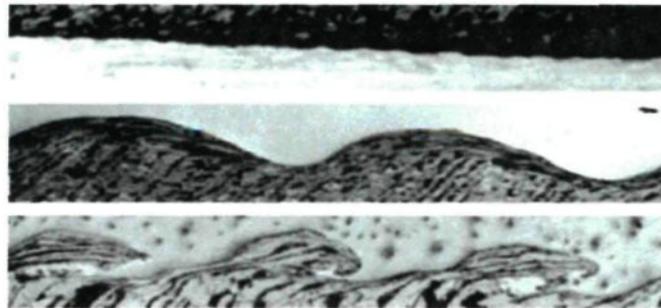


FIG. 1.18 – Interfaces droite, à légères vagues et à fortes vagues [Mousavi & Al-Hassani 2005]

plaques. D'ailleurs, il est utile de voir que le soudage et le formage ont un point commun en début de processus : la pièce à souder est 'formée' de telle façon qu'elle entre en impact avec l'autre partie dans des conditions favorables au soudage. Il est donc possible de considérer la matrice du formage comme la pièce secondaire du soudage. Ainsi toute simulation numérique pour le soudage passe par une phase de formage pour le déplacement de la pièce mobile avant l'impact et la soudure; toutefois en soudage les déformations sont en général plus petites et il n'est donc pas nécessaire de simuler l'ensemble du formage. Il est donc judicieux de s'intéresser aux études numériques effectuées sur le formage par impulsion magnétique.

Du fait qu'il faille simuler le formage pour simuler le soudage, les équipes de recherches se sont penchées en premier lieu sur cette application et ainsi la littérature est beaucoup plus fournie sur le sujet; la littérature concernant la modélisation du soudage est plus récente.

Lors de l'élaboration de cette thèse, l'attention a été concentrée sur les travaux de l'équipe de Harbin pour le formage de tube du fait qu'ils utilisent le logiciel ANSYS<sup>TM</sup> qui est utilisé dans cette thèse pour la partie magnétique, et sur les travaux de Siddiqui et Correia qui, se basant sur les travaux de Takatsu, ont développé un code en différences finies qu'ils ont implémenté dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>; le principe de ce code a été utilisé pour programmer un code maison afin de valider le modèle magnétique développé dans l'annexe C page 143.

Dans cet état de l'art seront présentés quelques autres résultats qui ont été jugés pertinents

et intéressants. Toutefois il est à noter que de nombreux autres travaux auraient pu figurer ici, citons en quelques-uns : pour des recherches expérimentales sur les déplacements et formes finales [González 2008, Marré *et al.* 2008, Hashimoto *et al.* 1999, Seth *et al.* 2005]; pour le développement de modèles [Astapov *et al.* 2006, El-Azab *et al.* 2003, Gourdin *et al.* 1989, Fenton & Daehn 1998, Oliveira *et al.* 2001, Imbert *et al.* 2004], à l'aide du logiciel LS – DYNA<sup>TM</sup> [Henchi *et al.* 2008, Imbert *et al.* 2008], du logiciel COMSOL<sup>TM</sup> [Alapati & Kulkarni 2009] et du logiciel ANSYS<sup>TM</sup> [Deng *et al.* 2007]. Des recherches sont menées aussi sur les forces résultantes dans le coil [Bednarczyk 2003]. Des recommandations pour le travail des métaux en feuilles par le procédé de formage électromagnétique se trouvent aussi dans le livre des techniques de l'ingénieur [Leroy & Renaud 2004].

### 1.2.2.1 Etude du formage de tube

Depuis 2002, une équipe de l'institut technologique de Harbin publie des travaux en simulation numérique sur le formage, et leurs simulations sont effectuées par la technique des éléments finis avec le logiciel ANSYS<sup>TM</sup> [Li *et al.* 2002, Li *et al.* 2005, Yu *et al.* 2005, Haiping *et al.* 2009, Haiping & Chunfeng 2009].

La configuration simulée pour le formage est la même que celle pour le soudage : une bobine concentrique avec un tube. Ils ont commencé par une configuration en expansion avec le tube en extérieur et par la suite en sont venus à une configuration en compression avec le tube à l'intérieur de la bobine. Leurs premières simulations étaient effectuées en régime harmonique puis ils sont passés en régime transitoire de façon à coupler séquentiellement leur modèle magnétique à leur modèle mécanique.

**Les bases pour la modélisation de l'impulsion magnétique** sont présentées dans leurs travaux ainsi que dans les travaux de Mamalis *et al.* [Mamalis *et al.* 2005]. Etant donné l'invariance par rotation autour de l'axe de la bobine, un modèle axi-symétrique est retenu.

Les lignes de champ magnétique étant des lignes fermées et formant des 'cercles' lointains dans l'air, d'une part l'air doit être modélisé et d'autre part, il faut prévoir une zone d'air très grande autour du tube et de la bobine. Afin de ne pas alourdir les calculs, la zone d'air lointaine est maillée grossièrement à l'aide d'éléments infinis. Dans la zone où il y a mouvement du tube, l'air doit être maillé très fin pour bien rendre compte des petits changements. Enfin, entre les deux un maillage moyen est suffisant (figure 1.19(a)). Un flag infini est défini sur l'extérieur de l'air lointain; cette condition permet de représenter les lignes magnétiques qui sortiraient du domaine discrétisé.

Lors des simulations en régime transitoire, pour le magnétisme, des éléments quadrangles à quatre noeuds PLANE13 ont été utilisés pour tout (tube, coil et air), sauf comme dit ci-dessus pour l'air lointain des éléments infinis. Pour la partie mécanique, seul le tube a besoin d'être présent, il est maillé à l'aide d'éléments quadrangles à huit noeuds, PLANE182 [Haiping & Chunfeng 2009, Haiping *et al.* 2009].

La figure 1.19(b) présente la démarche adoptée pour le couplage séquentiel : à chaque

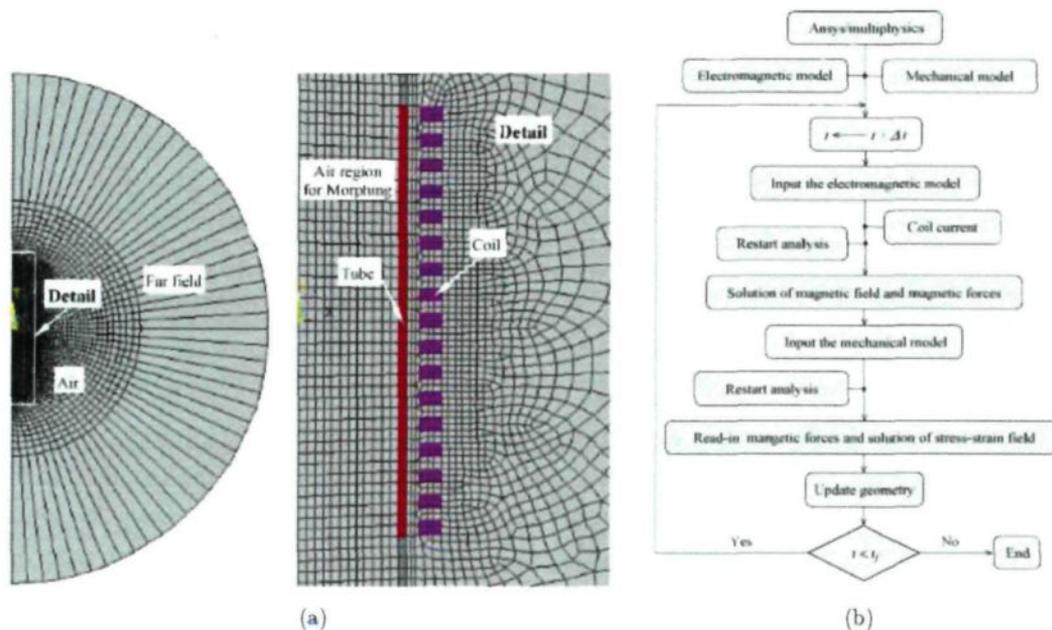


FIG. 1.19 – a) Maillage pour modéliser le formage par impulsion magnétique, b) Principe du couplage séquentiel pour la simulation du formage [Haiping *et al.* 2009]

pas de temps un calcul des forces de Lorentz est effectué par une résolution magnétique puis le déplacement du tube est calculé par une résolution dynamique; le modèle de comportement utilisé est un modèle élastoplastique représenté par la loi de Cowper-Symonds pour des moyennes-hautes vitesses de déformations; le tout est suivi d'une mise à jour de la géométrie.

#### Différentes observations ont été faites à partir de ce modèle :

- La pression magnétique diminue rapidement depuis l'extérieur du tube jusqu'à l'intérieur de celui-ci, ce qui est en accord avec le principe de l'effet Kelvin [Li *et al.* 2002] (figure 1.20(a));
- L'influence de la longueur du tube sur la pression magnétique : un tube de longueur petite par rapport à la longueur de la bobine aura une pression magnétique un peu plus grande au milieu de celui-ci qu'un tube plus long; de plus, la pression magnétique est beaucoup plus forte sur les extrémités du tube; cela est important pour le soudage, car on peut jouer sur ce paramètre pour positionner le tube dans la bobine [Li *et al.* 2005] (figure 1.20(b));
- Le déplacement du tube en fonction du temps : pour un tube de longueur aussi grande que la bobine le déplacement au centre est plus important que sur les bords, il se fait selon une vitesse variable en fonction du temps du fait de la décharge sinusoïdale [Haiping *et al.* 2009] (figures 1.20(c) et 1.20(d));
- L'étude du déplacement pour des fréquences données entre 3,39 et 18,59 kHz : les déplacements en début de processus se font de façon plus rapide pour des gammes de fréquences plus grandes; les plus grands déplacements sont induits par des gammes de fréquences intermédiaires tandis que pour des fréquences plus petites et plus grandes le déplacement final est plus petit [Haiping & Chunfeng 2009] (figures 1.20(e) et 1.20(f)).

### 1.2.2.2 Etude du formage de plaque circulaire

Des études portent sur le formage de plaque circulaire. Il s'agit de former une plaque par déflexion verticale, une matrice étant apposée au-dessus de la plaque et, le coil, une bobine en spirale plate sous la plaque (figure 1.21).

Les travaux de Correia et Siddiqui [Correia *et al.* 2008, Siddiqui 2009] se distinguent dans le domaine. Se basant sur les travaux de Takatsu et al [Takatsu *et al.* 1988] qui ont simulé ce procédé par calcul en différences finies, Correia et Siddiqui ont effectué la simulation magnétique par calcul en différences finies et couplé séquentiellement ce calcul au logiciel ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> pour un calcul mécanique par éléments finis.

Dans le code magnétique, à chaque pas de temps, l'induction magnétique créée sur la surface de la plaque faisant face à la bobine est calculée à l'aide de la loi de Biot et Savart. Elle a deux provenances :  $\vec{B}_0$  due au courant dans la bobine et  $\vec{B}_1$  provenant du courant induit circulant dans toute la plaque - plaque considérée comme un ensemble de spires. La propagation de cette induction à l'intérieur de la plaque est ensuite calculée, et le courant induit trouvé.

Les champs magnétiques à la surface inférieure de la plaque sont calculés et vérifiés par comparaison avec les résultats expérimentaux (figure 1.22(a)). Les résultats de déflexion au centre de la plaque et au bord de la plaque sont de même tendance que ceux mesurés (figure 1.22(b)).

### 1.2.2.3 Etude des paramètres de formage

Plus la pièce est épaisse ou la fréquence élevée, plus la pression est forte sur la pièce [Beerwald 2008, Kleiner *et al.* 2005, Murakoshi *et al.* 1998]. D'après les équations 1.5, 1.1 et 1.12, plus le nombre de tours des spires du coil augmente plus l'inductance est grande et donc la fréquence et l'intensité maximale diminuent, il y a donc un nombre optimal de tours de spires pour chaque générateur d'impulsion. Plus le jeu entre le coil et la pièce à former est petit plus le champ magnétique dans celui-ci sera grand et donc la pression forte. Enfin une plus grande conductivité électrique de la pièce à former conduit à une plus petite inductance de celle-ci et un champ magnétique induit plus grand, d'où encore une pression plus forte.

La thèse de Siddiqui [Siddiqui 2009] appuie ces résultats sur la pression dans le cas d'une déflexion verticale d'une plaque au-dessus d'une bobine en spirale plate. Sa thèse montre toutefois que le déplacement final n'est pas lié uniquement à la valeur de la pression :

- La conductivité électrique, testée pour des valeurs de 5, 36 et 60 MS/m n'a que peu d'influence;
- L'épaisseur de la plaque, qui est donc plus ou moins lourde, a une grande influence sur le déplacement, pouvant presque le multiplier par trois;
- Plus la plaque est loin du coil plus le déplacement est petit;
- Une fréquence de courant dans le coil plus grande propulse davantage la plaque;
- La valeur de l'intensité électrique peut influencer du simple au triple la déflexion.

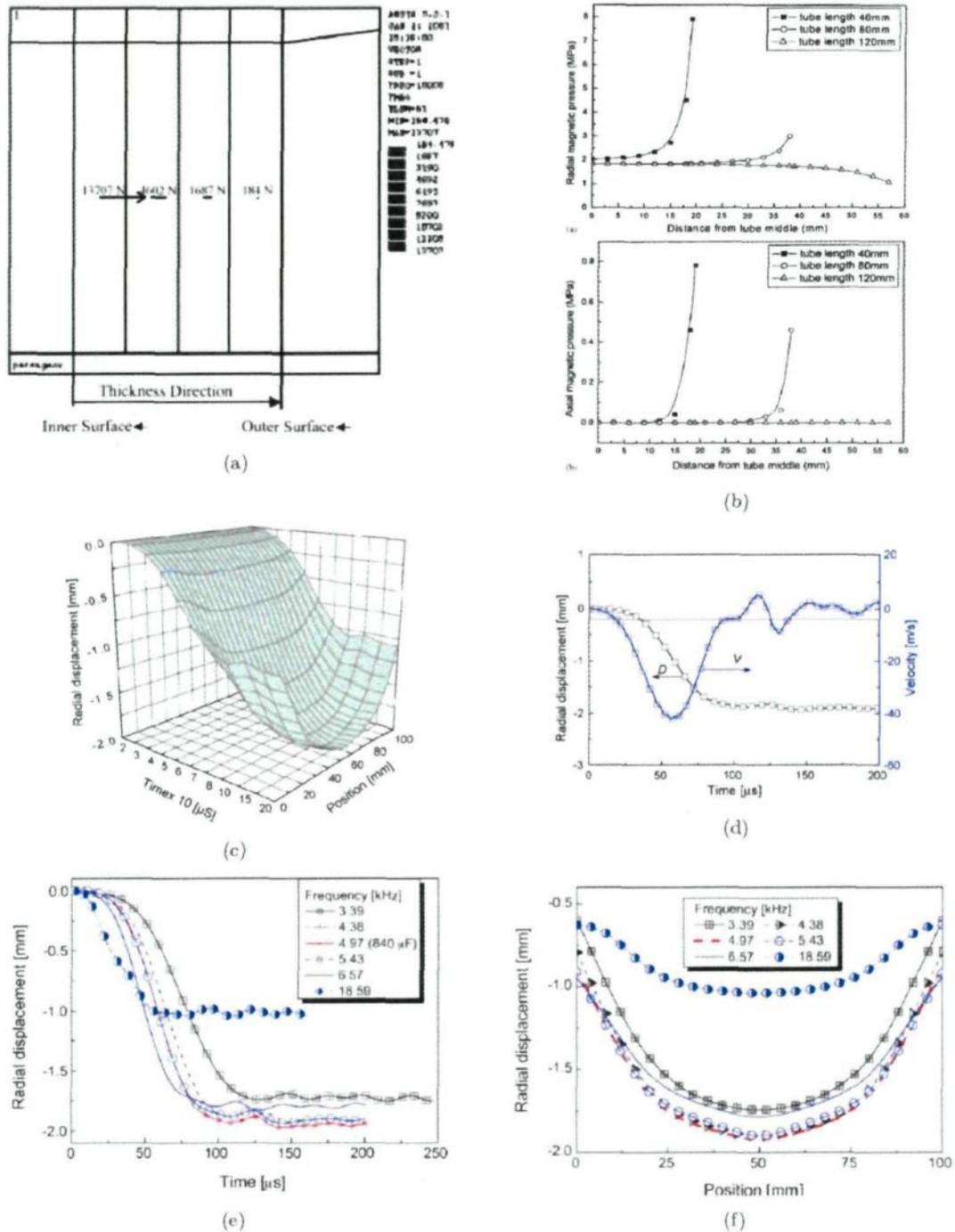


FIG. 1.20 – Résultats numériques du procédé de formage : a) Evolution de la pression dans l'épaisseur [Li et al. 2002] , b) Influence de la longueur du tube [Li et al. 2005] , c) Déplacement du tube [Haiping et al. 2009] , d) Déplacement et vitesse du tube à sa mi-longueur [Haiping et al. 2009] , e) Déplacement du tube à sa mi-longueur pour des fréquences différentes [Haiping & Chunfeng 2009] et f) Déplacement final du tube (suivant sa longueur) pour des fréquences différentes [Haiping & Chunfeng 2009]

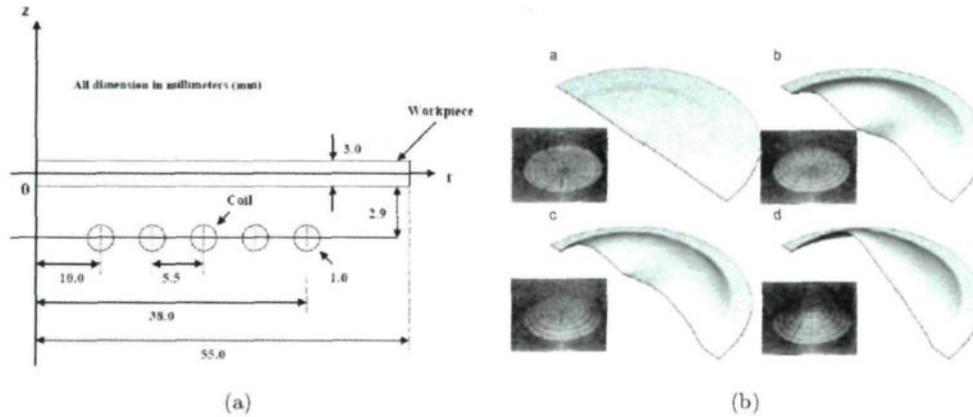


FIG. 1.21 - a) Configuration du formage de plaque circulaire et b) Etapes du formage [Siddiqui 2009]

Tous ces résultats devront être retrouvés lors des études de sensibilité des modèles développés dans cette thèse.

#### 1.2.2.4 Comparaison couplage faible et couplage séquentiel

L'avantage d'utiliser un couplage séquentiel au lieu d'un couplage faible a été mis en avant dans une étude faite suite à l'implémentation dans le logiciel LS – DYNA™ d'une nouvelle méthode combinant les techniques d'éléments frontières et d'éléments finis [Ulacia *et al.* 2008].

L'étude a été menée sur du formage de plaque. La loi d'érouissage mécanique utilisée est celle de Johnson-Cook simplifiée (sans effet de température).

La figure 1.23 montre que plus le pas de temps diminue et plus la différence de forces entre le calcul faible (non-couplé) et le calcul séquentiel (couplé) s'accroît. C'est ce qui était attendu étant donné que la dynamique de l'approche séquentielle se rapproche de la réalité.

C'est cette méthode de calcul séquentiel qui sera utilisée dans cette thèse.

#### 1.2.2.5 Couplage fort

A date les études sur le formage se portent avant tout sur des modèles couplés séquentiellement. Toutefois des premiers travaux ont été effectués pour modéliser le procédé par un couplage électromagnéto-mécanique fort dont le potentiel magnétique et le champ de déplacement sont considérés comme des variables indépendantes [Thomas & Triantafyllidis 2009].

Dans ce modèle, des simplifications sont apportées en appliquant une approximation sur le courant induit en partant du principe que les courants de déplacement sont négligeables. De plus, la loi d'Ohm est supposée isotrope et la conductivité électrique constante. Enfin, les équations sont appliquées pour un cas axisymétrique. Le modèle numérique développé est implémenté dans le programme d'éléments finis FEAP.

Quelques simulations ont été lancées afin de voir si le modèle est fiable. Les tendances de déplacement et les observations faites par exemple sur la distribution de la densité de courant électrique dans le tube en expansion ressemblent à ce qui est attendu (figure 1.24). Ce modèle

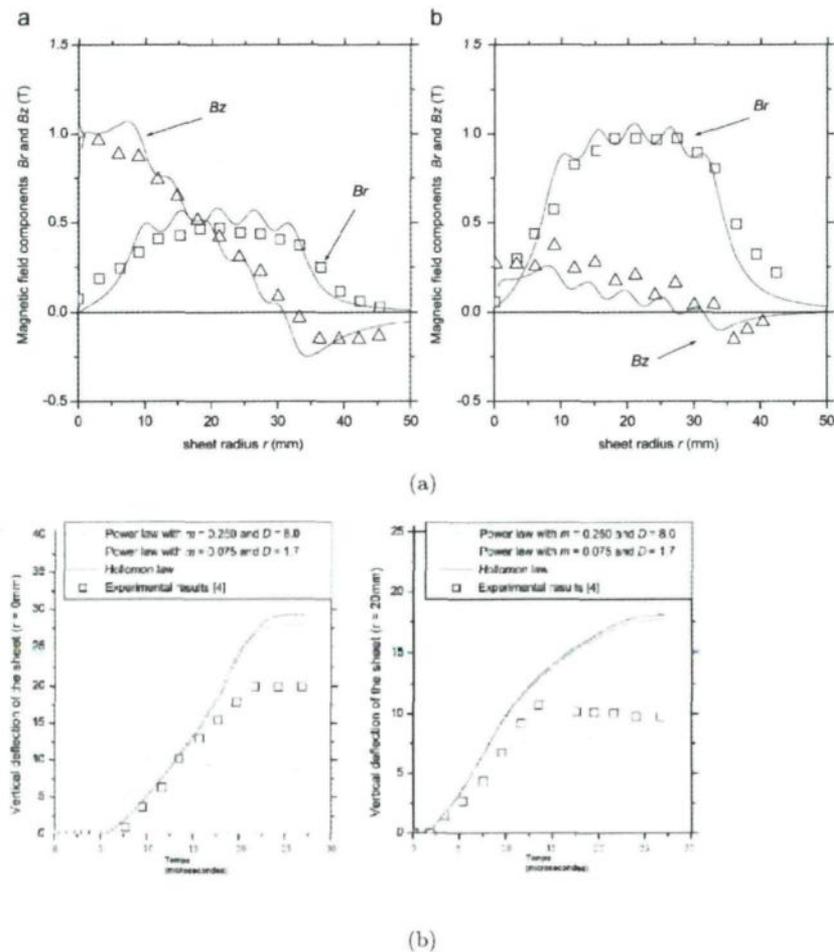


FIG. 1.22 – a) Champs magnétiques à la surface inférieure de la plaque, en l'absence et en la présence de plaque et b) Déflexion de la plaque [Correia *et al.* 2008, Siddiqui 2009]

est en train d'être amélioré pour reproduire des comportements plus complexes mais aussi pour utiliser des lois de comportement, etc. plus appropriées. Il est à penser que d'ici peu, d'intéressants résultats seront publiés.

### 1.2.2.6 Modélisation du formage en 3D

Etant donné la complexité des calculs et surtout la lourdeur en terme de degrés de liberté - en model 2D il y a généralement entre 3000 et 10000 degrés de liberté, les modèles en 3D sont rares. Toutefois certaines équipes de recherche s'y sont attelées et notamment des équipes allemandes [Unger *et al.* 2008].

L'article cité développe les stratégies mises en place pour contrecarrer l'impossibilité de faire tourner un calcul en des temps raisonnables et parvenir de ce fait à une méthode de simulation en 3D.

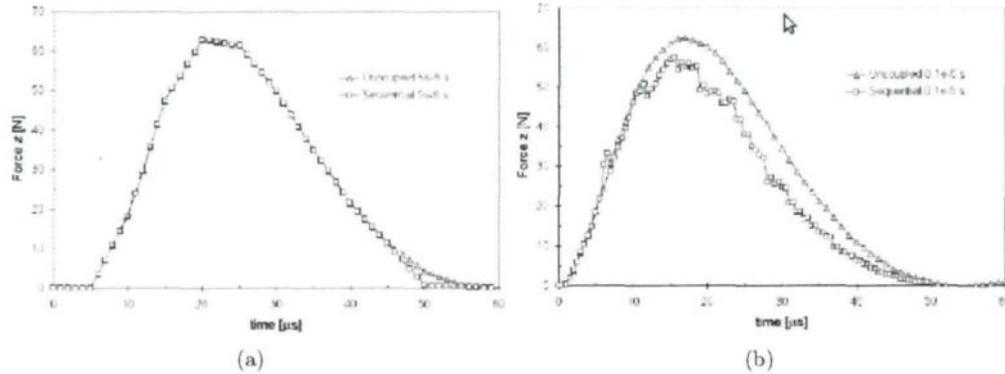


FIG. 1.23 – Comparaison des forces obtenues avec un calcul non-couplé et un calcul couplé séquentiellement pour a) un incrément de temps de  $5\mu\text{s}$  et b) un incrément de temps de  $1\mu\text{s}$  [Ulacia et al. 2008]

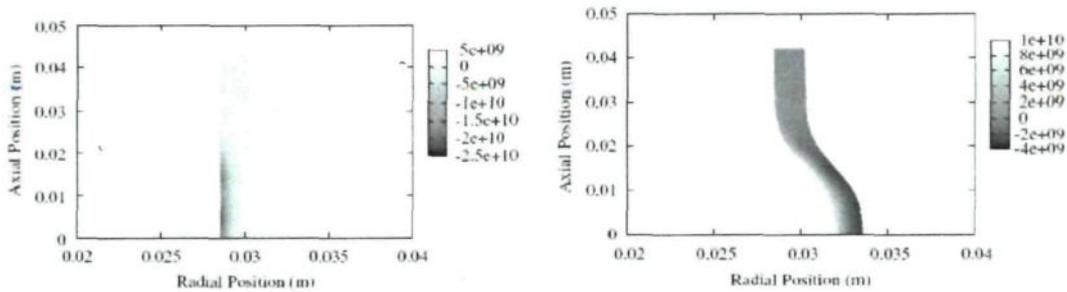


FIG. 1.24 – Densité de courant électrique et position du tube à  $t/t_0$  0,5 et 2 [Thomas & Triantafyllidis 2009]

Les tests ont été faits sur le formage d'une plaque d'alliage d'aluminium AA6060 par déflexion au-dessus d'un coil en cuivre pur.

Tout d'abord la plaque a été maintenue fixe, c'est-à-dire que seul le problème magnétique a été traité. Dans l'ordre ont été testés et fixés tout d'abord la taille du domaine électromagnétique (du domaine de simulation), puis le maillage horizontal a été raffiné (la direction  $x$  étant celle qui joue le plus, donc qui est maillée le plus fin), puis le maillage vertical a été affiné (un maillage très fin - en couches - au niveau de la plaque contre un maillage très grossier au niveau de l'air au-dessus et en dessous du système de formage). Une méthode de remaillage basée sur la méthode ALE (formulation d'Euler-Lagrange Arbitraire) a été utilisée de façon à ce que la position du maillage électromagnétique soit adaptée à la position du courant, ce qui permet que les équations du champ électromagnétique et la discrétisation locale ne soient jamais changées.

Ensuite, la convergence mécanique a été étudiée à chargement électromagnétique fixé et un critère d'arrêt pour le calcul électromagnétique a été déterminé. Ce critère permet un gain de calcul dès que le chargement magnétique ne transmet plus assez d'énergie à la plaque.

Une telle stratégie a permis de diviser le temps de simulation par 15 comparé au temps de calcul une fois les frontières de la boîte de calcul optimisées, et d'une quantité non quantifiable

par rapport à avant et ce, sans avoir porté préjudice à la fiabilité de la résolution.

Les résultats obtenus par simulation couplée, laissent entendre que la méthode pourrait être étendue à des géométries plus complexes et permettre des simulations 3D plus réalistes que les simulations 2D.

### 1.2.3 Etudes sur le soudage par impulsion magnétique

#### 1.2.3.1 Etude numérique du soudage

Une étude sur la simulation numérique du soudage a déjà été menée à l'aide du logiciel LS – DYNA<sup>TM</sup> [Zhang *et al.* 2008]. Dans cette étude, la résolution pour les éléments solides est faite par la méthode des éléments finis et la résolution pour l'air par la méthode des éléments frontières à l'aide du nouveau module permettant de coupler magnétisme, mécanique et thermique. Ici, une plaque d'aluminium Al6061-T6 est projetée sur une plaque de cuivre Cu101.

Les simulations ont permis de comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux pour ce qui est des vitesses d'impact (figure 1.25(a)). Elles sont plus importantes avec une énergie de décharge plus grande, allant de 90 m/s pour une décharge de 2,4 kJ à presque 300 m/s pour une décharge de 7,2 kJ. La distribution de température le long du cordon de soudure est analysées numériquement(figure 1.25(b)). Elle monte au maximum, pour cette analyse, à 250°C, ce qui est largement en dessous de la température de fusion de l'Al6061-T6 qui est donnée entre 582 et 651°C. Les résultats numériques trouvés sont conformes aux résultats expérimentaux, laissant présager l'avantage de ce nouveau module.

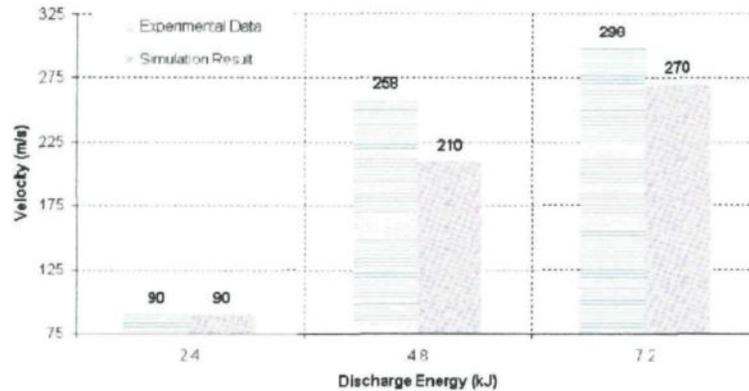
#### 1.2.3.2 Etude du soudage de plaques

En plus des configurations présentées dans la sous-section 1.1.4 correspondant à la machine MPS présente à la plate-forme de Saint-Quentin, des recherches sont menées sur du soudage par impulsion magnétique de plaques [Kore *et al.* 2008, Aizawa *et al.* 2007]. Pour ce faire, des barres sont utilisées comme coil (figure 1.26(a)) et le soudage se fait par superposition de deux plaques (figure 1.26(b)).

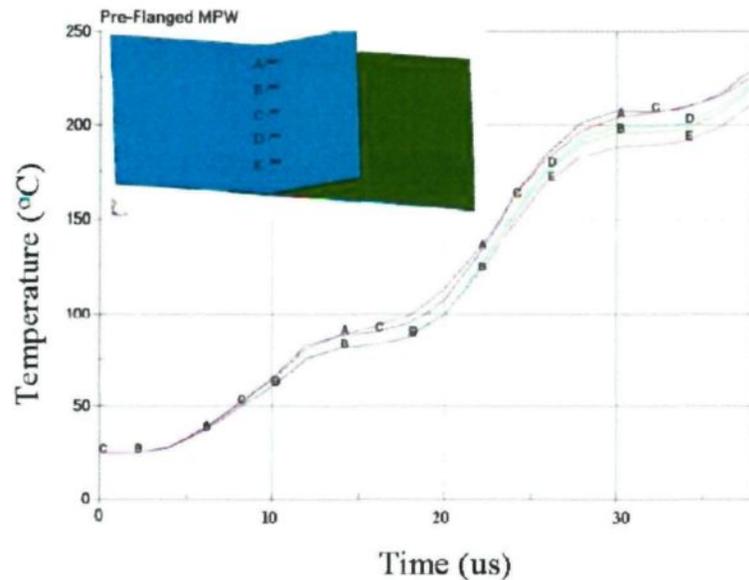
#### 1.2.3.3 Etude de l'influence d'un concentrateur de courant

La présence d'un concentrateur de courant à l'intérieur de la bobine permet comme son nom l'indique de concentrer le courant sur une surface plus petite et ainsi le champ magnétique à l'intérieur du coil est plus élevé et donc la pression magnétique sur le tube plus importante. Cela permet aussi d'avoir un cordon de soudure de petite largeur. De plus, en l'absence de concentrateur de courant, la bobine, trop petite, explose, ce qui empêche toute production industrielle, mais aussi cause des soucis à l'expérimentation.

Le concentrateur de courant est donc placé entre le coil et les tubes à souder. La variation du courant primaire qui traverse les spires de la bobine, crée un champ magnétique à l'intérieur de la cavité. Ce champ magnétique induit un courant secondaire opposé dans la partie externe du concentrateur de courant, celle qui fait face aux spires. Ce courant circule à la surface du concentrateur de courant et est redirigé par l'intermédiaire d'une fente (slot) à l'intérieur de celui-ci, où il circule dans le même sens de départ de la bobine (figure 1.27) [Pulsar b]. La présence de la fente est fondamentale, car son absence empêcherait le courant, puisqu'il flotte à la surface du matériau, de pénétrer dans la cavité interne et donc il ne pourrait jouer son rôle.



(a)



(b)

FIG. 1.25 – a) Comparaison des vitesses numériques et expérimentales pour le soudage et b) températures numériques le long du cordon de soudage pour la plaque Al6061-T6 [Zhang et al. 2008]

D'autre part, sa présence met en péril la qualité de la soudure ; en effet, le courant ne circule plus totalement autour du tube, il y a donc une zone non ou moins propulsée et donc où le soudage peut ne pas se produire ou être fragilisé.

L'étude en 2D de Haiping et al [Yu et al. 2005] et l'étude en 3D de Bahmani et al [Bahmani et al. 2009] confirment le rôle joué par le concentrateur de courant (figure 1.28).

La longueur du cylindre intérieur du concentrateur intérieur influe sur le champ magnétique, la pression magnétique et donc aussi sur le déplacement : plus le cylindre intérieur est court plus toutes les grandeurs précitées sont grandes (figure 1.29).

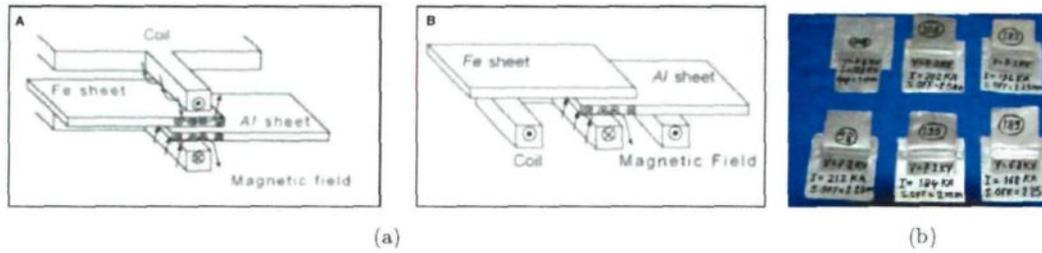


FIG. 1.26 – Soudage par impulsion magnétique de plaques a) Configurations et b) Exemples [Kore et al. 2008, Aizawa et al. 2007]

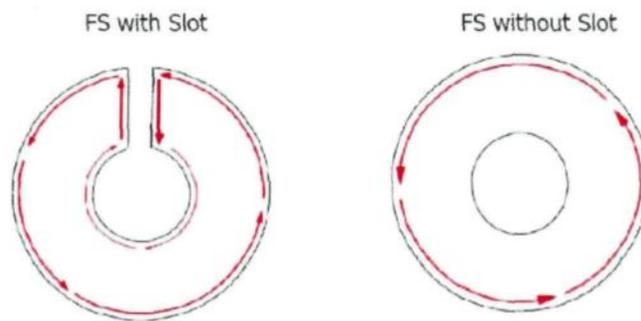


FIG. 1.27 – Concentrateur de courant et importance de la présence de la fente pour que le courant circule en intérieur [Pulsar b]

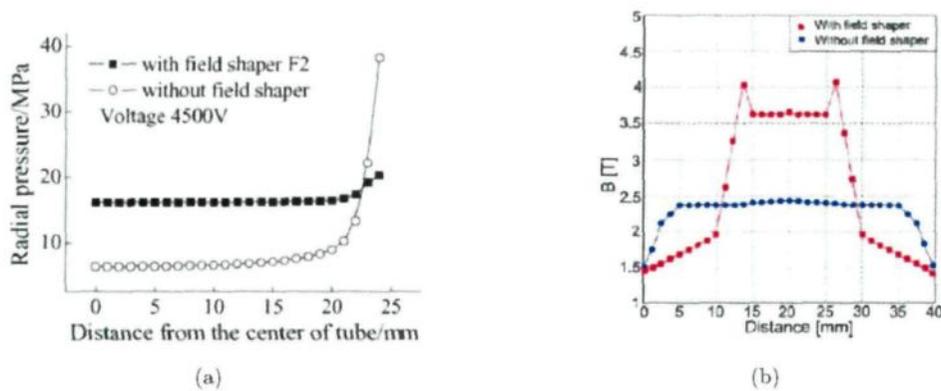


FIG. 1.28 – Influence de la présence du concentrateur de champ a) sur la pression magnétique - 2D [Yu et al. 2005] et b) sur le champ magnétique - 3D [Bahmani et al. 2009]

#### 1.2.3.4 Paramètres de soudage déjà étudiés

L'entreprise PULSAR a effectué des recherches sur le fonctionnement des machines qu'elle vendait. Ainsi, la fente du concentrateur de courant dans le cas du soudage ne doit idéalement pas être plus grande qu'un millimètre d'épaisseur [Pulsar b], de même la forme de celui-ci est

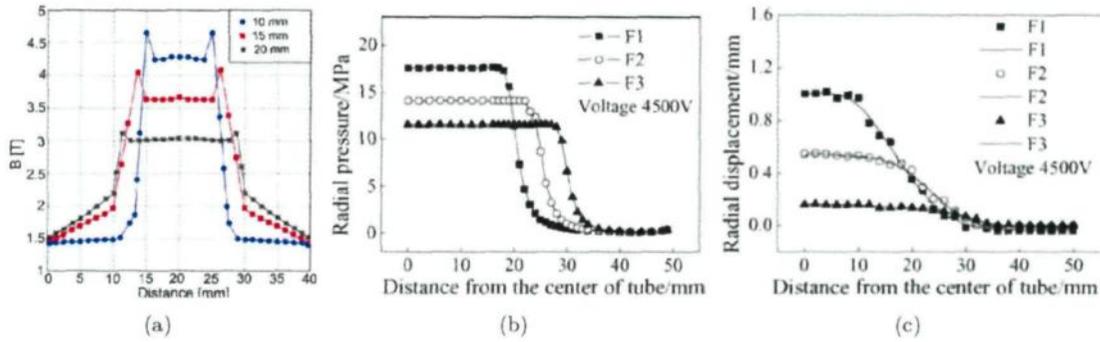


FIG. 1.29 – Influence de la longueur du cylindre interne du concentrateur de champ a) sur le champ magnétique - 3D [Bahmani et al. 2009] , b) sur la pression magnétique et c) sur le déplacement -2D [Yu et al. 2005]

étudiée afin d’avoir un champ magnétique à l’intérieur qui soit plus fort. La forme la plus facile à réaliser et qui donne un bon résultat est celle de la figure 1.30(a). Le facteur d’efficacité est tel que :

$$C = \frac{B}{b + \frac{a \sin \alpha}{1 - \cos \alpha}} \tag{1.16}$$

avec B la longueur axiale de la face extérieure, a le rayon de la face intérieure, b la longueur de la face intérieure et  $\alpha$  l’angle de focus, tels qu’ils sont représentés sur la figure 1.30(a).

Les écarts entre les deux tubes, de même que l’écart entre le tube et la bobine ou le concentrateur de courant doivent rester de l’ordre du millimètre (idéalement entre 1 et 2) [Pulsar a].

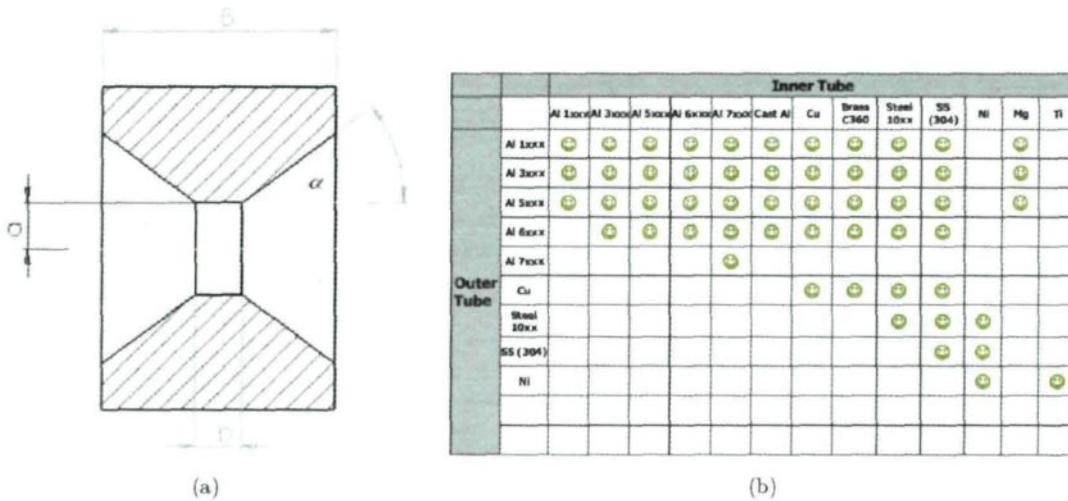


FIG. 1.30 – a) Concentrateur de courant en coupe radiale [Pulsar b] , b) Matériaux connus comme soudables entre eux par impulsion magnétique [Pulsar a]

A l'instar du soudage par explosion, des recherches sur le procédé ont été menées et des travaux de Shribman, il est ressorti une fenêtre de soudabilité, fenêtre délimitée par l'angle de collision dynamique et la vitesse de collision (voir figure 1.31(a) pour les définitions et la figure 1.31(b) pour la fenêtre de soudabilité). L'angle de collision dynamique  $\gamma$  est compris entre 6 et 14° et les vitesses de collision  $v_c$  sont estimées entre 0,5 et 2,3 km/s.

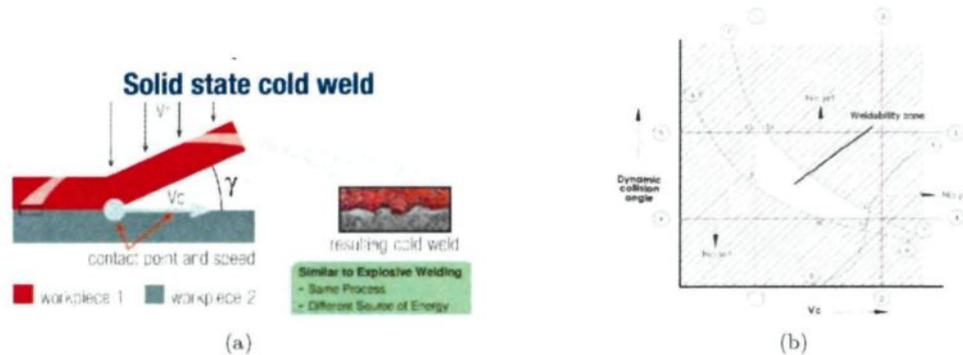


FIG. 1.31 – a) Définitions, b) Fenêtre de soudabilité [Pulsar a]

PULSAR a déjà déterminé la soudabilité de certains matériaux ; le tableau de la figure 1.30(b) résume les résultats auxquels ils sont parvenus à date de juin 2009.

Les effets de trois des paramètres du procédé sur le soudage de plaques d'aluminium ont été analysés [Kore *et al.* 2007] en terme d'influence sur la force maximale de cisaillement et la largeur de la soudure (figure 1.32(b)). Les trois paramètres testés sont deux formes géométriques différentes pour le coil (figure 1.32(a)), quatre différentes valeurs d'énergie comprises entre 3,6 et 5 kJ ainsi qu'une dizaine de jeux entre les deux plaques (environ entre 0,8 et 5 mm).

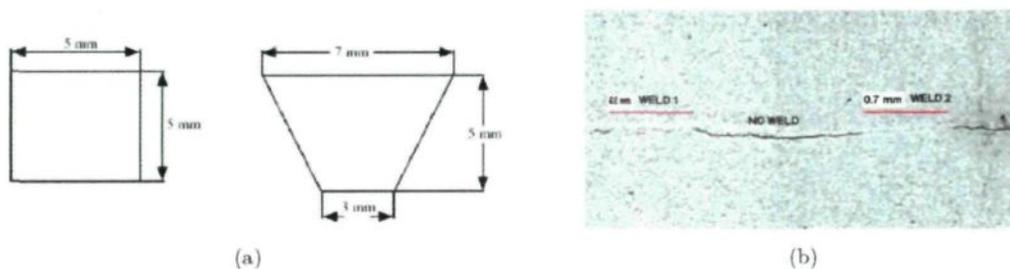


FIG. 1.32 – a) Configurations de coil testées : section rectangulaire et section fuselée et b) Zones soudées et non soudées [Kore *et al.* 2007]

De ces expériences il est ressorti que :

- Réduire la section du coil (configuration fuselée) augmente la densité de courant, ce qui conduit à une augmentation de la tenue de l'assemblage - principe inspirant l'utilisation d'un concentrateur de courant ;

- Augmenter l'énergie de la décharge amplifie le champ magnétique généré et ainsi augmente la force maximale de cisaillement et la largeur de la soudure (figure 1.33);

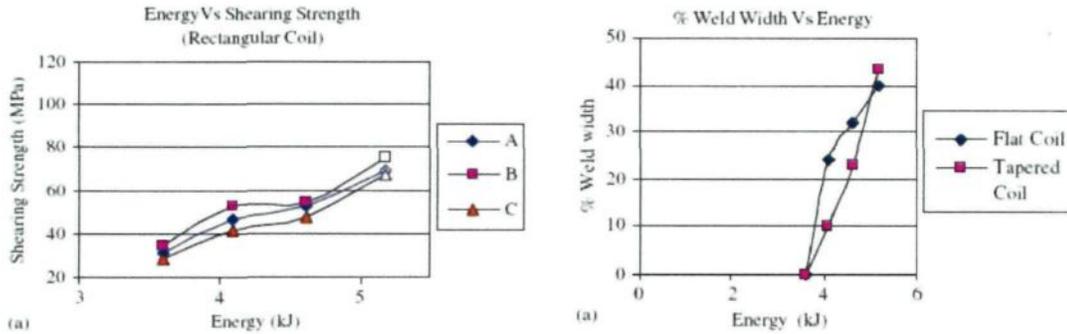


FIG. 1.33 – Influence de l'énergie de la décharge sur la force maximale de cisaillement et sur la largeur de la soudure [Kore et al. 2007]

- Pour un jeu de paramètres donné, l'écart entre les deux plaques a une valeur optimale pour laquelle la contrainte maximale de cisaillement et la largeur de la soudure sont les plus grandes (figure 1.34); cela peut être expliqué par le fait que si les plaques sont trop proches au départ la collision se produit avant même que la vitesse requise soit atteinte, tandis que si les plaques sont trop lointaines la vitesse de collision a déjà passé son pic et est donc devenue trop faible.

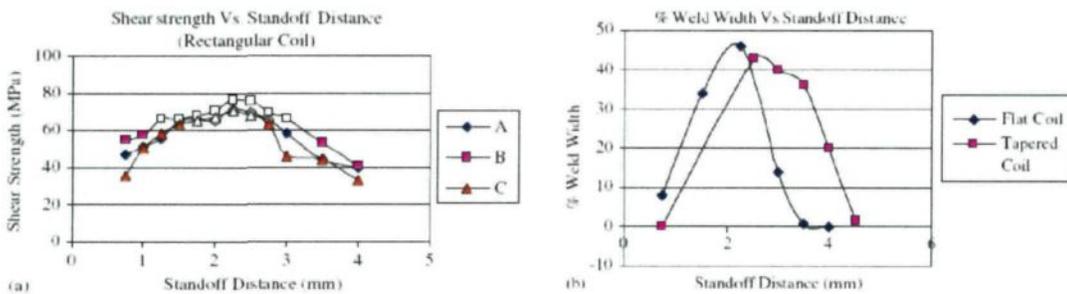


FIG. 1.34 – Influence du jeu entre les deux plaques sur la force maximale de cisaillement et sur la largeur de la soudure [Kore et al. 2007]

Bien que ces paramètres aient été testés pour un soudage de plaques, ils indiquent quels sont les paramètres auxquels il faudra particulièrement veiller lors des tests et du calage du modèle développé dans cette thèse.

### 1.2.3.5 Modèle simplifié proposé par PULSAR

L'entreprise PULSAR a développé un modèle simplifié qui permet d'obtenir une approximation de l'énergie que le soudeur doit demander à la machine pour souder deux tubes

concentriques par compression [Pulsar c]. Ce modèle a été repris et analysé par Broeckhove et Willemsens dans le cadre de leur master [Broeckhove & Willemsens 2010]. Au chapitre 3 de ce mémoire, la critique y est détaillée point par point avant que des suggestions d'améliorations y soient apportées. Ici seul le modèle simplifié de PULSAR sera exposé, puisque c'est celui qui a accompagné la livraison de la machine MPS à la plate-forme de Saint-Quentin et donc celui qui a été utilisé pour lancer les premières expériences sur celle-ci.

Tout d'abord il est à noter que le modèle ne tient pas compte de la dépendance en temps du procédé. En conséquence la vitesse, l'accélération et donc la pression magnétique exercée sont considérées comme des constantes.

De plus, le modèle se base sur des hypothèses d'élasticité pour le calcul des contraintes.

La démarche de résolution est décrite dans la figure 1.35(a). Connaissant la vitesse de contact requise pour que le soudage ait lieu ainsi que les propriétés du matériau et de la configuration du procédé il est possible de calculer successivement l'accélération, la vitesse, la force, la pression, le champ magnétique, le courant, le voltage et enfin l'énergie requise. Les paramètres de géométrie utilisés dans ce modèle sont décrits sur la figure 1.36.

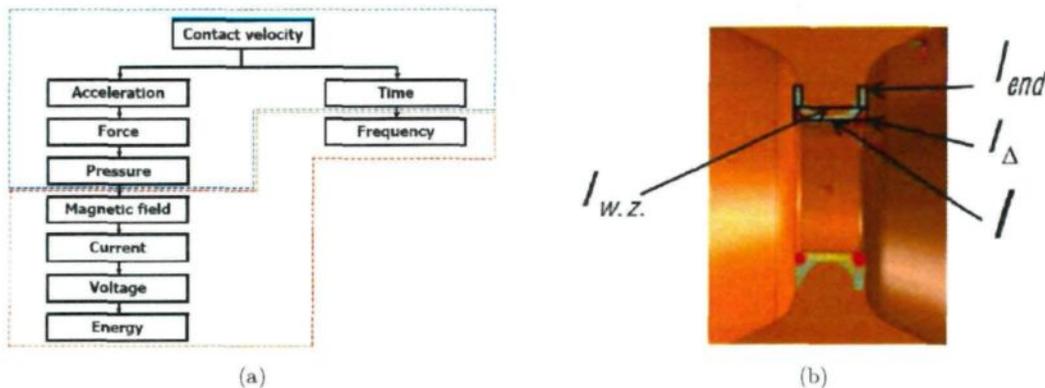


FIG. 1.35 – a) Démarche de calcul de l'énergie requise pour souder avec la machine MPS à l'aide du modèle simplifié de PULSAR [Pulsar c] et b) Description des différentes distributions du courant dont tient compte le modèle [Broeckhove & Willemsens 2010]

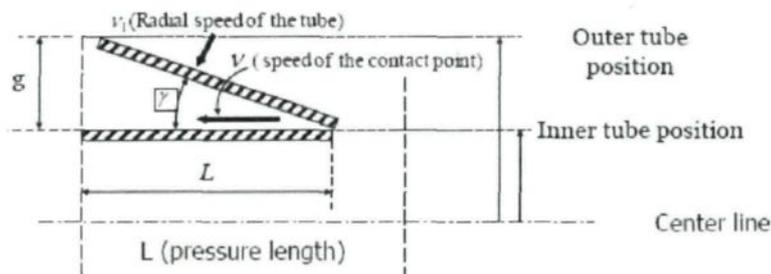


FIG. 1.36 – Paramètres géométriques du modèle simplifié de PULSAR [Pulsar c]

1. La **vitesse de collision**  $v_c$  est choisie telle qu'elle permette le soudage; pour cela les valeurs peuvent être prises dans d'autres études, comme celles du soudage par explosion;
2. L'**accélération**  $a$  au moment de l'impact est donnée par la relation :

$$a = \frac{v_c^2}{2g} \quad (1.17)$$

avec  $g$  le jeu entre les deux tubes;

3. D'où le **temps de procédé**  $t$  calculé tel que :

$$t = \frac{2g}{v_c} \quad (1.18)$$

4. La seconde loi de Newton permet de trouver la **force totale**  $F$  agissant sur le tube :

$$F = ma = \pi R l b \rho \frac{v_c^2}{g} \quad (1.19)$$

avec  $R$  le rayon moyen du tube extérieur,  $l$  la longueur de superposition des deux tubes,  $b$  l'épaisseur du tube extérieur et  $\rho$  la densité du tube;

5. La **pression totale**  $P_{tot}$  requise est la somme de la pression de déformation  $P_{def}$  requise pour la déformation du tube extérieur et de la pression d'accélération  $P_{acc}$  requise pour l'accélération de ce même tube d'où :

$$P_{tot} = P_{def} + P_{acc} = \frac{2b\sigma_{UTS}}{R} + \frac{b\rho v_c^2}{2g} \quad (1.20)$$

avec  $\sigma_{UTS}$  la résistance ultime en tension du tube (estimée dans une hypothèse de tube mince -  $b \ll R$ );

6. A l'aide de l'équation reliant la pression  $p$  au champ magnétique  $B$  :

$$p = \frac{B_O^2 - B_i^2}{2\mu_0} \quad (1.21)$$

où  $B_O$  est le champ magnétique à la surface extérieure du tube tandis que  $B_i$  est celui à la surface intérieure et est ici considéré comme nul. Le **champ magnétique**  $B$  est trouvé tel que :

$$B = \sqrt{2\mu_0 b \left( \frac{2\sigma_{UTS}}{R} + \frac{\rho v_c^2}{2g} \right)} \quad (1.22)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité magnétique du vide;

7. Le calcul de l'**intensité** fait intervenir la somme d'intensités de trois parties du volume du concentrateur de courant ou du coil massif (figure 1.35(b)) qui ne sont pas bien définies dans le document de PULSAR; le tout donnant pour résultat :

$$I_{tot} = I + 2I_{\Delta} + 2I_{end} = \frac{2B(R_{coil}^2 - R^2)}{\mu_0} \left[ \frac{l}{4g} \left( 1 - \frac{g}{2R} \right) + \frac{1}{\pi R} \left( 1 - \ln 2 + \ln \frac{\pi R}{2g} + 0,423 \right) \right] \quad (1.23)$$

avec  $R_{coil}$  le rayon du coil;

8. De l'équation de calcul de la fréquence  $f$

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{CL}} \quad (1.24)$$

où  $C$  est la capacité totale des condensateurs et  $L$  l'inductance totale du système, le **voltage**  $V$  est calculé :

$$V = \frac{I_{tot}}{\delta\sqrt{\frac{C}{L}}} \quad (1.25)$$

avec  $\delta$  le coefficient d'atténuation du système calculé comme le ratio entre le premier pic d'intensité mesuré et le premier pic d'intensité théorique (de valeur environ 0,83) ;

9. Enfin l'**énergie**  $E$  de charge ou encore stockée dans les condensateurs est donnée par l'équation :

$$E = \frac{CV^2}{2} \quad (1.26)$$

### 1.2.3.6 Etude de caractérisation de la soudure par impulsion magnétique

Les interfaces du soudage par impulsion magnétique sont, de même que pour le soudage par explosion, de forme droite ou plus ou moins avec des vagues. Il y a une certaine périodicité des vagues (figure 1.37). La formation de ces vagues pourrait être expliquée par la propagation de l'onde de choc lors de la collision et créant une interférence périodique à l'interface ; l'écart initial entre les tubes, l'écart entre le tube extérieur et le coil, l'énergie déchargée par les condensateurs et la géométrie du tube intérieur sont les principaux facteurs influant sur la formation des vagues à l'interface [Ben-Artzy *et al.* 2010].

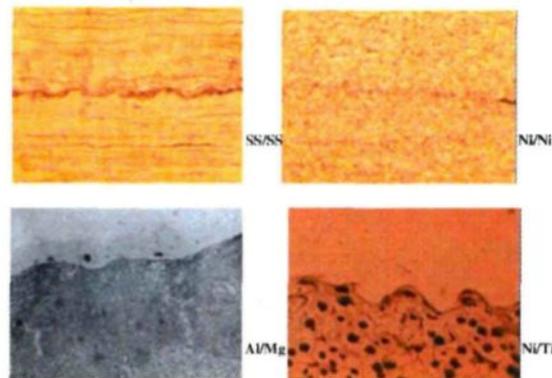


FIG. 1.37 – Différentes interfaces de soudage par impulsion magnétique [Pulsar a]

Sur la figure 1.32(b) deux zones soudées avec continuité totale du métal séparées par une zone non soudée au centre sont observées pour le soudage de plaques Al-Al par coil rectangulaire. Les raisons invoquées peuvent être que l'oxyde a été capturé lors du jet de matière ou un rebond de la matière dû à un angle d'impact non favorable au soudage ou encore l'état de déformation de l'interface trop complexe [Kore *et al.* 2007]. Cela est intéressant car accentue le fait que le contact n'est pas une garantie de soudage.

Des tests ont été faits pour vérifier les propriétés mécaniques (dureté, résistance, élongation) ainsi que les conditions générales de surface (rayure, saleté, fissure). La composition chimique de l'interface est aussi analysée (figure 1.38).

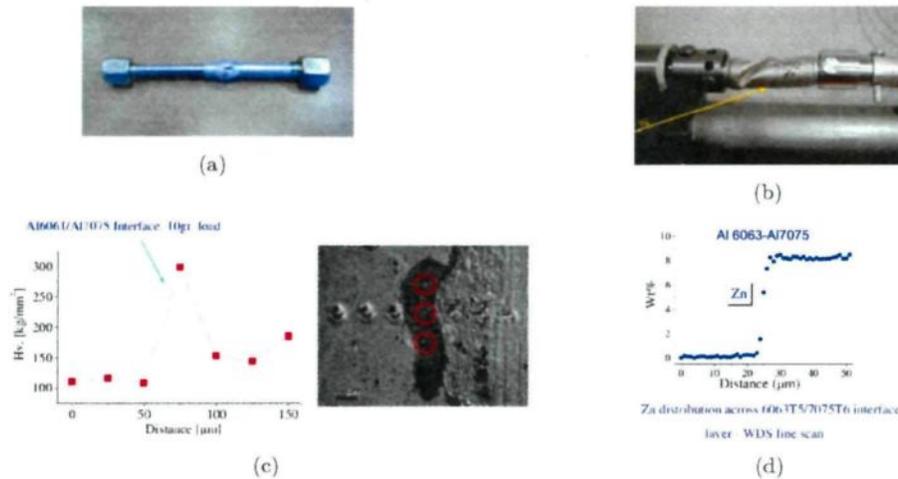


FIG. 1.38 – a) Test en pression, b) Test de torsion, c) Test de micro-dureté et d) Test de composition chimique [Pulsar f]

Lee et al. ont fait des analyses de la microstructure de l'interface et de la résistance du joint d'un alliage d'aluminium et d'acier [Lee *et al.* 2007] pour un soudage par impulsion magnétique de plaques. Il a été observé au microscope optique un allongement des grains de l'aluminium (figure 1.39(a)). Au MEB une couche intermédiaire est observée (figure 1.39(b)). Une analyse au MET a révélé la présence d'un mélange de fins grains d'aluminium plus quelques précipités intermétalliques d'aluminium-fer (figure 1.39(c)). Les déformations de la structure des grains dans l'aluminium au niveau de l'interface indiquent qu'il y a eu une large déformation plastique dans ceux-ci. La couche intermédiaire de structure multi-phases composée de fins grains d'aluminium et de particules intermétalliques est considérée être à l'origine de la forte dureté interfaciale observée par analyse de dureté de Berkovich (figure 1.39(d)).

### 1.3 Conclusion

De cette étude contextuelle, il ressort que cette technique de soudage se distingue par son processus à température ambiante qui permet des soudures non réalisables autrement, son exploitation industrielle possible une fois les paramètres réglés mais aussi et surtout le manque d'informations précises pour déterminer son utilisation optimale.

Le principe de l'impulsion électromagnétique a surtout été étudié numériquement à travers son mode d'utilisation en configuration formage, que ce soit en couplage faible, en couplage séquentiel ou en couplage fort. Des expériences portent aussi sur les caractéristiques de la soudure.

Il est donc nécessaire de développer un outil numérique qui couple les différentes physiques mises en jeux lors du soudage par impulsion magnétique - à savoir principalement, le magnétisme et la mécanique - et permettre une analyse du début de ce processus afin d'affiner ou de construire

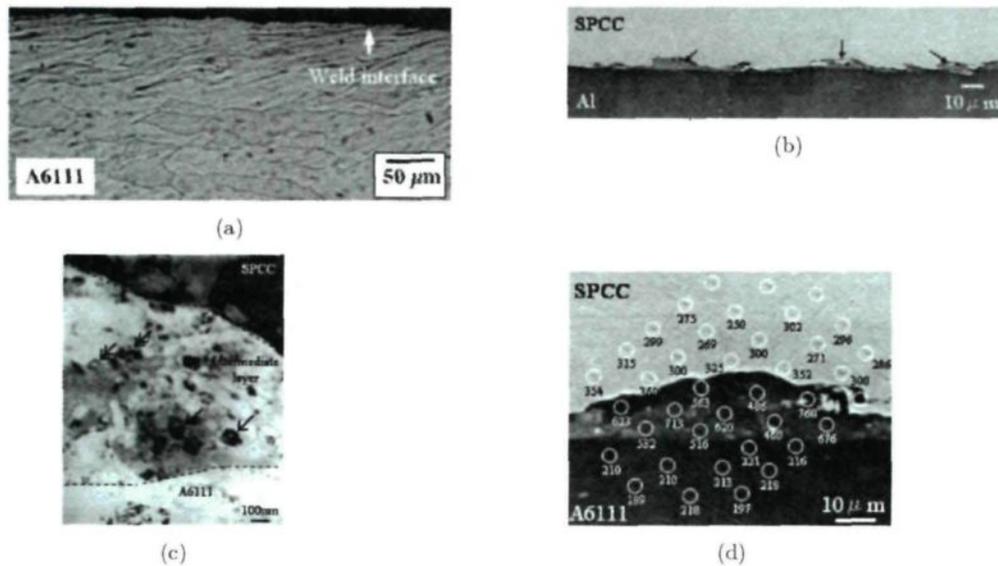


FIG. 1.39 – a) Allongement des grains, b) Couche intermédiaire, c) Fins grains de cristal d'aluminium (indiqués par une flèche simple) et de plus fins composés intermétallique fer-aluminium (indiqués par une flèche double) et d) Test de microdureté [Lee et al. 2007]

les zones de soudabilité en fonction des divers paramètres possibles du processus et ce pour divers matériaux.

Pour cela, cette thèse présente un outil, combinant divers logiciels couplés séquentiellement et/ou faiblement, en configuration de formage et de soudage par compression, puis une analyse est menée sur les possibilités de cet outil.

Le prochain chapitre s'intéresse tout d'abord au développement de la partie magnétique de l'outil.



# Développement de modèles magnétiques

---

## Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Rappel des phénomènes électromagnétiques</b>	<b>42</b>
2.1.1	Equations de Maxwell	42
2.1.2	Effet de peau	43
<b>2.2</b>	<b>Développement des modèles par éléments finis</b>	<b>44</b>
2.2.1	Les équations de Maxwell dans un modèle éléments finis	44
2.2.2	Logiciels et hypothèses retenus dans le cas d'un assemblage de tubes	50
2.2.3	Procédure utilisée pour construire une solution du problème dans le cadre de la méthode des éléments finis	51
2.2.4	Construction du modèle dans ANSYS <sup>TM</sup>	51
<b>2.3</b>	<b>Confrontation des modèles magnétiques</b>	<b>54</b>
2.3.1	Comparaison de l'induction magnétique B créée par le coil	54
2.3.2	Confrontation des modèles en présence d'un tube extérieur	57
<b>2.4</b>	<b>Etude de sensibilité du modèle magnétique</b>	<b>60</b>
2.4.1	Etude en temps du modèle	60
2.4.2	Sensibilité du maillage pour différentes épaisseurs de tube	61
2.4.3	Variation de l'épaisseur du tube	63
2.4.4	Variation du courant déchargé dans la bobine	63
2.4.5	Variation du jeu entre le tube et le coil	65
2.4.6	Variation de la longueur du tube	65
2.4.7	Influence d'un deuxième tube	66
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>68</b>

---

*Ce chapitre traite des modèles éléments finis pour la résolution du problème magnétique à l'aide des logiciels ANSYS<sup>TM</sup> et COMSOL<sup>TM</sup> et par la méthode des différences finies en code maison sous MATLAB<sup>TM</sup>.*

*Pour ce faire, un bref rappel des équations de Maxwell qui régissent l'électromagnétisme, suivi de leur dérivation en éléments finis accompagnée des descriptions des deux modèles développés puis de leur dérivation en différences finies sont présentés en détail dans ce chapitre et dans les annexes A et C.*

*Ces modèles sont validés par comparaison entre eux et lorsque possible par calculs analytiques. Une étude de sensibilité du modèle vient appuyer la validation par comparaison avec les tendances de la littérature mais aussi apporter une première indication sur l'influence que le magnétisme exerce sur le procédé.*

## 2.1 Rappel des phénomènes électromagnétiques

### 2.1.1 Equations de Maxwell

Les phénomènes électromagnétiques sont décrits de façon assez complète par les célèbres équations de Maxwell, auxquelles il faut rajouter quelques équations de comportement, appelées équations de fermeture en mathématiques. Ces équations permettent non seulement de décrire les champs électriques et magnétiques ainsi que leur interaction mais aussi de donner un cadre mathématique à ceux-ci. Elles se déclinent sous le système des quatre formes locales ci-après :

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \text{ (équation de Maxwell-Ampère)} \\ \nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \text{ (équation de Maxwell-Faraday)} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \text{ (équation de Maxwell-Gauss)} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \text{ (équation de Maxwell-Thomson)} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (2.1a) \\ (2.1b) \\ (2.1c) \\ (2.1d) \end{array}$$

dont les principales grandeurs sont  $\mathbf{D}$  le déplacement électrique (ou densité de flux électrique), lié au champ électrique  $\mathbf{E}$ ;  $\mathbf{H}$  le champ magnétique (ou excitation magnétique) lié à l'induction magnétique (ou densité de flux magnétique)  $\mathbf{B}$ ;  $\mathbf{J}$  la densité de courant qui est non nulle dès qu'il y a un déplacement de charges et qui mathématiquement est une fonction à valeur dans  $\mathbb{R}^3$ ;  $\rho$  la densité de charge électrostatique résultant de la présence de charges électriques et qui est une fonction à valeur dans  $\mathbb{R}$  et enfin  $t$  le temps.

L'équation de Maxwell-Ampère (équation (2.1a)) met en évidence que des champs magnétiques peuvent être générés soit par les courants électriques soit par la variation d'un champ électrique. L'équation de Maxwell-Faraday (équation (2.1b)) décrit l'induction d'un courant électrique par variation d'un champ magnétique; ce principe est particulièrement important dans cette thèse. L'équation de Maxwell-Gauss (équation (2.1c)) relie la densité de flux électrique aux charges électriques. Enfin, de l'équation de Maxwell-Thomson ou encore équation du flux magnétique (équation (2.1d)) ressort la continuité de la densité de flux magnétique  $\mathbf{B}$  dans et hors la matière ainsi qu'aux interfaces, les lignes du flux magnétique forment toujours des circuits clos; cette équation démontre en fait l'inexistence de la charge magnétique [Stadelmaier 2000].

Afin de fermer le système, des équations constitutives sont ajoutées, elles décrivent les propriétés macroscopiques du milieu. Pour des matériaux linéaires et isotropes, ces équations peuvent s'écrire :

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu \mathbf{H} \quad (2.2)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.4)$$

avec  $\mu_0$  la perméabilité de l'air,  $\mu_r$  la perméabilité relative du matériau,  $\mu$  la perméabilité absolue du matériau,  $\sigma$  la conductivité électrique et  $\varepsilon$  la permittivité absolue du matériau.  $\mu_r$  est une fonction de  $\mathbf{H}$  quand le matériau a un comportement magnétique non linéaire et est une constante de valeur 1 pour un matériau non magnétique (cas de cette thèse).

Dans cette thèse des hypothèses simplificatrices ont été posées. L'hypothèse de quasi-stationnarité, à savoir celle de négliger le temps de propagation des ondes électromagnétiques devant la période du signal est une des plus importantes. Elle est justifiée notamment par les travaux de Manea et al. [Manea *et al.* 2002] qui ont montré que le champ électromagnétique varie moins dans le matériau se déplaçant que le champ magnétique dans le matériau stationnaire, excepté à de très hautes vitesses (de l'ordre supérieur à  $10^7$  m/s), or le soudage a lieu aux ordres de  $10^3$  m/s; le temps de propagation dans le tube dont l'épaisseur est d'environ 1 à 3 mm est donc très rapide par rapport au phénomène. D'autre part, ils ont observé que l'amplitude du champ électromagnétique diminue avec la rapidité du processus or le soudage se fait en quelques microsecondes. De ce fait, la vitesse de déplacement de la plaque ou du tube est négligée dans les équations de Maxwell et le calcul se fait par approximation quasi-statique.

Les déplacements de courant n'étant pas pris en compte, le système des équations de Maxwell utiles, écrites sous leur forme différentielle, devient :

$$\begin{cases} \nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J} & \text{(équation de Maxwell-Ampère)} & (2.5a) \\ \nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \text{(équation de Maxwell-Faraday)} & (2.5b) \\ \nabla \cdot \mathbf{J} = 0 & \text{(équation de Maxwell-Gauss)} & (2.5c) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \text{(équation de Maxwell-Thomson)} & (2.5d) \end{cases}$$

A ces équations, il faut ajouter ensuite celle permettant de calculer les densités de forces, appelées forces de Lorentz, que le champ magnétique induit sur un matériau amagnétique parcouru par un courant électrique :

$$\mathbf{F}_{\text{vol}} = \mathbf{J} \wedge \mathbf{B} \quad (2.6)$$

### 2.1.2 Effet de peau

L'effet de peau ou effet pelliculaire ou encore effet Kelvin se retrouve dans tous les conducteurs traversés par un courant alternatif. Il se traduit par la décroissance exponentielle de la densité de courant avec l'épaisseur du conducteur, voir presque en surface lorsque les fréquences sont élevées (figure 2.1(a)).

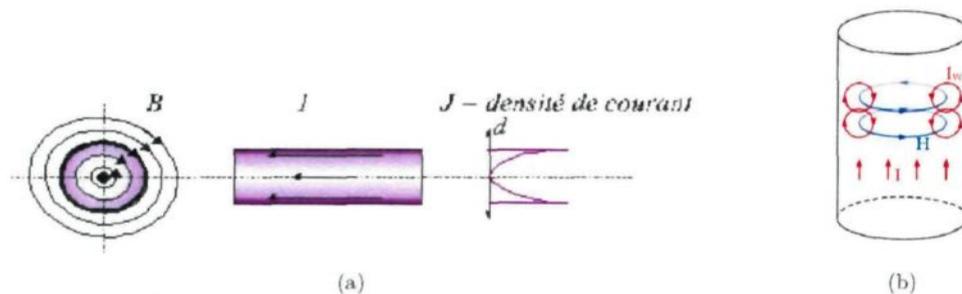


FIG. 2.1 – Effet de peau a) Le courant reste en surface ou proche surface et b) Principe

Cet effet est provoqué par l'alternance du courant puisque de ce fait les charges oscillent et le champ magnétique varie induisant ainsi une boucle de courant inverse  $I_W$  (figure 2.1(b)). La

direction de rotation est toujours opposée à celle de la variation du courant. Ainsi, au centre des courants s'annulent tandis qu'au bord les courants s'ajoutent.

En fait, l'épaisseur de peau correspond à une atténuation de  $\exp(-1)$  de la densité de courant en surface  $J_0$ . Par simplification, on suppose que cela correspond à avoir  $J_0$  distribuée de façon constante sur l'épaisseur de peau afin de simplifier les calculs de résistance par exemple. L'épaisseur de peau  $\delta$  - aussi appelée profondeur de pénétration -, est calculée à l'aide de la formule :

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} = \sqrt{\frac{\rho_r}{\pi f \mu}} \quad (2.7)$$

avec  $\omega$  la pulsation,  $f$  la fréquence et  $\rho_r$  la résistivité telles que :

$$\omega = 2\pi f \quad (2.8)$$

$$\rho_r = 1/\sigma \quad (2.9)$$

Ce phénomène est observé dans les parois des tubes soudés ; la superposition des deux tubes intérieur et extérieur fait que le tube extérieur 'absorbe' presque tout le champ magnétique ; il est donc parcouru par un courant induit et des forces de Lorentz sont créées et le propulsent, tandis que le tube intérieur ne subit que peu voir pas du tout les champs. Le tube extérieur joue donc un rôle d'écran au magnétisme pour le tube intérieur.

## 2.2 Développement des modèles par éléments finis

Dans cette section, les équations de Maxwell seront tout d'abord déclinées selon le principe des formules variationnelles en éléments finis, puis les deux modèles construits en ANSYS<sup>TM</sup> et COMSOL<sup>TM</sup> seront présentés, ainsi que les limites de chacun d'eux.

### 2.2.1 Les équations de Maxwell dans un modèle éléments finis

Les explications s'appuient sur la littérature d'ANSYS<sup>TM</sup>, les éléments utilisés étant développés sur la base des travaux de Bíró [Bíró & Preis 1989] et dans le cadre de l'approximation quasi-stationnaire. Un même principe de résolution est appliqué dans COMSOL.

La figure 2.2 répertorie les diverses régions, bordures et interfaces possibles dans un calcul typique d'un problème avec courant induit. Dans le domaine  $\Omega_1$  il y a du courant induit<sup>1</sup>, tandis que le domaine  $\Omega_2$  représente un milieu sans courant induit avec présence possible d'une source de courant. L'interface  $\Gamma_{12}$  est l'interface entre les deux domaines et doit respecter les conditions de continuité de la composante normale de la densité de flux magnétique  $\mathbf{B}$  et celle de la composante tangentielle du champ magnétique  $\mathbf{H}$ . Les deux interfaces  $\Gamma_H$  et  $\Gamma_B$  sont les interfaces limites du domaine de calcul suivant que respectivement la composante tangentielle du champ magnétique ou la composante normale de la densité de flux magnétique est imposée. Ces deux conditions

<sup>1</sup> $\Omega_1$  représente donc les tubes extérieur et intérieur dans la configuration de soudage étudié, tandis que l'air dans lequel il n'y a pas de courant induit mais la présence d'une source, en l'occurrence le coil est représenté par le domaine  $\Omega_2$

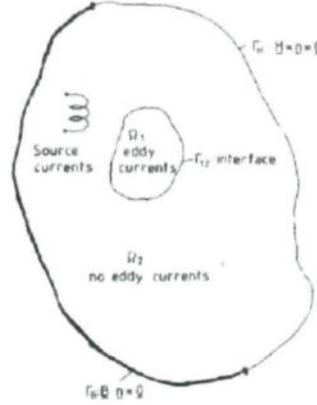


FIG. 2.2 – Domaines, limites et interfaces dans un problème avec courant induit en régime quasi-stationnaire pour un code éléments finis [Bíró & Preis 1989]

sont considérées comme homogènes. Cela mène au système d'équations suivant :

$$\text{dans } \Omega_1 \begin{cases} \nabla \wedge \mathbf{H} - \sigma \mathbf{E} = \mathbf{0} & (2.10a) \\ \nabla \wedge \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0} & (2.10b) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (2.10c) \end{cases}$$

$$\text{dans } \Omega_2 \begin{cases} \nabla \wedge \mathbf{H} = \mathbf{J}_S & (2.11a) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & (2.11b) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_B \quad \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad (2.12)$$

$$\text{sur } \Gamma_H \quad \mathbf{H} \wedge \mathbf{n} = \mathbf{0} \quad (2.13)$$

$$\text{sur } \Gamma_{12} \begin{cases} \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{n}_1 + \mathbf{B}_2 \cdot \mathbf{n}_2 = 0 & (2.14a) \\ \mathbf{H}_1 \wedge \mathbf{n}_1 + \mathbf{H}_2 \wedge \mathbf{n}_2 = \mathbf{0} & (2.14b) \end{cases}$$

où  $\mathbf{n}_1$  et  $\mathbf{n}_2$  sont les normales sortantes respectivement des domaines  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  et  $\mathbf{n}$  la normale au domaine.

Un vecteur potentiel magnétique  $\mathbf{A}$  est introduit dans tout le domaine et un scalaire potentiel  $V$  dans le domaine  $\Omega_1$ . Ils sont définis tels que :

$$\mathbf{B} = \nabla \wedge \mathbf{A} \quad (2.15)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V \quad (2.16)$$

Afin d'assurer l'unicité du vecteur  $\mathbf{A}$  la jauge de Coulomb est appliquée en définissant sa divergence sur le domaine et des conditions sont imposées sur les limites  $\Gamma_B$  et  $\Gamma_H$  telles que :

$$\text{dans } \Omega \begin{cases} \nabla \wedge \mathbf{A} = \mathbf{B} & (2.17a) \\ \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 \text{ (jauge de Coulomb)} & (2.17b) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_B \quad \mathbf{n} \wedge \mathbf{A} = \mathbf{0} \quad (2.18)$$

$$\text{sur } \Gamma_H \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (2.19)$$

Une fois  $\mathbf{A}$  fixé, le gradient de  $V$  l'est aussi, et  $V$  est défini à une constante près qui peut être établie en définissant  $V$  en un point.

Les conditions précédentes ne garantissent pas le respect de la loi de la jauge de Coulomb. Une des solutions est de rajouter au niveau des équations (2.10a) et (2.11a) le terme  $-\nabla\nabla \cdot \mathbf{A}$  avec  $\nu = \frac{1}{\mu}$  pour des éléments 3D et  $-\nabla\nu_e \nabla \cdot \mathbf{A}$  avec  $\nu_e = 1/3\text{tr}[\nu]$  en éléments 2D tels qu'utilisés dans le modèle ANSYS<sup>TM</sup> développé.

Finalement, la formulation  $\mathbf{A}$ ,  $V$ - $\mathbf{A}^2$  obtenue est telle que :

$$\text{dans } \Omega_1 \quad \begin{cases} \nabla \wedge (\nu \nabla \wedge \mathbf{A}) - \nabla \nu \nabla \cdot \mathbf{A} + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \nabla V = \mathbf{0} & (2.20a) \\ \nabla \cdot (\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \sigma \nabla V) = 0 & (2.20b) \end{cases}$$

$$\text{dans } \Omega_2 \quad \nabla \wedge (\nu \nabla \wedge \mathbf{A}) - \nabla \nu \nabla \cdot \mathbf{A} = \mathbf{J}_S \quad (2.21)$$

$$\text{sur } \Gamma_B \quad \begin{cases} \mathbf{n} \wedge \mathbf{A} = \mathbf{0} & (2.22a) \\ \nu \nabla \cdot \mathbf{A} = 0 & (2.22b) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_H \quad \begin{cases} (\nu \nabla \wedge \mathbf{A}) \wedge \mathbf{n} = \mathbf{0} & (2.23a) \\ \mathbf{n} \cdot \mathbf{A} = 0 & (2.23b) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_{12} \quad \begin{cases} \mathbf{A}_1 = \mathbf{A}_2 & (2.24a) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_{12} \quad \begin{cases} (\nu_1 \nabla \wedge \mathbf{A}_1) \wedge \mathbf{n}_1 + (\nu_2 \nabla \wedge \mathbf{A}_2) \wedge \mathbf{n}_2 = \mathbf{0} & (2.24b) \\ \nu_1 \nabla \cdot \mathbf{A}_1 - \nu_2 \nabla \cdot \mathbf{A}_2 = 0 & (2.24c) \end{cases}$$

$$\text{sur } \Gamma_{12} \quad \begin{cases} \mathbf{n}_1 \cdot (-\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \sigma \nabla V) = 0 & (2.24d) \end{cases}$$

A partir d'ici, seules les équations décrites sur les domaines seront dérivées et ce, de façon à coller aux éléments PLANE13 utilisés dans ANSYS<sup>TM</sup>.

Dans ANSYS<sup>TM</sup> le terme  $\mathbf{J}$  s'écrit comme la somme de la source appliquée  $\mathbf{J}_S$  (ce qui correspond au domaine  $\Omega_2$ ), du courant induit  $\mathbf{J}_e = \sigma \mathbf{E}$  et du courant de vitesse  $\mathbf{J}_v = \sigma \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$  (correspondant au domaine  $\Omega_1$ ). Ce dernier terme est ici rajouté dans les équations (2.20a) et (2.20b), ce qui ramène les équations du domaine  $\Omega_1$  à :

$$\text{dans } \Omega_1 \quad \begin{cases} \nabla \wedge (\nu \nabla \wedge \mathbf{A}) - \nabla \nu \nabla \cdot \mathbf{A} + \sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \nabla V - \sigma \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = \mathbf{0} & (2.25a) \\ \nabla \cdot (\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \sigma \nabla V - \sigma \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}) = 0 & (2.25b) \end{cases}$$

La méthode de Galerkin-Bubnov est utilisée pour obtenir la forme variationnelle des équations. Dans cette méthode, pour les inconnues associées à un élément, la fonction test appliquée à un nœud est la fonction de forme. Ainsi, au nœud  $i$  la fonction de test est telle que :

$$\mathbf{W}_i = \mathbf{N}_i \quad (2.26)$$

<sup>2</sup>Nom traduisant les introductions des potentiels  $V$ - $\mathbf{A}$  dans le matériau conducteur  $\Omega_1$  et du potentiel  $\mathbf{A}$  dans les parties non-conductrices  $\Omega_2$

Ainsi en appliquant la fonction de test tel que décrit, en intégrant sur le volume du domaine et en appliquant les formules de flux-divergence ou théorème de Green-Ostrogradski, les équations (2.25a), (2.25b) et (2.21) ont pour formes variationnelles ou formes faibles :

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_1} \nu \nabla \wedge \mathbf{A} \cdot (\nabla \wedge \mathbf{N}_i) d\Omega - \int_{\Gamma_{12}} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \nabla \wedge \mathbf{A} \wedge \mathbf{n}_i) d\Gamma + \int_{\Omega_1} \nu \nabla \cdot \mathbf{N}_i \nabla \cdot \mathbf{A} d\Omega - \int_{\Gamma_{12}} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{n}_1 \nu \nabla \cdot \mathbf{A} d\Gamma \\ + \int_{\Omega_1} \sigma \mathbf{N}_i \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} d\Omega + \int_{\Omega_1} \sigma \mathbf{N}_i \cdot \nabla V d\Omega - \int_{\Omega_1} \mathbf{N}_i \mathbf{v} \wedge \sigma \nabla \wedge \mathbf{A} d\Omega = 0 \quad (2.27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_1} (\sigma \nabla \mathbf{N}_i \cdot \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \sigma \nabla \mathbf{N}_i \cdot \nabla V + \nabla \mathbf{N}_i \mathbf{v} \wedge \sigma \nabla \wedge \mathbf{A}) d\Omega \\ + \int_{\Gamma_{12}} \mathbf{N}_i \sigma (-\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla V - \mathbf{v} \wedge \nabla \wedge \mathbf{A}) d\Gamma = 0 \quad (2.28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \int_{\Omega_2} \nu \nabla \wedge \mathbf{A} \cdot (\nabla \wedge \mathbf{N}_i) d\Omega - \int_{\Gamma_{12}} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \nabla \wedge \mathbf{A} \wedge \mathbf{n}_2) d\Gamma - \int_{\Gamma_B} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \nabla \wedge \mathbf{A} \wedge \mathbf{n}_B) d\Gamma \\ - \int_{\Gamma_H} \mathbf{N}_i \cdot (\nu \nabla \wedge \mathbf{A} \wedge \mathbf{n}_H) d\Gamma + \int_{\Omega_2} \nu \nabla \cdot \mathbf{N}_i \nabla \cdot \mathbf{A} d\Omega - \int_{\Gamma_{12}} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{n}_2 \nu \nabla \cdot \mathbf{A} d\Gamma \\ - \int_{\Gamma_B} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{n}_B \nu \nabla \cdot \mathbf{A} d\Gamma - \int_{\Gamma_H} \mathbf{N}_i \cdot \mathbf{n}_H \nu \nabla \cdot \mathbf{A} d\Gamma = \int_{\Omega_2} \mathbf{N}_i \mathbf{J}_S d\Omega \quad (2.29) \end{aligned}$$

Pour chaque élément les inconnues sont le potentiel vecteur magnétique  $\mathbf{A}$  et le potentiel scalaire magnétique  $V$ , posés sous la forme  $\{\mathbf{A}_e\}$  et  $\{V_e\}$ . Depuis les équations ci-dessus, en appliquant les critères donnés précédemment par les équations (2.22a) à (2.24d) et en considérant que les fonctions tests répondent aux critères :

$$\text{sur } \Gamma_B \quad \mathbf{n} \wedge \mathbf{N}_i = \mathbf{0} \quad (2.30)$$

$$\text{sur } \Gamma_H \quad \mathbf{n} \cdot \mathbf{N}_i = 0 \quad (2.31)$$

le système peut être écrit pour chaque élément sous la forme matricielle suivante :

$$[C]\dot{\mathbf{u}} + [K]\mathbf{u} = \mathbf{J}_i \quad (2.32)$$

L'inconnue  $\mathbf{u}$  représente les vecteur et scalaire potentiels des éléments, soit :

$$\mathbf{u} = \begin{Bmatrix} \mathbf{A}_e \\ V_e \end{Bmatrix} \quad (2.33)$$

et est telle que :

$$\dot{\mathbf{u}} = \begin{Bmatrix} \dot{\mathbf{A}}_e \\ \dot{V}_e \end{Bmatrix} \quad (2.34)$$

La matrice de la fonction de forme de  $\mathbf{A}$  pour l'élément  $e$  est  $[N_A]$  et  $\mathbf{A} = [N_A]^T \mathbf{A}_e$ . La matrice de la fonction de forme de  $V$  pour l'élément  $e$  est  $\mathbf{N}$  et  $V = \mathbf{N}^T V_e$ .

La matrice de rigidité  $[K]$  est de la forme :

$$[K] = \begin{bmatrix} [K^{AA}] & [0] \\ [K^{VA}] & [0] \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

avec le terme  $[K^{AA}]$  provenant des équations (2.27) et (2.29) et le terme  $[K^{VA}]$  de l'équation (2.28) appliquées éléments par éléments tels que :

$$[K^{AA}] = [K^L] + [K^N] + [K^G] \quad (2.36)$$

$$\text{et } [K^L] = \int_{vol} (\nabla \wedge N_A^T)^T \cdot \nu ((\nabla \wedge [N_A]^T) - [N_A][\sigma] \mathbf{v} \wedge \nabla \wedge [N_A]^T) dvol \quad (2.37)$$

$$[K^G] = \int_{vol} (\nabla \cdot [N_A]^T)^T \cdot \nu (\nabla \cdot [N_A]^T) dvol \quad (2.38)$$

et  $[K^N]$  est nul ici car les matériaux utilisés ne sont pas magnétiques,

$$[K^{VA}] = - \int_{vol} (\nabla [N]^T)^T [\sigma] \{\mathbf{v}\} \wedge \nabla \wedge [N_A]^T dvol \quad (2.39)$$

et  $vol$  est le volume de l'élément.

La matrice d'amortissement  $[C]$  est de la forme :

$$[C] = \begin{bmatrix} [C^{AA}] & [C^{AV}] \\ [C^{VA}] & [C^{VV}] \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

avec les termes  $[C^{AA}]$  et  $[C^{AV}]$  provenant de l'équation (2.27) et le terme  $[C^{VV}]$  de l'équation (2.28) tels que :

$$[C^{AA}] = \int_{vol} [N_A][\sigma][N_A]^T dvol \quad (2.41)$$

$$[C^{AV}] = \int_{vol} [N_A][\sigma] \nabla N^T dvol \quad (2.42)$$

$$[C^{VA}] = [C^{AV}]^T \quad (2.43)$$

$$[C^{VV}] = \int_{vol} (\nabla N^T)^T [\sigma] \nabla N^T dvol \quad (2.44)$$

Et le terme force  $\mathbf{J}_i$  est de la forme :

$$\mathbf{J}_i = \begin{Bmatrix} \mathbf{J}^A \\ \mathbf{I}^T \end{Bmatrix} \quad (2.45)$$

avec

$$\mathbf{J}^A = \mathbf{J}^S + \mathbf{J}^{PM} \quad (2.46)$$

tel que le terme  $\mathbf{J}^S$  corresponde au vecteur de densité de courant source et que le terme  $\mathbf{J}^{PM}$  soit ici nul car utilisé pour des matériaux magnétiques, ce qui n'est pas le cas ici. Ainsi :

$$\mathbf{J}^A = \int_{vol} \mathbf{J}^S [N_A]^T dvol \quad (2.47)$$

$$\mathbf{I}^T = \int_{vol} \mathbf{J}_t [N_A]^T dvol \quad (2.48)$$

avec  $\mathbf{J}_t$  le vecteur densité de courant total.

Finalement les deux équations d'équilibre discrétisées à résoudre sont :

$$\mathbf{A}_e^T ([K^{AA}] \mathbf{A}_e + [K^{AV}] \mathbf{V}_e + [C^{AA}] \frac{d}{dt} \mathbf{A}_e + [C^{AV}] \frac{d}{dt} \mathbf{V}_e - \mathbf{J}^A) = 0 \quad (2.49)$$

$$\mathbf{V}_e^T ([K^{VA}] \mathbf{A}_e + [K^{VV}] \mathbf{V}_e + [C^{VA}] \frac{d}{dt} \mathbf{A}_e + [C^{VV}] \frac{d}{dt} \mathbf{V}_e - \mathbf{I}^t) = 0 \quad (2.50)$$

Le système est résolu en régime transitoire à l'aide de la méthode de Newton-Raphson avec la règle des trapèzes généralisée pour une équation différentielle ordinaire ou du premier ordre. Dans cette généralisation, un paramètre d'intégration transitoire ajustable  $\theta$  est introduit tel que :

$$\mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_n + (1 - \theta) \Delta t \dot{\mathbf{u}}_n + \theta \Delta t \dot{\mathbf{u}}_{n+1} \quad (2.51)$$

Lorsqu'il est à la valeur 0, c'est une méthode de différence avant ou Euler explicite, à la valeur 0,5 c'est la méthode des trapèzes dite aussi de Crank-Nicolson et à la valeur 1 la méthode de différence arrière ou Euler implicite.

En isolant le terme  $\dot{\mathbf{u}}_{n+1}$  et en introduisant dans l'équation (2.32), le système de résolution obtenu est tel que :

$$\left( \frac{[C]}{\theta \Delta t} + [K] \right) \mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{J}_i + [C] \left( \frac{1}{\theta \Delta t} \mathbf{u}_n + \frac{1 - \theta}{\theta} \dot{\mathbf{u}}_n \right) \quad (2.52)$$

Ainsi à chaque pas de temps  $t_{n+1}$ , l'inconnue  $\{u_{n+1}\}$  est déterminée à l'aide de celle du pas précédent  $\mathbf{u}_n$  et de sa dérivée  $\dot{u}_n$  déjà déterminées et par une inversion de matrice.

Dans ANSYS<sup>TM</sup>, il est possible de choisir des valeurs comprises entre 0,5 (la valeur par défaut) et 1 pour  $\theta$ . Dans cette thèse, il est tantôt mis à la valeur 0,5 tantôt à la valeur 1 afin de s'affranchir du terme de dérivée. Pour le premier pas de temps,  $\{u_0\}$  et  $\{\dot{u}_0\}$  sont par défaut fixés à zéro. Deux choix pour avoir des valeurs différentes : les imposer à une valeur différente ou faire une analyse statique préalable ; dans cette thèse, cela n'a pas été nécessaire.

Une fois la résolution faite pour un temps donné, donc les vecteurs  $\mathbf{A}_e$  et  $\mathbf{V}_e$  connus, la densité de flux magnétique  $\mathbf{B}$  et le champ magnétique  $\mathbf{H}$  sont calculés :

$$\mathbf{B} = \nabla \wedge [N_A]^T \mathbf{A}_e \quad (2.53)$$

$$\mathbf{H} = \nu \mathbf{B} \quad (2.54)$$

En régime transitoire, la densité de courant totale est la somme de la densité de courant  $\mathbf{J}_e$  due au vecteur potentiel  $\mathbf{A}$ , la densité de courant  $\mathbf{J}_s$  due au scalaire potentiel  $V$  et la densité de courant  $\mathbf{J}_v$  due à la vitesse du courant  $\mathbf{v}$  :

$$\mathbf{J}_t = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_v \quad (2.55)$$

$$\mathbf{J}_e = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\sigma \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [N_A]^T \dot{\mathbf{A}}_e \quad (2.56)$$

$$\mathbf{J}_s = -\sigma \nabla V = \sigma \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \mathbf{N}^T \mathbf{V}_e \quad (2.57)$$

$$\mathbf{J}_v = \mathbf{v} \wedge \mathbf{B} \quad (2.58)$$

En dernier lieu, la force de Lorentz  $\mathbf{F}^{jb}$  est calculée :

$$\mathbf{F}^{jb} = \int_{vol} \mathbf{N}^T (\mathbf{J} \wedge \mathbf{B}) dvol \quad (2.59)$$

### 2.2.2 Logiciels et hypothèses retenus dans le cas d'un assemblage de tubes

Deux logiciels - ANSYS<sup>TM</sup> et COMSOL<sup>TM</sup> - ont été retenus pour développer le modèle magnétique.

Le choix du logiciel ANSYS<sup>TM</sup> est pertinent du fait qu'il est reconnu comme robuste pour ses calculs, qu'il est de plus en plus utilisé dans l'industrie et que la littérature témoigne que des équipes de recherche travaillent à l'aide de ce logiciel pour simuler du formage par impulsion magnétique.

Le logiciel COMSOL<sup>TM</sup> a attiré l'attention pour sa robustesse dans les calculs magnétiques et qu'il est utilisable depuis MATLAB<sup>TM</sup> - écriture en langage matlab des scripts -, logiciel avec lequel l'analyse des résultats de cette thèse est effectuée. L'écriture des scripts est facilitée par le couplage entre les deux logiciels. Toutefois certaines limites rencontrées avec ce logiciel (annexe B) ont conduit à l'utilisation unique du modèle développé sous ANSYS<sup>TM</sup> pour le couplage séquentiel.

Dans ce chapitre, les deux modèles sont exposés (pour plus de détails sur les modèles dans COMSOL<sup>TM</sup> se référer à l'annexe A) car leur comparaison permet de valider la construction des modèles et les options choisies. Ils sont donc utilisés de façon complémentaire dans un premier temps.

Les tubes sont supposés cylindriques et possèdent donc un axe de rotation. Le coil, que ce soit la bobine multi-spores avec un concentrateur de courant ou le coil massif, est de forme circulaire et possède quasiment un axe de rotation selon sa longueur. Dans la réalité il n'y a pas d'axe de rotation, car pour que le courant circule sur la face interne, il y a nécessairement une fente dans le cylindre (figure 1.27). Toutefois, pour ne pas avoir de déséquilibre à cause de cette fente, ce qui induirait une irrégularité dans la soudure autour du tube, cette fente est maintenue très petite (de l'ordre de 1 mm) et on considère qu'on peut négliger le défaut d'axisymétrie qu'elle induit si on se place loin de celle-ci. De plus, l'enroulement du fil de la bobine multi-spores est considéré comme une succession de spires rondes.

Etant donné l'invariance par rotation du modèle, celui-ci est représenté en axi-symétrie, donc le modèle est représenté en 2D, sur la moitié d'un plan (ici pour les x positifs). Cela signifie que chaque arête d'un élément représente en réalité une épaisseur de longueur la révolution de cette arête autour de l'axe de rotation ( $2\pi r$  avec  $r$  la distance du point à l'axe de révolution).

Du fait de cette invariance par rotation autour de l'axe de rotation, le long de celui-ci, le vecteur potentiel magnétique  $\vec{A}$  est nul.

Comme déjà explicité ci-précédemment, le modèle est considéré suivant une hypothèse de quasi-stationnarité.

L'intensité du courant déchargé dans le circuit est calculée à l'aide des équations (1.11) à (1.14). Pour une machine MPS de voltage maximum 9 kV, les condensateurs ont une capacité

de  $46 \mu\text{F}$  et il y en a trois par module ce qui donne une capacité de  $138 \mu\text{F}$  par module et d'après la littérature on se situe à environ  $702 \mu\text{F}$  pour le circuit total. La gamme des fréquences de la machine MPS utilisée va de 30 à 65 kHz [Pulsar e]. La fréquence est ajustée en adoptant la capacité et l'inductance.

La configuration choisie est celle d'une bobine multi-spires.

Le comportement magnétoélectrique du tube est supposé homogène, linéaire et isotrope.

### 2.2.3 Procédure utilisée pour construire une solution du problème dans le cadre de la méthode des éléments finis

Suivant le logiciel utilisé, l'axi-symétrie sera déclarée comme une option des éléments utilisés (ANSYS<sup>TM</sup>) ou comme l'option de l'espace de travail (COMSOL<sup>TM</sup>).

Les lignes de champs magnétiques se situent dans tout l'espace, il faut donc, en plus des tubes et du coil, représenter l'air qui l'entoure. D'autre part, ces lignes partent à l'infini, or il est irréaliste de représenter l'air sans fin, il faut donc utiliser des éléments infinis ou des options qui permettent de fermer ces lignes sur les bords du modèle représenté.

Afin de ne pas alourdir les calculs, trois zones d'air sont définies :

1. une zone d'air entourant le tube et allant jusqu'au coil ; cette zone est maillée finement de façon à avoir un calcul précis et donc à bien rendre compte des déplacements ; elle sera remaillée au cours du processus ;
2. une zone d'air infini au loin ; maillée grossièrement, elle permet de fermer les lignes de champ magnétiques ;
3. une zone d'air intermédiaire entre les deux précédentes ; maillée assez grossièrement.

Le courant dans la bobine est supposé constant dans toute la section du coil. Il est à noter qu'un test avec un courant distribué dans la section du coil a été réalisé et que cela n'a pas influé les calculs du champ magnétique, du courant induit et donc de la force de Lorentz.

Les paramètres de géométrie sont ajustables en fonction des tests faits.

La figure 2.3(a) présente les divers éléments géométriques du modèle axi-symétrique (par la suite, tous les éléments ne seront pas toujours présents suivant les tests réalisés) et la figure 2.3(b) présente les paramètres géométriques qui varient dans le modèle au fur et à mesure des tests.

### 2.2.4 Construction du modèle dans ANSYS<sup>TM</sup>

Dans ANSYS<sup>TM</sup> l'axi-symétrie est définie par activation de l'option sur les éléments.

Le tube est maillé avec des éléments quadrangles magnétiques PLANE13 de façon régulière, comme un mappage, afin que les résultats analysés soient homogènes dans l'épaisseur. Le coil est maillé de façon libre avec des éléments quadrangles magnétiques PLANE13. L'air interne, entourant le tube est maillé à l'aide des éléments quadrangles magnétiques PLANE13 de façon fine. Dans un premier temps, elle est maillée librement mais cela causant des problèmes lors du remaillage lors du couplage, elle sera aussi maillée de façon régulière par mappage. La zone d'air lointaine est maillée de façon très grossière à l'aide d'éléments quadrangles INFIN110 dont

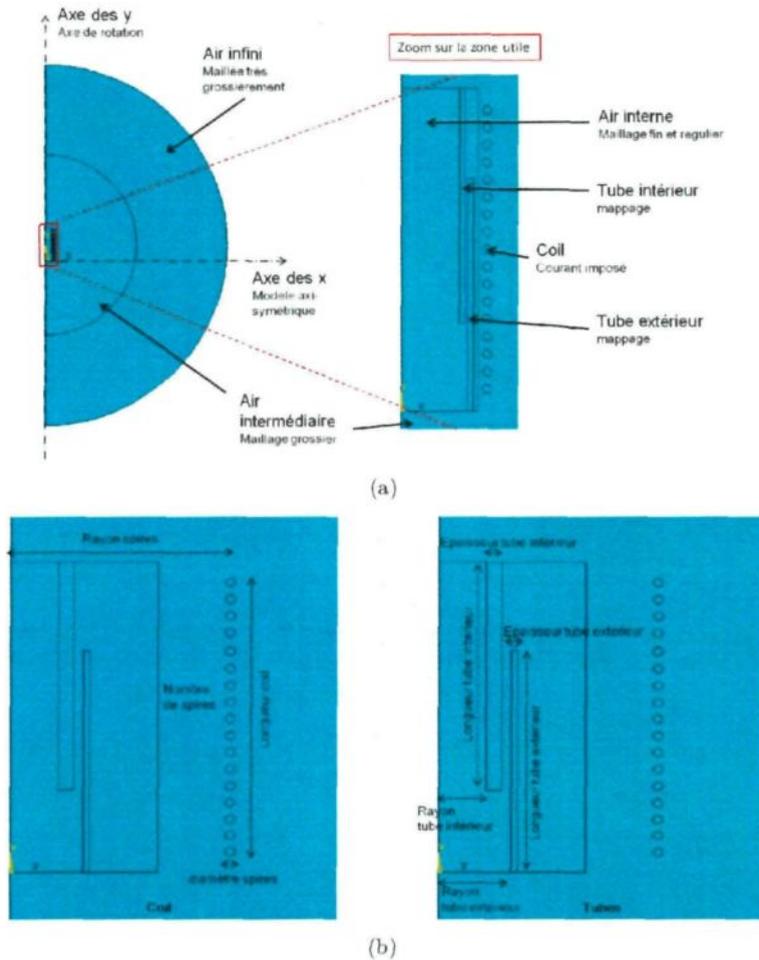


FIG. 2.3 – a) Les divers éléments géométriques du modèle axi-symétrique et b) Les paramètres géométriques ajustables du modèle

l'option magnétique est activée. Enfin la zone d'air intermédiaire est maillée librement à l'aide d'éléments triangles magnétiques PLANE13.

Les éléments PLANE13 sont des éléments 2D magnétiques, thermiques, électriques, piézo-électriques et mécaniques à 4 nœuds avec des couplages limités entre les diverses physiques. Ici, ils sont utilisés *uniquement* en option magnétique, donc avec l'option degré de liberté Az. Leurs nœuds et arêtes sont définis tels que sur la figure 2.4(a).

Les éléments INFIN110 modélisent une frontière ouverte d'un problème à champ non borné tel qu'ici les champs magnétiques. Ils sont utilisés en une couche unique entourant le modèle; cette couche est utilisée pour représenter un sur-domaine extérieur d'extension semi-infinie 2.4(b). Ce sont des éléments à 4 ou 8 nœuds; ici utilisés en 4 nœuds. Pour une meilleure efficacité leur face intérieure et leur face extérieure doivent être radiales depuis le centre du modèle. Enfin, une option de flag infini doit être activée sur l'extérieur de cette zone d'air infini.

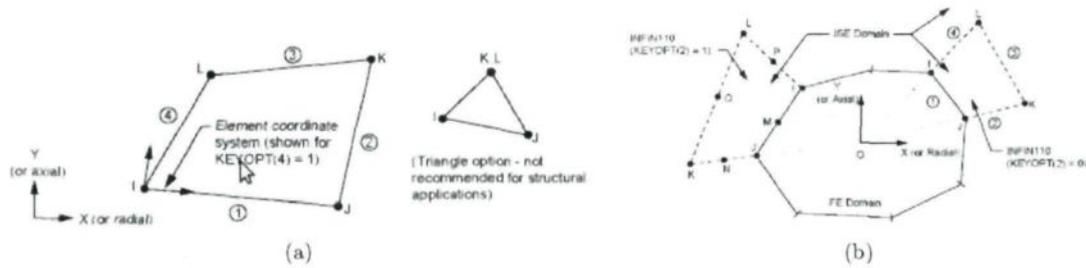
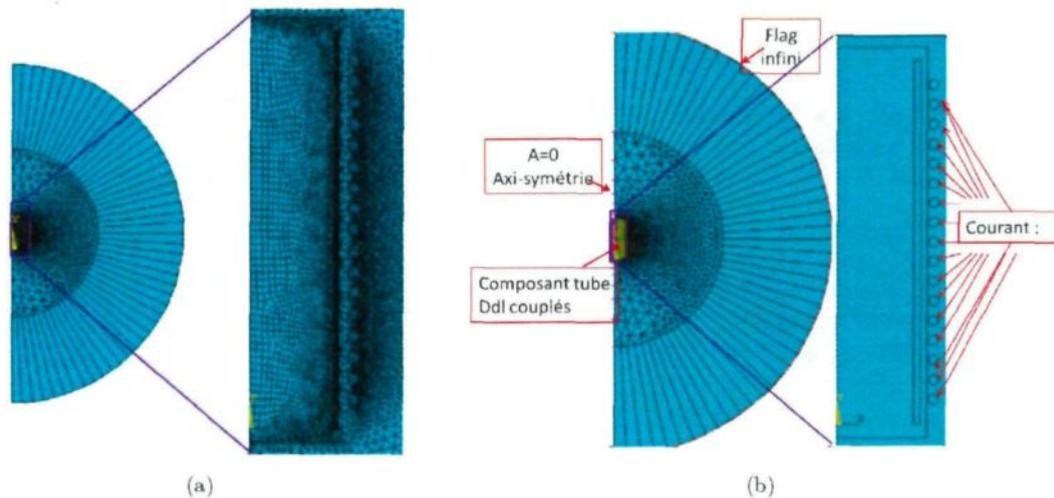


FIG. 2.4 – Géométrie a) de l'élément PLANE13 et b) de l'élément INFIN110

Pour tous les éléments la perméabilité relative est définie; pour les éléments conducteurs où il y a apparition d'un courant induit, à savoir les tubes, la résistivité est définie.

Toutes les spires du coil sont regroupées dans un composant et leurs degrés de liberté couplés afin de fixer le courant déchargé qui est imposé comme réparti uniformément dans la spire.

Une dernière option pour assurer davantage l'axe de révolution de la géométrie est activée : le vecteur potentiel  $\mathbf{A}$  est fixé à  $\mathbf{0}$  le long de l'axe de révolution (figure 2.5).

FIG. 2.5 – Modèle magnétique développé sous ANSYS<sup>TM</sup> : a) maillage et b) options activées et courant imposé

Etant donné le choix du couplage au pas à pas, la résolution est lancée en mode transitoire.

La construction du modèle sous COMSOL<sup>TM</sup> est décrite dans l'annexe A page 139 et la construction du modèle en différences finies codé dans le logiciel MATLAB<sup>TM</sup> est détaillée dans l'annexe C page 143.

Tous les modèles magnétiques étant développés, il est possible de les confronter pour valider leur utilisation. C'est l'objet de la prochaine section.

## 2.3 Confrontation des modèles magnétiques

La confrontation se déroule en deux étapes : 1) une validation par comparaison des inductions magnétiques renvoyées par la simulation ANSYS<sup>TM</sup> avec celles données par le calcul analytique, calcul fait à l'aide du logiciel MATLAB<sup>TM</sup> en présence uniquement du coil traversé par un courant électrique, puis 2) une comparaison des inductions magnétiques mais aussi du courant induit et des forces de Lorentz obtenues par les modèles magnétiques éléments finis ANSYS<sup>TM</sup> et COMSOL<sup>TM</sup> et par le modèle différences finies codé en MATLAB<sup>TM</sup> en présence du coil traversé par un courant électrique et d'un tube extérieur.

### 2.3.1 Comparaison de l'induction magnétique $\mathbf{B}$ créée par le coil

Deux configurations de coils sont testées : un coil constitué d'une spire unique et un coil constitué de 17 spires soit une bobine.

Ces deux configurations sont testées dans deux états électriques différents : un courant continu et un courant alternatif. Le courant continu est choisi arbitrairement à  $I = 1000$  A. Le courant alternatif est choisi pour osciller de façon sinusoïdale et en s'estompant ainsi que le veut la physique due à la décharge de condensateurs ; en s'appuyant sur les travaux de l'équipe de Harbin en Chine [Haiping & Chunfeng 2009, Haiping *et al.* 2009] à une constante multiplicative près le courant est pris tel que  $I(t) = e^{-5327t} \sin(34315t)$  A.

Pour cette validation, les inductions magnétiques  $\mathbf{B}$  du modèle éléments finis ANSYS<sup>TM</sup> et du calcul analytique effectué à l'aide de la loi de Biot et Savart (système (C.7)) et en tenant compte de l'additivité des inductions ont été comparées.

Remarque : Dans toute la suite les courbes de la composante  $B_z$  ne seront ni présentées ni discutées, car toujours nulles.

#### 2.3.1.1 Géométrie adoptée

Toujours en se basant sur le travail de l'équipe de Harbin le coil a été choisi de diamètre 58 mm, soit 29 mm de rayon  $R$ .

Dans le cas d'une spire unique, le rayon  $r$  de la section de celle-ci est de 1 mm. Dans le cas de la bobine à 17 spires, le rayon  $r$  de la section de chaque spire est de 1,5 mm. D'autre part, l'écart entre deux centres de spires est de 6 mm.

Le rayon extérieur de l'air intermédiaire dans le modèle éléments finis est de 0,3 m et celui de l'air infini de 0,6 m.

#### 2.3.1.2 Comparaison modèle éléments finis vs calcul analytique en courant continu

Pour le courant continu, les résultats peuvent être analysés en espace. La figure 2.6 présente les comparaisons pour la composante  $B_y$  de l'induction magnétique le long de l'axe de rotation respectivement dans le cas du coil à une spire et dans le cas du coil à 17 spires.

La documentation d'ANSYS<sup>TM</sup> annonçait la présence éventuelle d'irrégularités au niveau de l'axe de symétrie, et c'est ce qui est constaté pour la composante  $B_x$  (irrégularité de l'ordre de  $10^{-3}$  T) de part et d'autre du niveau du plan où se situe la spire. Cela n'est pas une entrave dans cette thèse car d'une part les valeurs de  $B_x$  comparées aux valeurs de  $B_y$  sont dix à cent fois plus

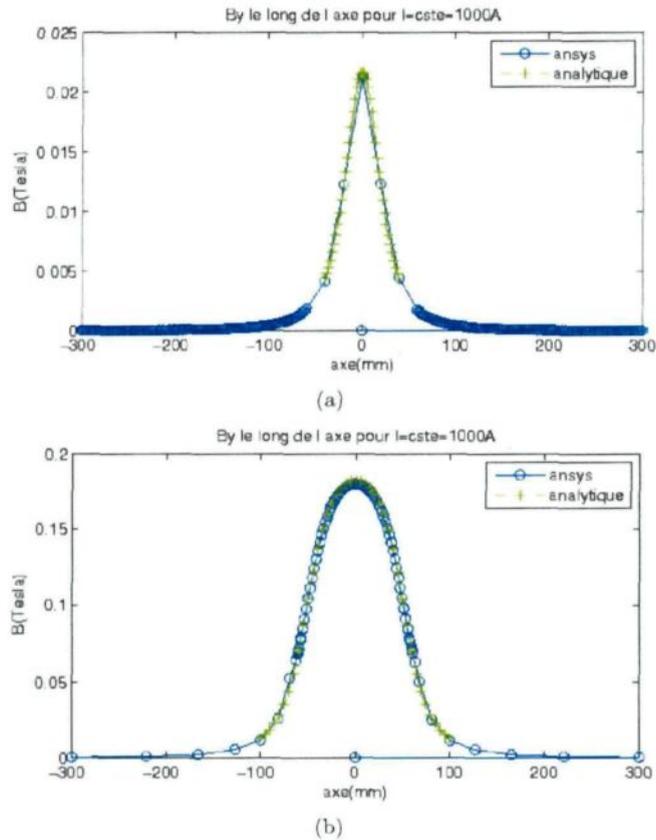


FIG. 2.6 – Comparaison de l'induction magnétique  $B_y$  donnée par ANSYS et par le calcul analytique le long de l'axe dans le cas d'un courant continu pour un coil a) à 1 spire et b) à 17 spires

petites pour le coil à dix-sept spires, d'autre part, c'est  $B_y$  qui joue un rôle pour le déplacement radial du tube et enfin, les parois des tubes ne sont pas situées sur l'axe.

Les valeurs de la composante  $B_y$  concordent parfaitement et c'est ce qui importe le plus pour la suite.

### 2.3.1.3 Comparaison modèle éléments finis vs calcul analytique en courant alternatif

Pour le courant alternatif, les résultats sont représentés en fonction du temps, pour des points fixes de l'espace. Les figures 2.7 et 2.8 présentent les comparaisons pour les composantes  $B_r$  et  $B_y$  de l'induction magnétique en un point dans la zone où le tube extérieur serait placé, respectivement dans le cas du coil à une spire et dans le cas du coil à 17 spires (à mi-hauteur de celui-ci). En annexe E, des tests en d'autres points de l'espace sont présentés.

Les courbes se superposent, avec une légère différence pour  $B_x$ , mais sa valeur est très petite devant celle de  $B_y$  et de plus, elle n'influencera pas la force de Lorentz radiale.

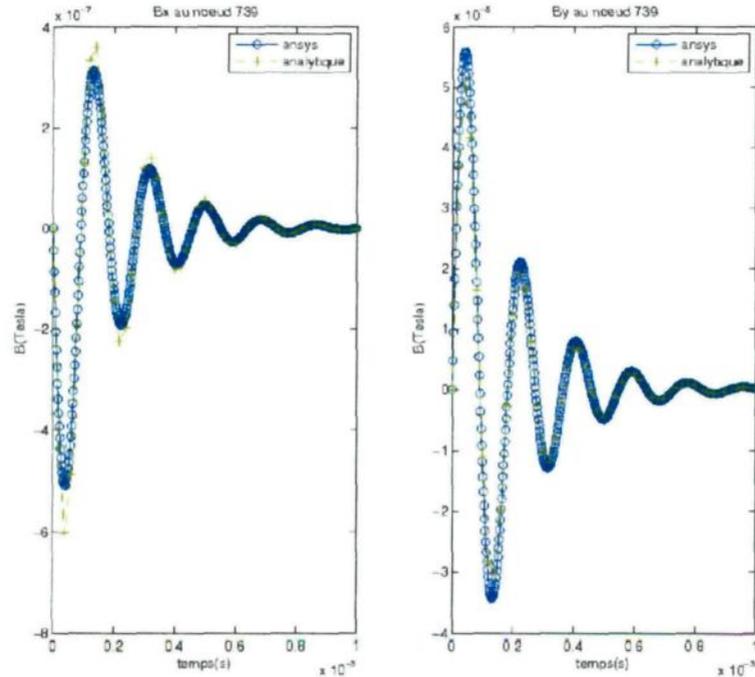


FIG. 2.7 – Comparaison des inductions magnétiques à gauche)  $B_x$  et à droite)  $B_y$  données par ANSYS et par le calcul analytique au niveau du tube dans le plan du coil dans le cas d'un coil à 1 spire et d'un courant alternatif

#### 2.3.1.4 Conclusion et analyses

Il y a donc une bonne adéquation entre les résultats du modèle d'ANSYS<sup>TM</sup> et ceux du calcul analytique ; le modèle en éléments finis calcule de façon exacte l'induction magnétique.

La valeur de la composante  $B_y$  est toujours d'un, deux voire même trois ordres au-dessus de celle de  $B_x$ , ce qui est attendu dans une configuration de compression.

La comparaison entre la composante  $B_y$  pour un point situé à la mi-hauteur d'un potentiel tube extérieur et pour un point situé aux extrémités de celui-ci, montre que la première a une valeur supérieure à la deuxième. Cette différence joue un rôle dans la dissymétrie à apporter dans la projection du tube extérieur sur le tube intérieur, car pour que le soudage ait lieu il faut un certain angle entre les surfaces d'après les travaux de Akbari Mousavi sur le soudage par explosion [Mousavi & Al-Hassani 2008b].

Les valeurs de  $B_x$  et celles de  $B_y$  en haut et en bas de là où serait le tube sont les mêmes ou presque. Cependant  $B_x$  change de signe lorsqu'on passe d'une extrémité du tube à l'autre. Cela peut aussi aider à la création de l'angle.

De cela, il ressort que la position en profondeur du tube dans le coil peut faire varier les paramètres du soudage.

En courant alternatif dans le cas d'un coil uni-spire, l'induction magnétique a été analysée en trois points du plan de la spire : le centre, le milieu du rayon et au niveau du tube potentiel. Il est à noter qu'au centre l'induction est nulle. Les valeurs des inductions  $B_x$  et  $B_y$  augmentant en

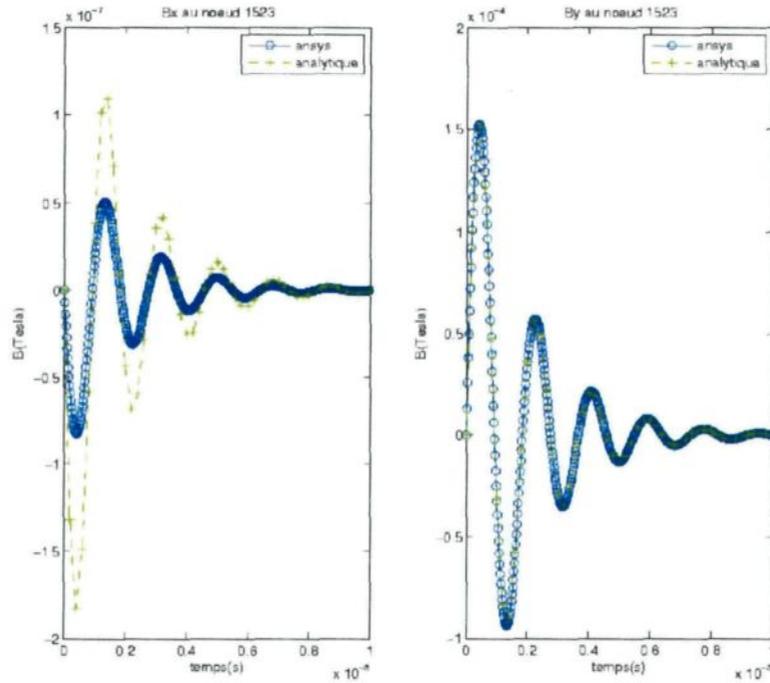


FIG. 2.8 – Comparaison des inductions magnétiques à gauche)  $B_x$  et à droite)  $B_y$  données par ANSYS et par le calcul analytique au niveau du tube à mi-hauteur de la bobine dans le cas d'un coil à 17 spires et d'un courant alternatif

s'approchant de la spire, la valeur de  $B_y$  est triplée entre le milieu du rayon et le niveau du tube. Lorsque le tube sera ajouté et que le courant induit créera aussi une induction qui s'oppose à celle-ci il pourra donc être considéré qu'à l'intérieur du tube le champ magnétique est nul. C'est l'hypothèse qui a été retenue dans le développement du modèle en différences finies.

### 2.3.2 Confrontation des modèles en présence d'un tube extérieur

Dans ce sous-paragraphe, un tube extérieur est ajouté, ainsi il faut valider l'utilisation du modèle en éléments finis d'ANSYS<sup>TM</sup>, par vérification des calculs de l'induction magnétique en présence du courant induit ainsi que des forces sur le tube.

#### 2.3.2.1 Paramètres

La configuration du modèle choisie est toujours celle de l'équipe de Harbin [Haiping & Chunfeng 2009], c'est-à-dire une configuration de formage, avec un seul tube et une bobine de 17 spires. La géométrie choisie est la même que celle de l'article, à l'exception que les spires de la bobine ont été choisies de section ronde (figure 2.9).

Le tube est défini comme un aluminium de résistivité fixée à  $2,7 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$  et de perméabilité relative 1. La résistivité du coil est fixée à  $4 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$  et sa perméabilité relative à 1. La perméabilité relative de l'air est fixée à 1.

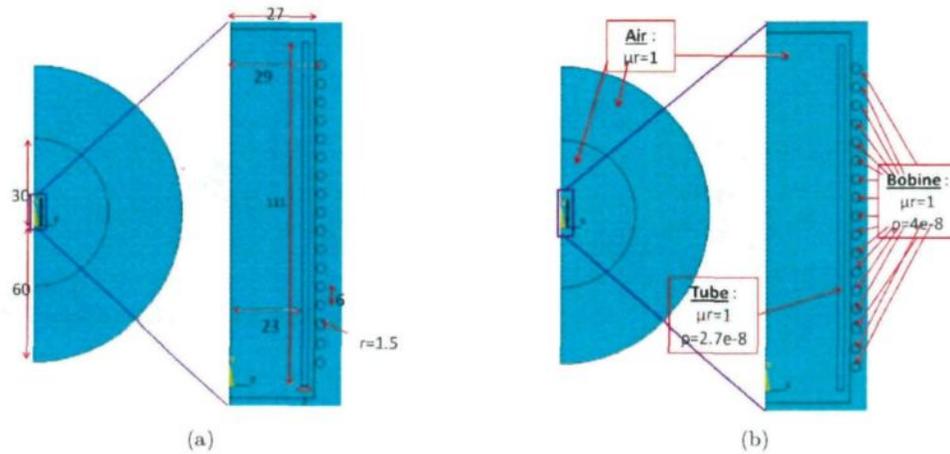


FIG. 2.9 – Modèle magnétique développé sous ANSYS<sup>TM</sup> : a) géométrie et b) définition des matériaux

Le tube est maillé dans tous les modèles en 220 éléments dans sa longueur et 20 éléments dans sa largeur.

Le courant imposé est de la forme de l'équation 1.11 avec  $U=2,4$  kV,  $C=702$   $\mu$ F,  $L=1,223$   $\mu$ H,  $\beta=5327$   $s^{-1}$  et  $\omega=34315$  rad/s (figure 2.10).

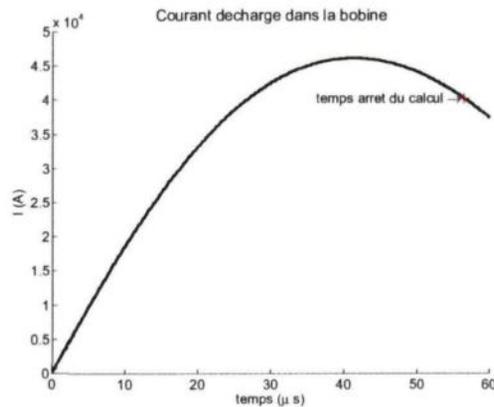


FIG. 2.10 – Courant  $I$  déchargé dans la bobine

Le temps d'arrêt du calcul est posé à  $55,4$   $\mu$ s soit juste après le pic du courant et le pas de temps de calcul a été fixé à  $2e-7$  s.

Les résultats issus des différents modèles magnétiques vont être comparés sur les courbes des figures 2.11 et 2.12 dans l'objectif de valider l'utilisation retenu pour la suite.

## 2.3.2.2 Comparaisons et conclusion

Les résultats obtenus par le calcul en différences finies sous MATLAB<sup>TM</sup> et par le calcul en éléments finis sous ANSYS<sup>TM</sup> et sous COMSOL<sup>TM</sup> sont très similaires que ce soit pour le champ magnétique  $\mathbf{B}$ , la densité de courant induit  $\mathbf{J}_\phi$  ou encore la densité de force  $\mathbf{F}_r$  (figures 2.11 et 2.12).

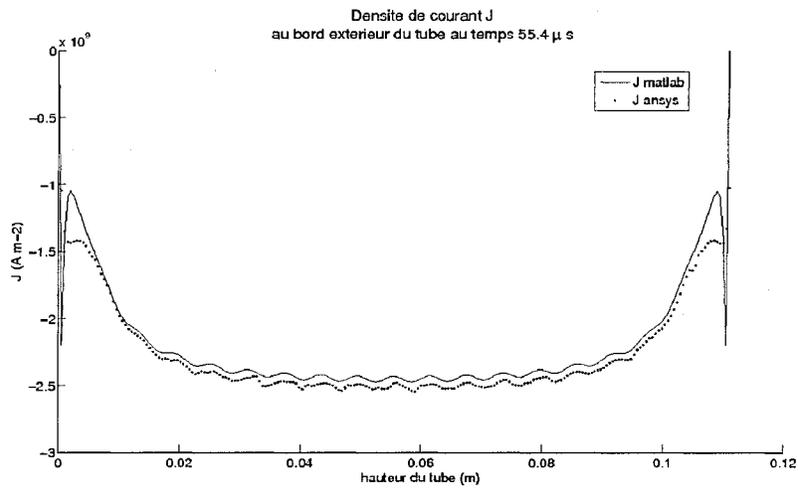
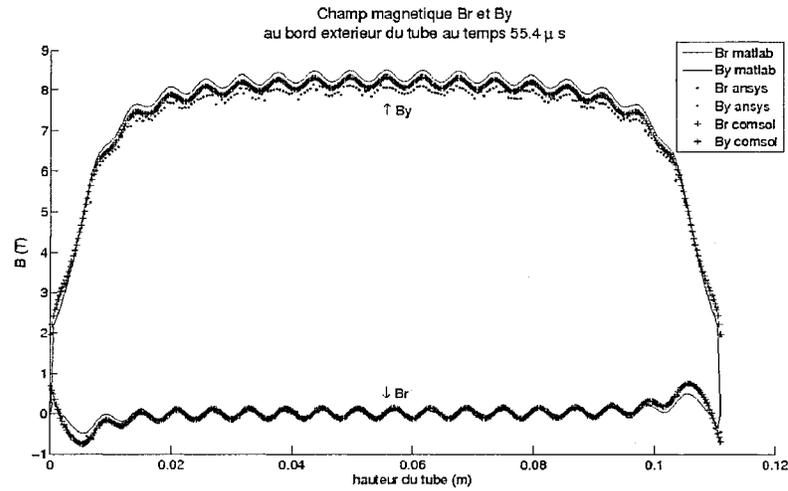


FIG. 2.11 - Comparaison au temps  $t = 55,4 \mu\text{s}$  des valeurs par différences finies sous MATLAB<sup>TM</sup> et par éléments finis sous ANSYS<sup>TM</sup> pour a) l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  et b) la densité de courant  $\mathbf{J}$

L'induction magnétique  $B_x$  est toujours négligeable devant  $B_y$ . En présence du tube, l'inten-

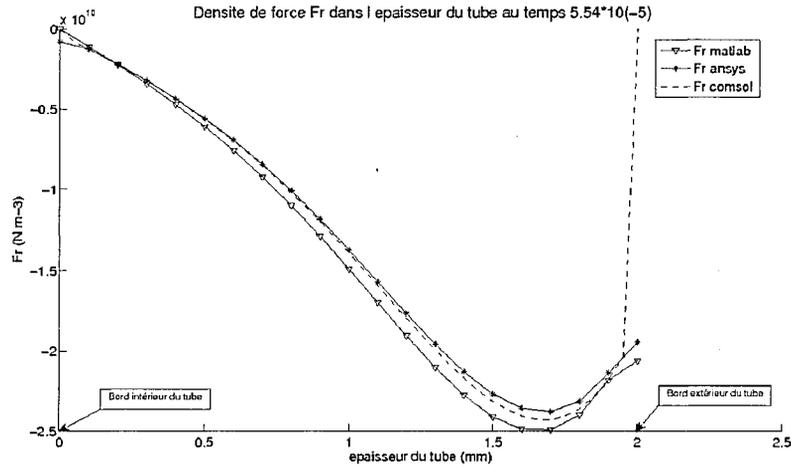


FIG. 2.12 – Comparaison au temps  $t = 55,4 \mu\text{s}$  des valeurs par différences finies sous  $\text{MATLAB}^{\text{TM}}$  et par éléments finis sous  $\text{ANSYS}^{\text{TM}}$  et  $\text{COMSOL}^{\text{TM}}$  de la densité de force  $Fr$  dans l'épaisseur du tube, à la moitié de sa hauteur

sité de  $B_y$  est augmentée, ce qui induira de plus grandes forces de déplacement.

Enfin, la figure 2.12 présentée dans l'épaisseur du tube, démontre qu'il y a bien atténuation des grandeurs considérées lors de la pénétration du tube. Ce dernier joue bien un rôle d'écran. L'hypothèse de valeur 0 sur le bord intérieur du tube dans le modèle en différences finies est valable.

En l'absence de données expérimentales, les résultats numériques par différentes techniques de calcul ont toutefois été confrontés permettant ainsi de valider l'utilisation du modèle magnétique en éléments finis sous  $\text{ANSYS}^{\text{TM}}$ . Dans la prochaine section, il sera exploité par une étude de sensibilité de ses paramètres.

## 2.4 Etude de sensibilité du modèle magnétique

Tout d'abord une analyse en temps a été menée sur le modèle dans la configuration précédente. L'étude de sensibilité s'est faite par variation successive de six des paramètres. La configuration de départ est celle utilisée pour la validation, de même que les paramètres électriques, de maillage et de résolution dans le temps; cette configuration évolue au fur et à mesure des conclusions adoptées après chaque variation de paramètres.

### 2.4.1 Etude en temps du modèle

L'analyse porte sur un élément situé à mi-hauteur du tube et sur le bord extérieur de celui-ci, là où les forces exercées sont les plus importantes.

La figure 2.13 présente l'évolution des grandeurs caractéristiques. Toutes évoluent de façon sinusoïdale avec le courant déchargé dans le coil.

Cette figure permet de comparer les profils de variation de ces différentes grandeurs. Il est à

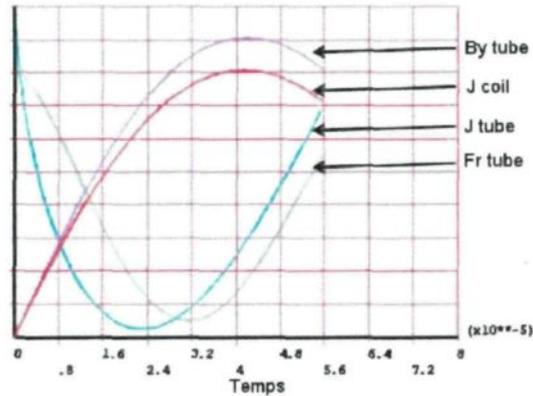


FIG. 2.13 – Comparaison des profils de variation des différentes grandeurs à mi-hauteur du tube, face extérieure

noter que l'induction magnétique  $B$  varie en même temps que le courant qui est à son origine, tandis que le courant induit et la force de Lorentz varient plus vite. Le courant induit dans le tube provient de la variation du champ magnétique dans lequel il est placé, variation qui est plus importante en début de processus (là où la pente du courant dans le coil et donc la pente du champ magnétique est la plus grande). La force de Lorentz étant la résultante de la multiplication de la valeur du champ magnétique par le courant il en ressort que sa variation est influencée par celles de ces deux grandeurs.

#### 2.4.2 Sensibilité du maillage pour différentes épaisseurs de tube

En tout premier lieu, une étude de convergence du maillage a été menée. Le tube est toujours maillé en 220 éléments dans sa hauteur tandis que la densité de maillage dans l'épaisseur varie suivant quatre valeurs : 2 éléments, 4 éléments, 8 éléments et enfin 16 éléments par 0,5 mm d'épaisseur de tube. Quatre épaisseurs de tube sont analysées ainsi : 0,5 mm, 1 mm, 2,5 mm et 1 cm. Pour chacune des épaisseurs de tube, la convergence des grandeurs  $B$ ,  $J$  et  $F$  a été vérifiée et il en a résulté que tous les maillages permettent une bonne estimation de la densité de force exercée dans le tube et donc peuvent être utilisés dépendamment de ce qui est recherché.

A titre d'exemple, pour une épaisseur de 1 mm du tube, la figure 2.14(a) montre que la force exercée sur la longueur du tube est la même quelque soit le maillage.

Toujours pour un tube de 1 mm, la figure 2.15 montre que dès le maillage de densité 2 éléments par 0,5 mm d'épaisseur, la convergence est atteinte pour la densité de force; toutefois ce n'est qu'à partir du maillage 4 éléments par 0,5 mm d'épaisseur que la répartition de la densité de force dans l'épaisseur du tube devient précise. La courbe de la figure 2.14(b) vient appuyer que la convergence de la force totale exercée dans le tube est vraiment atteinte pour le maillage 4 éléments par 0,5 mm d'épaisseur.

Pour les plus petites épaisseurs de tube plus le maillage est fin plus la répartition est capturée. Toutefois dès que l'épaisseur grossit, un maillage plus gros suffit. D'autre part, si le but est de voir ce qui se passe au niveau local, il est bon de prendre un maillage suffisant pour voir les pics

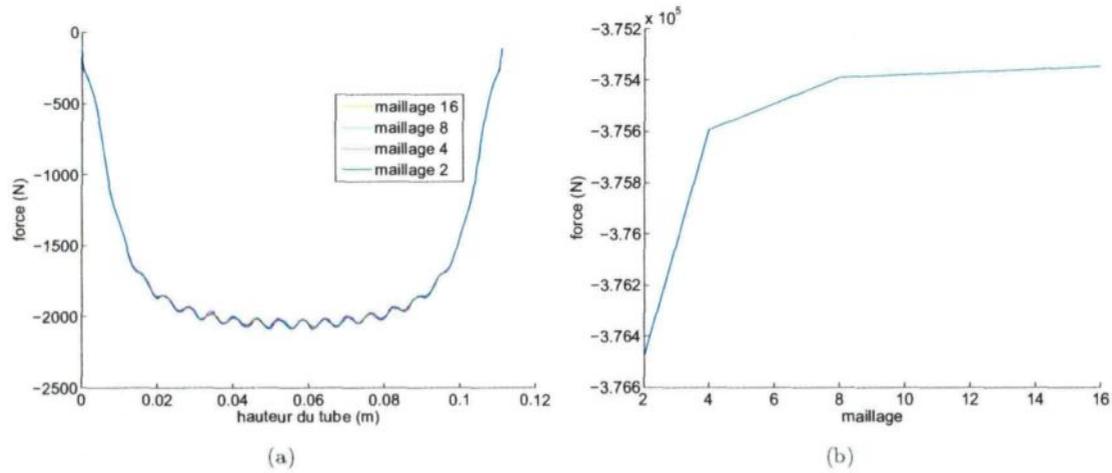


FIG. 2.14 – Comparaison pour un tube d'épaisseur 1 mm et pour les maillages de densité 2, 4, 8 et 16 éléments pour 0,5 mm d'épaisseur a) des forces exercées sur le tube suivant sa hauteur (courbes superposées) et b) de la force totale exercée sur le tube

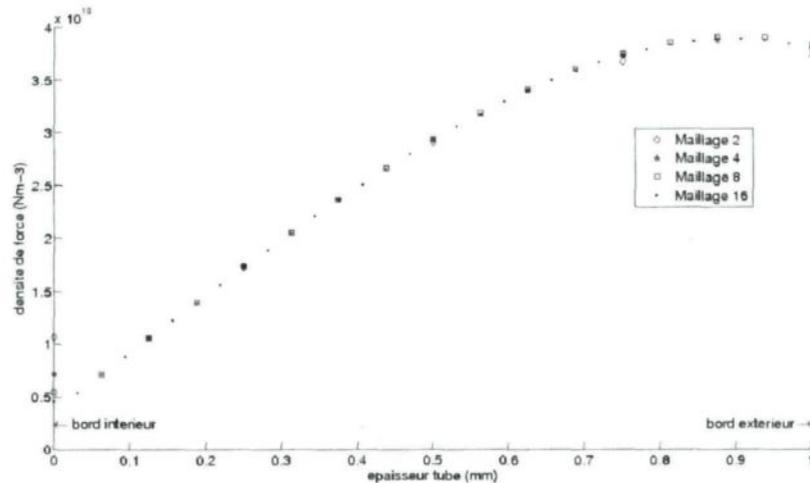


FIG. 2.15 – Répartition de la densité de force  $F_r$  dans le tube d'épaisseur 1 mm pour les densités de maillage 2, 4, 8 et 16 éléments par 0,5 mm

maximaux et minimaux. Le choix pour la suite est donc tel que :

- tube 0.5 à 1 mm : maillage 8;
- tube 1 à 5 mm : maillage 4;
- tube > 5 mm : maillage 2.

### 2.4.3 Variation de l'épaisseur du tube

Dans cette étude, le rayon extérieur du tube, de longueur 11,1 cm, est fixé à 2,5 cm. Onze valeurs d'épaisseur sont étudiées : 0,5 mm, 1 mm, 1,5 mm, 2 mm, 2,5 mm, 3 mm, 3,5 mm, 4 mm, 4,5 mm, 5 mm et 1 cm.

L'étude dans l'épaisseur du tube (figure 2.16), montre qu'il y a une pénétration maximale des forces dans le tube, pénétration ici d'environ 2 mm. Cela est dû au coefficient de peau (équation (2.7)) ici de valeur 1,1 mm.

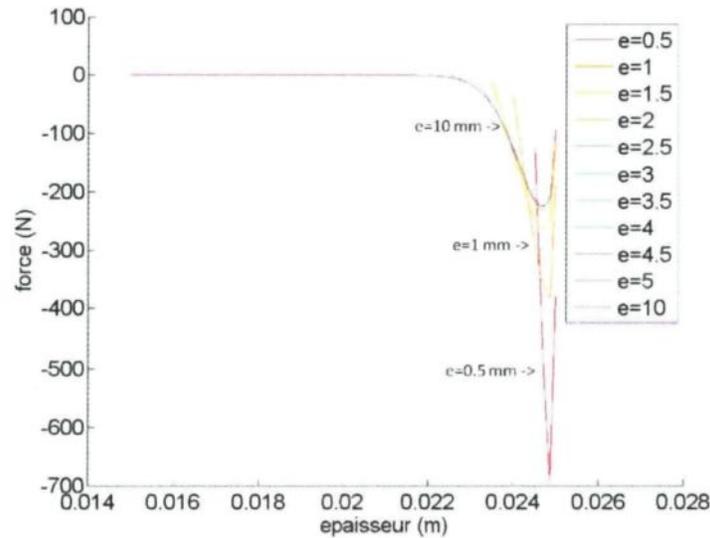


FIG. 2.16 – Comparaison des forces  $F_r$  dans l'épaisseur du tube, pour des tubes d'épaisseur différentes

L'intensité de la force pénétrant dans le tube mais aussi de celle sur le bord extérieur du tube varie en fonction de l'épaisseur quand le tube est plus fin que 2 mm ; pour des épaisseurs plus grandes elle reste avec le même profil. Plus l'épaisseur est petite, plus l'amplitude de la force est grande, ce qui est en accord avec la thèse de Siddiqui [Siddiqui 2009].

Le courant dans le coil étant sinusoïdal il y a une diminution de celui-ci après un pic maximum et donc comme une pénétration du pic maximum des grandeurs à l'intérieur de l'épaisseur du tube, ce qui est conforme aux travaux de Correia [Correia *et al.* 2008].

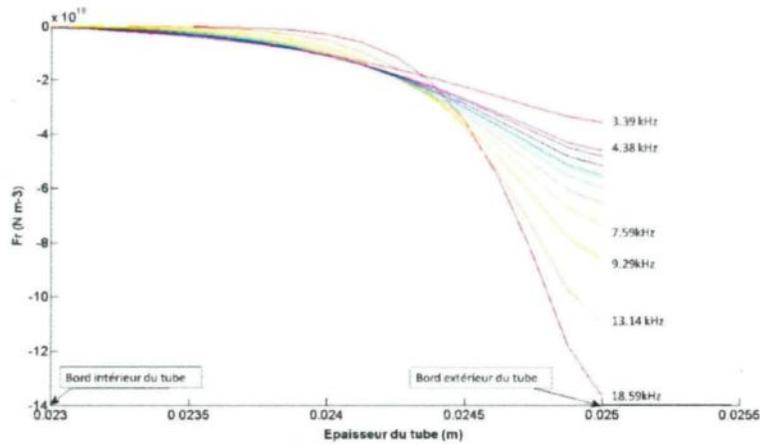
Les forces totales mises en jeu sont sensiblement les mêmes pour toutes les épaisseurs de tube, or la quantité de matière à déplacer n'est pas la même. Donc, si on est capable d'augmenter suffisamment la fréquence pour que le champ soit atténué (profondeur de peau  $<$  épaisseur), il est préférable d'avoir des tubes suffisamment minces, disons de moins de 3mm.

La suite de l'étude s'est effectuée avec un tube d'épaisseur 2mm.

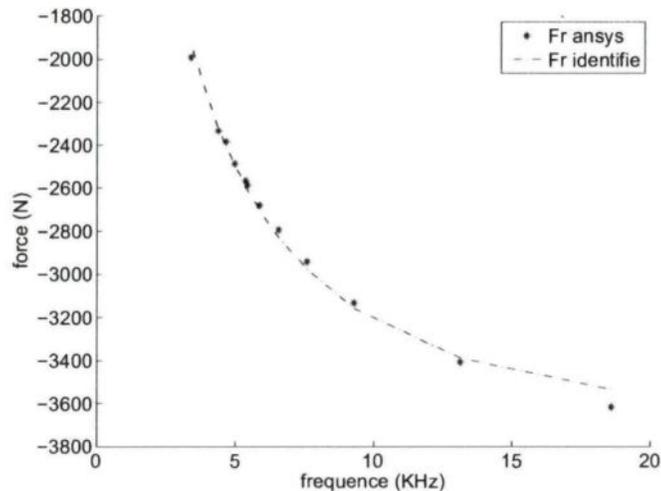
### 2.4.4 Variation du courant déchargé dans la bobine

Douze fréquences de courant déchargé dans la bobine ont été testées, fréquences déterminées à l'aide de l'article [Haiping & Chunfeng 2009] : 18,59 kHz, 13,14 kHz, 9,29 kHz, 7,59 kHz, 6,57

kHz, 5,88 kHz, 5,43 kHz, 5,37 kHz, 4,97 kHz, 4,65 kHz, 4,38 kHz et 3,39 kHz - Remarque : le changement de fréquence est lié au changement de la capacité et de l'inductance, elles ont donc été modifiées dans les équations du courant en plus de la vitesse angulaire. Les comparaisons sont faites au moment du premier pic maximum de décharge de chacune.



(a)



(b)

FIG. 2.17 – Pour des courants déchargés de fréquences différentes : a) densité de force dans l'épaisseur du tube et b) Force à mi-hauteur du tube

Plus la fréquence est élevée, plus la pénétration est faible (figure( 2.17(a)) conformément au coefficient de peau (équation (2.7)). Le premier pic pour les plus hautes fréquences arrive à un temps beaucoup plus petit que celui des basses fréquences. Le matériau a donc plus de temps pour "amortir" le phénomène à basse fréquence, il a le temps d'absorber et donc la pénétration est plus en profondeur dans la matière mais moins intense en valeur. Dans les hautes fréquences,

la réaction est plus vive, et donc plus sur la peau du matériau.

La figure 2.17(b) compare la force  $Fr$ , à mi-hauteur du tube, pour un volume d'un élément de hauteur et d'épaisseur celle du tube. Plus la fréquence est élevée et plus les forces mises en jeu sont grandes et le déplacement est donc plus rapide et plus grand, ce qui est validé par les travaux de thèse de Siddiqui [Siddiqui 2009] et favorise ainsi le soudage (en prêtant toutefois attention à ne pas avoir une vitesse trop élevée favorisant un rebond de la matière).

La forme de la courbe a été comparée avec le modèle simplifié de Pulsar où la pression sur le tube extérieur est donnée par l'équation :

$$P = \frac{B^2}{2\mu} (1 - e^{-2t\sqrt{\pi J\mu\sigma}}) \quad (2.60)$$

Une identification de cette forme donne l'équation (courbe pleine sur la figure 2.17(b)) :

$$Fr = 11075 * e^{-\sqrt{F/1000}} - 3683 \text{ N} \quad (2.61)$$

Bien que ce soit une approximation, il est clair que la solution est quasiment une équation affine de  $e^{-\sqrt{F}}$ .

Voulant avoir une étude plus proche des conditions de soudage, la suite de l'étude s'est effectuée à 13,14 kHz.

#### 2.4.5 Variation du jeu entre le tube et le coil

L'épaisseur du tube est maintenue à 2 mm et le courant dans le coil à la fréquence 13,14 kHz. Afin de faire varier le jeu tube/coil le diamètre du tube est varié de façon à ce que le jeu prenne les valeurs : 1 mm, 1,5 mm, 2 mm, 2,5 mm, 3 mm, 3,5 mm, 4 mm, 4,5 mm, 5 mm, 5,5 mm et 6 mm.

L'écart entre le tube et le coil joue un rôle non négligeable dans les forces mises en jeu (figure 2.18). La pénétration quelque soit l'écart se fait de la même façon avec une amplitude plus grande pour un écart plus petit, donc un déplacement supposé plus grand. La courbe de la force décroissante peut être approchée par une équation quadratique :

$$Fr = -3946 + 234.9 * ecart * 10^3 - 7.6 * (ecart * 10^3)^2 \text{ N} \quad (2.62)$$

Ici la configuration aux spires écartées se ressent énormément par des valeurs de forces très variables le long du tube dès que l'écart est petit. L'étude continuera donc avec un écart de 2,5 mm, tout en gardant à l'esprit que dans une configuration de soudage, la bobine est de forme lisse face au tube et donc l'écart le plus profitable sera plus près sans ce problème de valeurs accidentées mais avec le souci d'apparition d'arcs électriques.

#### 2.4.6 Variation de la longueur du tube

Onze longueurs de tube ont été testées. L'extrémité inférieure du tube est restée fixée - soit juste avant le début du coil - tandis que l'extrémité supérieure a, quant à elle, fluctué de façon à ce que la longueur du tube varie, de centimètre en centimètre, depuis 1 cm jusque 11 cm - soit juste après le coil.

Lorsque le tube mesure 11 cm il est plus long que le coil, les forces s'exercent de façon symétrique sur la longueur de celui-ci et sont dégressives aux extrémités. Par contre, lorsque

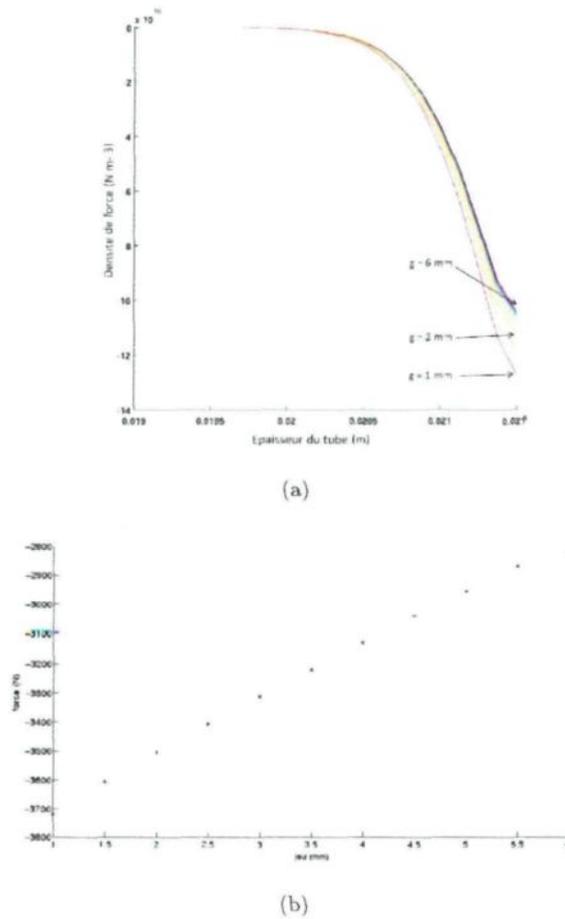


FIG. 2.18 – Pour des jeux tube/bobine différents : a) Force volumique dans l'épaisseur du tube et b) Force à mi-hauteur du tube.

l'extrémité supérieure du tube se trouve dans le coil, les forces exercées le long du tube sont de même valeur tandis qu'il y a une forte perturbation à l'extrémité, les valeurs pouvant varier par un facteur de 3,5 (figure 2.19). Ceci est en accord avec les résultats de l'article [Li *et al.* 2005].

La densité de force  $F_r$  maximale est atteinte pour les longueurs de tube 3 à 5 cm. Pour que le soudage ait lieu, il est important d'avoir un angle dynamique d'impact entre les tubes d'une valeur ni trop petite ni trop grande; ce paramètre peut participer à imposer cet angle.

Pour la suite de l'étude, le tube sera de longueur 6 cm, soit à peu près au milieu de la longueur du coil.

#### 2.4.7 Influence d'un deuxième tube

Le tube intérieur, d'épaisseur 5 mm, est de longueur 7 cm de telle sorte que les deux tubes se superposent sur 2 cm de longueur. L'écart entre les deux tubes varie de 1 à 6 mm.

L'introduction d'un tube intérieur vient perturber un petit peu la distribution du champ

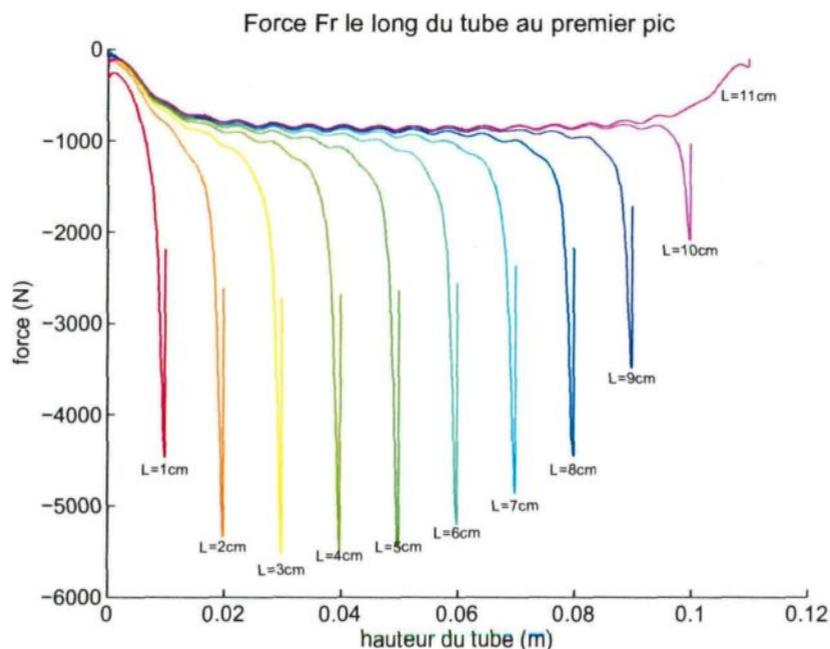


FIG. 2.19 – Evolution de la force radiale le long du tube, pour différentes longueurs

magnétique, celle de la densité de courant et celle de la densité de force dans le tube extérieur. La présence du tube externe joue un rôle de filtre contre le champ magnétique qui va atteindre le tube intérieur, empêchant celui-ci d'être trop déplacé à l'endroit où le tube extérieur va le rejoindre (figure 2.20(b)).

Pour les paramètres donnés ici, la présence d'un tube intérieur diminue les forces  $F_r$  mises en jeu dans le tube extérieur, toutefois lorsque le tube intérieur est éloigné la force  $F_r$  réaugmente (figure 2.20(a)). Dans le même temps la force  $F_r$  diminue dans le tube interne. Il faudra donc jouer sur ce paramètre pour parvenir à la configuration géométrique requise pour qu'il y ait soudage. La force  $F_r$  dans le tube interne est entre deux et quatre fois plus petite que celle exercée dans le tube externe. De plus, le taux de matière du tube interne à déplacer est généralement plus grande que celle du tube externe, donc son déplacement sera moins important que celui du tube externe.

Enfin, le tube externe a été placé de telle sorte que son extrémité soit dans la longueur de la bobine afin de profiter des effets de bords sur son extrémité. Pour minimiser les forces exercées sur le tube intérieur il faut que l'extrémité soit plus proche de l'extrémité de la bobine, afin il y ait plus d'écran protecteur.

En fonction de l'impact souhaité il faudra jouer sur le jeu entre le tube intérieur et le tube extérieur. Cela influe sur les forces exercées sur les deux ; or nous souhaitons que ces forces ne soient ni trop grandes ni trop petites.

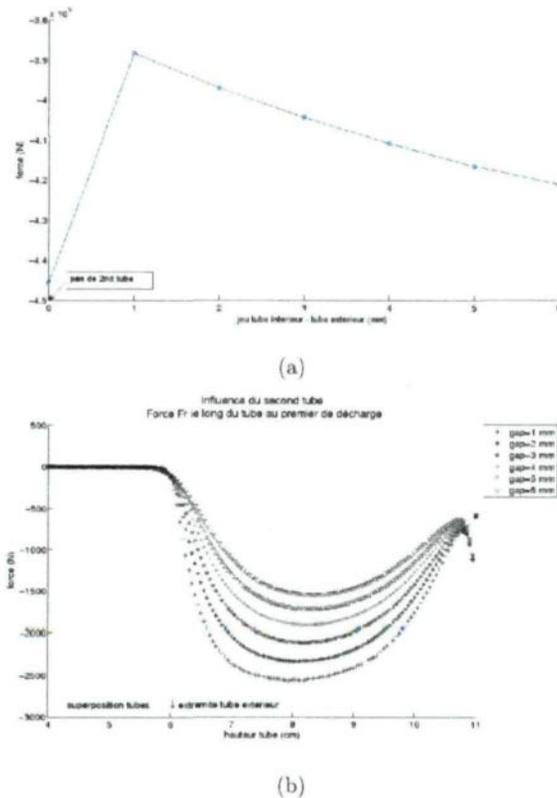


FIG. 2.20 – Force  $F_r$  après insertion d'un tube interne pour différents jeux entre les tubes : a) tube extérieur et b) tube intérieur

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle magnétique en éléments finis à l'aide du logiciel ANSYS<sup>TM</sup> a été développé.

Par comparaison des résultats de celui-ci avec un modèle en éléments finis COMSOL<sup>TM</sup> et un modèle en différences finies codés sous MATLAB<sup>TM</sup> pour les grandeurs caractéristiques d'un problème magnétique, à savoir l'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , le courant induit  $\mathbf{J}$  et les forces de Lorentz  $\mathbf{F}$ , son utilisation a été validée et les choix d'hypothèses et d'options des paramètres entérinés.

L'étude de sensibilité donne déjà un aperçu de l'influence que les différents paramètres vont jouer sur le déplacement des tubes et comment il est possible de les manipuler afin de se placer dans les contraintes de soudage. Les paramètres les plus influents sont bien entendu le courant déchargé dans le coil, mais aussi l'écart tube extérieur/coil et aussi le positionnement du tube intérieur.

Ces conclusions ne tiennent pas compte de la déformation (comportement mécanique du tube) et elles peuvent changer.

Il s'agit désormais de coupler ce modèle avec un modèle mécanique adapté afin d'analyser les

déplacements et d'affiner les paramètres.



# Développement d'un modèle à couplage séquentiel

---

## Sommaire

<b>3.1 Schéma du modèle séquentiel</b> . . . . .	<b>72</b>
3.1.1 Les modèles possibles . . . . .	72
3.1.2 Logiciels . . . . .	72
3.1.3 Architecture du modèle séquentiel . . . . .	73
<b>3.2 Le modèle mécanique</b> . . . . .	<b>75</b>
3.2.1 Les équations . . . . .	75
3.2.2 Squelette du modèle mécanique . . . . .	77
3.2.3 Le contact . . . . .	78
<b>3.3 Stratégies de résolution des problèmes liés au couplage - mise en place de l'outil pour la modélisation du formage</b> . . . . .	<b>79</b>
3.3.1 1ère approche : couplage faible - configuration formage . . . . .	79
3.3.2 2ème approche : couplage séquentiel - configuration formage . . . . .	83
<b>3.4 Etude de sensibilité de quelques paramètres du modèle en formage</b> . . . . .	<b>89</b>
3.4.1 Etude sur le pas de temps . . . . .	89
3.4.2 Influence des paramètres matériaux . . . . .	90
3.4.3 Influence des paramètres procédé . . . . .	90
<b>3.5 Mise en place de l'outil numérique pour la simulation du soudage</b> . . . . .	<b>93</b>
3.5.1 1ère approche : couplage faible - configuration soudage . . . . .	93
3.5.2 2ème approche : couplage séquentiel- faible - configuration soudage . . . . .	94
3.5.3 Comparaison rapide des résultats . . . . .	96
<b>3.6 Conclusion</b> . . . . .	<b>96</b>

---

*Ce chapitre se concentre sur le développement d'un modèle magnéto-mécanique faiblement ou séquentiellement couplé; le modèle magnétique, vu et justifié au chapitre précédent, est développé dans ANSYS<sup>TM</sup>, le modèle mécanique, ici présenté, tourne dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> ou dans ANSYS<sup>TM</sup> en configuration formage et le tout est coordonné à l'aide du logiciel MATLAB<sup>TM</sup>. Dans un premier temps, l'architecture du modèle séquentiel est présentée, puis le modèle mécanique est introduit, suivi d'une validation du modèle mécanique et des techniques de couplage utilisées avec une discussion sur les problèmes de maillage/remaillage rencontrés et les limites des logiciels. Cette discussion met en évidence l'avantage d'une approche à couplage séquentiel par rapport à une approche à couplage faible. Toute cette validation mettra en place un modèle numérique pour simuler le formage d'un tube en compression. Enfin, la dernière partie s'attachera à exploiter les techniques mises en place pour une simulation du processus de soudage.*

## 3.1 Schéma du modèle séquentiel

### 3.1.1 Les modèles possibles

Le choix de la nature du couplage est une étape importante : couplé ? semi-couplé ? découplé ?

Dans un couplage fort les interactions sont bidirectionnelles et les deux physiques doivent être résolues simultanément, donc les équations magnétiques et les équations de la dynamique conjuguées et mises dans le même système matriciel à résoudre. Cela est bien entendu intéressant car témoigne de la simultanéité telle que dans la réalité. Toutefois, la littérature montre que même sans cela les résultats sont corrects ; de plus des études ont montré qu'il n'est pas nécessaire de tenir compte de la vitesse de déplacement pour le calcul magnétique [Ben-Artzy *et al.* 2010]. Il n'a donc pas été jugé pertinent d'alourdir ainsi inutilement le travail de cette thèse.

Dans un couplage faible, les effets de la résolution mécanique sur le magnétisme ne sont pas recoupsés. Une possibilité est de récupérer les forces magnétiques à chaque pas de temps pour la configuration de départ puis de les appliquer comme forces d'entrée à chaque pas de temps dans le modèle mécanique. Ce couplage faible tient compte de la variation de courant au fur et à mesure du temps. Elle est intéressante si on considère que le tube se déplace peu et donc que la distance entre le tube et le coil ne varie pas suffisamment pour influencer beaucoup. La sous-section 3.3.1 de ce chapitre présente quelques résultats de couplage faible pour le modèle de cette thèse. Cette méthode est exploitée lorsque les logiciels ont atteint leurs limites en couplage séquentiel.

Dans cette thèse c'est un couplage intermédiaire qui a été choisi chaque fois que possible. Il est appelé couplage séquentiel car avec interactions bidirectionnelles des physiques magnétiques et mécaniques ; il s'agit de faire se succéder les résolutions magnétiques et les résolutions mécaniques pour des pas de temps très petits. Cela permet, tout en ayant des calculs plus légers et dans les logiciels les plus appropriés à la physique résolue, d'être plus proche de la réalité : la force exercée à un instant  $t$  induit cet instant un déplacement, au temps  $t + \Delta t$  elle est différente du fait de la variation du courant déchargé dans le coil et du fait de la déformation spatiale, elle induit donc un déplacement un peu différent, etc. Cette méthode va donc dans le sens de la dynamique du processus. Eventuellement, il faudrait coupler aussi un calcul thermique provenant de la chaleur due aux déformations et de celle due à la présence du courant induit en court-circuit dans le tube.

### 3.1.2 Logiciels

Comme vu dans le chapitre précédent, les calculs magnétiques s'opèrent à l'aide du modèle développé sous le logiciel ANSYS<sup>TM</sup> ; toutefois pour quelques comparaisons, le modèle développé sous COMSOL<sup>TM</sup> est utilisé.

Ce choix est approprié pour la facilité de gestion des fichiers du modèle : possibilité d'arrêter le calcul en cours, de récupérer les données d'entrée du modèle mécanique, de relancer le calcul là où arrêté et après avoir déplacé les nœuds ; des fichiers sont générés à chaque étape, ce qui permet de ne pas avoir de trop lourds calculs en train de tourner, contrairement à COMSOL<sup>TM</sup> qui nécessiterait un équipement ordinateur plus puissant pour pouvoir faire la mise à jour de la

géométrie avant de relancer le calcul.

Deux modèles mécaniques sont développés ; dans ANSYS<sup>TM</sup> pour la configuration de formage et dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> pour les configurations de formage et de soudage. Plusieurs raisons viennent appuyer cette décision.

Ce choix a été notamment influencé par le fait qu'ils sont tous deux déjà utilisés pour des travaux sur le formage électromagnétique [Siddiqui 2009, Kore *et al.* 2010, Haiping *et al.* 2009, Mamalis *et al.* 2005]. Ils ont déjà fait leurs preuves en terme de robustesse.

Côté pratique, ils sont déjà utilisés par les deux laboratoires où cette thèse s'est déroulée. De plus, ils permettent de créer des fichiers à chaque pas de temps et de relancer le calcul aisément.

ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> a été choisi pour plusieurs raisons. Dans le cas de simulation du soudage, il faut de très petits pas de temps sont utilisés et il faut incorporer le contact des deux tubes. De ce fait, il est préférable de faire une résolution par méthode explicite et déterminant la taille du pas de temps par la condition de stabilité.

Un autre critère a été pris en compte dans le choix : que la loi d'érouissage de Johnson-Cook soit déjà implantée dans le logiciel, ce qui est le cas avec ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. D'autre part, la loi de Cowper-Symonds est largement utilisée dans cette thèse.

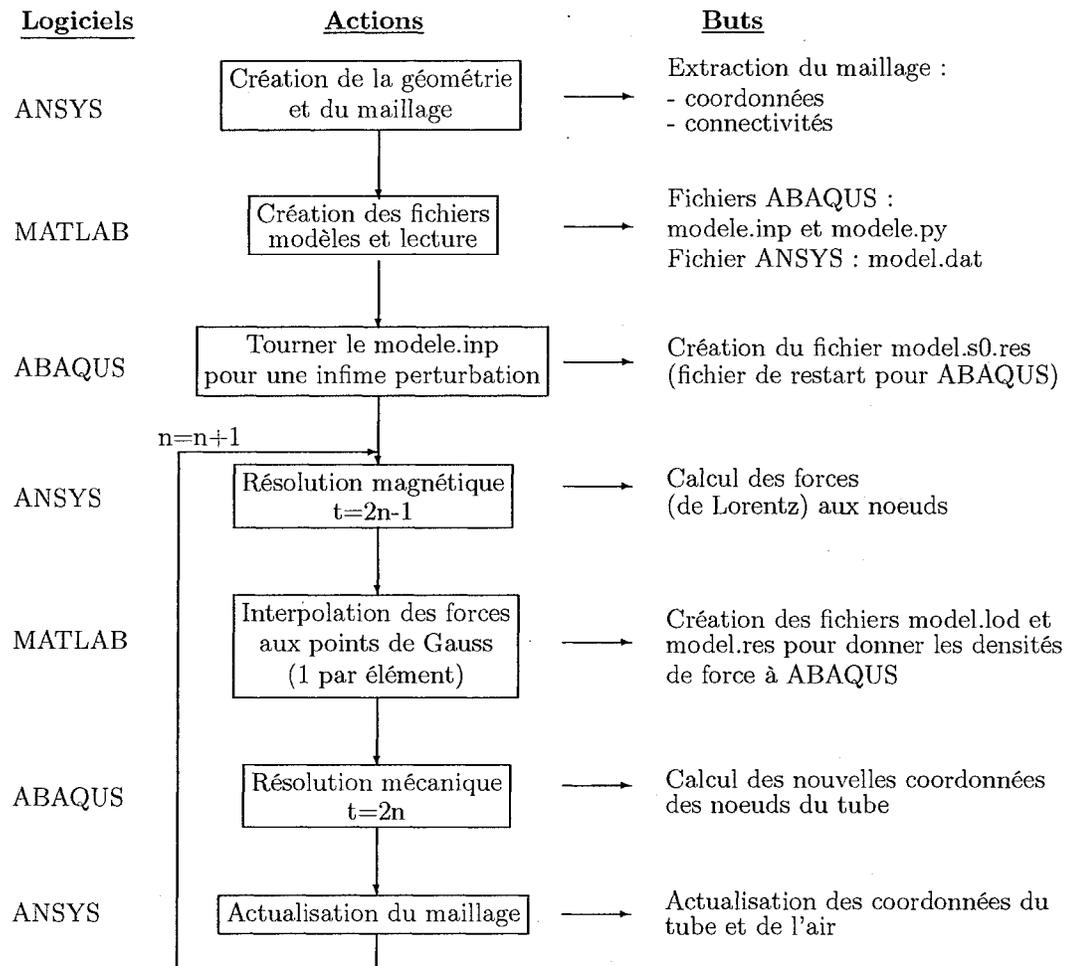
ANSYS<sup>TM</sup> a été choisi en configuration de formage en tout premier lieu pour valider le modèle développé sous ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, mais il s'avère aussi qu'il est le plus approprié en terme de rapidité pour une simulation de formage. Il est facile d'implémenter la loi de Cowper-Symonds dedans.

Il n'a pas été retenu pour la simulation du soudage car il utilise une méthode implicite.

L'outil numérique est utilisé depuis une interface écrite à l'aide de MATLAB<sup>TM</sup> ; celle-ci permet le couplage séquentiel entre ANSYS<sup>TM</sup> et ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, d'obtenir les résultats, de les comparer et de les exploiter.

### 3.1.3 Architecture du modèle séquentiel

Le diagramme suivant présente la logique suivie pour la résolution du problème couplé. La colonne centrale suit le déroulement des tâches exécutées, la colonne de gauche précise dans quel logiciel cette action est menée et la colonne de droite explicite ce qui est retiré de l'action.



Après création de la géométrie et du maillage, seul ce dernier est gardé et importé dans les modèles magnétique et mécanique : tous les composants sont présents dans le modèle magnétique (tubes, air et coil), seul le ou les tubes sont présents dans le modèle mécanique. Le modèle mécanique est initialisé par un calcul sur une infime perturbation. Puis la boucle de résolution est entamée : un calcul magnétique donnant les densités de force de Lorentz, celles-ci sont les charges données au calcul mécanique qui renvoie les nouvelles coordonnées des nœuds après déformation, les coordonnées des nœuds des tubes sont mises à jour dans le modèle magnétique et les nœuds de l'air interne sont déplacés afin de s'adapter à la nouvelle position des tubes, et ainsi de suite.

Dans un premier temps, pour mettre en place l'outil numérique, un calcul magnétique et un calcul mécanique sont résolus successivement pour chaque pas de temps, conformément à ce qui est vu dans la littérature. Mais dans l'outil final, exploité au dernier chapitre de cette thèse, chacun des calculs est résolu en quinconce tous les deux pas de temps. Cela revient à faire un calcul magnétique à chaque pas de temps et un calcul mécanique à la mi-pas. Cela permet

d'obtenir la meilleure précision.

## 3.2 Le modèle mécanique

### 3.2.1 Les équations

#### 3.2.1.1 Résolution de l'équilibre dynamique en calcul explicite dans ABAQUS/Explicit™

Dans le cadre d'une résolution par ABAQUS/Explicit™ [ABAQUS], au début de l'incrément, le programme résout l'équilibre dynamique aux nœuds tel que la matrice de masse  $[M]$  fois l'accélération nodale  $\ddot{\mathbf{u}}$  égale les forces nodales nettes, à savoir la différence entre les forces extérieures appliquées  $\mathbf{P}$  et les forces internes de l'élément et des éléments voisins du nœud  $\mathbf{I}$  (figure 3.1), ce qui se traduit par :

$$[M]\ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{P} - \mathbf{I} \quad (3.1)$$

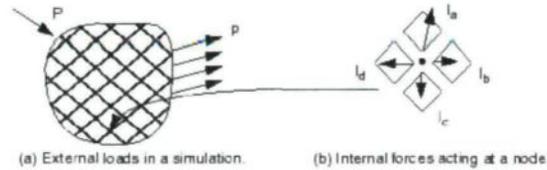


FIG. 3.1 – Forces dans ABAQUS/Explicit™ [ABAQUS]

L'accélération au début de l'incrément, donc au temps  $t$  (indexé  $k$ ) est calculée par une inversion de la matrice de masse :

$$\ddot{\mathbf{u}}^k = [M]^{-1} \cdot (\mathbf{P}^k - \mathbf{I}^k) \quad (3.2)$$

Cette inversion n'est pas coûteuse car la méthode de calcul explicite utilise toujours des matrices de masse diagonale ou condensée.

A la suite de quoi, il y a une intégration explicite au travers du temps, par un schéma aux différences centrales qui calcule le changement de vitesse en supposant l'accélération constante pendant l'incrément de temps. Afin de déterminer la vitesse à la moitié de l'incrément (indexé  $k+1/2$ ), ce changement est ajouté à la vitesse au temps moitié de l'incrément précédent ( $k-1/2$ ) :

$$\dot{\mathbf{u}}^{k+1/2} = \dot{\mathbf{u}}^{k-1/2} + \frac{\Delta t^{k+1} + \Delta t^k}{2} \ddot{\mathbf{u}}^k \quad (3.3)$$

Pour avoir le déplacement à la fin de l'incrément, la vitesse calculée à la moitié de celui-ci est intégrée sur la durée de l'incrément puis ajoutée au déplacement du début de l'incrément :

$$\mathbf{u}^{k+1} = \mathbf{u}^k + \Delta t^{k+1} \dot{\mathbf{u}}^{k+1/2} \quad (3.4)$$

Après cela, des calculs sont effectués sur les éléments, ce qui est nécessaire à l'établissement des forces internes à l'élément au temps final de l'incrément  $\mathbf{I}^{k+1}$ , qui seront les forces internes au temps initial du prochain incrément :

- Calcul de la déformation  $\Delta\varepsilon$  depuis le taux de déformation  $\dot{\varepsilon}$ ;
- Calcul de la contrainte à l'aide de la loi constitutive ou loi de comportement choisie  $\sigma^{\mathbf{k}+1} = f(\sigma^{\mathbf{k}}, \Delta\varepsilon)$ ;
- Calcul des forces internes nodales  $\mathbf{I}^{\mathbf{k}+1}$ .

Maintenant le calcul recommence toutes les étapes pour le prochain incrément.

La stabilité du calcul est assuré par ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> qui choisit en conséquence le pas de temps de l'incrément. Ainsi, de très nombreux incréments sont effectués pour couvrir le calcul mécanique du pas de temps fixé dans le modèle.

### 3.2.1.2 Lois de comportement

Du fait de la déformation à haute vitesse du tube extérieur, le comportement du matériau doit être de nature élastoviscoplastique.

Le critère de plasticité utilisé est le critère isotrope de Von Mises. L'écoulement plastique est défini par  $f=0$  avec :

$$f = \bar{\sigma} - \sigma_{seuil} \quad (3.5)$$

où  $\bar{\sigma}$  est la contrainte équivalente de Von Mises et où  $\sigma_{seuil}$  est la limite viscoplastique lorsque le taux de déformation plastique n'est pas nul. Dans ce travail, cette contrainte seuil suit la loi de **Johnson-Cook** [Johnson & Cook 1983] :

$$\sigma_{seuil} = [A + B\varepsilon^p][1 + C \ln \dot{\varepsilon}^{p*}][1 - T^{*m}] \quad (3.6)$$

où  $\varepsilon^p$  la déformation plastique équivalente,  $\dot{\varepsilon}^{p*} = \dot{\varepsilon}^p / \dot{\varepsilon}_0^p$  la déformation plastique pour  $\dot{\varepsilon}_0^p = 1s^{-1}$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $n$  et  $m$  sont cinq coefficients du matériau, déterminés expérimentalement à ou sous la température de transition, et  $T^{*m}$  est défini tel que :

$$T^{*m} = \begin{cases} 0 & \text{pour } T \leq T_{transition} \end{cases} \quad (3.7a)$$

$$T^{*m} = \begin{cases} \frac{T - T_{transition}}{T_{fusion} - T_{transition}} & \text{pour } T_{transition} \leq T \leq T_{fusion} \end{cases} \quad (3.7b)$$

$$T^{*m} = \begin{cases} 1 & \text{pour } T_{fusion} \leq T \end{cases} \quad (3.7c)$$

avec  $T$  la température courante,  $T_{transition}$  la température définie comme étant celle à laquelle ou sous laquelle il n'y a pas de dépendance en temps de l'expression de la limite d'élasticité et  $T_{fusion}$ , la température de fusion.

Le premier terme donne la contrainte en fonction de la déformation,  $A$  représente la limite d'élasticité du matériau,  $B$  et  $n$  sont les effets de l'écrouissage; le deuxième terme tient compte de la vitesse de déformation,  $C$  représentant la sensibilité à la vitesse; enfin le dernier terme tient compte de l'effet de la température.

La contrainte équivalente est donnée par :

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{3}{2} \boldsymbol{\sigma}' : \boldsymbol{\sigma}'} \quad (3.8)$$

où  $\boldsymbol{\sigma}'$  est le déviateur du tenseur des contraintes.

La déformation plastique  $\varepsilon^p$  est donnée par :

$$\varepsilon^p = \sqrt{\frac{2}{3} \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p : \dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p} \quad (3.9)$$

où  $\dot{\epsilon}^P$  est le tenseur des vitesses de déformation plastique.

La confrontation des résultats issus des différents codes a été faite pour la loi de **Cowper-Symonds** [Cowper & Symonds 1957]. La loi de Johnson-Cook est la plus adaptée, toutefois dans le contexte de ce travail, il était plus pratique d'utiliser cette autre loi, qui est aussi utilisée dans la littérature sur le formage par impulsion électromagnétique.

Sa formulation est :

$$\sigma_{seuil} = \sigma_0 \left[ 1 + \left( \frac{\dot{\epsilon}^P}{D} \right)^{\frac{1}{p}} \right] \quad (3.10)$$

$D$  est le paramètre de viscoplasticité du matériau et  $\frac{1}{p}$  le paramètre de durcissement lié au taux de déformation du matériau. Le terme  $\sigma_0$  tient compte de la déformation, il s'agit de la courbe contrainte-déformation.

### 3.2.2 Squelette du modèle mécanique

Dans le calcul mécanique, seuls les tubes sont soumis aux forces de Lorentz importées du modèle magnétique. De ce fait, seul le tube extérieur est présent pour une simulation de formage et, dans une simulation de soudage, il n'y a que les tubes intérieur et extérieur.

#### Maillage

La géométrie n'est pas directement définie, puisque seuls les nœuds et éléments sont en données du problème; ce sont exactement ceux du ou des tubes du modèle magnétique. Cela permet une correspondance directe entre les modèles.

Dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, les éléments utilisés, **CAX4R** sont des éléments axi-symétriques bilinéaires à quatre nœuds, utilisant l'intégration réduite avec le contrôle des modes en sablier.

Dans ANSYS<sup>TM</sup>, les éléments **PLANE182** sont utilisés, avec l'option axi-symétrique. Il s'agit d'éléments solides structuraux 2D à 4 nœuds ayant pour degré de liberté les déplacements  $u_x$  et  $u_y$ .

#### Propriétés matériaux

Les propriétés mécaniques des matériaux sont définies à savoir, la densité, les propriétés élastiques - module de Young  $E$  et coefficient de Poisson  $\nu$  - ainsi que les propriétés plastiques comme vu dans le paragraphe précédent.

#### Contrainte

Deux contraintes différentes ont été utilisées dans le travail de cette thèse :

- Les nœuds des extrémités du ou des tubes peuvent être fixés représentant le maintien du tube dans le dispositif (figure 3.2(a));
- Cependant, dans la réalité, elles ne sont pas fixées, mais un dispositif permet de maintenir les tubes concentriques avec la bobine. Afin, de respecter cette condition et de pouvoir observer l'allongement des tubes, des "étaux" sont ajoutés, ils interagissent avec les tubes par friction (figure 3.2(b)).

Dans le cas où le tube est d'une longueur plus grande que le coil les nœuds situés à mi-hauteur du coil peuvent avoir pour contrainte de ne pas pouvoir se déplacer suivant l'axe  $z$ , donc de ne pouvoir se déplacer que radialement afin de respecter la symétrie du problème suivant le plan situé à mi-hauteur du coil.



FIG. 3.2 – Contraintes pour bloquer mouvement de corps rigides des tubes a) nœuds des extrémités des tubes bloqués et b) "étaux"

### Résolution

Enfin, dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, il est précisé que le solveur utilise un schéma explicite, que le calcul se fera séquentiellement de pas en pas, avec la précision du pas. Les forces sont appliquées comme des densités de force au point de Gauss des éléments du tube, le fichier du chargement des forces étant réinitialisé à chaque pas de temps en fonction de leurs nouvelles valeurs issues du calcul magnétique.

Dans ANSYS<sup>TM</sup>, la méthode de résolution Newmark complète est choisie, avec prise en compte des effets transitoires, grands déplacements, automatisation des sous-pas de temps. Les forces sont appliquées directement aux nœuds à chaque pas de temps.

#### 3.2.3 Le contact

Les interactions de contact n'ont été développées que dans le modèle mécanique ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. Elles sont utilisées pour deux cas différents : celui des "étaux" qui maintiennent les tubes et celui du télescopage des deux tubes.

Les "étaux" sont représentés par des éléments rigides à 2 nœuds **RAX2** prévus pour des géométries planes axi-symétriques. Tous les éléments d'un même "étail" sont reliés à un nœud de référence extérieur qui est encasté. Ainsi, durant toute la simulation, les étaux sont fixés et indéformables, ce qui a du sens car les matériaux utilisés pour maintenir ne sont pas

conducteurs, donc non soumis aux forces de Lorentz.

Finalement, deux types de contacts ont été choisis :

- Le contact par défaut d'ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, considéré comme un "hard contact" (contact solide), basé sur la relation de pression et de recouvrement des surfaces ;
- Le contact par friction.

Le contact entre les "étaux" et les tubes n'utilise que l'interaction par friction, car le but est de bloquer les mouvements de corps rigides (annexe F) et de représenter un maintien en place des tubes.

L'interaction entre les tubes est essayée avec les deux types ; concrètement, à ce jour, la nature exacte de l'impact n'est pas connue. Il faudrait caler par une étude de sensibilité sur le frottement et par comparaison avec l'expérience.

### **3.3 Stratégies de résolution des problèmes liés au couplage - mise en place de l'outil pour la modélisation du formage**

Cette section présente comment les modèles magnétique et mécanique sont couplés en présence d'un tube unique. Des difficultés techniques sont rencontrées dans le couplage et c'est la comparaison entre les résultats de couplage entre les modèles développés dans les divers logiciels qui permet de trancher sur les solutions retenues.

Les principales difficultés sont liées à la passation des forces de Lorentz du modèle magnétique au modèle mécanique et la gérance du maillage de l'air lorsque celui des tubes est actualisé dans le modèle magnétique d'après les nouvelles coordonnées des nœuds retournées par le calcul mécanique. La première est surtout discutée dans l'approche par couplage faible et confirmée par l'approche par couplage séquentiel et la deuxième est explorée dans l'approche par couplage séquentiel.

Le fait de comparer divers logiciels permet de valider la construction du modèle couplé.

En validant ainsi le modèle numérique en présence d'un tube unique, l'outil de modélisation du formage en compression est mis en place.

#### **3.3.1 1ère approche : couplage faible - configuration formage**

##### **3.3.1.1 Propriétés du modèle de test**

Le modèle choisi est le même que celui déjà présenté chapitre 2 (figure 2.9) pour le modèle magnétique, à savoir les paramètres suivants :

- 17 spires de rayon  $R=29,5$  mm et de rayon  $r=1,5$  mm ;
- 1 tube extérieur d'aluminium AA3003 de rayon externe= $25$  mm, d'épaisseur= $2$  mm et de longueur= $111$  mm ;
- 1 courant déchargé suivant la forme de l'équation 1.11, avec  $U=2400$  V,  $C=702$   $\mu$ F,  $L=1,223$   $\mu$ H,  $\beta=5327$   $s^{-1}$  et  $\omega=34$  315 rad/s.

Les propriétés magnétiques du tube sont :

- perméabilité magnétique relative  $\mu_r=1$  ;
- résistivité électrique  $\rho=3,4.10^{-8}$   $\Omega.m$ .

Les propriétés mécaniques du tube sont :

- masse volumique=2740 kg.m<sup>-3</sup>;
- module de Young E=68,4 GPa;
- coefficient de Poisson=0,31;
- limite élastique  $\sigma_{yield}=46,8$  MPa;
- courbe contraintes-déformations à 20°C - pour définir  $\sigma_0$  de l'équation 3.10 - telle que figure 3.3;
- loi de comportement de Cowper-Symonds (équation 3.10) avec  $D=6500$  s<sup>-1</sup> et  $p=4$ .

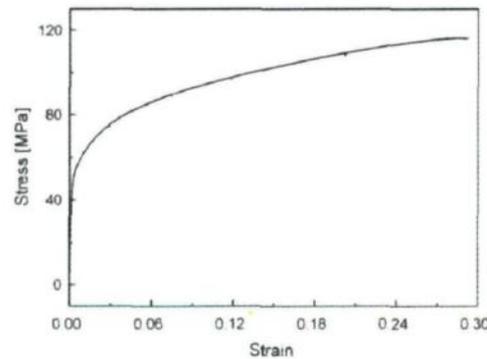


FIG. 3.3 - Courbe contraintes-déformations pour l'alliage d'aluminium AA3003 [Haiping *et al.* 2009]

Le temps de calcul final est de 200  $\mu$ s, avec un pas de 5  $\mu$ s. Dans un premier temps, seul le modèle magnétique a été lancé et la valeur des forces exercées dans le tube a été récupérée à chaque fin de pas de temps puis ces forces ont été chargées pour chaque pas de temps du calcul mécanique.

### 3.3.1.2 Etude sur la passation des forces dans le modèle mécanique ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> - validation sur l'implémentation de la loi de Cowper-Symonds

Ici, les nœuds des extrémités sont bloqués. Les forces extraites du modèle magnétique dans ANSYS<sup>TM</sup> sont des forces nodales tandis que dans le modèle mécanique ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> des densités de force sont entrées au point de Gauss de chaque élément. La passation se fait donc par une transformation. La méthode utilisée est de calculer la force totale exercée sur l'élément puis de la diviser par le volume de celui-ci. La figure 3.4 compare différentes façons de transférer les forces et de programmer la loi de Cowper-Symonds dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>.

La cinquième courbe "Cowper-Symonds - comsol" est la courbe de référence. Il s'agit d'un couplage faible entre le modèle magnétique dans COMSOL<sup>TM</sup> et le modèle mécanique dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. COMSOL<sup>TM</sup> fournit directement les forces de Lorentz en densités de force et donc il est possible de les charger directement dans le modèle mécanique sans aucune transformation, il n'y a donc pas d'altération.

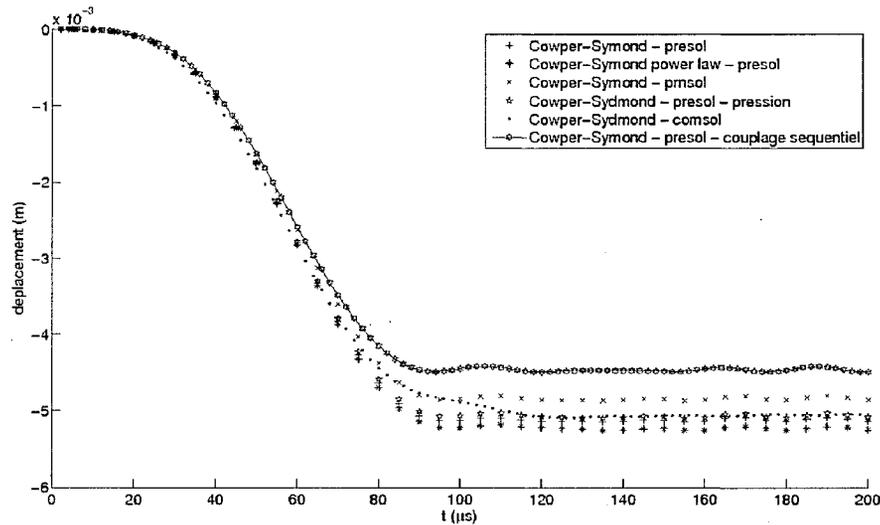


FIG. 3.4 – Comparaison des déplacements du tube par simulation en couplage faible utilisant diverses méthodes de programmation et pour un couplage séquentiel

Les deux premières courbes présentent les déplacements induits par deux différentes façons d'entrer la loi de comportement dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. Le déplacement est le même. Les courbes de déplacement de la figure F.1(a) corroborent la bonne implémentation puisque celles-ci sont identiques pour des couplages faibles tout ANSYS<sup>TM</sup> et d'autres ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>.

La première et la troisième courbes présentent les déplacements résultant de deux extractions différentes des forces du modèle magnétique d'ANSYS<sup>TM</sup> : l'option "presol" extrait les forces exercées aux 4 nœuds de chaque élément, forces exercées dans cet élément tandis que la méthode "prnsol" extrait la force à chacun des nœuds en tenant compte des 4 éléments qui l'entourent. C'est la première méthode qui est retenue ; ses déplacements correspondent mieux à la courbe de référence, elle considère uniquement l'élément.

Dans la littérature, il est usuel d'exercer les forces de Lorentz en pression sur la face extérieure du tube. La quatrième courbe présente les déplacements par cette méthode. Dans le cas du couplage faible cela n'apporte aucune différence. Toutefois, dans cette méthode, il faut intégrer les forces dans l'épaisseur du tube mais avec prise en compte de la déformation de celui-ci dans le calcul par couplage séquentiel cela devient non évident, donc moins précis ; d'où l'abandon de cette méthode.

La dernière courbe est issue des calculs par couplage séquentiel. Elle est ici pour mettre en évidence l'avantage du couplage séquentiel sur le couplage faible : tandis que le tube est propulsé et donc éloigné du coil, les forces décroissent et donc le déplacement est moins important.

*In fine*, dans cette thèse, pour le couplage magnéto-mécanique ANSYS<sup>TM</sup>-

ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>, la passation des forces retenue est donc : récupération par méthode "presol", addition des forces exercées aux 4 nœuds de l'élément magnétique puis, division par le volume de l'élément, afin d'être chargée en tant que densité de force au point de Gauss de l'élément mécanique. Cela est fait pour chaque élément du ou des tubes et à chaque pas de temps. Il est à noter que la figure F.1(a) vient appuyer ce choix; dans le couplage tout ANSYS<sup>TM</sup>, les forces nodales sont directement chargées aux nœuds et les déplacements sont semblables.

### 3.3.1.3 Influence du mode de couplage

La figure 3.5 permet de suivre l'évolution des diverses valeurs fondamentales dans le temps mais aussi les unes par rapport aux autres et par rapport au courant déchargé dans le coil à l'origine du processus. Elles ont toutes été normalisées d'après la valeur absolue maximale de la valeur issue du calcul en couplage faible.

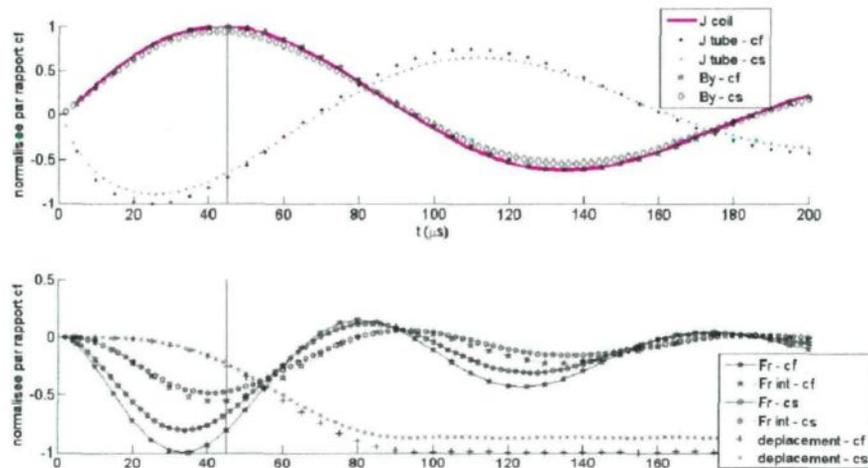


FIG. 3.5 – Comparaison pour un couplage faible et un couplage séquentiel, valeurs normalisées en fonction des valeurs en couplage faible - au niveau de la surface extérieure du tube à sa mi-hauteur

L'induction magnétique  $B_y$ , tant pour le couplage faible que pour le couplage séquentiel suit pratiquement le courant déchargé, toutefois le premier pic de valeur est atteint environ  $4 \mu\text{s}$  après celui du courant, ce qui traduit l'influence du courant induit sur celui-ci. Il y a un léger affaiblissement pour le couplage séquentiel comparé au couplage faible, ce qui est conforme à l'éloignement du tube de la source de courant (équation de Biot et Savart C.7).

Le courant induit étant dépendant de la variation de l'induction magnétique (équation C.3), atteint sa valeur maximale pendant la plus grande pente de variation de celle-ci, donc toujours en avance sur celle-ci et le courant de déchargement. En couplage faible la valeur est plus grande (plus grande variation de l'induction) et aussi atteinte légèrement avant celle en couplage séquentiel, qui accuse un retard par le déplacement. À noter aussi, que tandis que le courant déchargé s'estompe de presque 40% entre les deux valeurs pics, le courant induit lui ne s'estompe que d'environ 30%.

La force volumique dans le tube dépend du courant induit dans celui-ci et de l'induction

magnétique qui le traverse (équation C.4). Etant donné les décalages dans le temps de ces derniers, le nombre de périodes est plus important, donnant une force négative, donc de compression toujours forte (jusque presque  $6.10^{10} \text{ Nm}^{-3}$ ) et une force positive très petite (toujours inférieure à  $10^{10} \text{ Nm}^{-3}$ ); tant sur la peau qu'au quart de profondeur du tube, il y a une forte différence dans les valeurs négatives entre le couplage séquentiel et le couplage faible (environ 20% d'écart pour le premier pic), tandis que la différence en valeurs positives tend à être nulle. L'estompement entre deux pics de valeurs négatives est de l'ordre de presque 60%, ce qui est très rapide; c'est donc vraiment dans les premières microsecondes que la déformation et le soudage se jouent !

La pénétration des champs magnétiques s'illustre bien par le déphasage des pics de force atteints sur la peau et au quart de pénétration du tube. Tout en pénétrant l'intensité des valeurs s'estompe. Il y a comme une vague de ce pic qui pénètre et s'atténue à l'intérieur du tube; c'est ce qu'avaient montré les travaux de Correia [Correia *et al.* 2008] et Siddiqui [Siddiqui 2009].

La différence dans les forces induit un déplacement moins important du tube dans le calcul séquentiel; ainsi le fait de tenir compte du déplacement du tube dans le calcul n'est pas anodin (de l'ordre de 0,8 mm ce qui n'est pas négligeable pour les dimensionnements du dispositif : les écarts entre les constituants du modèle, donc les paramètres testés sont eux aussi de l'ordre du mm). Il est intéressant de remarquer que la loi d'érouissage choisie, l'inertie et la pénétration des forces dans l'épaisseur du tube permettent un déplacement sans retour élastique (ou infime) chaque fois que la force s'estompe et même devient positive. Les plus grands déplacements ne commencent que lorsque la force a pénétré dans le tube et se poursuivent quand bien même la force diminue, enfin ils se stabilisent alors que les forces varient encore un peu. La loi tient compte du caractère durcissant du matériau. La figure 3.6 permet de visualiser le profil du tube en fin de simulation.

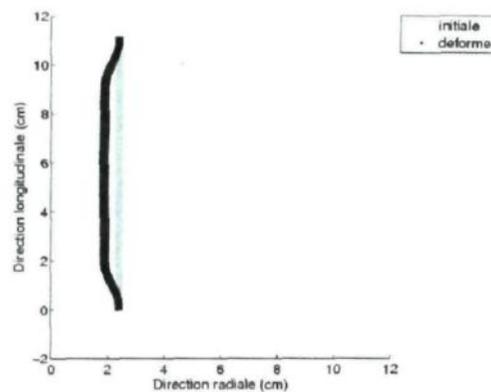


FIG. 3.6 – Tube avant déformation (en gris clair) et tube après déformation par couplage faible (en noir)

### 3.3.2 2ème approche : couplage séquentiel - configuration formage

Dans cette sous-section, le modèle magnétique est couplé séquentiellement tant avec le modèle mécanique d'ANSYS<sup>TM</sup> qu'avec celui d'ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. Tous les paramètres géométriques et matériaux des tests faits sont ceux de la sous-section précédente, mis à part le pas de temps

qui est ici de  $2 \mu\text{s}$ . Les deux couplages sont d'abord présentés, ainsi qu'une comparaison de ceux-ci. Un long sous-paragraphe suit pour expliquer, comment la méthode d'adaptation du maillage de l'air a été obtenue. L'intérêt de ce sous-paragraphe est de montrer les limites des logiciels, d'expliquer pourquoi il n'est pas possible d'arriver ici à une solution plus fine et enfin de fixer les règles à respecter pour que les modèles couplés mis en place soient fonctionnels. Les conclusions tirées permettront dans la prochaine section d'effectuer le couplage séquentiel en configuration de soudage, couplage qui ne sera pas le même qu'en formage.

Afin d'obtenir le couplage séquentiel, il est nécessaire que la zone d'air entourant le tube soit maillée régulièrement avec des éléments de forme rectangulaire.

### 3.3.2.1 Modèle couplé séquentiellement ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> - formage

Dans ANSYS<sup>TM</sup> les paramètres magnétiques et mécaniques sont déclarés successivement tels qu'exposés précédemment mais sur le même maillage. Dans le modèle mécanique, les éléments du maillage magnétique inutiles, à savoir tout ce qui n'est pas tube, sont déclarés comme éléments nuls. Ces descriptions sont enregistrées dans deux physiques différentes. Dans ce modèle couplé, la géométrie définie est conservée et nécessaire pour la suite.

Après le calcul mécanique, les éléments magnétiques sont réactivés, la surface de l'air entourant le tube est sélectionnée et par activation de la commande de remorphing du maillage, les nœuds de l'air entourant le tube sont repositionnés afin de respecter les déplacements des nœuds du tube. La commande de remorphing nécessite de travailler en présence de la géométrie dans le modèle. Pour que le mailleur d'ANSYS<sup>TM</sup> puisse déplacer les nœuds, il faut absolument que les éléments soient de forme régulière et de taille conséquente.

La figure 3.7 présente un maillage déformé par la commande de remorphing d'ANSYS<sup>TM</sup>.

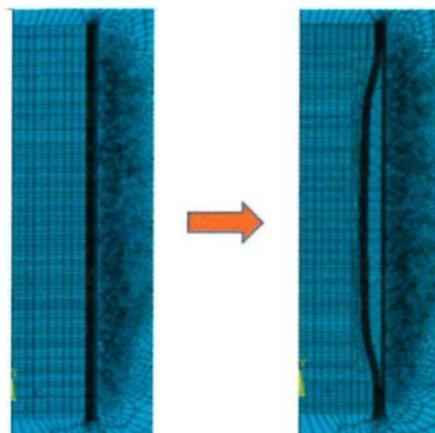


FIG. 3.7 – Maillage initial vs maillage final grâce à la commande de remorphing

### 3.3.2.2 Modèle couplé séquentiellement ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> - formage

Dans ANSYS<sup>TM</sup>, les deux physiques - magnétique et mécanique - sont créées de la même manière que précédemment. Les calculs magnétiques et mécaniques seront effectués de même dans des fichiers spécifiés pour chacun.

Dans ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> le modèle mécanique est créé tel qu'expliqué dans la section précédente qui lui était consacrée.

A chaque pas de temps, le calcul magnétique est effectué dans ANSYS<sup>TM</sup>, les forces sont extraites aux nœuds par éléments et transformées en densités de force par éléments comme vu et justifié dans la sous-section précédente sur le couplage faible.

Les densités de force sont chargées au point de Gauss des éléments du tube présent dans le modèle mécanique ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> et le calcul mécanique est opéré. Les déplacements des nœuds résultants sont extraits.

Dans le modèle mécanique d'ANSYS<sup>TM</sup>, les déplacements des nœuds ci-avant calculés sont déclarés comme conditions aux limites. C'est-à-dire que tous les nœuds du tube ont leur déplacement imposé pour le calcul mécanique. Le seul intérêt ici, est que ces déplacements sont ainsi transférés en résultats du calcul et donc qu'en appliquant le commande de remorphing sur l'aire de l'air entourant le tube - après réactivation des éléments magnétiques du modèle -, les nœuds de cet air seront repositionnés en adéquation avec les déplacements calculés par ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>.

Le pas de temps peut être incrémenté et la procédure reconduite.

### 3.3.2.3 Validation du couplage séquentiel par comparaison

La figure 3.8(a) compare les déplacements dans le temps d'un tube en compression pour un couplage séquentiel ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> et un couplage séquentiel ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. Dans les deux cas les extrémités du tube sont fixées. Deux autres tests sont faits avec la présence d'"étaux" aux extrémités du tube, le premier interagit avec le tube avec un coefficient de friction de 0,25 et le deuxième avec un coefficient de 1.

Il est clair que tous les déplacements sont semblables, celui avec les "étaux" et le coefficient de friction 0,25 est très légèrement plus grand.

Une courbe des déplacements pour une même configuration en couplage faible a été ajoutée pour rappeler l'utilité du couplage séquentiel lorsque la simulation porte sur du formage.

Cette quasi-superposition des courbes pour le couplage séquentiel, vient confirmer la méthode adoptée pour la passation des forces, pour l'implémentation de la loi et qu'il n'y a pas de problème surgi dû à l'utilisation d'une méthode de résolution en implicite ou en explicite. Cela est important car, le fait de ne pas avoir tenu compte de la dynamique dans le calcul magnétique lors du couplage faible aurait pu cacher une négligence sur ces points.

Il est vrai qu'ici la méthode de repositionnement des nœuds est la même, donc si celle-ci cause problème il n'est pas possible de le détecter ici. Toutefois, ces comparaisons ont été effectuées aussi avec un calcul séquentiel, avec un repositionnement fait "à la main" par des fichiers automatisés, donc des repositionnements qui ne sont pas les mêmes et les résultats étaient presque identiques (courbes "abaqus - sequential coupling" et "ansys - sequential coupling" de la figure 3.8(b) vs courbe "pur ansys - sequential coupling"). Il y a toutefois un petit écart, signifiant qu'il faut rester vigilant. Le sous-paragraphe suivant montre que c'est la

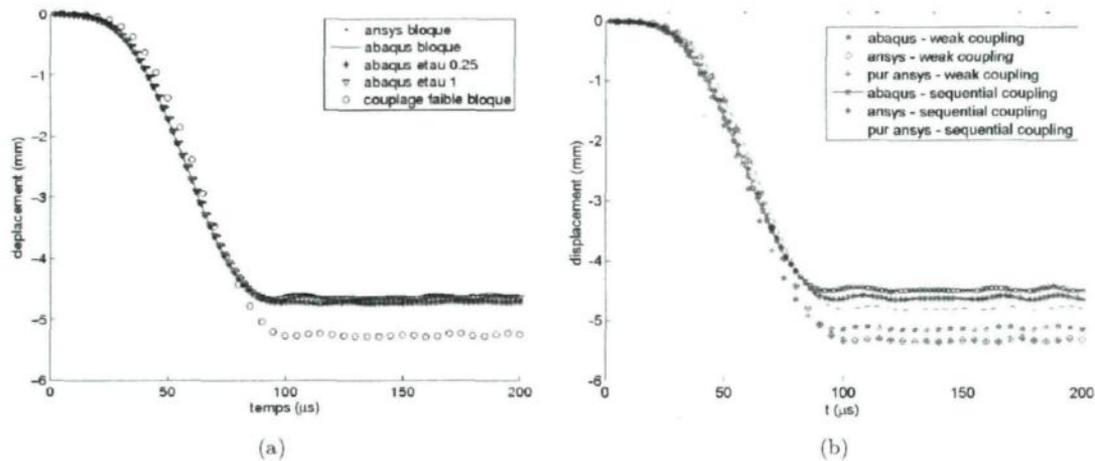


FIG. 3.8 – Comparaison des déplacements du tube pour des modèles couplés ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> et ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> a) en couplage séquentiel pour diverses conditions aux limites et b) avec différentes méthodes de repositionnement des nœuds

meilleure méthode possible pour les logiciels choisis.

A ce stade de la thèse, alors que les éléments se mettent en place pour le modèle en configuration de soudage, le modèle développé permet de simuler du formage de tube par compression. Il sera quelque peu exploité dans la prochaine sous-section afin de voir les influences des paramètres sur le modèle mécanique. Il pourrait être remodelé pour d'autres configurations de formage à géométrie axi-symétrique, comme du formage de tube par extension ou du formage de plaque par bobine plate à spiral.

### 3.3.2.4 Problème de maillage et de remaillage - vers une solution ?

Tandis que les positions des nœuds du tube sont mises à jour dans le modèle magnétique, les éléments de celui-ci se retrouvent dans les éléments de l'air (figure 3.9(a)) ! Il faut donc adapter leur position en fonction de ces déplacements. Plusieurs solutions peuvent être envisagées, en logique avec la connaissance du logiciel ANSYS<sup>TM</sup>, et pourtant la plupart ne donne aucun résultat...mais des pistes pour trouver celle qui fonctionne ainsi que les règles à respecter pour que le calcul ait lieu (idées soulignées ci-après).

La première idée est d'**intégrer le maillage de l'air au modèle mécanique** en lui donnant des propriétés négligeables. De ce fait, tout le maillage est déformé et les nouvelles coordonnées de tous les nœuds du modèle sont transférées dans le modèle magnétique. Un message d'erreur revient systématiquement après quelques itérations : quelques éléments ayant un jacobien nul ou négatif. Les dits éléments ont une forme trop écrasée ou bien sont trop déplacés. En diminuant le pas de temps et en rendant le maillage régulier il y a augmentation du nombre d'itérations mais aucun calcul finalisé n'a été atteint. Certainement qu'en prenant du temps, des améliorations pourraient être apportées pour y parvenir.

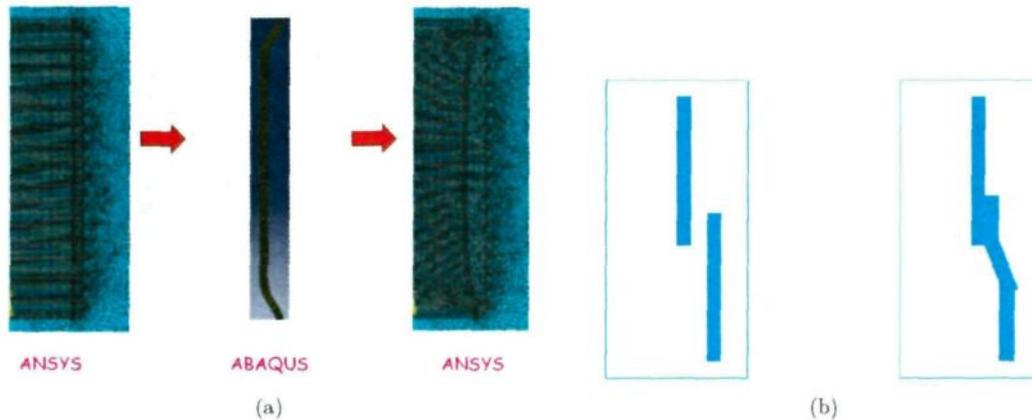


FIG. 3.9 – a) Problème de la déformation du maillage de l'air lors du passage d'un calcul à l'autre et b) problème de la disparition du maillage entre les tubes lors du soudage

La deuxième piste est de revenir à la présence unique du tube dans le modèle mécanique et avant chaque calcul magnétique d' **éliminer les éléments et les nœuds de l'air entourant le tube**, de donner les nouvelles coordonnées du tube puis remailler. En réalité, cela ne permet pas d'effacer les lignes et colonnes des éléments ni de réécrire celles des nouveaux éléments dans les systèmes matriciels des calculs magnétiques, donc le calcul avorte immédiatement. Il faut donc garder le même nombre d'éléments et que les nœuds soient placés au même endroit, très légèrement décalés.

La troisième piste suivie fonctionne et c'est celle des tests faits par "remaillage à la main". La méthode est basée sur les conclusions établies précédemment. Le maillage de l'air autour du tube est régulier. Entre chaque calcul mécanique et magnétique, lancer une autre fois ANSYS<sup>TM</sup> - il sert de remailleur, placer le tube avec ses nouvelles coordonnées, puis refaire le mappage de l'air entourant le tube avec les mêmes critères. Malheureusement, tous les nœuds et éléments n'ont pas exactement le même numéro, ce qui est nécessaire à la reprise du calcul. Donc après analyse de la méthode de notation lors du maillage par le logiciel, une table de correspondance a été développée sous MATLAB<sup>TM</sup>, permettant de transférer les nouvelles coordonnées dans le modèle magnétique. Par ce subterfuge de **remorphing manuel du mappage de l'air** les calculs tournent jusqu'au bout (figure 3.9(a)) ou presque, puisque si la déformation spatiale induit un angle trop grand du tube, il n'est plus possible de mapper et donc le calcul est arrêté.

Il n'est guère pratique d'utiliser une table de correspondance qu'il faudrait reconstruire manuellement à chaque configuration différente et de plus certaines formes de déformation ne sont pas acceptables avec la méthode précédente. L'idée suivante est donc d'automatiser ce procédé, en utilisant toujours ANSYS<sup>TM</sup> comme remailleur. Pour cela, il faut utiliser son **remailleur en option remorphing** du mappage de l'air. Celle-ci ne fonctionne qu'après un calcul mécanique puisque l'adaptation des positions des nœuds se fait par rapport aux déplacements résultants

du calcul. Cela se fait naturellement pour un couplage avec un modèle mécanique dans ANSYS<sup>TM</sup> mais il faut recourir à la stratégie présentée dans le sous-paragraphe sur le modèle ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> couplé séquentiellement, en faisant un calcul mécanique factice dans ANSYS<sup>TM</sup> où les déplacements sont tous imposés comme ceux résultants du calcul d'ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>. Quelques restrictions sont à respecter car le logiciel ANSYS<sup>TM</sup> n'excelle pas dans le maillage. Pour que le remaillieur fonctionne, il faut que le maillage soit régulier, les éléments pas trop fins dans la direction de déplacement donc dans la direction radiale et que la géométrie n'ait pas trop bougée. La présence de la géométrie est indispensable. De plus, pour qu'il n'y ait pas de problème de résolution numérique, il faut un pas de temps suffisamment petit, de façon à ce que les éléments soient peu déformés à chaque pas de temps.

Cette amélioration permet de simuler le procédé de formage, où il n'y a pas de collision de tubes. Elle a l'avantage d'être adaptable à diverses configurations axi-symétriques... mais elle n'est pas suffisante pour passer à du contact de tubes, donc à une configuration de soudage. En effet, elle ne permet pas de modifier le nombre d'éléments et de nœuds, or lors du contact des tubes, l'air entre les deux disparaît et avant cela même, les éléments, en sandwich, deviennent trop déformés (figure 3.9(b)). Il faudrait une méthode de remaillage et non de remorphing.

Le **remaillieur en option "remaillage"** a été utilisée. Mais en réalité le système matriciel de la résolution magnétique n'est pas mis à jour en fonction et donc il n'est pas possible de le faire directement par le remaillieur d'ANSYS<sup>TM</sup>.

D'après la loi de Biot et Savart, si la **densité de courant  $Jt$  dans le tube et dans le coil** est connue à un temps donné, il est possible de calculer l'induction magnétique **B** dans tout l'espace à cet instant et donc le vecteur potentiel magnétique **A** et, par conséquent, de remonter aux forces de Lorentz **F**. Dans les calculs transitoires, il faut normalement connaître le vecteur potentiel **A** et le potentiel scalaire **V** au temps précédent ainsi que leurs dérivées pour calculer ceux du pas suivant (cf équation 2.52). Afin de s'affranchir du problème de la dérivée, il est possible de fixer le paramètre  $\theta$  à la valeur 1, donc pour effectuer le pas suivant il ne faut connaître que le potentiel vecteur **A** et le potentiel scalaire **V** du pas précédent.

Pour ce faire, le courant du tube et de la bobine au pas de temps d'arrêt (lorsque le maillage cause problème) est récupéré. Un nouveau maillage de l'air autour du tube est construit et un calcul magnétique permet en un seul step de revenir jusque ce même temps d'arrêt avec pour chargement les densités de courant. Les champs magnétiques **B** et **H** ainsi que les forces trouvées dans l'espace et en particulier dans le tube sont exactement ceux recherchés, soit ceux du pas d'arrêt. Il semble donc que le calcul peut être poursuivi pour le temps suivant. Mais il y a une limite au logiciel : les éléments magnétiques PLANE13 ne peuvent pas calculer un courant induit si une valeur de courant est déjà donnée! Pour que le courant ne reste pas fixé à une valeur constante dans le tube, il faut donc éliminer le chargement, mais le calcul repart comme s'il n'y avait pas de courant induit déjà présent dans le tube (les chargements ne sont pas passés en données dans le système matriciel de résolution). La méthode ne fonctionne pas.

Afin de s'affranchir de la limite du logiciel, l'idée reste de faire un transfert de champ. Puisque la connaissance de toutes les grandeurs magnétiques est basée sur la connaissance du vecteur potentiel **A**, il faut **transmettre ce vecteur potentiel** de l'ancien maillage au nouveau. Il est

aisé de faire cela dans ANSYS<sup>TM</sup>, qui permet à une étape donnée de récupérer les valeurs partout dans l'espace du vecteur potentiel  $\mathbf{A}$  puis d'intégrer ces valeurs sur le nouveau maillage. Une fois fait, au pas de temps d'arrêt, les valeurs d'induction magnétique du nouveau maillage sont celles recherchées. Mais lorsque le calcul repart pour le pas de temps suivant, les valeurs des courants induits dans le tube ne sont pas dans le système matriciel de résolution et donc les résultats du pas suivant sont semblables à ceux d'un calcul sans courants induits.

Afin de remédier à ce problème tout en utilisant le transfert de champ, il est effectué pour les deux derniers pas de temps. Ainsi, en imposant les inconnues  $\{u_n\}$  et  $\{u_{n+1}\}$  de l'équation 2.52, il aurait été logique que le courant  $\{J_i\}$  au pas de temps d'arrêt soit intégré aux matrices de calcul et que le calcul pour le prochain pas de temps tienne compte de toutes les données. Malheureusement ce n'est pas le cas...

Il semble donc que les limites du logiciel ne permettent pas d'effectuer un transfert de champ magnétique en régime transitoire. Cela signifie qu'il ne sera pas possible d'effectuer avec les modèles développés dans cette thèse un couplage séquentiel complet pour la simulation du soudage. Toutefois une prochaine section montrera comment il est possible de le faire en partie. Avant cela une étude de sensibilité est menée sur l'outil numérique développé en formage. Cette étude permettra de voir comment les divers paramètres influent sur la déformation du tube.

### 3.4 Etude de sensibilité de quelques paramètres du modèle en formage

Dans cette section, quelques paramètres procédé et matériaux sont testés pour le modèle de formage par couplage séquentiel. Les paramètres adoptés sont toujours les mêmes que précédemment, sauf précision. Les calculs ont pour la plupart été lancés dans le modèle couplé ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> qui ne nécessite de lancer qu'un seul script et est donc beaucoup moins coûteux en temps de calcul.

Les déplacements sont observés pour le nœud sur le bord extérieur du tube, à mi-hauteur de celui-ci.

#### 3.4.1 Etude sur le pas de temps

Les calculs ont été lancés pour les deux modèles couplés. L'objectif est de voir si le pas de temps choisi assure la convergence des calculs. Les pas de temps testés sont de 0,5, 1, 2 et 5  $\mu s$ . Tout le début de la courbe du déplacement est le même, donc les mêmes vitesses de déplacement. Le déplacement final est quasiment le même, mais est plus important dans le cas 5  $\mu s$  (écart d'environ 0,3 mm).

Si le but de la simulation est d'effectuer du formage, il faut prendre idéalement un pas de 2 ou 1  $\mu s$  - la suite de l'étude se fait à 2  $\mu s$  -, si le but de la simulation est d'effectuer du soudage et que donc le déplacement avant impact est plus petit que le déplacement final du formage, un pas de 5  $\mu s$  suffit.

### 3.4.2 Influence des paramètres matériaux

#### 3.4.2.1 Résistivité du tube

Cinq valeurs de résistivité ont été attribuées successivement au tube : 1,7, 2,5, 3,4, 5,5 et 7  $\Omega\text{m}$ . Les écarts entre les déplacements finaux sont de l'ordre du dixième de millimètre, donc très petit. La résistivité n'influe pas ou peu sur le processus.

#### 3.4.2.2 Paramètres $D$ et $p$ de la loi de Cowper-Symonds

Les paramètres utilisés précédemment étaient  $D = 6500 \text{ s}^{-1}$  et  $p = 0,25$ . Si  $p$  ou  $D$  sont diminués, le déplacement est légèrement plus faible et inversement légèrement accru avec leur augmentation. Ces paramètres restent toutefois peu influents.

#### 3.4.2.3 Limite d'élasticité de la courbe $\sigma_0$

La limite d'élasticité initiale est un paramètre très influent. Pour une valeur de 20 MPa, le déplacement final est de 5,5 mm tandis que pour une valeur de 90 MPa, il est de 3,9 mm.

La stabilisation du déplacement a lieu au même moment (pour les test effectués ici à environ 90  $\mu\text{s}$ ); donc pour une même durée de temps, les déplacements et de ce fait les vitesses ne sont pas les mêmes. Plus la limite d'élasticité est petite et plus la vitesse est grande.

### 3.4.3 Influence des paramètres procédé

#### 3.4.3.1 Blocage des extrémités ou maintien de celles-ci

Les conditions aux limites pour maintenir le tube et numériquement représentées par un blocage des nœuds des extrémités du tube ou par la présence d'un "étai" qui interagit par friction, apportent peu de différence sur le déplacement du tube dans la zone active. Le déplacement final est légèrement plus grand dans le cas de l'étai avec le coefficient de friction de 0,25 (4,7 mm) qu'avec celui de 1 ou la condition de blocage (4,63 mm) mais la différence est de l'ordre du dixième de mm. Ce n'est pas un facteur déterminant, ce qui est pratique puisque difficilement quantifiable expérimentalement pour pouvoir être représenté au plus près numériquement.

#### 3.4.3.2 Fréquence du courant déchargé dans le coil

C'est un facteur clé (d'ailleurs l'utilisateur de la machine à impulsion magnétique choisit le courant!).

Douze valeurs de fréquences (les mêmes que dans l'étude de fréquence magnétique au chapitre 2) ont été données au courant déchargé; valeurs allant de 3,39 à 18,58 kHz. Les plus grands déplacements se produisent pour des fréquences entre 4,38 et 5,88 kHz (figure 3.10(a)). Ainsi, pour induire le formage par grands déplacements de tubes, pour cette configuration et ce matériau, ce sont les fréquences les plus performantes. Les déplacements en début de processus sont plus rapides à hautes fréquences tandis que le temps de réponse est plus long à basses fréquences. Les plus grandes vitesses atteintes lors du processus correspondent à des fréquences entre 6,57 et 9,29 kHz.

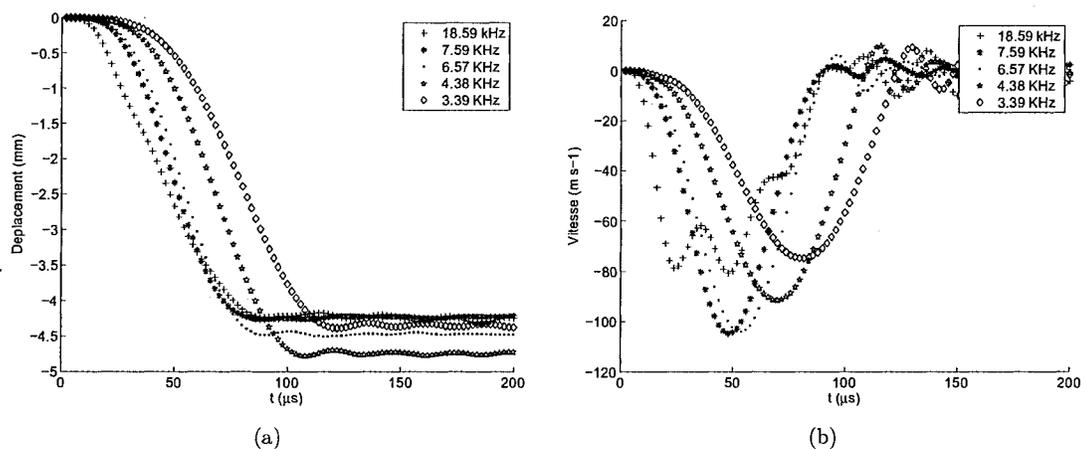


FIG. 3.10 – Influence de la fréquence sur a) les déplacements et b) la vitesse de déplacement du tube à mi-hauteur de celui-ci

Une des conditions pour que le soudage s'initie est la vitesse au moment de l'impact. La figure 3.11 permet de lire la vitesse de déformation du tube (et donc de son déplacement) en fonction de celle-ci. La tendance générale de la vitesse de déplacement du tube est d'accélérer jusqu'à 2 ou 3 mm de déplacement avant de diminuer. Pour des fréquences plus petites que 9,29 kHz les courbes de vitesse en fonction du déplacement sont parfaitement convexes; lorsque la fréquence augmente la vitesse de déplacement varie dans le temps.

Généralement, l'écart entre les tubes est de 1 à 3 mm et ici, quelque soit la fréquence le tube est déplacé d'au moins cet écart. Ce qui est important c'est comment la distance est parcourue.

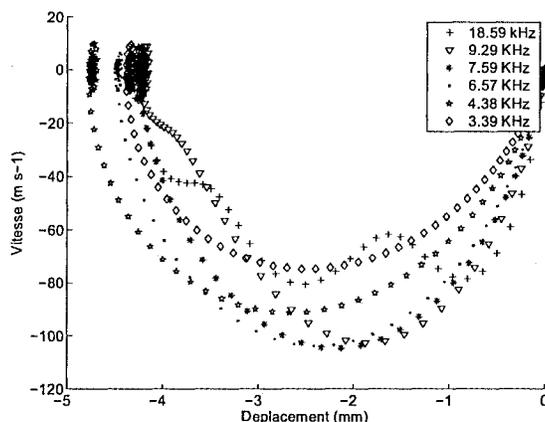


FIG. 3.11 – Courbes vitesse/déplacement pour diverses fréquences

Illustrons le propos. Imaginons que l'écart entre les deux tubes soit de 2 mm et que le tube extérieur soit propulsé tel que calculé ici. Le soudage devrait se produire après que le tube ait parcouru 2 mm. Sur la figure il est possible de lire à quel temps cela correspond. Puis sur la figure 3.10(b) la vitesse à ce temps est lue. La table 3.1 résume les valeurs lues. La plus grande

Fréquences (kHz)	Temps ( $\mu\text{s}$ )	Vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )
18.59	42	70.95
13.14	42	72.6
9.29	44	101.75
7.59	48	104.7
6.57	52	103.6
5.88	54	100.6
5.43	56	97.45
5.37	56	96.25
4.97	58	93.15
4.65	62	90.8
4.38	64	88.7
3.39	76	73.45

TAB. 3.1 – Influence de la fréquence sur le temps et la vitesse de déplacement du tube à mi-hauteur de celui-ci pour un déplacement de 2 mm

vitesse est atteinte à la fréquence 7,59 kHz.

Si la fourchette de vitesses d'impact propices au soudage est connue, il est possible de déterminer les fréquences qui lui correspondent. Inversement, en recoupant les résultats expérimentaux de succès ou non de soudage connaissant les choix de l'utilisateur pour le courant, la zone de vitesse de soudabilité peut être déterminée. Cette approche peut être utilisée dans un premier temps pour caler le modèle sur des résultats expérimentaux.

### 3.4.3.3 Ecart tube-coil

L'écart entre le tube et le coil est aussi un facteur déterminant : plus le tube est loin du coil, plus le déplacement est petit et lent.

Comme pour les fréquences, imaginons un écart entre les deux tubes à souder de 2 mm et faisons la même étude sur le temps de parcours et sur la vitesse pour des écarts tube-coil de 1 à 6 mm. Comme le montrent les résultats lus dans la table 3.2, la vitesse est divisée par 2 pour une augmentation de 5 mm tandis que le temps pour que l'impact ait lieu n'est que de 6  $\mu\text{s}$  de plus.

Bien qu'il soit déjà possible de faire des analyses pour utiliser le modèle en rapport avec le soudage, il ne faut pas oublier qu'ici, les calculs ne tiennent pas compte de la présence du second tube, qui va influencer sur les grandeurs magnétiques - comme vu au chapitre 2 -, que l'analyse ne peut se faire que pour la vitesse du premier point d'impact puisque qu'ensuite ce sera une propagation de l'impact et enfin que l'angle d'impact est un autre facteur déterminant pour que la soudure se produise et ne peut être ici examiné. Il est donc important d'utiliser l'outil numérique déjà mis en place ainsi que toutes les études faites pour en créer un autre en configuration de soudage. C'est ce qu'examine la dernière section de ce chapitre.

Ecart tube-coil (mm)	Temps ( $\mu\text{s}$ )	Vitesse ( $\text{m.s}^{-1}$ )
1	40	88.05
2	40	83.3
3	42	72.4
4	42	67.05
5	44	55.25
6	46	43.5

TAB. 3.2 – Influence de l'écart tube-coil sur le temps et la vitesse de déplacement du tube à mi-hauteur de celui-ci pour un déplacement de 2 mm .

### 3.5 Mise en place de l'outil numérique pour la simulation du soudage

Afin de représenter le processus de soudage, un deuxième tube est inséré dans le modèle. Cela peut mener à quatre configurations. Le tube intérieur et le tube extérieur sont plus longs que le coil, le tube intérieur est plus court ou alors le tube extérieur ou encore les deux. Dans tous les cas, il faut qu'il y ait une zone de superposition, la zone où le soudage aura lieu (ou pas).

L'outil numérique en configuration de soudage est un couplage d'ANSYS<sup>TM</sup> pour le calcul magnétique et d'ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> pour le calcul mécanique.

#### 3.5.1 1ère approche : couplage faible - configuration soudage

Pour rappel le couplage faible consiste à calculer les forces de Lorentz dans le modèle magnétique pour tous les pas de temps, sans tenir compte de la déformation puis à les transférer, comme vu précédemment, en chargement de densités de force aux éléments dans le calcul mécanique.

L'introduction d'un second tube dans le modèle oblige l'ajout du contact sur les deux surfaces en vis-à-vis, soit la face extérieure du tube intérieur et la face intérieure du tube extérieur. Cela est fait d'après les critères vus dans la sous-section 3.2.3 page 78. Deux modes de contact entre les tubes a été utilisé : celui par défaut ou celui par friction.

L'évolution temporelle des tubes est suivie sur la figure 3.12(a). Quelques soient les choix pour le contact, les deux tubes entrent correctement en contact, sans qu'il y ait pénétration des maillages l'un dans l'autre. Le contact s'établit par le haut du tube extérieur et se propage vers le bas des tubes, ce qui concorde avec l'expérimentation.

La configuration des tubes au niveau de la zone de contact est la même ou presque, en présence d'"étaux" (figure 3.12(b)) ou de blocage des extrémités. Par contre, il est observable une bosse du tube extérieur avant la zone de soudage quand il y a des "étaux", ce qui rappelle le petit épaulement déjà observé lors du couplage en configuration de formage.

Toutes ces observations mènent à la conclusion que la simulation du contact entre les tubes est bien menée et qu'il est donc possible de passer à un couplage séquentiel de ce modèle.

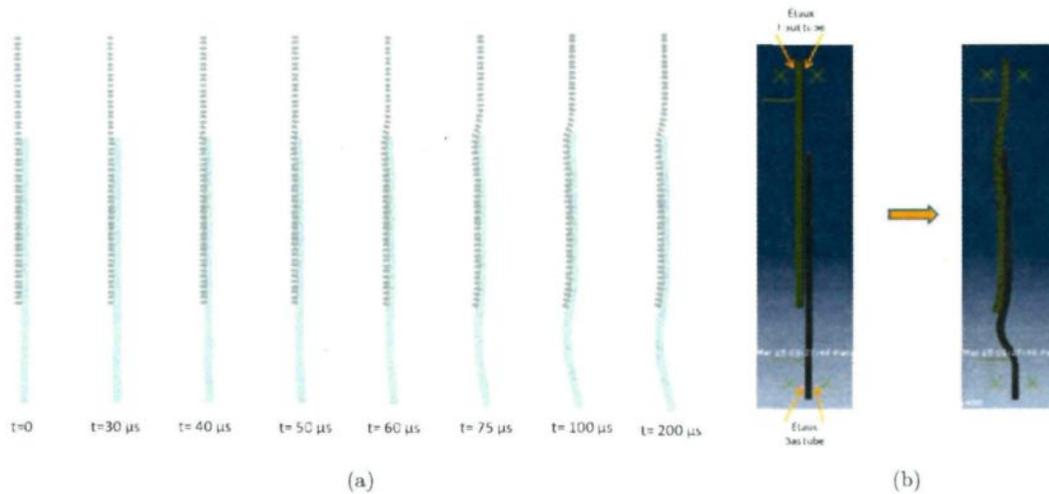


FIG. 3.12 – a) Evolution en temps du processus de soudage en couplage faible et b) Positions initiale et finale en présence d'étai

### 3.5.2 2ème approche : couplage séquentiel-foible - configuration soudage

Le principe du couplage séquentiel est toujours de faire se succéder un calcul magnétique et un calcul mécanique, par les mêmes techniques que vues précédemment à savoir : pour un pas de temps donné calcul des forces de Lorentz exercées sur les deux tubes par le modèle magnétique, extraction de celles-ci qui sont chargées en densités de force dans le modèle mécanique puis résolution mécanique, extraction des déplacements et des nouvelles coordonnées des nœuds et enfin transfert de ceux-ci pour actualiser le modèle magnétique, et ainsi de suite.

Toutes ces étapes sont effectuées comme dans le couplage séquentiel en configuration de formage mis à part l'actualisation du maillage qui est de nouveau un point sensible. C'est l'objet de cette sous-section.

Comme vu précédemment, et solution pour la simulation de formage, il faut un maillage régulier donc un mappage de l'air entourant les tubes. Or, les tubes doivent être maillés avec un facteur environ 5 dans leur longueur pour le contact. Cela signifie qu'il n'est pas possible de faire un mappage entre les tubes (figure 3.13(a)). Ou, si cela se fait, il faut mettre des éléments de contact magnétique à la frontière... les résultats n'ont pas été concluants.

Pour permettre d'utiliser quand même un maillage régulier pour déplacer les tubes, chacun a été placé dans une aire d'air l'entourant avec un maillage régulier et les deux aires sont séparées par une aire de faible épaisseur de maillage libre permettant de relier les deux autres maillages (figure 3.14).

Enfin, le tube externe est celui qui se déplace le plus, il est littéralement projeté sur le tube intérieur. L'aire maillée librement est très proche du tube intérieur, ce qui permet d'avoir presque tout l'écart entre les deux tubes maillé régulièrement en fonction du tube extérieur qui pourra s'y déplacer.

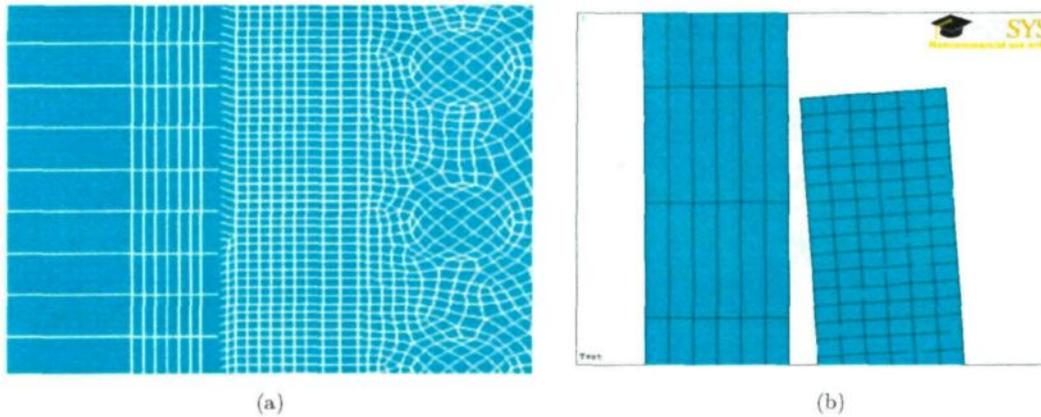


FIG. 3.13 – a) Problème pour créer un maillage régulier entre les deux tubes et b) Configuration des tubes au pas maximal de couplage séquentiel (ici 31  $\mu$ s) pour le soudage

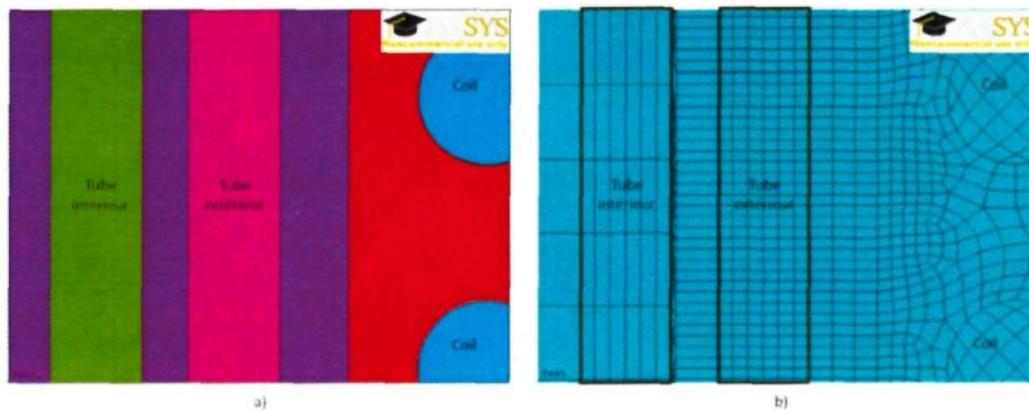


FIG. 3.14 – Zone de maillage régulier de l'air pour que le tube extérieur puisse se déplacer dans l'air et zone maillée librement pour relier avec le maillage du tube intérieur

Du fait du tout petit écart entre les deux tubes (1 mm dans l'exemple choisi), la zone dans laquelle la commande de remorphing doit repositionner les nœuds est très petite et dès le deuxième pas, elle ne parvient pas à repositionner. Cela ne permet donc pas de faire du couplage séquentiel. Il n'est pas possible d'utiliser la même méthode qu'en configuration formage !

En considérant que l'aire de l'air proche du tube extérieur face au tube intérieur est de très faible largeur, il est possible de ne laisser qu'une couche d'éléments. Ainsi, à chaque pas de temps, les nœuds du tube peuvent être actualisés directement aux nouvelles coordonnées sans repositionner les nœuds de cette aire (figure 3.14(b)). Pour cela, il faut avoir construit le modèle magnétique sans la géométrie - les nœuds sont sinon liés à celle-ci et ne peuvent être déplacés directement.

Ainsi, en début de simulation ANSYS<sup>TM</sup> est utilisé pour créer le maillage qui servira à

la création des modèles magnétique et mécanique en absence de géométrie. Pour rappel, la résolution en couplage séquentiel du formage exige quant à elle la présence de la géométrie.

Il est possible de simuler séquentiellement le procédé de soudage tant que le tube extérieur n'a pas encore atteint le tube intérieur (figure 3.13(b)). Dès que l'élément de l'air le plus proche de l'extrémité supérieure du bord intérieur du tube est déformé de trop, ANSYS<sup>TM</sup> ne peut plus assurer le calcul magnétique avec déformation.

A ce stade, le couplage séquentiel n'est plus possible et la simulation est poursuivie par un couplage faible avec pour configuration du modèle magnétique la dernière déformée possible.

Cette simulation du soudage par couplage semi-séquentiel/semi-faible est ce qu'il est possible d'obtenir au mieux avec les logiciels choisis.

### 3.5.3 Comparaison rapide des résultats

Cette sous-section présente un bref comparatif de quelques simulations.

Les propriétés des matériaux et procédés sont les mêmes que précédemment, le deuxième tube est considéré être de même matériau que le premier. Les dimensions des deux tubes sont :

- longueurs : tube extérieur = 8 cm, tube intérieur = 8,1 cm => superposition de 5 cm ;
- rayons intérieurs : tube extérieur = 2,3 cm, tube intérieur = 2 cm ;
- épaisseurs : pour les deux tubes : 2 mm => écart entre les tubes = 1 mm et
- maillage : tube extérieur 6\*333 éléments, tube intérieur 6\*50 éléments.

La figure 3.15(a) présente les contours des tubes en leur état final pour, dans un premier cas, un couplage faible et un couplage séquentiello-faible avec pour conditions aux limites les extrémités des tubes bloquées et, dans un deuxième cas, un couplage séquentiello-faible avec conditions aux limites une fois les extrémités des tubes bloquées et une fois la présence d'étaux avec un coefficient de friction de 0,25.

Il est clair que dans la longueur du soudage les profils sont identiques. Le calcul en couplage séquentiello-faible à apporter un déplacement du tube intérieur au-dessus du joint de soudure plus important. De même, la présence des étaux, induit une modification de la forme des parties extérieures au joint de soudure, et induit une bosse à l'extrémité de ces joints.

Un zoom sur la zone de contact de l'extrémité supérieure du tube extérieur révèle de légères différences (figure 3.15(b)). Le couplage séquentiello-faible n'a pas induit le même amorçage de l'impact que le couplage faible : il y a une légère bosse sous le point de premier impact dans le cas du couplage faible, donc on peut supposer que l'angle d'impact n'a pas été le même. Le déplacement est plus grand au niveau de l'amorçage de la soudure dans le cas avec l'"étau". Or deux des facteurs clés pour que le soudage ait lieu sont l'angle avec lequel les tubes se rencontrent ainsi que la vitesse. Le prochain chapitre approfondit cette étude.

## 3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le couplage du modèle magnétique avec le modèle mécanique a été effectué pas-à-pas. Cela a permis de construire un outil numérique de simulation du formage en couplage séquentiel et un outil numérique du soudage en couplage séquentiello-faible. Pour le premier le

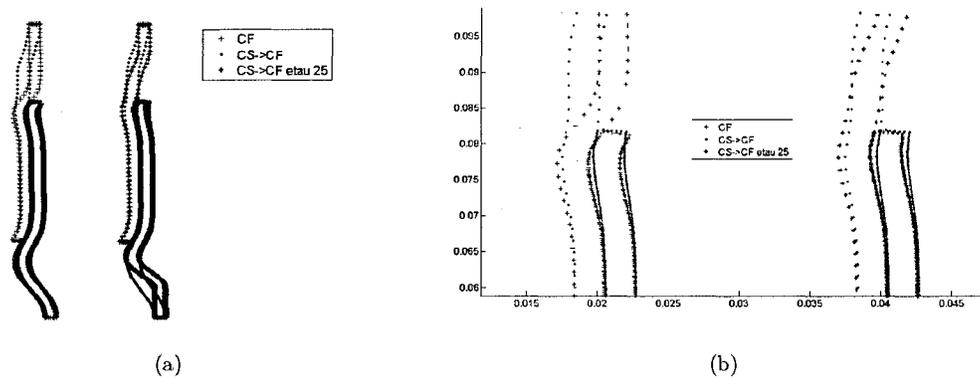


FIG. 3.15 – a) Profil final de simulations de soudage et b) zoom sur la zone de premier impact des tubes : extrémité supérieure du tube externe

couplage tout ANSYS<sup>TM</sup>, beaucoup moins coûteux en temps a été retenu, tandis que pour le deuxième est un couplage ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup>.

Ces outils offrent différentes possibilités pour les conditions aux limites, choix qui doit être effectué lors du calage du modèle avec l'expérience. D'autres paramètres nécessitent un calage sur l'expérimentation.

Les limites du logiciel ANSYS<sup>TM</sup> ont été mises en évidence. Il est évident qu'ANSYS<sup>TM</sup> n'offre pas de solution pour un remaillage lors d'un calcul magnétique transitoire. Il a donc fallu développer des stratégies différentes suivant le procédé à simuler - formage ou soudage.

Dans le prochain chapitre, l'outil numérique pour simuler le soudage sera exploité pour expliciter les paramètres de soudage et un exemple permettra de voir comment passer des résultats de simulation à un choix de jeu de paramètres pour un montage expérimental.



# Exploitation du modèle de soudage

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Mise en place d'un outil numérique d'analyse/post-traitement . . . . .</b>	<b>100</b>
4.1.1	1ère analyse : visuelle . . . . .	100
4.1.2	Données brutes sur l'impact . . . . .	101
4.1.3	Calcul des grandeurs critères du soudage . . . . .	104
<b>4.2</b>	<b>Etude de sensibilité du modèle de soudage . . . . .</b>	<b>108</b>
4.2.1	Etude préliminaire . . . . .	108
4.2.2	Etude sur les paramètres de la machine/le courant déchargé . . . . .	111
4.2.3	Etude sur les paramètres géométriques du dispositif (sur les tubes) . . . . .	119
4.2.4	Etude sur les paramètres matériaux des tubes . . . . .	123
4.2.5	Conclusion . . . . .	126
<b>4.3</b>	<b>Etude d'un cas concret fictif . . . . .</b>	<b>126</b>
4.3.1	Le cas à analyser . . . . .	127
4.3.2	Montage du plan d'expérience . . . . .	128
4.3.3	1ère analyse : Détection du contact, forme finale . . . . .	129
4.3.4	2ème analyse : Soudabilité? . . . . .	131
4.3.5	Analyse du contact des simulations sur l'alliage Al6061-T6 . . . . .	133
<b>4.4</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>134</b>

*Ce chapitre est divisé en trois grandes parties. Toutes ont pour but l'utilisation pragmatique du modèle magnéto-mécanique ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> en couplage séquentiello-faible pour configuration de soudage développé et validé en fin du chapitre précédent.*

*La première partie s'attache à mettre en place une méthode d'analyse des résultats, permettant de passer des fichiers de données créés pendant le calcul magnéto-mécanique à une analyse de grandeurs permettant de savoir si le soudage se produit ou non.*

*La deuxième partie permet de comprendre comment les divers paramètres influent sur les résultats et donc sur la réalisation de la soudure. Cette recherche est faite par une analyse de sensibilité paramètre par paramètre, tant machine que configuration ou encore matériau.*

*Enfin, la dernière partie, permet de se placer dans la pratique par l'exemple d'un cas concret - fictif-, en faisant un plan d'expérience.*

## 4.1 Mise en place d'un outil numérique d'analyse/post-traitement

Le but de l'outil numérique développé est de prédire la réalisation de la soudure pour un jeu de paramètres donnés, or le joint de soudure proprement dit n'est pas représenté dans le modèle développé. Il est difficile de connaître la nature et les propriétés de ce joint et donc de savoir comment le traduire en terme d'éléments numériques de connection. Cette thèse est un premier projet et donc, par simplification, seul le contact des tubes est représenté dans la simulation. Il faut donc s'appuyer sur l'analyse des résultats par rapport à certaines grandeurs afin de conclure.

Le choix des grandeurs à analyser est fait d'après la recherche bibliographique présentée au chapitre 1.

Les études menées sur le soudage par explosion (page 18) ont déterminé, entre autres, deux facteurs importants et exploitables pour l'outil numérique de cette thèse (voir la figure 1.15(a) page 18 pour la description de  $\beta$ ,  $v_c$  et  $v_p$ ) :

- l'angle d'impact  $\beta$  entre les deux plaques (ou tubes ici) ; il est dynamique : il faut donc l'étudier pendant toute la durée de l'impact ;
- le temps nécessaire : la pression doit être exercée pendant un temps suffisant, donné par la vitesse du point de collision  $v_c$ , tandis que la vitesse d'impact  $v_p$  donne la pression.

L'entreprise PULSAR est parvenue aux mêmes conclusions, représentant la fenêtre de soudabilité délimitée par la vitesse du point de collision et l'angle  $\beta$  (figure 1.31(b) page 33). Pour rappel, d'après leur calcul,  $\beta$  doit être compris entre 6 et 14° et  $v_c$  entre 0,5 et 2,3 km/s - à confirmer dans un futur travail de calage du modèle.

D'autre part, d'après la figure 1.32(b) page 33 et l'analyse qui a été faite par l'équipe de recherche, il semble que la vitesse d'impact  $v_p$ , donc la pression joue aussi un rôle dans le phénomène de soudage.

Un outil de post-traitement numérique des paramètres dynamiques  $v_c$ ,  $v_p$  et  $\beta$  a donc été développé.

Par intérêt et pour comprendre un peu mieux le processus, l'outil de post-traitement s'intéressera au moment où le soudage se produit pendant le temps de décharge du courant et à la durée de l'impact.

De plus, même si le soudage se produit, il faut s'intéresser à la forme finale. En effet, si dans les tubes doit passer un liquide et si les tubes ont bien soudés mais se sont de trop effondrés sur l'intérieur, celui-ci ne pourra pas s'écouler correctement ; donc dépendamment de l'usage prévu, l'utilisateur doit s'assurer que la forme finale le permette.

D'autre part, l'outil de post-traitement permet aussi de mesurer la longueur de l'impact, à comparer avec la longueur de superposition initiale des deux tubes.

### 4.1.1 1ère analyse : visuelle

Avant de se lancer dans une analyse numérique de l'impact, il est bien de vérifier que le contact des tubes a eu lieu ou non ; si non, trois possibilités :

1. Une erreur dans les données de lancement ; après correction, le calcul reprend. Ces erreurs apparaissent notamment lors de la création du maillage ou lors de sa déformation si la taille des éléments est mal choisie ;
2. Le jeu de paramètres choisis ne déforme pas suffisamment le tube extérieur et donc le contact n'a pas lieu ;
3. Le jeu de paramètres dépasse le domaine de validité d'utilisation de l'outil numérique (cas non analysable) . Par exemple, sur la figure 4.1(a) le tube s'est déformé de façon non physique. Soit c'est un problème de définition des lois physiques, soit cela traduit que dans la réalité, il y a vraiment une déformation excessive et sans doute rupture, mais le modèle n'y atteint pas, toujours est-il que le résultat avec le modèle n'est pas exploitable !

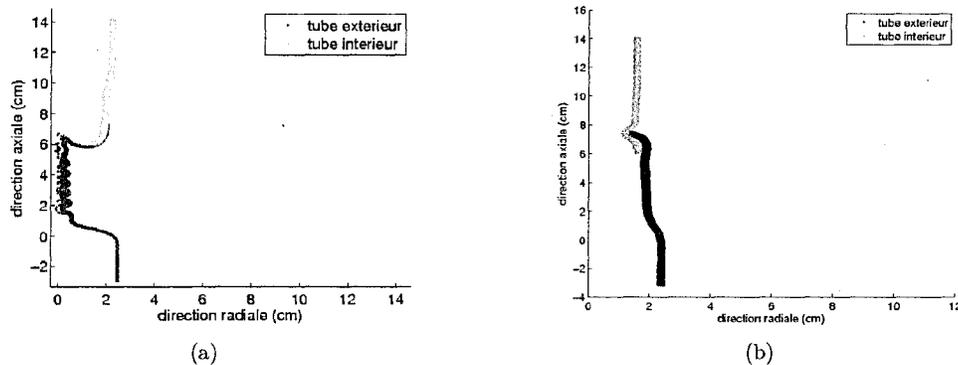


FIG. 4.1 – a) Résultat aberrant d'un calcul et b) Forme finale non souhaitable d'un soudage

D'autre part, comme annoncé précédemment, il est intéressant de regarder la forme finale des tubes soudés. Il est évident qu'une forme finale telle que celle de la figure 4.1(b) n'est pas souhaitable et donc ne porte aucun intérêt à être analysée ; le jeu de paramètres est à éviter dans la pratique. Par contre, suivant les jeux de paramètres choisis, des formes finales acceptables ou non de par le formage que les tubes soudés auront subi influenceront le choix de l'utilisateur (figure 4.2).

Enfin, il est également possible, en "regardant" les nouvelles coordonnées des nœuds à chaque pas de temps de suivre le processus du soudage, en particulier pendant la durée de l'impact (figure 4.3). Cela permet non seulement de visualiser comment il se produit mais aussi d'évaluer les valeurs de l'analyse des grandeurs en post-traitement ou encore les relier à la réalité physique.

#### 4.1.2 Données brutes sur l'impact

##### 4.1.2.1 Durée du calcul en couplage séquentiel vs durée du calcul en couplage faible

Vérifier jusqu'où le calcul s'est effectué en couplage séquentiel permet de valider que le calcul de premier point d'impact a lieu dans ce cadre, donc que les premières données exploitées sur l'impact sont les plus précises. Pour la suite, force est de se satisfaire de déplacements calculés

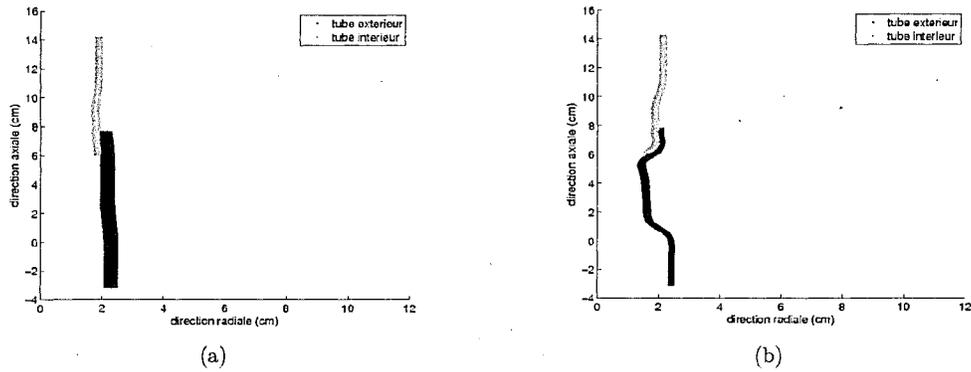


FIG. 4.2 – Forme finale des tubes a) avec un faible formage et b) avec un fort formage

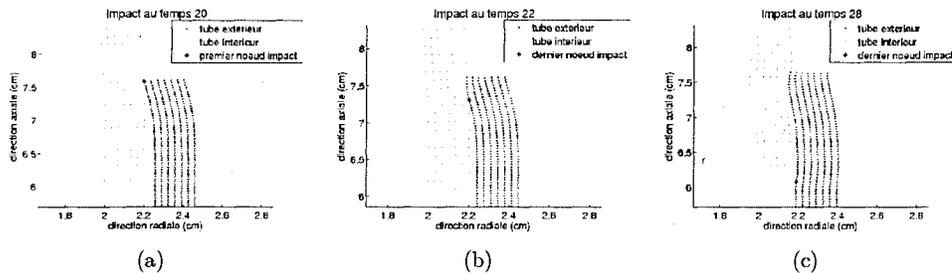


FIG. 4.3 – Visualisation de l'impact au temps a) 20  $\mu s$  - début impact, b) 22  $\mu s$  - au coeur de l'impact et c) 28  $\mu s$  - fin de l'impact

par couplage faible, en supposant que cela influe peu sur le calcul de l'impact puisque celui-ci se produit très rapidement (dans les calculs de cette thèse la durée de l'impact est d'environ 10  $\mu s$  alors que le formage total dure environ 60 à 70  $\mu s$  et le calcul est fait pendant 200  $\mu s$ ).

Le dernier temps du calcul magnétique est trouvé par comptage du nombre  $n_s$  de fichiers .db, nombre correspondant au nombre de pas de temps du calcul séquentiel plus celui du couplage faible. En multipliant ce nombre  $n_s$  par le pas de temps  $\Delta t$  et en retranchant un demi pas de temps (cela est dû au fait que désormais les calculs se font pour des temps en quinconce, donc le premier calcul magnétique est fait pour un pas puis pour tous les deux pas, donc pour  $n=1$ ,  $n=3$ ,  $n=5$  etc.). Le dernier temps de calcul magnétique  $t_s$  en couplage séquentiel est trouvé ( $t_s = n_s \Delta t - \Delta t/2$ ). Cela signifie que le prochain résultat mécanique est encore en couplage séquentiel. L'utilisation de l'outil a montré que dans la plupart des cas le premier point d'impact a lieu à ce moment là, donc est un résultat de couplage séquentiel.

#### 4.1.2.2 Premier temps d'impact

Pour souder, la configuration choisie est la plupart du temps celle avec deux tubes ayant une petite longueur de superposition et pour mieux créer l'angle le tube extérieur a son extrémité supérieure qui est dans la longueur du coil. Cela signifie que dans un processus de soudage c'est presque systématiquement le nœud de l'extrémité supérieure sur le bord

intérieur du tube extérieur (appelé `n_coin` dans la suite) qui va impacter en premier le tube intérieur (figure 4.3(a)). L'outil numérique de post-traitement développé dans cette thèse s'intéresse, à date, uniquement à cette configuration. De cela, il découle que le premier nœud à impacter - `n_coin` - est connu, il suffit donc de trouver à quel moment il atteint le tube intérieur.

Pour ce faire, une recherche systématique par temps croissant est effectuée jusqu'à trouver celui recherché. Le temps d'arrêt est donc le temps où la coordonnée radiale du nœud de premier impact `n_coin` est la même (à une précision près) que celle du bord extérieur du tube intérieur. Celui-ci ayant pu subir une légère déformation, ce critère n'est pas suffisant car peut être vérifié pour un nœud du bord du tube intérieur qui serait loin, donc un deuxième critère est ajouté, il faut que la coordonnée axiale de `n_coin` soit comprise entre celle du nœud du tube intérieur au-dessus du nœud de même coordonnée radiale `n_tint` et celle du nœud en dessous. Ces deux critères conjugués, assurent que `n_coin` est bien en contact avec le tube intérieur.

Toutefois cela n'est pas toujours suffisant. Si le pas de temps entre deux calculs mécaniques est suffisamment grand (dès  $(n+1)-(n-1) = 2 \mu s$ ), il se peut qu'au temps `n-1`, il n'y ait pas l'impact et au temps `n+1` `n_coin` à impacter mais il n'est pas le seul ! Pour savoir s'il est le seul où s'il y en a d'autres, il suffit de vérifier s'il y en a au moins un autre, le suivant, c'est-à-dire celui juste en-dessous, en lui appliquant les mêmes critères. Dans ce cas, le temps d'impact est considéré être au temps `n`, donc à la moitié du pas de temps entre deux calculs mécaniques.

Le nœud du bord du tube intérieur `n_int` est gardé en mémoire, de même que `n_coin`, le temps d'impact et si c'est le premier cas évoqué ici ou le second.

#### 4.1.2.3 L'impact

Connaissant le premier nœud d'impact tant du tube extérieur (`n_coin`) que du tube intérieur (`n_tint`) et le premier temps d'impact, il suffit de calculer à chaque calcul mécanique suivant les nouveaux points d'impact du tube extérieur, et de garder en mémoire le dernier pour chacun.

Pour cela à chaque calcul mécanique suivant, est vérifié, en descendant nœud par nœud du bord intérieur du tube extérieur, d'après les critères précédents (avec la recherche sur le bord du tube intérieur uniquement pour les nœuds compris entre `n_int` et le nœud de l'extrémité inférieure de celui-ci qui sera le dernier nœud d'impact), si ce nœud est en contact avec le bord extérieur du tube intérieur. Tant que le nœud est en contact, la vérification se fait encore au nœud suivant. Dès qu'un nœud n'est pas encore en contact, la recherche est terminée, le dernier nœud en contact est gardé en mémoire et la même recherche effectuée sur la configuration finale du calcul mécanique suivant. Sur les figures 4.3(a) et 4.3(b) présentant les deux positions des nœuds des tubes pour deux calculs mécaniques successifs, les étoiles indiquent le nœud de dernier contact du temps de calcul et qui est donc le nœud mémorisé pour ce temps donné.

Toutefois, il faut rajouter un critère d'arrêt : fin du calcul une fois que les deux tubes sont en contact sur toute la partie superposée (figure 4.3(c)).

A la fin de cette analyse, les derniers nœuds du tube extérieur ayant impactés avec le tube intérieur pour chaque pas de temps de la durée de l'impact sont mémorisés.

#### 4.1.2.4 Temps final et durée de l'impact

Une fois les deux étapes précédentes faites, le temps final et la durée de l'impact sont des valeurs données. En effet, le temps final est le temps où la recherche précédente sur les nœuds d'impact s'est arrêtée. D'autre part, le temps de premier impact a déjà été trouvé, donc la durée de l'impact est la différence entre le temps final et le temps initial.

### 4.1.3 Calcul des grandeurs critères du soudage

#### 4.1.3.1 La vitesse de collision $v_c$

La vitesse de collision  $v_c$  est la vitesse de déplacement du point d'impact le long des tubes. Ici, ce sera la vitesse de déplacement du point d'impact du bord du tube extérieur le long du tube intérieur. Le choix vient notamment de la contrainte sur la taille de maillage, avec un maillage environ 5 fois plus dense le long du tube extérieur que du tube intérieur donc une plus grande précision pour l'impact. D'autre part, le tube intérieur est beaucoup moins déformé, donc sur un pas de calcul il peut être considéré que le point d'impact se déplace linéairement sur celui-ci.

Ce deuxième point amène à une hypothèse posée ici : le déplacement du point d'impact le long des tubes pour un pas de calcul, est linéaire. Cela est possible car le pas de calcul est très petit (dans les calculs présentés par la suite de 1 ou 2  $\mu\text{s}$ ).

Ainsi, la distance de déplacement  $d_c$  du nœud d'impact entre deux calculs mécaniques correspond à la longueur du vecteur  $\mathbf{V}_c$  dont l'origine est le point de coordonnées celles du dernier point d'impact à  $t=n-1$  (point A à gauche de la figure 4.4) et l'extrémité est le point de coordonnées du dernier point d'impact à  $t=n$  (point B au centre de la figure 4.4). Donc pour un pas de temps entre deux calculs mécaniques, le vecteur de déplacement de collision  $\mathbf{V}_c$  est celui représenté à droite de la figure 4.4, il est délimité par des nœuds dans deux temps différents, ces nœuds étant les nœuds d'impact mémorisés précédemment.

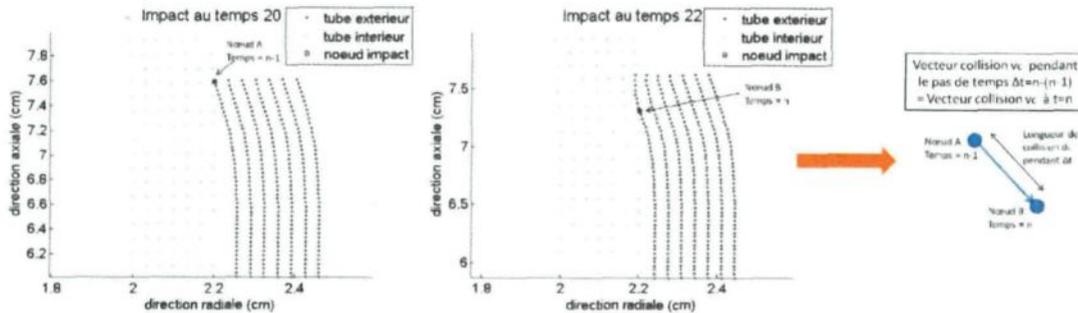


FIG. 4.4 – Explication sur le vecteur collision  $\mathbf{V}_c$

Les coordonnées des nœuds sont des sorties du modèle mécanique, donc le calcul de la longueur du déplacement  $d_c$  est direct.

Ainsi, la longueur de déplacement est connue pour chaque incrément de temps pendant l'impact.

Une deuxième hypothèse est apportée, la vitesse de collision  $v_c$  pour l'incrément de temps, donc entre le temps  $n-1$  et le temps  $n$  est supposée constante, toujours du fait du très petit pas de temps  $\Delta t$ . Donc pour chaque incrément de temps, c'est une vitesse moyenne qui est calculée.

Du fait de la supposition, le calcul donne la vitesse au temps milieu de  $n-1$  et  $n$  soit  $\frac{n+(n-1)}{2}$  mais pour des raisons pratiques elle sera présentée comme la vitesse au temps  $n$  sur les figures qui suivent. Cela permet de recoller avec la physique, puisqu'ainsi au premier temps de contact il n'y a pas encore de vitesse de collision.

Une attention est à apporter au calcul de la première vitesse de collision. Si lors du calcul du premier temps d'impact, il avait fallu considérer que celui-ci était à un demi pas de temps précédent, la longueur  $d_c$  est à diviser par  $\Delta t/2$ .

Une dernière remarque : il se peut que le déplacement du tube extérieur soit si lent qu'il n'y ait pas de nouveau nœud de collision à chaque pas de temps. Ce cas ne nécessite donc pas forcément analyse puisque dans la pratique il n'y aura pas soudage. Toutefois, pour l'étude de sensibilité qui suit, il a été supposé que la vitesse de collision  $v_c$  est constante entre le point de collision du temps  $n$  et celui du temps  $n+\dots$  suivant, ce qui a un sens vu la lenteur, et donc tous les temps n'ayant pas de nouveau point de collision auront la même vitesse  $v_c$ .

L'étude de sensibilité sur le pas de temps montrera que bien qu'assez robuste, des petits pas peuvent permettre de capter des pics de vitesse sans trop amplifier les erreurs numériques, ce qui pourrait expliquer des rebonds des tubes lors des expériences. Donc le calcul de  $v_c$  est sensible au pas de temps et pour bien suivre  $v_c$  dans le temps il faut un pas petit (idéalement 1 ou 2  $\mu s$ ). Ce calcul est aussi un peu sensible à la taille du maillage ; il faut que le tube extérieur soit maillé suffisamment fin pour être précis sur la longueur de collision  $d_c$  et donc la vitesse de collision  $v_c$ .

#### 4.1.3.2 Longueur du contact entre les deux tubes

Après le calcul de la longueur de collision  $d_c$  pour chaque pas de calcul, pendant la durée du soudage, la longueur du contact entre les deux tubes est directe : c'est l'addition de chacune des longueurs de collision  $d_c$  (figure 4.5(a)).

Dans les calculs qui suivent elle a une longueur avoisinante la longueur de superposition initiale mais rarement exactement la même.

#### 4.1.3.3 Angle de collision dynamique $\beta$

L'angle de collision dynamique  $\beta$  est l'angle entre les deux surfaces des tubes lors de l'impact. Il est considéré comme dynamique car il évolue dans le temps. Il est donc calculé à chaque calcul mécanique, autrement dit à chaque temps  $n$  pendant la durée d'impact.

La façon la plus simple de calculer cet angle est de calculer l'angle entre deux vecteurs, chacun représentatif de la surface d'un des tubes. Pour fixer les idées,  $\mathbf{V}_1$  est représentatif de la surface au voisinage de l'angle d'impact du tube extérieur et dans le sens de collision et  $\mathbf{V}_2$  de celle du tube intérieur, tels que représentés sur la figure 4.5(b).

L'angle  $\beta$  est de sommet le point d'impact. Il est choisi situé à l'origine du vecteur  $\mathbf{V}_1$ .

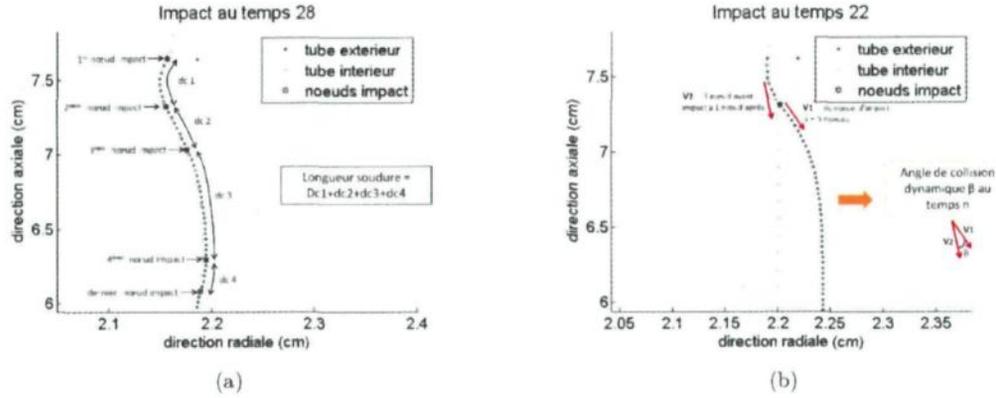


FIG. 4.5 – Calcul a) de la longueur de la soudure et b) de l'angle dynamique  $\beta$

La longueur du vecteur  $\mathbf{V}_1$  est discutable. Elle doit permettre de représenter l'angle : elle ne doit donc pas être trop petite (comme d'une longueur d'un élément), ni trop grande (sinon elle n'épousera plus la forme près du nœud d'impact). Elle a été choisie d'une longueur de 6 nœuds.

Le tube intérieur est quant à lui beaucoup moins déformé localement au moment de l'impact et maillé plus grossièrement. Le vecteur  $\mathbf{V}_2$  est donc choisi avec pour origine le nœud de la surface du tube intérieur précédant le nœud le plus proche du nœud de l'impact et pour autre extrémité le nœud de la surface le suivant. Il est donc de longueur de trois nœuds.

Au temps  $n$ , les coordonnées de tous les nœuds sont connus, donc les coordonnées des vecteurs  $\mathbf{V}_1$  et  $\mathbf{V}_2$  le sont et l'angle  $\beta$  est calculé à l'aide du produit scalaire :

$$\cos \beta = \frac{\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{V}_2}{\|\mathbf{V}_1\| \cdot \|\mathbf{V}_2\|} \quad (4.1)$$

Un souci est parfois rencontré lors du calcul du dernier angle, du fait du problème des longueurs des vecteurs. Etant donné que ce dernier angle n'est pas celui qui aide à déterminer la réalisation de la soudure et qu'il est normalement plutôt très petit, il est artificiellement ramené à une petite valeur.

#### 4.1.3.4 Vitesse d'impact $v_p$

La vitesse d'impact  $v_p$  est la vitesse d'un point du tube extérieur dans son déplacement vers le tube intérieur au moment où il rentre en contact avec celui-ci. Cette vitesse peut donc être calculée pour tous les nœuds du tube extérieur entrant en contact avec le tube intérieur. Par simplicité, ce calcul n'est effectué que pour les nœuds de dernier impact mémorisés pour chaque calcul pendant la durée de l'impact.

Le but est de connaître la vitesse d'impact  $v_p$  au moment de l'impact, soit au temps  $n$ . Pour cela, de même que pour la vitesse de collision  $v_c$ , la distance  $d_p$  parcourue pendant le pas de temps amenant à l'impact est calculée (figure 4.6). Le vecteur  $\mathbf{V}_p$  a pour origine les coordonnées

de ce nœud au temps  $n-1$  (point A) et pour extrémité les coordonnées de ce nœud au temps  $n$  (point B).  $\mathbf{V}_p$  est donc un vecteur aux extrémités dans deux temps différents ; il est représentatif du parcours du nœud pendant l'incrément de temps précédent l'impact.

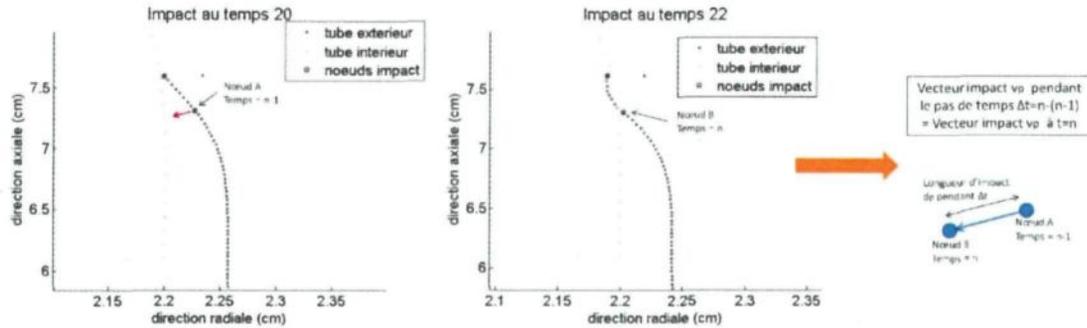


FIG. 4.6 – Explication sur le vecteur d'impact  $\mathbf{V}_p$

L'hypothèse de déplacement linéaire sur le petit incrément de temps est de nouveau adoptée et ainsi la distance  $d_p$  parcourue par le nœud est la longueur du vecteur  $\mathbf{V}_p$ .

Cette longueur est parcourue sur la durée du pas de temps  $\Delta t$ , donc, en supposant la vitesse  $v_p$  constante sur l'incrément de temps, elle est donnée par :

$$v_p = \frac{d_p}{\Delta t} \quad (4.2)$$

De même que pour la vitesse de collision  $v_c$ , quand les déplacements sont très lents, il n'y a pas un nouveau nœud d'impact à chaque temps et il faut donc travailler uniquement sur là où il en a.

#### 4.1.3.5 Fin de formage/stabilisation de la pièce soudée

Une fois la soudure effectuée, la structure est toujours soumise aux forces de Lorentz et le tube extérieur pousse le tube intérieur vers leur axe. La partie du tube intérieure non protégée par l'écran magnétique du tube extérieur tend aussi à s'effondrer sur l'axe. Toutefois, ce phénomène, du fait du durcissement, se stabilise, assez rapidement (environ à 60 ou 80  $\mu\text{s}$  du processus pour la plupart des calculs présentés ci-après).

Pour observer à partir de quand la stabilisation a lieu, il suffit de relever les coordonnées radiales d'un nœud d'un des tubes, nœud situé dans une zone de grand déplacement, donc à une hauteur comprise dans la longueur du coil, par exemple le nœud d'angle surface intérieur/extrémité haute du tube extérieur puis, de regarder graphiquement quand le déplacement n'a plus lieu ou bien de programmer le calcul du temps de stabilisation : sur dix temps successifs, le déplacement total du nœud doit être plus petit qu'une certaine précision.

Remarque : cette dernière méthode a été ajoutée à l'outil numérique de calcul magnéto-mécanique lors des calculs de la dernière section de ce chapitre - sur le plan d'expérience - afin d'arrêter le calcul dès qu'"il ne se passe plus rien", ce qui a permis d'optimiser les temps de

calcul : si la structure est stabilisée à 80  $\mu\text{s}$  et si temps final maximum de calcul était fixé à 200  $\mu\text{s}$ , alors 55% de temps de calcul est effectué en moins (pour calculer le temps de stabilité il a fallu calculer jusqu'à 90  $\mu\text{s}$ ).

L'outil numérique de post-traitement étant maintenant développé, l'étude de sensibilité du modèle magnéto-mécanique ANSYS<sup>TM</sup>-ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> en configuration de soudage par calcul séquentiello-faible peut être lancée et l'analyse portera sur les grandeurs déterminant la réalisation du soudage ou non.

## 4.2 Etude de sensibilité du modèle de soudage

Dans toute cette étude, les calculs magnétiques sont effectués en quinconce : temps n-1 = calcul magnétique, temps n = calcul mécanique, temps n+1 = calcul magnétique, etc

Le pas de temps entre deux calculs magnétiques ou deux calculs mécaniques est de 2  $\mu\text{s}$ , sauf précision.

Toutes les configurations ont été prises avec pour conditions aux limites, pour bloquer les mouvements de corps rigides, la présence d'"étaux" à l'extrémité supérieure du tube intérieur et à l'extrémité inférieure du tube extérieur (figure 3.2(b) page 78). Le coefficient de friction a été fixé à 0.25.

La précision dans le critère de détermination de l'impact d'un nœud du tube extérieur sur le tube intérieur a été fixé à 0.05 mm.

Le jeu de paramètres de départ est celui qui a été utilisé tout au long de cette thèse, puis il a été modifié au fur et à mesure tel qu'indiqué dans l'étude.

### 4.2.1 Etude préliminaire

#### 4.2.1.1 Différentes configurations possibles avec le modèle

A date, l'outil de simulation du soudage permet quatre configurations pour les tubes (figure 4.7) :

- Les deux tubes sont plus longs que le coil, cela revient à souder en cœur de longueur des tubes. Il y a de forte chance que les conditions de soudage soient difficiles à remplir car le tube extérieur est projeté presque parallèlement sur le tube intérieur - la vitesse de collision est faible et l'angle d'impact aussi. Cette configuration pourrait être intéressante, si le but était de souder deux tubes l'un au-dessus de l'autre, par exemple pour une protection du tube intérieur, mais elle ne doit pas être rencontrée souvent, donc elle ne sera pas étudiée ici ;
- Le tube intérieur est plus long que le coil tandis que le tube extérieur est plus court. Cette configuration peut se ramener à la dernière avec une longueur de superposition longue et surtout dépassant le coil. Ce dépassement implique qu'il n'y a pas de "bosse" du tube extérieur sous la longueur de soudure. Toutefois, cela signifie aussi que le tube intérieur pénètre dans le tube extérieur sur une grande longueur après la zone soudée, ce qui n'est pas très utile ;

- Dans la troisième configuration c'est le tube extérieur qui est plus long que le coil et le tube intérieur plus petit. De même que pour la première configuration, le tube extérieur est projeté presque parallèlement sur le tube intérieur, donc les conditions pour que le soudage se réalise sont difficiles à atteindre. De plus le tube extérieur recouvre le tube intérieur sur une grande distance après la zone de soudure et enfin il y a la bosse du tube extérieur sous la zone de soudure.
- Dans la dernière configuration les deux tubes se superposent sur une petite distance, ils ont tous les deux leur extrémité dans la longueur du coil. C'est la configuration la plus usuelle de soudage de tubes. C'est donc celle qui sera étudiée malgré la présence de la bosse du tube sous la zone de soudure et le fort formage de la pièce finale.

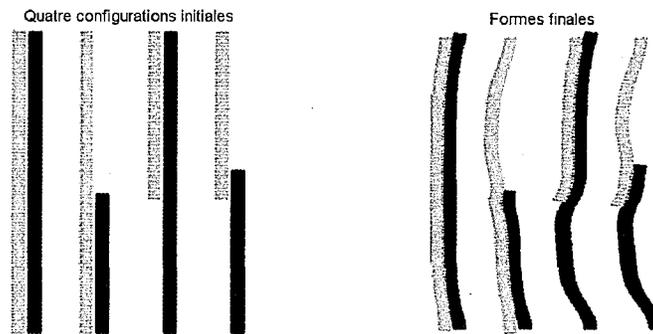


FIG. 4.7 – Les quatre configurations possibles dans l'outil de simulation de soudage développé

L'utilisation d'un concentrateur de courant ou d'un coil massif permet d'avoir une surface du coil très petite vis-à-vis des tubes et donc d'avoir un formage de la pièce soudée sur une longueur beaucoup plus petite que présentée ici.

#### 4.2.1.2 Etude sur le pas de temps

La simulation du formage a été lancée pour deux pas de temps différents entre deux calculs mécaniques (ou magnétiques) :  $1 \mu s$  et  $2 \mu s$ . Ces simulations ont été faites pour deux fréquences différentes, à savoir 13,14 kHz et 4,65 kHz.

Les résultats des grandeurs analysées par l'outil de post-traitement développé dans la section précédente sont présentés sur la figure 4.8 et dans le tableau 4.1.

Les temps trouvés sont quasiment les mêmes, la différence provient de la précision que permet le pas de temps. La méthode mise en place, permet pour ces deux pas de temps d'avoir exactement le même premier temps d'impact; par contre, rien ne permet d'affiner autant pour le dernier temps d'impact, ce qui est la cause de différence pour la dernière valeur dans le calcul des autres grandeurs et donc aussi pour la longueur de la soudure (de l'ordre de 0,02 mm ici).

Les nœuds de dernier impact de chaque pas de temps sont exactement identiques à tous les temps communs aux deux simulations (donc aux temps pairs) excepté pour le dernier. Cette

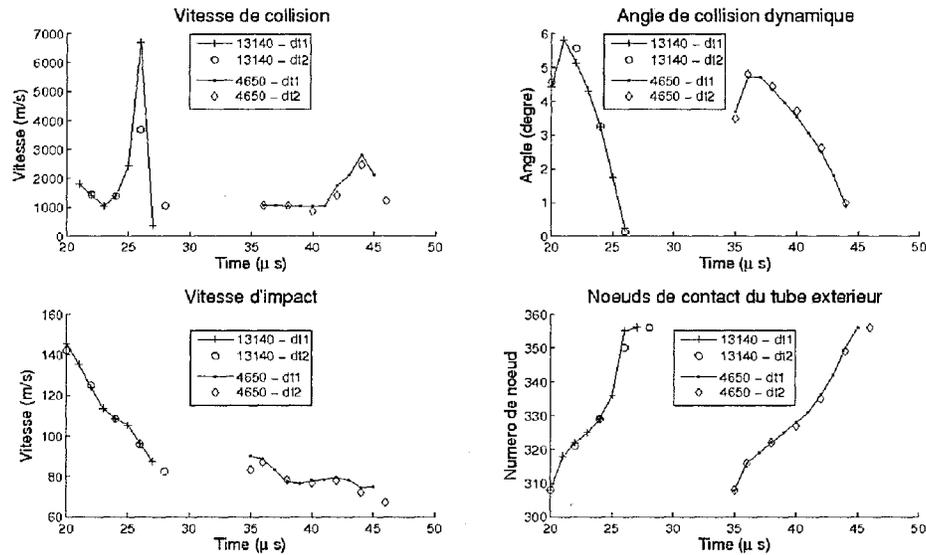


FIG. 4.8 – Analyse de la simulation de soudage pour un pas de temps de 1  $\mu\text{s}$  et 2  $\mu\text{s}$  pour les fréquences 13,14 kHz et 4,65 kHz

exception est une conséquence directe de la valeur du pas de temps : si le dernier nœud du tube extérieur atteint le tube intérieur à un temps impair, il est nécessairement reporté au temps pair suivant pour le pas 2  $\mu\text{s}$ .

Ce résultat permet aussi de vérifier que le comportement est strictement identique quelque soit le pas de temps choisi entre 1 et 2  $\mu\text{s}$ .

La forme de la courbe de la vitesse de collision est la même pour les deux pas de temps. Toutefois, celle avec le pas de temps le plus grand est un lissage de la première, ce qui fait qu'elle perd de l'information : les pics de vitesse pouvant être atteints sur un très petit temps ne sont pas perçus. Cela est particulièrement visible sur les courbes (figure 4.8) de la fréquence 13,14 kHz où à la 26<sup>e</sup>  $\mu\text{s}$  la valeur de la vitesse pour la courbe du pas 2  $\mu\text{s}$  est deux fois plus petite que celle de la courbe pour le pas 1  $\mu\text{s}$ .

Cette différence entre les deux courbes est très problématique car la vitesse de collision est un facteur fondamental pour prédire la réalisation du soudage. Il vaut donc mieux capter ces variations et donc dans la dernière section de ce chapitre, lors de l'étude d'un cas concret c'est le pas 1  $\mu\text{s}$  qui sera choisi. Ce pas est deux fois plus coûteux en temps de calcul donc l'étude de sensibilité qui suit sera réalisée au pas 2  $\mu\text{s}$ . Ce choix s'inscrit bien dans l'optique d'analyser les tendances d'influence des paramètres et non d'arriver à un résultat fini et précis pour une expérience.

La valeur pour le dernier temps d'impact peut également présenter une légère disparité, ce qui s'explique par le report du temps d'impact du dernier nœud du tube extérieur dans le cas 2  $\mu\text{s}$  au temps pair au lieu du temps impair précédent.

	$\Delta t_1$ -F1	$\Delta t_2$ -F1	$\Delta t_1$ -F2	$\Delta t_2$ -F2
dernier temps séquentiel magnétique ( $\mu s$ )	19,5	19	33,5	33
1er temps impact ( $\mu s$ )	20	20	35	35
dernier temps impact ( $\mu s$ )	27	28	45	46
durée impact ( $\mu s$ )	7	8	10	11
longueur d'impact (mm)	15,16	15,14	15,17	15,15

TAB. 4.1 – Comparaison des valeurs résultantes d'une simulation avec deux pas de temps différents :  $\Delta t=1 \mu s$  et  $\Delta t=2 \mu s$  - comparaison faite pour deux fréquences différentes  $F1=13,14 \text{ kHz}$  et  $F2=4,65 \text{ kHz}$

Les angles de collision sont quasiment identiques pour les deux cas, la méthode est stable sur cette grandeur.

La méthode d'analyse de la vitesse d'impact est stable. Une légère différence peut se produire pour la première valeur et la dernière, toujours du fait du problème d'écart des impacts par rapport au temps reporté.

L'outil numérique mis en place pour le post-traitement est suffisamment robuste pour effectuer les analyses des grandeurs requises. Le calcul de la vitesse de collision  $v_c$  est le plus sensible, il faut donc veiller au pas de temps utilisé pour apporter une conclusion précise sur la réalisation du soudage ou non.

#### 4.2.2 Etude sur les paramètres de la machine/le courant déchargé

Dans cette sous-section, il est vu comment le choix du coil et du courant déchargé influe sur une configuration donnée de tubes.

##### 4.2.2.1 Influence de la fréquence du courant

Le jeu de paramètres choisi est toujours le même que dans les chapitres précédents (17 spires de rayon  $R$  29,5 mm et rayon  $r = 1,5$  mm - 1 tube extérieur de rayon interne 23 mm et d'épaisseur 2 mm - 1 tube interne de rayon 20 mm et d'épaisseur 2 mm). La superposition des deux tubes à l'état initial est de 15 mm.

La fréquence a été variée selon les mêmes 12 valeurs que lors de l'étude de sensibilité du modèle magnétique page 63.

Le 1er temps d'impact, le temps de dernier impact et la durée d'impact diminuent tous les trois de façon continue avec l'augmentation de la fréquence (figure 4.9). Le moment d'impact et sa durée sont donc directement liés à la périodicité du courant déchargé dans la bobine. Plus la fréquence du courant est élevée plus le procédé est rapide - soudage en 24  $\mu s$  pour la fréquence 18,59 kHz contre 56  $\mu s$  à 3,39 kHz.

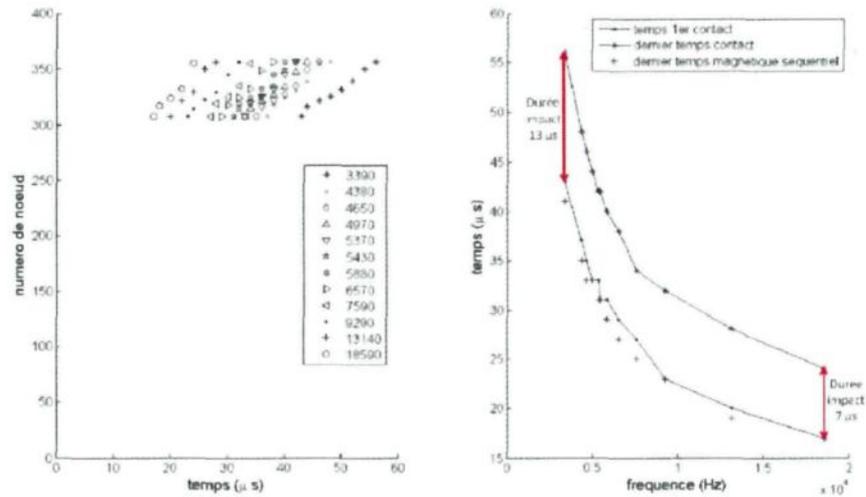


FIG. 4.9 – Temps et nœud de l'impact pour différentes fréquences

La longueur de soudure minimale (14,8 mm) est atteinte pour les fréquences 18,59 et 7,59 kHz et la maximale (15,22 mm) pour la fréquence 9,29 kHz.

Tout au long de l'impact, la vitesse de collision  $v_c$  évolue, elle est dynamique (figure 4.10). Les valeurs de  $v_c$  lors de l'impact peuvent fluctuer du simple au triple voire plus.

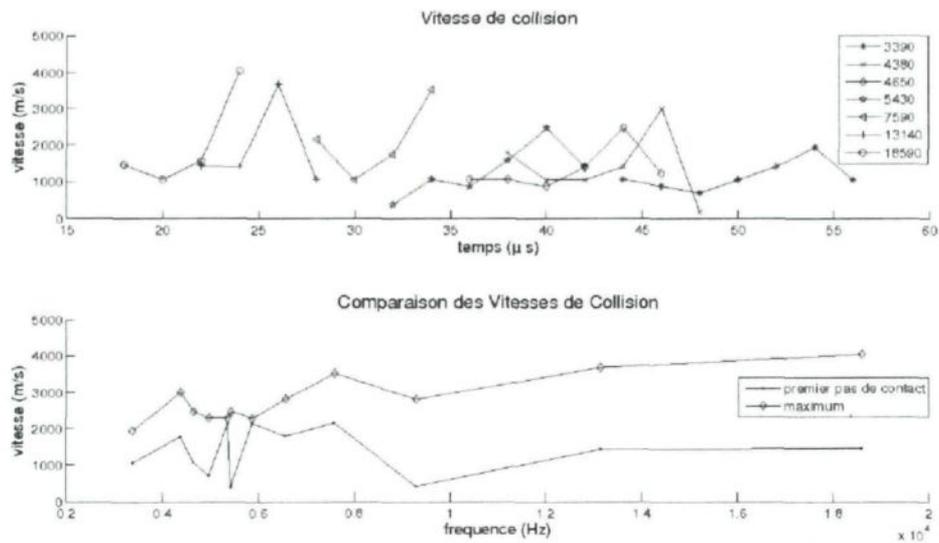


FIG. 4.10 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes fréquences

La variation de  $v_c$  pendant l'impact est plus importante pour des hautes fréquences que des

basses fréquences : de 1000 à 4000 m/s pour la fréquence 18,59 kHz et de 800 à 2000 m/s pour la fréquence 3,39 kHz. Cela est en concordance avec la durée de l'impact qui est beaucoup plus faible pour les hautes fréquences alors que le point de collision parcourt une distance totale identique (à 0,5 mm près) dans tous les cas.

La vitesse de collision maximale atteinte tend à augmenter avec la fréquence.

Tout cela signifie, que le choix de la fréquence par l'utilisateur doit être fait avec précision. Il faut vérifier, que la fréquence choisie permet d'avoir une vitesse de collision  $v_c$  qui à tout instant de l'impact soit dans la fourchette de réalisation du soudage.

Cette information doit bien évidemment être recoupée avec l'autre paramètre de la fenêtre de soudabilité, l'angle dynamique  $\beta$ .

L'angle  $\beta$  évolue toujours de la même façon pendant l'impact : il atteint sa valeur maximum au second pas avant de diminuer (figure 4.11). Cela est vérifié dans toutes les simulations de soudage lancées dans cette thèse. Cela s'explique par le processus lui-même : lors du premier point d'impact l'extrémité supérieure du tube est déformée davantage et donc ce tube "penche" sur le tube intérieur (figure 4.3(a)), ensuite le tube extérieur commence tout juste à s'écraser, créant un premier point d'inflexion qui agrandit l'angle précédent (figure 4.3(b)) mais il est encore loin du tube intérieur, l'angle est donc grand, enfin il ne s'agit plus que du rapprochement du tube extérieur sur le tube intérieur dans la longueur, ce qui tend à ramener les deux tubes parallèles et donc l'angle à s'annuler (figure 4.3(c)).

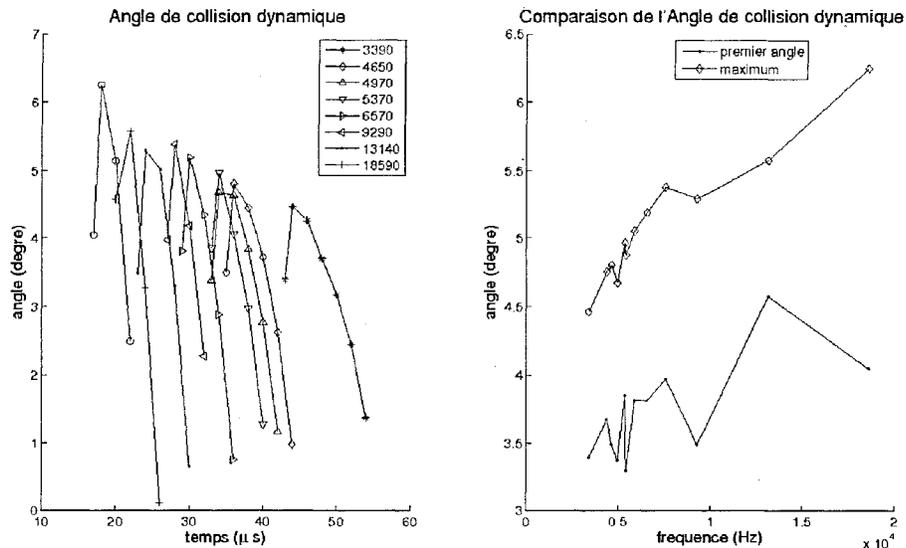


FIG. 4.11 – Angle dynamique  $\beta$  pour différentes fréquences

L'angle  $\beta$  est très sensible à la fréquence. Les angles de premier impact et maximum atteint s'ouvrent de façon continue avec l'augmentation de la fréquence. L'angle maximal pour la fréquence 3,39 kHz est de 4,4° tandis que celui de la fréquence 18,59 kHz est de 6,3°. Les valeurs

ne sont pas négligeables vu que les fenêtres de soudabilité sont sur une petite gamme d'angles.

La vitesse d'impact  $v_p$  diminue tout au long de l'impact (figure 4.12). Cela est vérifié dans toutes les simulations de soudage présentées dans cette thèse. Cette diminution peut sembler surprenante en comparant la figure 3.10(b) et la figure 4.9 : le contact s'effectue alors que la vitesse de formage - si seul le tube extérieur était présent - est en augmentation. Deux choses influent sur cette chute de vitesse : la présence du deuxième tube qui modifie les grandeurs magnétiques et donc les forces de Lorentz induisant la déformation du tube extérieur et le contact. En effet le tube extérieur est freiné par le tube intérieur et la déformation par écrasement avec le point d'inflexion dans sa forme entraîne un ralentissement de la déformation radiale, donc de la vitesse d'impact  $v_p$ .

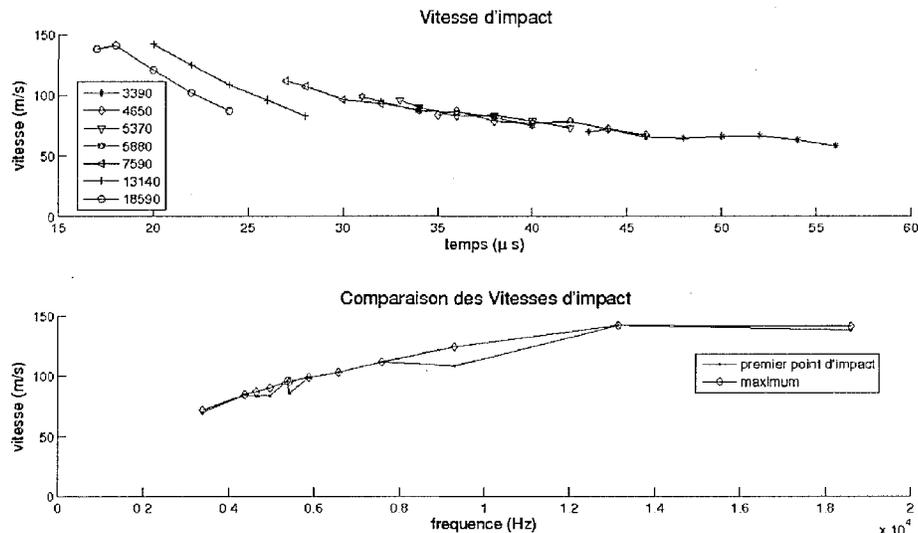


FIG. 4.12 – Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes fréquences

La vitesse maximale de  $v_p$  augmente continûment avec l'augmentation de la fréquence. Elle semble toutefois atteindre une saturation aux alentours de 140 m/s.

A ce stade, il faut remarquer un ordre de grandeur complètement différent entre la vitesse de collision  $v_c$  qui atteint des valeurs en km/s et la vitesse d'impact  $v_p$  dont les valeurs sont de l'ordre de la centaine de m/s. Ces deux vitesses sont représentatives de deux phénomènes différents, et sont en quelque sorte les projections dans un référentiel local dynamique lié au tube intérieur de la vitesse du nœud d'impact, une parallèle au tube intérieur l'autre perpendiculaire à celui-ci.

Les prochaines études sont faites à la fréquence 13,14 kHz.

4.2.2.2 Influence du nombre de spires dans le coil / de la valeur de  $I_{tot\_coil}$ 

Le nombre de spires du coil a été varié de 5 à 17 spires avec un incrément de 2 spires. La présence d'une ou trois spires n'a pas permis un déplacement suffisant pour que le contact se produise. La densité de courant déchargée est la même dans toutes les spires de chaque simulation, donc le courant total circulant dans le coil  $I_{tot\_coil}$  est proportionnel au nombre de spires.

Le courant total du coil augmentant avec le nombre de spires, les forces de Lorentz sont aussi augmentées et donc la vitesse de déformation du tube extérieur avant le contact est plus grande, ce qui explique que plus le nombre de spires est grand plus l'impact débute tôt (figure 4.13(a)). La durée de l'impact est la plus faible pour 9 spires, puis elle réaugmente avec la diminution ou l'augmentation du nombre de spires.

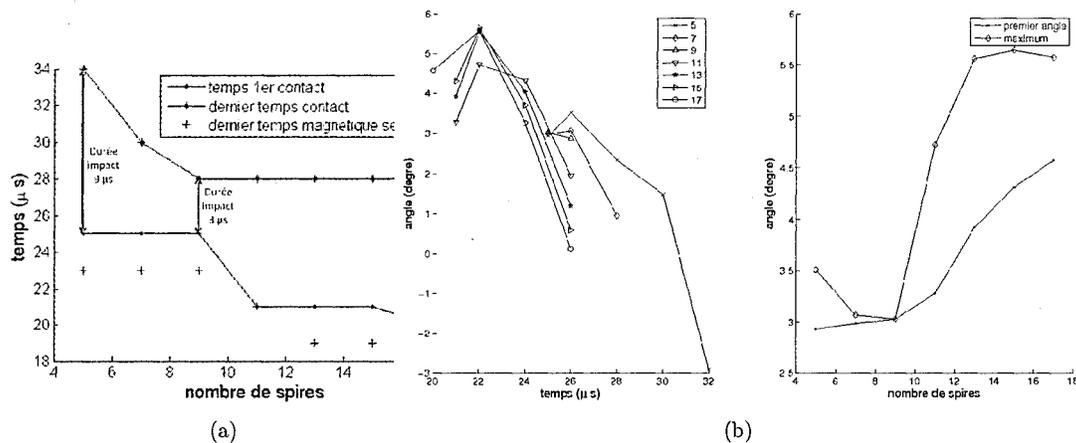


FIG. 4.13 – a) Temps de l'impact et b) angle dynamique  $\beta$  pour plusieurs nombres de spires / une variation de  $I_{tot\_coil}$  dans le coil

Les courbes des vitesses de collision  $v_c$  de la figure 4.14, montrent qu'entre la plus petite valeur et la plus grande il y a un facteur 6 et un facteur 2 entre la plus grande et la plus petite valeur maximale suivant le nombre de spires. La plus grande valeur maximale (5835 m/s) correspond à un coil de 9 spires et la plus petite ( $\approx 2700$  m/s) à un coil de 5 ou 15 spires.

L'angle dynamique est très sensible au nombre de spires donc à la valeur du courant total dans le coil (figure 4.13(b)). Le plus petit angle maximum est atteint pour 9 spires ( $3^\circ$ ) et le plus grand ( $5,6^\circ$ ) pour 15 spires.

Enfin, la vitesse d'impact  $v_p$  maximale augmente linéairement d'environ 95 m/s pour 5 spires à environ 145 m/s pour 17 spires, avec toutefois une augmentation un peu plus prononcée pour 9 spires.

Toutes les grandeurs observées sont extrémales au coil de 9 spires.

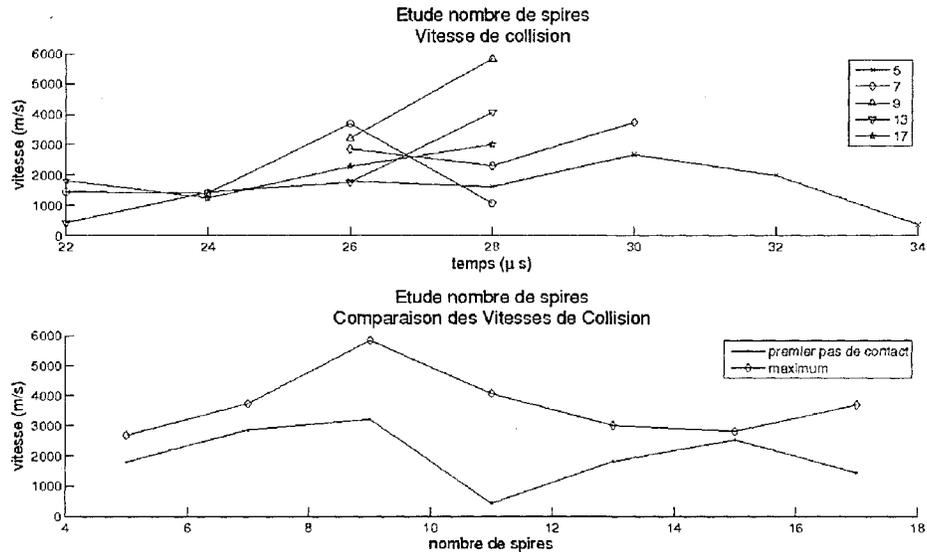


FIG. 4.14 – Vitesse d'impact  $v_p$  pour plusieurs nombres de spires / une variation de  $I_{tot\_coil}$  dans le coil

#### 4.2.2.3 Influence du nombre de spires dans le coil avec la valeur $I_{tot\_coil}$ identique

Le nombre de spires est varié de 2 à 7, mais le courant total circulant dans le coil est conservé. Le courant du coil a été fixé à la valeur du coil à 5 spires de l'étude précédente. Cela signifie qu'entre deux configurations le courant circulant dans chaque spire n'est pas le même.

Le calcul a été effectué pour une unique spire. Celle-ci est de longueur plus petite que la superposition (3 mm vs 15 mm) et donc la déformation du tube extérieur se fait davantage localement et l'impact n'est pas entamé par l'extrémité qui, en fin de simulation, n'est toujours pas entrée en contact avec le tube intérieur (figure 4.15(a)). La forme finale est donc comme un épaulement du tube extérieur dans le tube intérieur. Cela signifie que l'impact a lieu mais non comme désiré. Dans cette optique, à la place de la spire ronde une spire de section rectangulaire de longueur 2 cm et d'épaisseur 3 mm a été choisie (figure 4.15(b)). Cela crée donc un coil à une spire dont la longueur dépasse celle de la superposition et même la longueur du coil à 3 spires. Cette configuration correspond à celle avec un concentrateur de courant ou encore une bobine massive.

Le tableau 4.2 résume les résultats. De façon générale, les résultats du coil à 3 spires, donc d'environ la même longueur que la superposition des tubes, se distinguent tandis que ceux du coil à 7 spires sont lents (impact plus tard, durée d'impact presque multipliée par 5).

La durée du soudage pour le coil à 3 spires n'est que de 5  $\mu$ s alors qu'avec 7 spires il en faut 23. C'est donc la densité de courant dans les spires qui est importante. Les vitesses de collision  $v_c$  maximales le confirment : 1267 m/s pour le coil à 7 spires contre 13030 pour 3 spires. Par contre, dans le cas des 3 spires c'est vraiment un pic temporel, au temps suivant la vitesse est

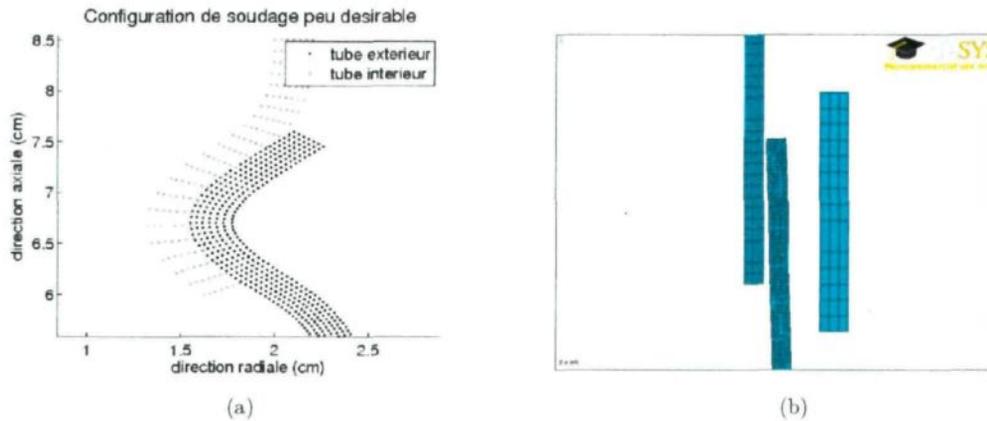


FIG. 4.15 – a) Configuration finale pour une simulation à 1 spire et b) configuration avec 1 spire à section rectangulaire longue

	1 (rectangle)	3	5	7
1er temps impact ( $\mu\text{s}$ )	23	23	25	35
dernier temps impact ( $\mu\text{s}$ )	32	28	34	58
durée impact ( $\mu\text{s}$ )	9	5	9	23
max $v_c$ (m/s)	2860	13030	2668	1267
1er max angle ( $^\circ$ )	2,842		3,509	2,482
min angle ( $^\circ$ )	1,817	1,089	1,478	0,5503
dernier angle ( $^\circ$ )	4,59	5,815	2,918	1,05

TAB. 4.2 – Comparaison des valeurs résultantes d'une simulation à  $I$  identique dans le coil mais au nombre de spires variable

retombée à 736,7 m/s.

L'angle  $\beta$  ne cesse d'augmenter pour le coil à 3 spires. Pour les autres, il atteint au deuxième temps le pic maximal, se referme puis s'ouvre de nouveau, ce qui n'était pas le cas dans les autres simulations.

La vitesse d'impact diminue avec l'augmentation du nombre de spires (d'environ 100 m/s pour 1 spire à 45,5 m/s pour 7).

La suite de l'étude se fait avec un coil à 17 spires.

#### 4.2.2.4 Influence du diamètre du coil sur un jeu fixé de tubes

Les tubes sont toujours de rayons 20 mm et 23 mm et d'épaisseur 2 mm. Le rayon du coil vaut 29,5 34,5 et 39,5 mm, ce qui correspond à un écart de 3 8 et 13 mm avec le tube extérieur. C'est un paramètre sur lequel l'expérimentateur joue lorsqu'il doit usiner le concentrateur de courant ou bobiner son coil, il est réparti différemment dans chacun des coils étudiés.

	R=ref-10 mm	R=ref	R=ref+10 mm
1er temps impact ( $\mu\text{s}$ )	21	20	19
dernier temps impact ( $\mu\text{s}$ )	30	28	26
durée impact ( $\mu\text{s}$ )	9	8	7
1er $v_c$ (m/s)	1472	1435	453,9
max $v_c$ (m/s)	3528	3682	3865
1er angle ( $^\circ$ )	5,088	4,571	3,175
max angle ( $^\circ$ )	7,273	5,573	5,213
max $v_p$ (m/s)	126,8	142	142,5

TAB. 4.3 – Comparaison des valeurs résultantes d'une simulation pour des rayons du coil et des tubes évoluant de la même façon (ref = 29,5 mm)

Il serait logique qu'avec l'éloignement du coil et donc une plus grande distance les paramètres varient beaucoup, or ce n'est pas le cas. Cela traduit bien l'influence inverse des distances dans la loi de Biot et Savart.

L'impact commence à la 20ième  $\mu\text{s}$  et se poursuit pendant 7 à 9  $\mu\text{s}$  avec un angle  $\beta$  au premier impact qui diminue avec l'éloignement (de  $5,6^\circ$  à  $3,9^\circ$ ) et un angle maximum (au deuxième temps d'impact) d'environ  $5,6$  à  $5,8^\circ$  puis diminue de la même façon.

La première vitesse de collision  $v_c$  est la plus grande (2159 m/s) pour le rayon 3,45 (respectivement 1435 m/s et 1091 m/s pour les rayons 29,5 et 39,5). La vitesse maximale de  $v_c$  diminue légèrement avec l'augmentation du rayon (de 3682 m/s à 3512 m/s).

La vitesse d'impact  $v_p$  est approximativement la même tant au moment de premier impact que pour les valeurs maximales.

Ce paramètre est peu influent, il ne sera pas considéré dans la dernière section de ce chapitre pour monter un plan d'expérience.

#### 4.2.2.5 Influence du diamètre du coil - écarts tube/coil et tube/tube fixé

L'écart entre le tube extérieur et le coil est maintenu à 3 mm et celui entre le tube intérieur et le tube extérieur à 1 mm. Le rayon du coil - et donc celui des tubes - est augmenté de 10 mm et diminué de 10 mm par rapport à celui (29,5 mm) utilisé dans les autres études.

Le tableau 4.3 présente les résultats principaux. Plus le rayon du système est petit plus le contact se fait tard et lentement. Cet effet pourrait s'expliquer par l'effet relatif des contraintes circonférentielles, qui s'opposent au déplacement du tube. Il semble que la diminution des temps soit linéaire (à valider). Les vitesses et angles diminuent avec l'augmentation des rayons du système exceptée la vitesse maximale de collision qui s'intensifie.

La dimension radiale du système global influe sur le processus de soudage.

### 4.2.3 Etude sur les paramètres géométriques du dispositif (sur les tubes)

Dans cette sous-section, il est vu comment le choix des paramètres géométriques des tubes pour une configuration de coil et de courant déchargé fixée influe sur le contact.

Toutes les courbes de l'étude sont présentées dans l'annexe H.

#### 4.2.3.1 Influence de l'écart tube extérieur/coil

Le diamètre du coil est gardé constant tandis que le diamètre du tube extérieur est varié de façon à ce que son écart au coil soit successivement de 1, 2, 3, 4, 5 et 6 mm. L'écart entre les deux tubes est maintenu constant donc le diamètre du tube intérieur est diminué de la même façon que celui du tube extérieur.

Ce n'est pas un facteur très important (d'ailleurs cela recoupe l'étude avec la variation du diamètre du coil sur une taille fixée des tubes, donc qui mettait aussi en jeu l'écart entre le tube extérieur et le coil). Toutefois, il y a des valeurs légèrement différentes pour l'écart 4 mm.

La durée d'impact est toujours de 7 ou 8  $\mu\text{s}$  et commence à 19 ou 20  $\mu\text{s}$ .

La vitesse de collision  $v_c$  maximale diminue de 950 m/s entre les écarts extrêmes (figure 4.16). Pour tous les écarts, une diminution est observée au temps 24  $\mu\text{s}$ .

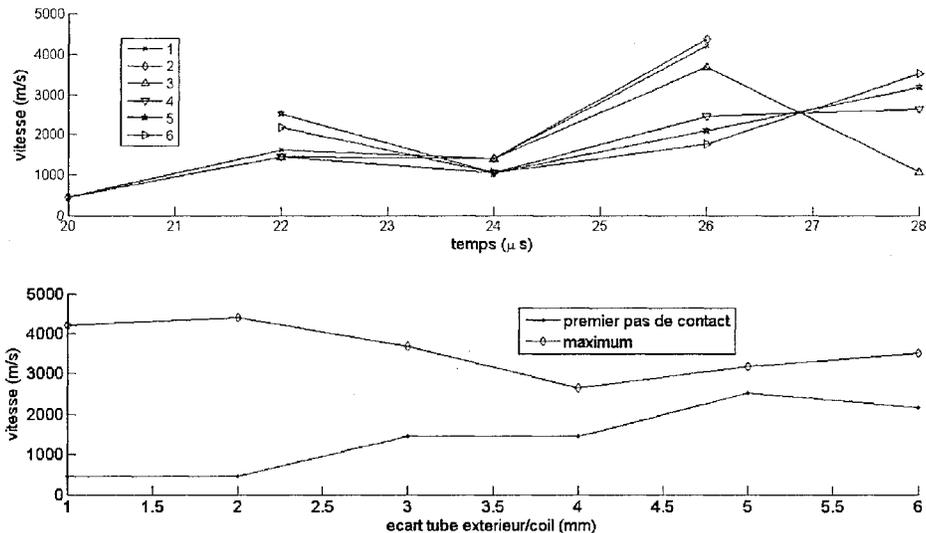


FIG. 4.16 – Vitesse de collision  $v_c$  pour des écarts tube extérieur/coil différents

L'angle  $\beta$  croît globalement avec la distance, tant pour le premier (de  $3,3^\circ$  à  $4,5^\circ$ ) que pour le maximum (de  $5,5^\circ$  à  $6,1^\circ$ ) (figure 4.17(a)).

La vitesse d'impact  $v_p$  maximale diminue avec l'augmentation de l'écart (144,5 m/s à 131,6 m/s).

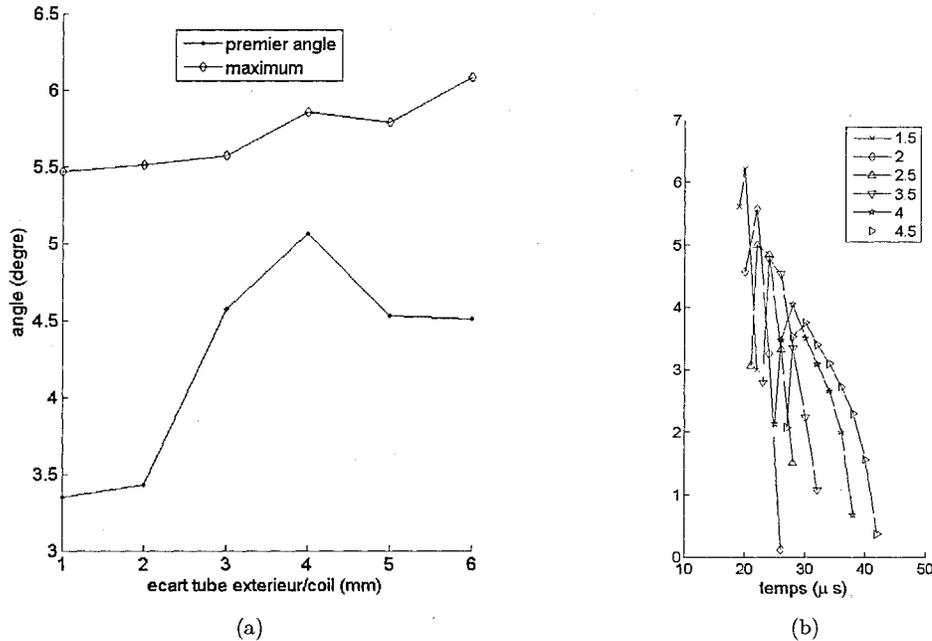


FIG. 4.17 – Angle de collision a) pour des écarts tube extérieur/coil différents et b) pour différentes épaisseurs du tube extérieur

L'écart de 4 mm présente pour chacune des grandeurs observées un petit pic par rapport à la tendance générale de la courbe des valeurs maximales.

#### 4.2.3.2 Epaisseur du tube extérieur

L'épaisseur du tube extérieur est variée de 1,5 mm à 4,5 mm par un pas de 0,5 mm. Pour ce faire, le rayon externe est maintenu constant et le rayon interne diminué. Ainsi dans cette étude, c'est le paramètre géométrique qui est étudié mais en même temps il y a une variation du taux de matière à déformer. L'écart entre les deux tubes étant maintenu constant, le rayon du tube interne est diminué de même que le rayon interne du tube externe.

Les temps de premier impact et de fin de contact augmentent linéairement (respectivement de 19 à 27  $\mu\text{s}$  et de 24 à 44  $\mu\text{s}$ ). La durée d'impact augmente aussi.

La vitesse de collision  $v_c$  maximale diminue presque linéairement de 4751 m/s à 1801 m/s, soit un écart de presque 3000 m/s pour une différence de 3 mm d'épaisseur (figure 4.18).

De plus, quand l'épaisseur est petite,  $v_c$  varie de façon importante pendant l'impact (pour l'épaisseur de 2 mm,  $v_c \text{ max} = 3682$  et  $v_c \text{ min} = 752$  m/s); ce n'est pas le cas pour de larges épaisseurs (pour l'épaisseur 4,5 mm,  $v_c \text{ max} = 1801$  et  $v_c \text{ min} = 697$  m/s).

L'angle d'impact  $\beta$  diminue avec l'épaisseur : de  $6,2^\circ$  à  $3,7^\circ$  (figure 4.17(b)).

La vitesse d'impact  $v_p$  maximale diminue linéairement avec l'épaisseur (de 156,5 à 86,31 m/s); elle est presque divisée par 2 pour une augmentation de 3 mm d'épaisseur.

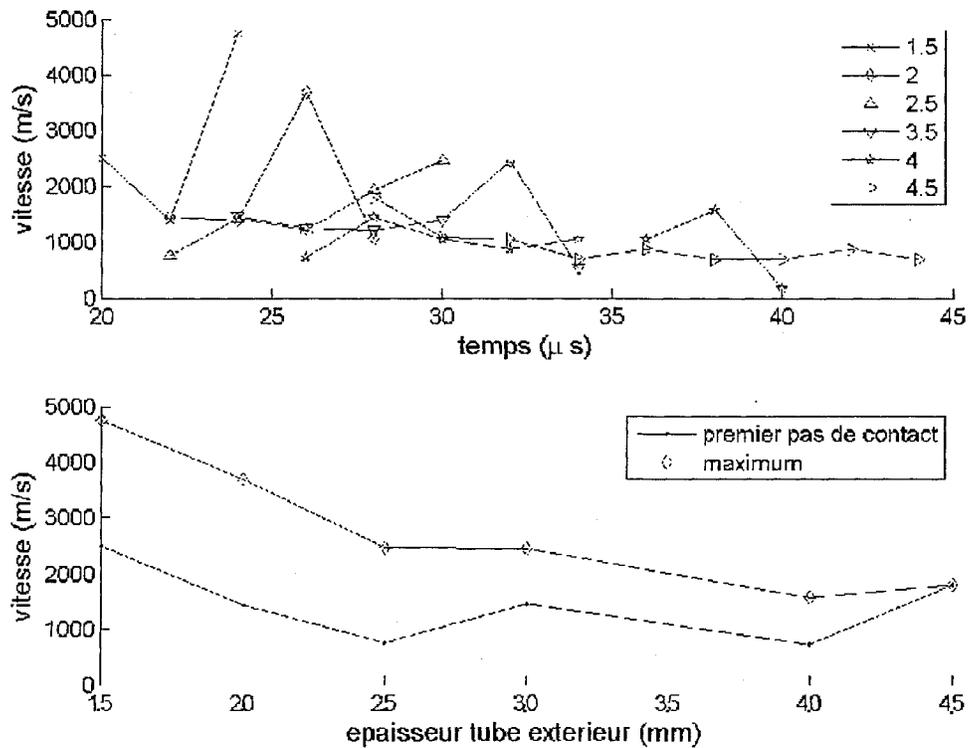


FIG. 4.18 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes épaisseurs du tube extérieur

L'épaisseur du tube est un paramètre très sensible et ce pour toutes les grandeurs. Cela était attendu puisque la masse à déformer est considérablement changée.

#### 4.2.3.3 Ecart tube extérieur/tube intérieur

L'écart entre les tubes est un paramètre très sensible. D'ailleurs au-dessus de 4 mm d'écart, les formes finales sont devenues peu concluantes (figure 4.1(b)). La variation pour des écarts de 1, 2, 3 et 4 mm est faite en diminuant le rayon du tube intérieur.

Les temps de premier impact et de fin de contact augmentent linéairement (respectivement de 19 à 30  $\mu s$  et de 26 à 58  $\mu s$ ); la durée d'impact s'allonge de 7 à 28  $\mu s$ .

La vitesse de collision  $v_c$  diminue avec l'augmentation de l'écart. Les maxima vont de 4216 à 1937 m/s, ils sont plus que divisés par deux (figure 4.19(a)).

Les angles  $\beta$  de premier impact et maximum augmentent de façon linéaire avec l'écart (figure 4.20). Chaque écart correspond à une gamme d'angles : pour 1 mm, les angles sont de l'ordre de 5° tandis que pour 4 mm, ils sont de l'ordre de 25°.

La vitesse d'impact  $v_p$  maximale augmente linéairement de 133 à 287 km/s, donc double

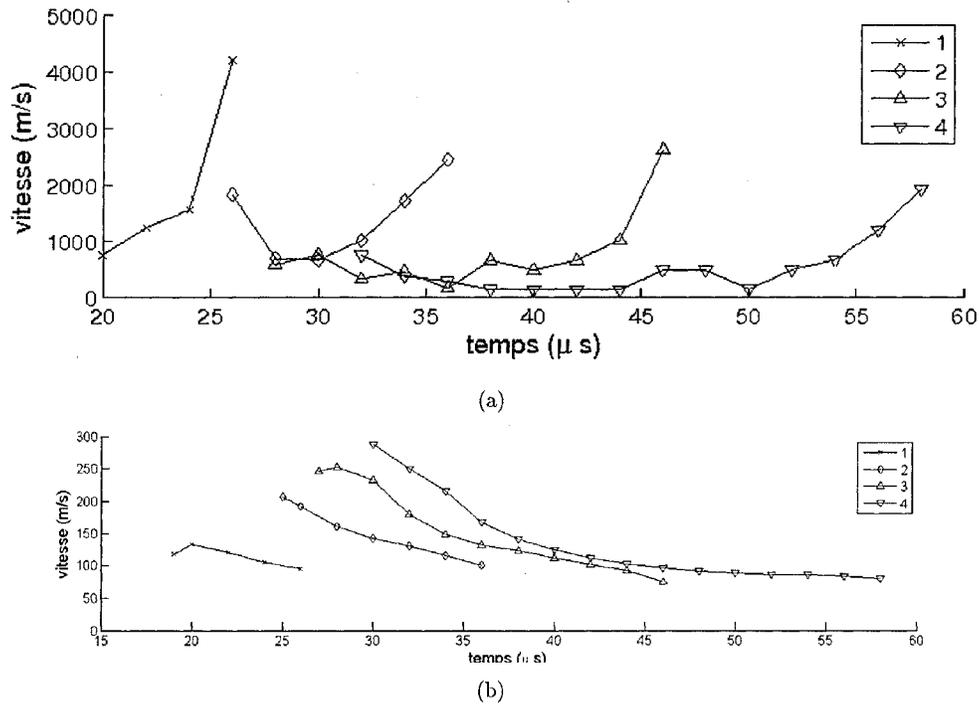


FIG. 4.19 – Pour des écarts tube/tube différents a) Vitesse de collision  $v_c$  et b) Vitesse d'impact  $v_p$

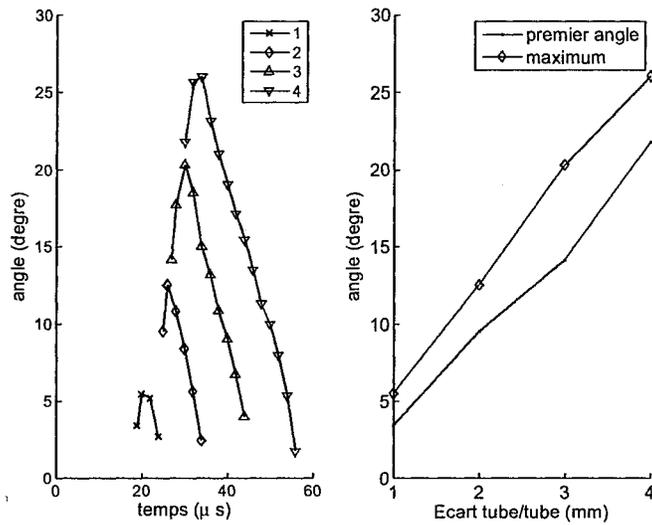


FIG. 4.20 – Angle d'impact  $\beta$  pour des écarts tube/tube différents

pour une différence de 3 mm d'écart (figure 4.19(b)).

C'est le seul paramètre étudié dans cette étude de sensibilité qui joue réellement sur l'angle, c'est donc un paramètre très important pour se situer dans la fenêtre de soudabilité.

#### 4.2.4 Etude sur les paramètres matériaux des tubes

Dans cette sous-section, il est vu comment le choix du matériau du tube influe sur l'impact.

##### 4.2.4.1 Résistivité

La résistivité des tubes est variée selon 7 valeurs correspondant à des matériaux différents : 15e-9, 16e-9, 22e-9, 26e-9, 55e-9, 70e-9 et 104e-9  $\Omega\text{m}$ . L'influence du paramètre, bien que présente, n'est pas prédominante.

La vitesse de collision  $v_c$  maximale augmente de façon linéaire de 2000 m/s jusqu'à la résistivité 55 puis elle est saturée à environ 4500 m/s (figure 4.21).

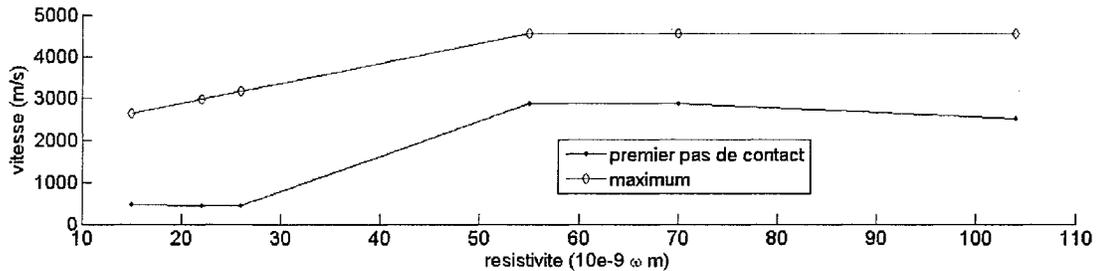


FIG. 4.21 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes résistivités

L'angle d'impact  $\beta$  diminue de façon continue de  $6,1^\circ$  à  $4,7^\circ$  (figure 4.22(a)).

La vitesse d'impact  $v_p$  maximale est toujours de l'ordre de 130 m/s, même si elle tend à diminuer avec l'augmentation de la résistivité.

La durée d'impact est de  $9 \mu\text{s}$  jusqu'à la résistivité 28 puis diminue à  $5 \mu\text{s}$ .

##### 4.2.4.2 Variation de la limite plastique initiale

Les valeurs 38, 55, 68 et 80 MPa sont données à la limite d'élasticité initiale, ce qui donne les courbes de la figure 4.23 pour cette loi. Ensuite la courbe de 80 MPa est multipliée par 2.

Entre 55 et 80 MPa, les vitesses de collision  $v_c$  évoluent de même (figure 4.24). La vitesse maximale diminue de 3682 à 1934 m/s entre 38 et 160 MPa.

L'angle d'impact  $\beta$  est le même jusque 80 MPa ( $5,6^\circ$ ) et il diminue à  $4,7^\circ$  pour 160 MPa (figure 4.22(b)).

La vitesse d'impact  $v_p$  et la durée d'impact ( $11 \mu\text{s}$ ) ne sont pas influencées.

Ce paramètre, alors que très influent en formage l'est très peu ici, ce qui traduit bien que la présence du tube intérieur et l'interaction par contact entre les deux tubes, jouent un rôle

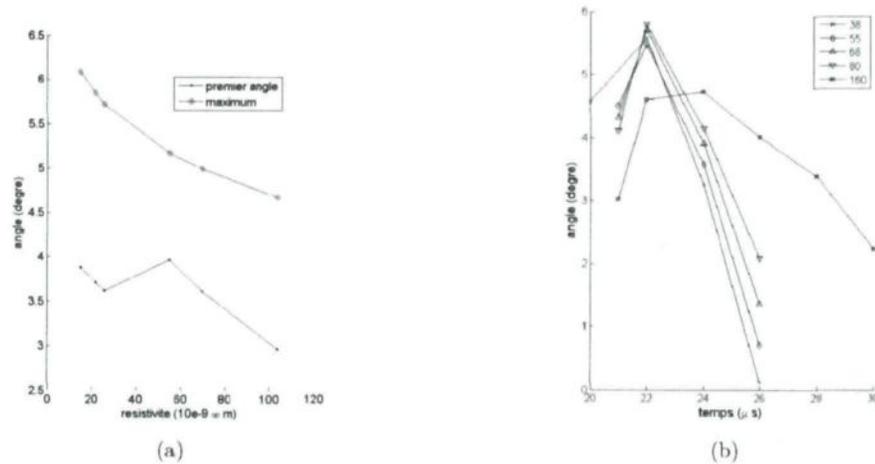


FIG. 4.22 – Angle de collision a) pour différentes résistivités et b) pour différentes limites d'élasticité initiale

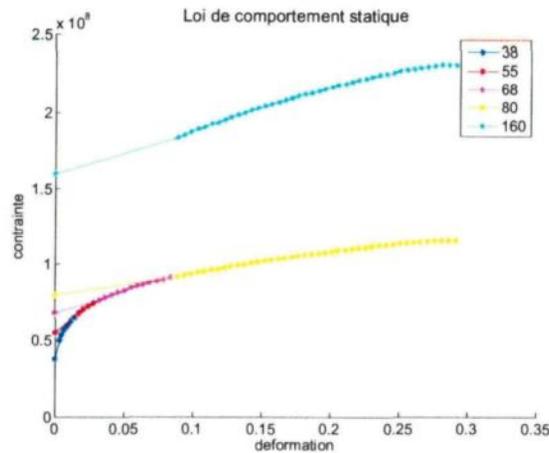


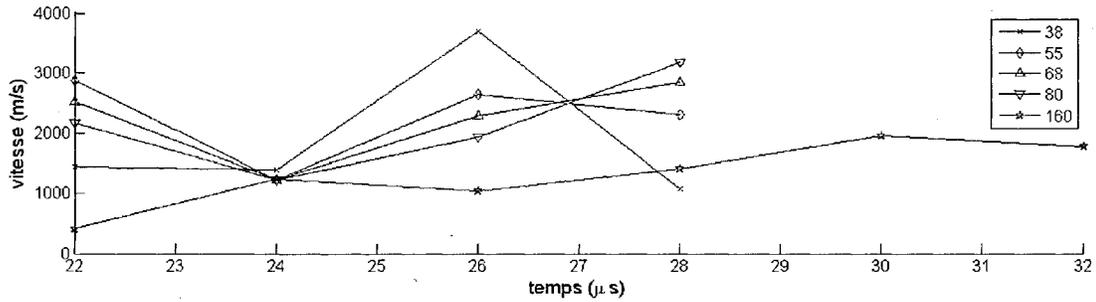
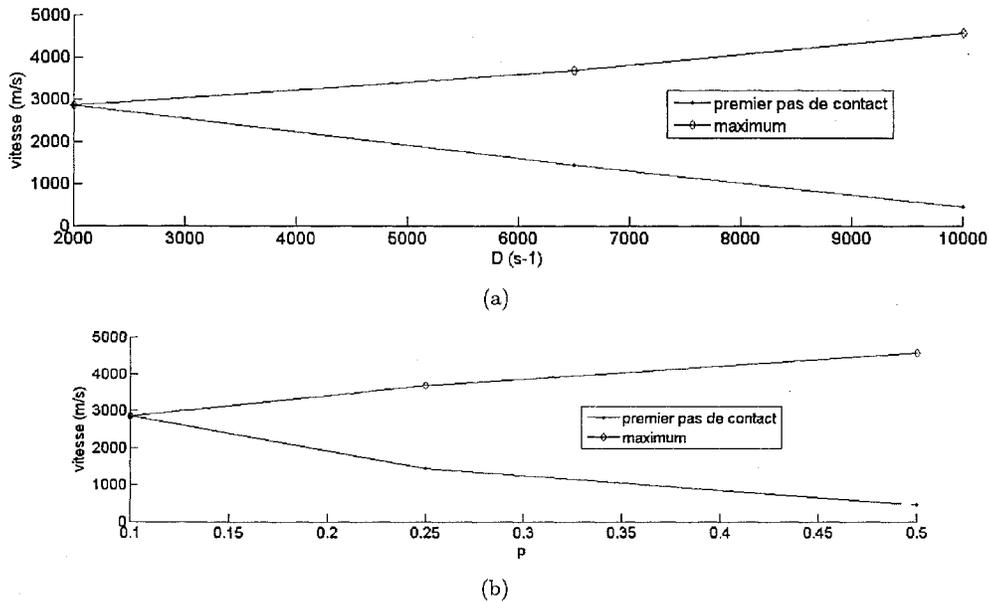
FIG. 4.23 – Loi de comportement statique testées

non négligeable dans la déformation du tube extérieur et que la simulation en configuration de soudage pour déterminer si les conditions de soudabilité sont atteintes est essentielle.

#### 4.2.4.3 Paramètres $p$ et $D$ de la loi de Cowper-Symonds

Les paramètres  $p$  et  $D$  de la loi de Cowper-Symonds (équation 3.10 page 77) sont variés. Tout d'abord le paramètre  $p$  est maintenu à 4 tandis que le paramètre  $D$  prend les valeurs 2000, 6500 et 10000  $s^{-1}$ ; puis c'est le paramètre  $D$  qui est maintenu à 6500  $s^{-1}$  et le paramètre  $p$  fixé à 2, 4 et 10.

Ces paramètres ne jouent que sur la vitesse de collision.  $v_c$  maximale dans les deux cas, augmente d'environ 2400 m/s à 4500 m/s (figures 4.25(a) et 4.25(b)). Les autres paramètres restent insensibles à leurs variations.

FIG. 4.24 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes limites d'élasticité initialeFIG. 4.25 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes valeurs des paramètres de la loi de Cowper-Symonds a)  $D$  et b)  $p$ 

#### 4.2.4.4 La masse volumique

Les tubes sont choisis pour de masse volumique de valeurs 1430 2700 7870 et 8780 kg/m<sup>3</sup>.

La vitesse de collision  $v_c$  évolue de beaucoup dans le temps pour les deux premières valeurs de masse volumique et très peu pour les deux dernières (figure 4.26(a)).

Les vitesses maximales tant de collision  $v_c$  que d'impact  $v_p$  (figure 4.26(b)) diminuent, se divisant par 2 entre la densité 1,43 et celle 8,78.

L'angle d'impact  $\beta$  évolue de la même façon durant l'impact pour toutes les masses volumiques.

Par contre, les temps de premier et dernier impact augmentent nettement avec la masse

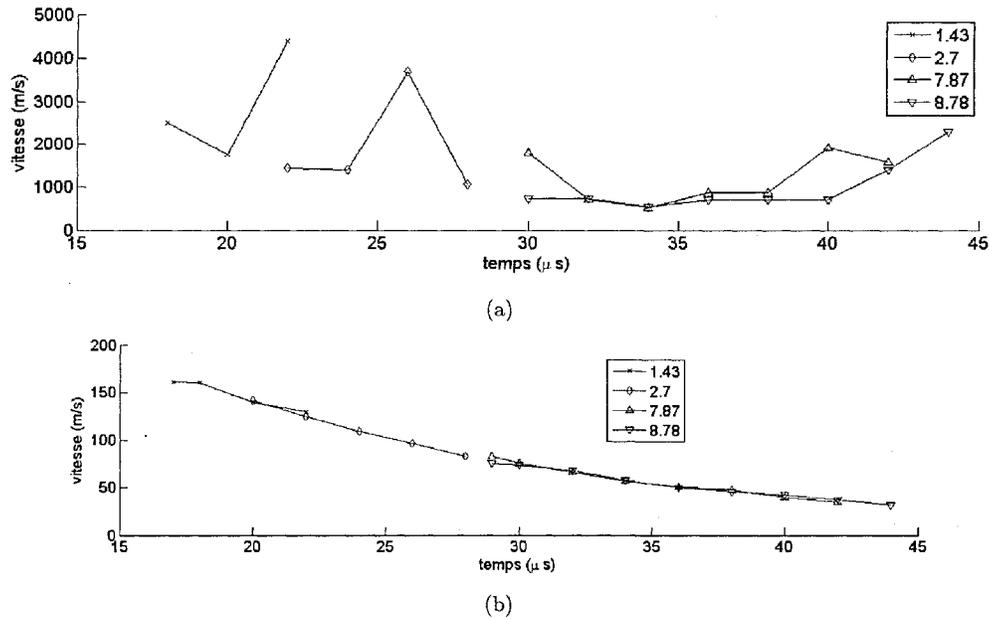


FIG. 4.26 – Pour différentes masses volumiques des tubes a) Vitesse de collision  $v_c$  et b) Vitesse d'impact  $p$

volumique (respectivement de 17 à 29  $\mu\text{s}$  et de 22 à 44  $\mu\text{s}$ ). Il en est de même pour la durée. Pour un tube de même géométrie, plus la masse à déplacer est lourde, plus le processus est long.

#### 4.2.5 Conclusion

Pour décider de la configuration d'une expérience de soudage, les paramètres les plus importants sont ceux de la machine donc du coil et du courant déchargé et les paramètres géométriques des tubes.

### 4.3 Étude d'un cas concret fictif

Cette étude initie la façon dont un opérateur pourrait procéder pour faire le choix des paramètres à étudier tout en permettant une analyse du processus de soudage et des réglages numériques supplémentaires.

La procédure est telle que l'opérateur possède deux tubes à souder d'un matériau donné. Les fenêtres de soudabilité du matériau sont connues et données. L'opérateur cherche quels jeux de paramètres permettront la réussite du soudage. Pour cela, il effectue un plan d'expérience (ici 9 calculs) à l'aide de l'outil numérique de simulation du soudage en couplage séquentiel-faible. Les neuf simulations sont faites pour les deux lois d'érouissage, à savoir Cowper-Symonds et Johnson-Cook ; la première série donnant lieu à une analyse d'optimisation et la deuxième à une analyse d'un processus d'impact différent. Ensuite, il fait une analyse systématique lui permettant

de parvenir à une décision. Les lois d'érouissage ne correspondent pas au même matériau : celle de Cowper-Symonds est pour un alliage d'aluminium Al-3003 et celle de Cowper-Symonds pour un alliage Al6061-T6.

#### 4.3.1 Le cas à analyser

L'étude de sensibilité précédente suggère, pour avoir des angles dans la fenêtre de soudabilité de PULSAR compris entre  $6$  et  $14^\circ$ , d'avoir un écart entre les tubes de  $2$  mm.

Afin de s'affranchir de la configuration présentée tout au long de cette thèse, un premier choix fut de fixer le rayon du coil à  $35$  mm, le rayon interne du tube extérieur à  $30$  mm et le rayon interne du tube intérieur à  $26,5$  mm. Cette étude n'était pas intéressante pour faire ressortir les propriétés voulues toutefois elle a donné deux résultats intéressants.

Le premier résultat fut : si aucune condition de friction ou autre d'accroche n'est donnée, le tube extérieur rentre en contact contre le tube intérieur, puis glisse et s'effondre sur l'axe central (figure 4.27(a)). Cela n'est pas réaliste ; la suite de l'étude s'effectue donc avec un paramètre de friction de valeur 1 entre les deux tubes. Ce paramètre est donc à identifier par l'expérience, lors du calage de l'outil numérique.

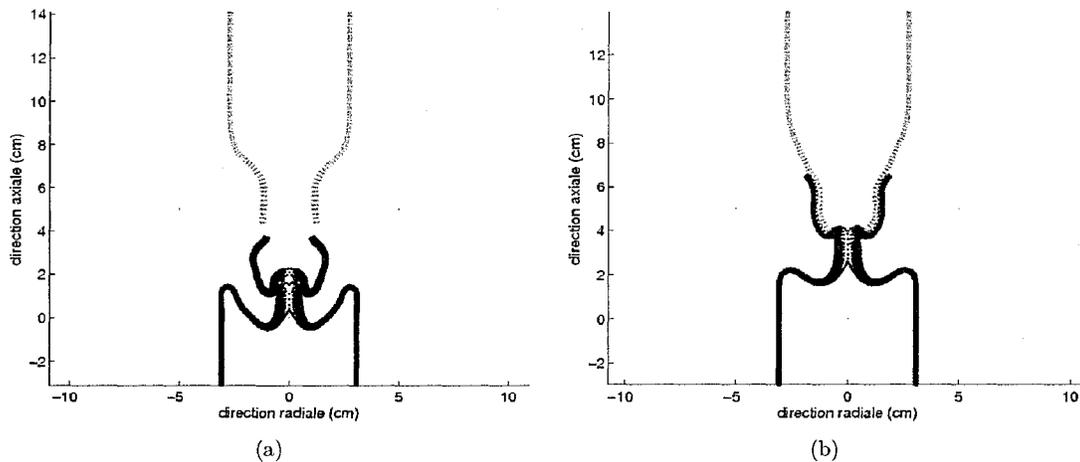


FIG. 4.27 – a) Profil d'une simulation sans condition d'accroche entre les deux tubes et b) Profil d'un tube effondré

Le deuxième résultat : presque toutes les simulations donnent un effondrement du tube sur son axe central (figure 4.27(b)). L'étude de sensibilité sur le paramètre écart des tubes montre que la grandeur vitesse d'impact  $v_p$  a été considérablement augmentée et donc ce jeu de paramètres ne permettra pas d'observer les différents phénomènes voulus dans cette section. Il faut parcourir l'étude de sensibilité et trouver les paramètres qui permettront la diminution de la valeur  $v_p$ . La fréquence, le nombre de spires du coil, l'épaisseur du tube extérieur et la profondeur du tube extérieur dans le coil seront les paramètres à faire varier, donc ils ne sont pas considérés. Le paramètre nombre de spires avec courant total dans le coil n'est pas applicable dans ce cas. Le diamètre du coil avec tube fixé, la résistivité,  $D$  et  $p$  de la loi de comportement

	Minimum	Maximum
$v_c$ (m/s)	500	1500
$v_p$ (m/s)	80	200
$\beta$ (°)	4	10

TAB. 4.4 – Fenêtre de soudabilité du matériau étudié

Cowper-Symonds et la loi statique sont des paramètres peu influents sur  $v_p$ . La densité joue, mais le but est d'avoir des simulations d'alliages d'aluminium, donc le paramètre ne sera pas changé. Par contre diminuer le diamètre du système (coil et tubes) diminue  $v_p$ .

Le nouveau choix est donc :

- Rayon du coil : 2,5 cm ;
- Rayon interne du tube extérieur : 1,75 cm ;
- Rayon interne du tube intérieur : 1,3 cm ;
- Epaisseur du tube intérieur : 2,5 mm ;
- Longueur de superposition des tubes : 2 cm ;
- Propriété mécanique :  $E = 69$  Gpa,  $\nu = 0,33$ , loi statique : la courbe avec limite plastique initiale de 80 MPa, figure 4.23 ;
- Loi d'érouissage Cowper-Symonds :  $D = 6500$  s<sup>-1</sup>,  $p = 4$  ;
- Loi d'érouissage Johnson-Cook :  $A = 324$  Mpa  $B = 114$  Mpa  $n = 0,42$   $C = 0,002$  et  $m = 1,34$ .

Les fenêtres de soudabilités pour les matériaux (choisies de façon fictive) sont données dans le tableau 4.4.

### 4.3.2 Montage du plan d'expérience

Les paramètres sur lequel l'opérateur peut jouer de façon significative, d'après l'étude de sensibilité sont au nombre de 4 et pour chacun d'eux seul quelques valeurs de test sont retenues :

- Fréquence : 3,39 4,38 5,43 7,59 13,14 et 18,59 kHz ;
- Nombre de spires du coil : 3, 5, 7, 9, 11 et 13 ;
- Longueur entre les extrémités supérieures du tube extérieur et du coil : 5, 7, 9 et 11 mm ;
- Epaisseur du tube extérieur : 1,5 et 2,5 mm.

Un plan d'expérience très simple a été mis en place. Il est basé sur le fait que chacune des valeurs des quatre paramètres doit être testée au moins une fois, et que le nombre de fois où une valeur d'un paramètre est testée ne peut être plus grand que d'une fois celui des autres valeurs de ce paramètre. Cela veut dire que toutes les valeurs doivent être testées ; pour la fréquence, le nombre de spires et l'enfoncement du tube extérieur dans le coil chaque valeur peut être testée au plus deux fois et les épaisseurs seront testées l'une 5 fois l'autre 4 fois.

Le choix des jeux de paramètres suivant cette règle a été effectué à l'aide d'une petite routine codée sous MATLAB qui a attribué de façon aléatoire les valeurs aux 9 simulations. Le tableau 4.5 présente le plan d'expérience suivi.

n° experience	Fréquence (kHz)	Nombre spires	Profondeur tube-coil (mm)	Epaisseur tube (mm)
1	7,59	9	9	1,5
2	18,59	13	11	1,5
3	3,39	3	7	1,5
4	5,43	7	5	2,5
5	4,38	5	11	2,5
6	13,14	11	5	1,5
7	3,39	11	9	2,5
8	13,14	9	7	1,5
9	4,38	13	11	2,5

TAB. 4.5 – Plan d'expérience

Les simulations des neuf expériences ont été réalisées pour deux lois d'érouissage : Cowper-Symonds et Jonhson-Cook.

#### 4.3.3 1ère analyse : Détection du contact, forme finale

Les résultats peuvent être synthétisés en 3 types de contact, représentés sur la figure 4.28 :

- Pas de contact ou uniquement l'extrémité du contact qui a impacté - croix noire ;
- Contact : 1er contact par l'extrémité du tube extérieur puis tout le long du cordon - rond ;
- Contact : 1er contact par l'extrémité du tube extérieur, 2ème contact à mi-superposition, puis tout (étudié plus en détail plus loin) - diamant.

Lorsque le contact a lieu, deux cas de figures : le contact est sur toute la superposition - noir - ou l'extrémité inférieure du tube intérieur n'est pas en contact avec le tube extérieur - gris.

Sur la figure, les résultats sont présentés deux paramètres par deux paramètres. Il n'est pas possible d'exploiter les paramètres enfoncements du tube dans le coil et épaisseur du tube. Par contre, le vis-à-vis de la fréquence et du nombre de spires laisse deviner la présence d'un front de pareto idéal pour que le contact ait lieu, et donc peut-être le soudage.

Un autre facteur déterminant pour l'opérateur est la forme finale. Les figures 4.29(a) et 4.29(b) représentent les formes finales qui sont dans ce cas jugées acceptables tandis que la forme de la figure 4.29(c) ne l'est pas.

L'analyse des formes finales pour les neuf simulations du plan d'expérience est résumée sur la figure 4.30.

Les deux lois d'érouissage ne correspondant pas aux mêmes alliages d'aluminium, les expériences répondant à ces deux premiers critères ne sont pas les mêmes. Pour la loi de Jonhson-Cook, le jeu de paramètre des formes finales acceptables correspond exactement à celui des simulations ayant eu contact. Ce n'est pas le cas, des simulations avec la loi de Cowper-Symonds; seules les expériences 1, 4, 7 et 9 passent avec succès le premier crible et seront analysées par la suite.

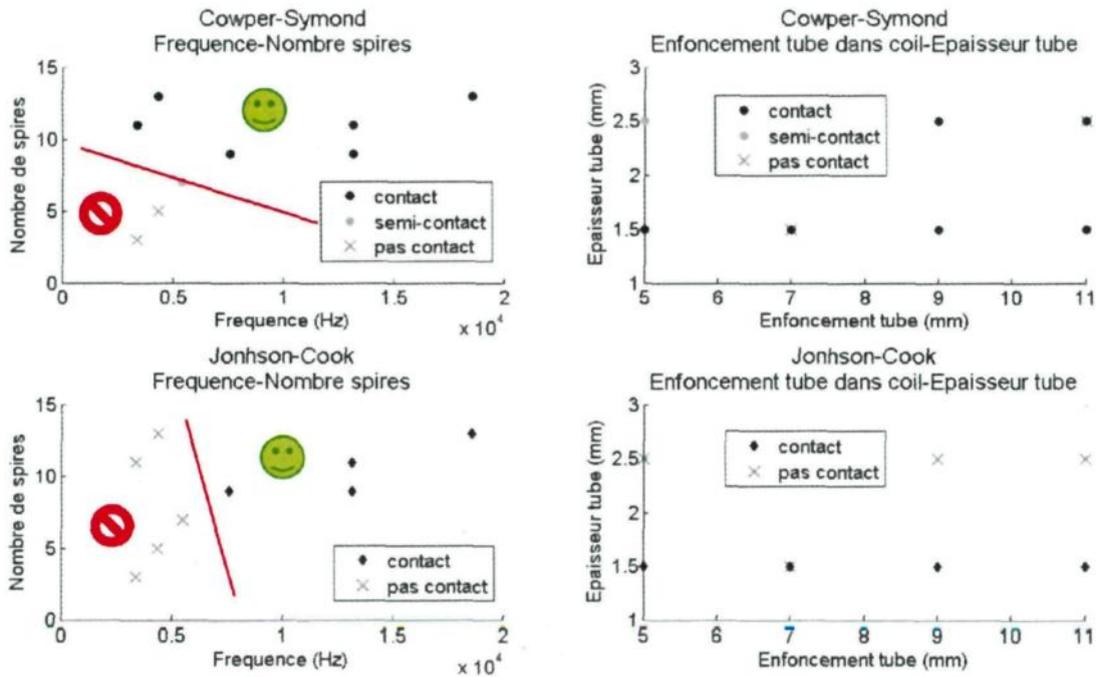


FIG. 4.28 – Synthèse sur le contact pour les 9 simulations du plan d'expérience

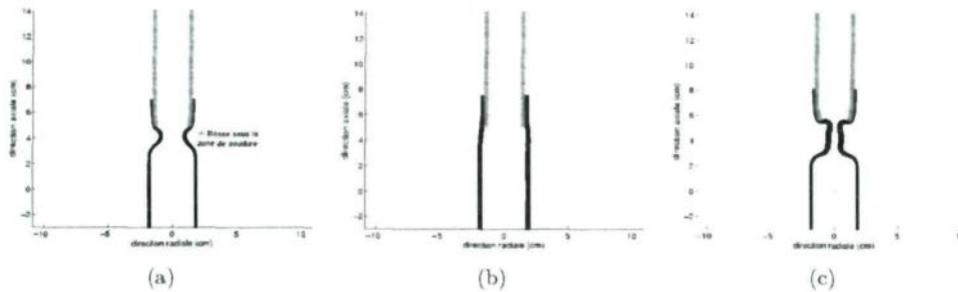


FIG. 4.29 – a) et b) Formes finales acceptables et c) Forme finale non acceptable

Avant de poursuivre l'analyse de l'opérateur, deux remarques constructives peuvent être formulées.

Premièrement, les simulations avec les deux lois et donc deux matériaux donnent des résultats complètement différents mais de même tendance. De même tendance car toutes les simulations avec l'Al6061-T6 (Johnson-Cook) donnent une déformation plus lente du tube extérieur, d'où moins souvent contact ou à des temps plus retardés dans le processus. D'autre part, à cause de cela, le soudage ne s'effectue pas de la même façon : dans les simulations avec l'Al3003 (Cowper-Symonds), le contact se fait depuis l'extrémité du tube intérieur et continûment jusque la fin du cordon de soudure, tandis que dans celle avec l'Al6061-T6 (Johnson-Cook), le contact se fait

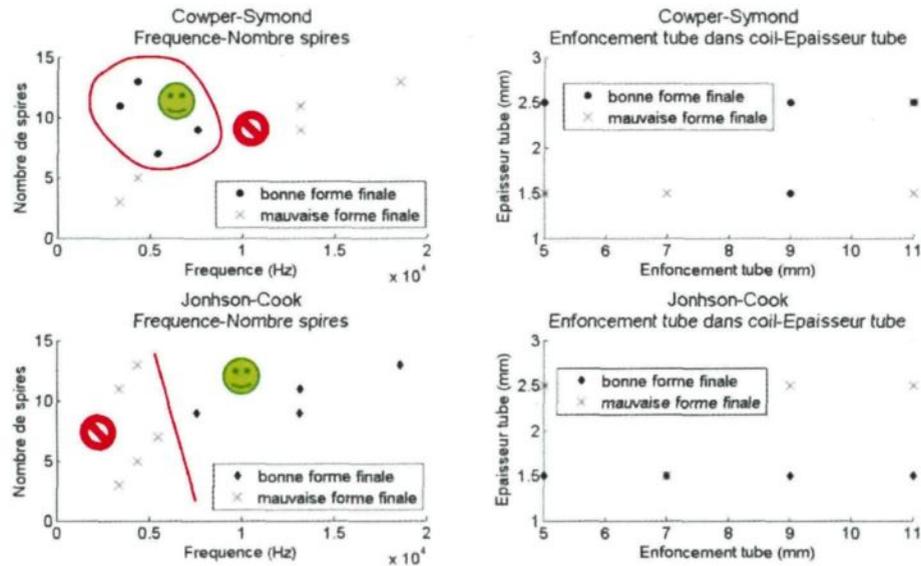


FIG. 4.30 – Synthèse sur la forme finale pour les 9 simulations du plan d'expérience

d'abord à cette même extrémité puis au milieu du cordon (figure 4.34). Cela était suggéré par les simulations de Cowper-Symonds, car en fait, la dernière partie du cordon est plaquée d'un coup en une ou deux microsecondes.

Deuxièmement, sur la figure 4.29(a) une bosse est observable sous la zone de soudure. Cette fragilité n'est pas sans rappeler que les tubes soudés cassent à cet endroit lors d'essais de traction ou autre essai destructif.

#### 4.3.4 2ème analyse : Soudabilité ?

Cette sous-partie ne portera que sur les simulations avec l'Al3003 (simulation avec la loi de Cowper-Symonds), cas dans lequel l'outil de post-traitement développé s'applique. Il suffirait d'adapter ce dernier pour les simulations avec l'Al6061-T6 (simulation avec la loi de Jonhson-Cook).

Les simulations n° 1, 4, 7 et 9 sont celles qui correspondent aux besoins de l'opérateur : que le contact ait lieu et que la forme finale soit correcte. L'analyse des grandeurs vitesse de collision  $v_c$ , vitesse d'impact  $v_p$  et angle d'impact  $\beta$  concerne donc ces 4 simulations. Les figures 4.31(a), 4.31(b) et 4.31(c) présentent les valeurs de ces grandeurs ainsi que la zone de soudabilité de chacune. La figure 4.32 résume les temps pendant lesquels chacune des simulations se trouvent dans la zone de soudabilité et donc les moments où il y aura soudure le long du contact des tubes.

Les simulations 1 et 4 ne remplissent que ponctuellement tous les critères de soudabilité, l'expérience 7 soude sur une petite durée, donc aura un petit cordon de soudure et la neuvième

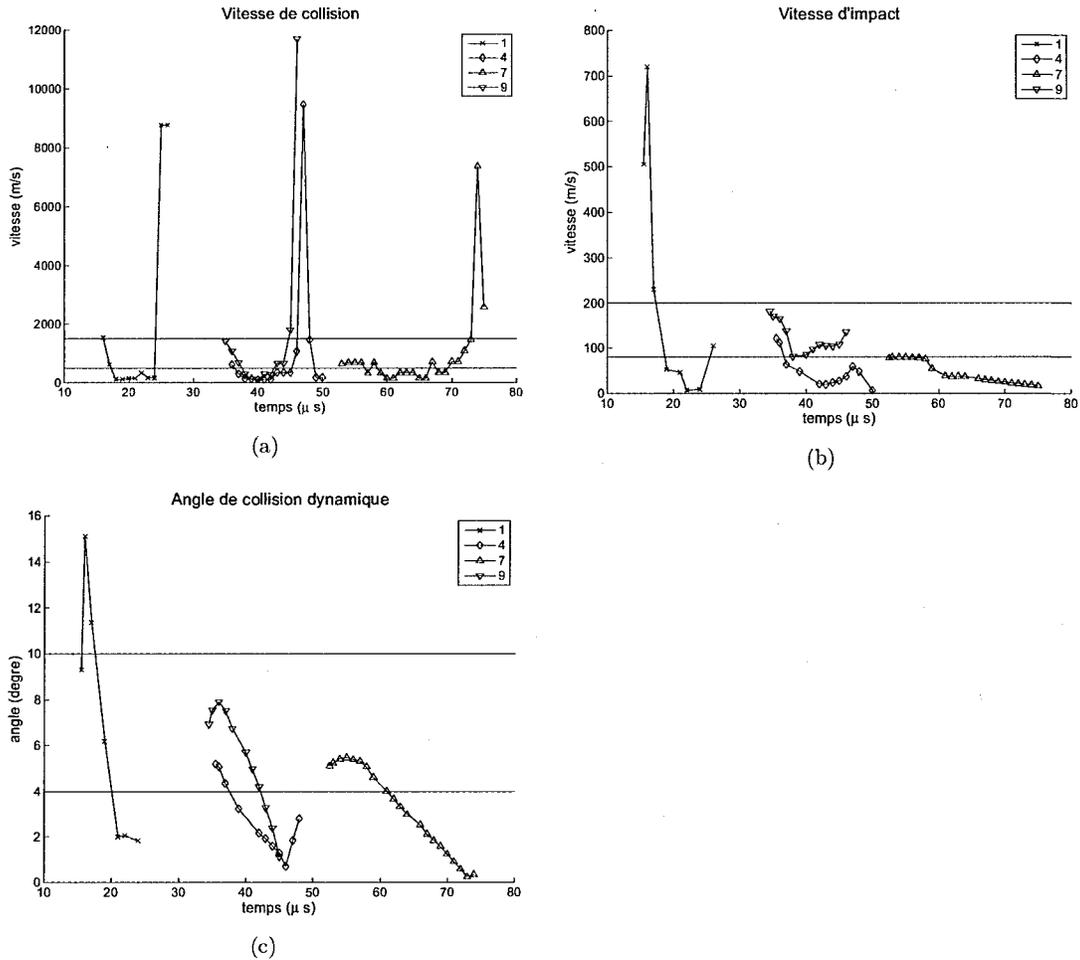


FIG. 4.31 – a)  $v_c$ , b)  $v_p$  et c)  $\beta$  pour les simulations 1, 4, 7 et 9

soude sur un petit cordon puis ponctuellement. Ce dernier jeu de paramètres sera celui vers lequel l'utilisateur va orienter son montage expérimental.

Cette discontinuité du cordon de soudure correspond à ce qui a pu être observé sur des échantillons de tubes soudés Al2024-T3511 (figure 4.33) et qui est aussi vu dans la littérature. Ce peut être soit, comme vu ici, car les vitesses sont trop grandes et il y a rebond, soit trop petites et il y a juste contact, soit un angle qui ne permet pas une pénétration constructive des matériaux.

Le cas étudié ici permet d'illustrer la complexité du choix de l'opérateur mais aussi la complexité du cordon de soudure.

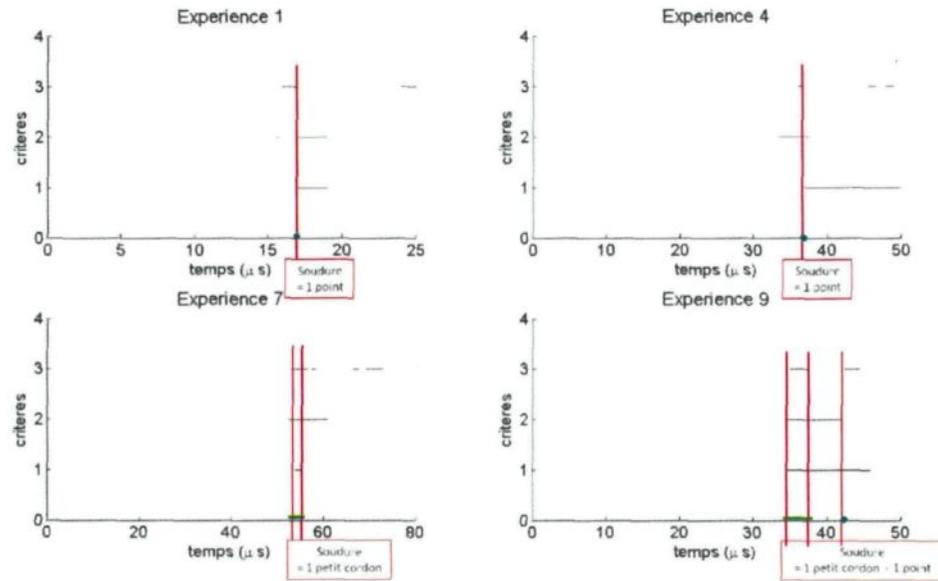


FIG. 4.32 – Synthèse sur la soudabilité des simulations 1, 4, 7 et 9 - critère 1 =  $v_p$ , critère 2 =  $\beta$  et critère 3 =  $v_c$

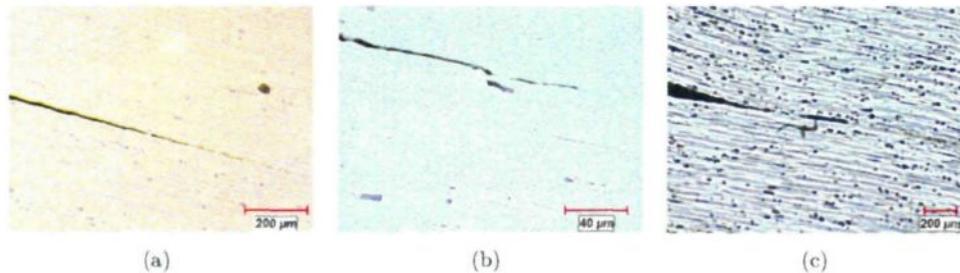


FIG. 4.33 – Photos expérimentales montrant des zones soudées et non soudées consécutives pour des tubes d'Al2024-T3511

#### 4.3.5 Analyse du contact des simulations sur l'alliage Al6061-T6

Les simulations sur l'alliage Al6061-T6 (avec la loi de Johnson-Cook) donnent toutes le même processus : un premier contact de l'extrémité supérieure du tube extérieur sur le tube intérieur (figure 4.34(a)), puis pendant quelques microsecondes rien, "ça bloque" - effet d'arc-boutement - tandis que la partie située à mi-superposition du tube extérieur se rapproche du tube intérieur, jusqu'à entrer en contact (figure 4.34(b)) et enfin le contact se fait sur tout le cordon - parallèle à un écrasement de la voûte. Toutefois une zone située non loin de l'extrémité supérieure du tube extérieur restera presque en contact mais pas vraiment (figure 4.34(c)).

Ce processus, difficile voire impossible à observer lors des expériences, est donc à ajouter à

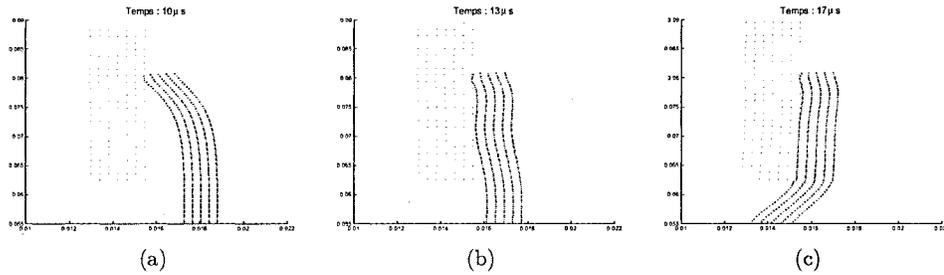


FIG. 4.34 – a) 1er impact : extrémité, b) 2ème impact : mi-superposition et c) impact le long de la superposition

la liste des suggestions proposées dans la littérature pour les zones non soudées (figure 4.33).

#### 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, l'outil numérique de simulation du soudage par couplage séquentiello-faible a été exploité.

Tout d'abord les principes de post-traitement ont été mis en œuvre afin d'utiliser les résultats de simulation dans la détermination des conditions de soudure. Les trois grandeurs retenues pour que le soudage ait lieu sont la vitesse de collision  $v_c$ , la vitesse d'impact  $v_p$  et l'angle de collision  $\beta$ .

Ensuite, une étude de sensibilité montre l'influence de chacun des paramètres sur les résultats de simulation, cela permet à l'opérateur de rapidement savoir quel paramètre modifier pour obtenir un résultat sur les grandeurs déterminantes du soudage.

Enfin, une étude d'un cas concret a permis de monter un plan d'expérience permettant de cibler, dans une première série de simulation, le ou les jeux de paramètres pour obtenir le soudage dans un cas fixé et, dans une deuxième série, de mettre en lumière une explication originale des zones de non-soudage.

# Conclusion et perspectives

---

## Conclusion

Le but de cette thèse était le développement d'un outil numérique de simulation du soudage par impulsion électromagnétique de tubes concentriques. Le principal objectif de cet outil était d'être exploitable dans la prédiction de la réalisation du soudage; le second objectif étant d'apporter une contribution à la compréhension du processus. Pour exploiter l'outil numérique qui a été mis en place, un outil de post-traitement des données, applicable au cas d'un contact depuis l'extrémité du tube extérieur et se propageant continûment le long du cordon de soudure a été codé. La conception de l'outil numérique de simulation du soudage est passée par le développement d'un autre outil numérique de simulation, celle du formage.

Un état de l'art préalable à tout travail de recherche a mis en évidence qu'un outil de simulation de cette technique de soudage était nécessaire (entre le début du travail de thèse et la fin les gens de LSTC et de l'Ohio State University aux Etats-Unis en ont publié un premier). Plusieurs équipes ont publié sur des modèles de simulation de formage par impulsion électromagnétique. Pour le soudage, les résultats connus sont dus d'une part à un modèle simplifié mis en place par l'entreprise PULSAR et d'autre part à des résultats d'expérience. Il y avait donc un manque à combler pour optimiser l'utilisation de la machine sans avoir besoin de lancer des campagnes d'expériences sans fin. Les résultats de ces équipes de recherche ont permis de cibler le travail de cette thèse : le modèle à développer pourrait s'inspirer des modèles de formage existants, reprendre un couplage séquentiel et les grandeurs pour analyser la simulation en terme de réalisation de soudage seraient la vitesse de collision  $v_c$ , la vitesse d'impact  $v_p$  et l'angle d'impact dynamique  $\beta$ . Enfin, la forme finale des tubes est un critère lié à l'utilisation de ceux-ci.

Une première phase du travail a consisté à mettre au point un modèle magnétique et à l'exploiter. La réalisation des calculs magnétiques transitoires se base sur une résolution des équations de Maxwell par la méthode des éléments finis, à l'aide du solveur implicite du logiciel ANSYS<sup>TM</sup>. Ce même modèle a été construit dans le logiciel éléments finis COMSOL<sup>TM</sup> et dans un code maison en différences finies. Les trois modèles présentent les mêmes résultats, en particulier de la force de Lorentz, qui est celle qui induit la projection du tube extérieur sur le tube intérieur, donc celle qui est à l'origine dans le calcul mécanique de la déformation menant au soudage.

La deuxième phase du travail a permis de mettre en place l'outil de simulation du formage. Le modèle mécanique a été développé dans le logiciel ABAQUS/Explicit<sup>TM</sup> et la communication entre les deux modèles est gérée par le logiciel MATLAB<sup>TM</sup> de façon séquentielle. Pendant

l'élaboration de l'outil, de nombreuses difficultés numériques ont été soulevées et ont nécessité des études approfondies pour les lever. Les deux plus grosses difficultés étaient liées d'une part à la passation des forces du modèle magnétique au modèle mécanique et d'autre part aux techniques de remaillage de l'air entourant les tubes dans le modèle magnétique pour coller aux déformations de ceux-ci après calcul mécanique à chaque pas de temps. La résolution de ces problèmes a mené à des études, en force, densité de force ou pression, en morphing du maillage et à déterminer les contraintes que cela génère. Pour valider les résultats, un modèle magnéto-mécanique couplé séquentiellement a été développé dans ANSYS<sup>TM</sup>, ainsi les méthodes de résolution implicite et explicite ont été confrontées. Ce dernier modèle a été gardé comme outil de simulation du formage.

L'originalité de cette thèse réside dans l'outil de simulation du soudage final. Etant donné les limites des logiciels, mises en relief dans cette thèse, la simulation par couplage séquentiello-faible est la meilleure possibilité. Cette méthode, nouvelle, permet de simuler la déformation des tubes par couplage séquentiel jusqu'au pas de temps précédent le premier point d'impact. A partir de ce moment-là la simulation se poursuit par un couplage faible (les forces magnétiques étant supposées indépendantes de la déformation). Les simulations présentées dans cette thèse démontrent que la propagation du point de collision est généralement très rapide (de l'ordre de la dizaine ou au tout au plus de la vingtaine de microsecondes), ainsi la simulation de la période d'impact est très peu affectée par le couplage faible.

Enfin, ce modèle a été exploité par une étude de sensibilité paramètre par paramètre et un premier cas concret fictif a été élaboré pour initialiser une approche d'optimisation pratique pour l'expérimentation. Ces études ont permis de mettre en évidence les paramètres influents dans le processus de soudage par impulsion magnétique. L'analyse des simulations soit par les grandeurs caractéristiques ( $v_c$ ,  $v_p$  et  $\beta$ ) soit par le suivi des déformations au pas à pas recolle avec l'observation du cordon de soudure discontinu de tube soudés et à permis d'ajouter une explication à celles déjà proposées dans la littérature.

Ainsi, durant cette thèse, trois outils numériques ont été développés : deux de simulation - formage et soudage - et un de post-traitement. L'outil de simulation du soudage en couplage séquentiello-faible est nouveau dans le domaine et a permis d'apporter des éléments de compréhension du processus. En contrepartie, ce modèle n'a pas été calé sur des résultats expérimentaux, les lois de comportement des matériaux à ces vitesses ne sont pas bien connues, seulement trois paramètres ont été utilisés pour déterminer si le soudage se produit ou non - or les études sur le soudage par explosion de la littérature montrent que le soudage par impact est déterminé par davantage de paramètres -, enfin le modèle suppose la connaissance du courant dans le coil, qu'il y soit uniforme et que ce dernier ne soit pas déformé. Ce sont quelques unes des limites de ce modèle.

## Poursuite des travaux

Un premier travail à faire est de caler les outils de simulation sur des résultats expérimentaux. Pour ce faire, il faudra d'abord caler la simulation du formage. Dans celle-ci, l'interaction entre les tubes n'intervient pas, il sera donc possible de caler au mieux la loi du matériau. Cela sera

affiné dans le modèle de soudage, dans lequel il faudra aussi jouer sur les paramètres du contact entre les deux tubes.

Pour ce faire, une réflexion doit être menée sur les expériences à monter : Quelles seraient les expériences les plus utiles pour améliorer la modélisation (lois d'écroutissage, propriétés magnétiques, mesures de vitesse) et réduire les délais d'optimisation ?

Une fois les paramètres de simulation mis en concordance avec la réalité, une campagne expérimentale de soudage en parallèle des simulations correspondantes, permettra de déterminer les fenêtres de soudabilité en terme de vitesse de collision, vitesse d'impact et angle de collision dynamique.

Une fois l'outil en phase avec l'expérience et les fenêtres de soudabilité connues, il sera possible d'effectuer une recherche prédictive telle que présentée dans la dernière section du dernier chapitre. Pour rendre cette recherche prédictive efficace, la méthode d'optimisation initiée peut être affinée et complexifiée afin de parvenir à un front de pareto des paramètres préférentiels pour réaliser une soudure en fonction des contraintes de l'utilisateur de la machine. Adapter les méthodes mises en place dans l'outil de post-traitement à des impacts non nécessairement continus et non initiés par le point extrême du tube permettra de traiter les différents impacts rencontrés.

Lors des essais expérimentaux, la bobine, utilisée sans concentrateur de courant explose. Une étude est menée conjointement avec la plateforme technologique de Saint-Quentin pour pallier à ce désagrément. Cela signifie aussi, que la simplification de coil mécaniquement statique est fautive - d'ailleurs les simulations permettent d'observer de très fortes forces de Lorentz sur le coil - et sa déformation pourrait être incluse dans le modèle.

Le point précédent signifie aussi que la bobine multi-spires est généralement utilisée en présence d'un concentrateur de courant. Ajouter cet élément nécessiterait une étude approfondie, déjà initiée durant les travaux de cette thèse. Une étude plus proche du coil massif a été entamée par quelques simulations avec une spire de section rectangulaire. Cette section pourrait aussi représenter la face interne du concentrateur de courant. La section de cette spire n'est plus de taille négligeable, il faudrait donc étudier l'impact de la répartition du courant à travers cette section sur les résultats. Une solution à cela serait aussi de passer à une modélisation en 3D.

La maîtrise des techniques numériques mises en place dans cette thèse permettra d'adapter les programmes à de nouvelles configurations, en plaque, tubes en extension, tubes non parallèles avec pour limite d'avoir une symétrie de révolution pour rester dans le cadre d'un modèle axi-symétrique.

Pour parvenir à un outil de simulation du soudage en couplage strictement séquentiel, il faudra changer de logiciel, et par exemple s'intéresser au logiciel MAXWELL<sup>TM</sup>, acheté par ANSYS<sup>TM</sup>. Transposer le modèle mécanique possédé dans LS - DYNA<sup>TM</sup>, nouvellement dans le package de base d'ANSYS<sup>TM</sup>, permettrait un couplage plus simple puisque des passerelles existent entre les logiciels.

La contribution thermique pourrait être étudiée en greffant aux outils de simulation développés un modèle thermique qui interviendrait à chaque pas de temps; cette contribution provient tant de l'échauffement dû aux courants induits dans les tubes qu'à celui dû à la déformation et à l'impact.

Une étude sur des modélisations "dégradées" permettrait de simplifier le programme. Les questions qui se posent sont donc : Quelles simplifications peut-on faire sans perte de signification de prévision ? Comparaison avec les modèles simplifiés déjà existants ?

Le modèle pourrait être prolongé pour une modélisation locale de l'impact en utilisant le résultat des calculs à l'échelle macroscopique pour relancer un calcul à l'échelle microscopique.

Enfin, un couplage avec la modélisation du générateur de courant apporterait des tensions des condensateurs plus précises en donnée d'entrée du modèle et rendrait compte des effets du montage et des tubes sur la forme du courant.

# Construction du modèle magnétique dans COMSOL<sup>TM</sup>

Dans *COMSOL<sup>TM</sup>* la physique, à savoir magnétisme, et l'espace de travail (2D axi-symétrique) sont définis en premier et non par les éléments choisis.

Dans les tests pour lesquels ce modèle a été utilisé, il n'y avait de présent soit que le coil, soit le coil et le tube extérieur. L'air a été divisé en uniquement deux parties : l'air entourant les éléments acteurs (ce qui correspond à l'air interne concaténé avec l'air intermédiaire) et la couche d'air infini (figure A.1(a)).

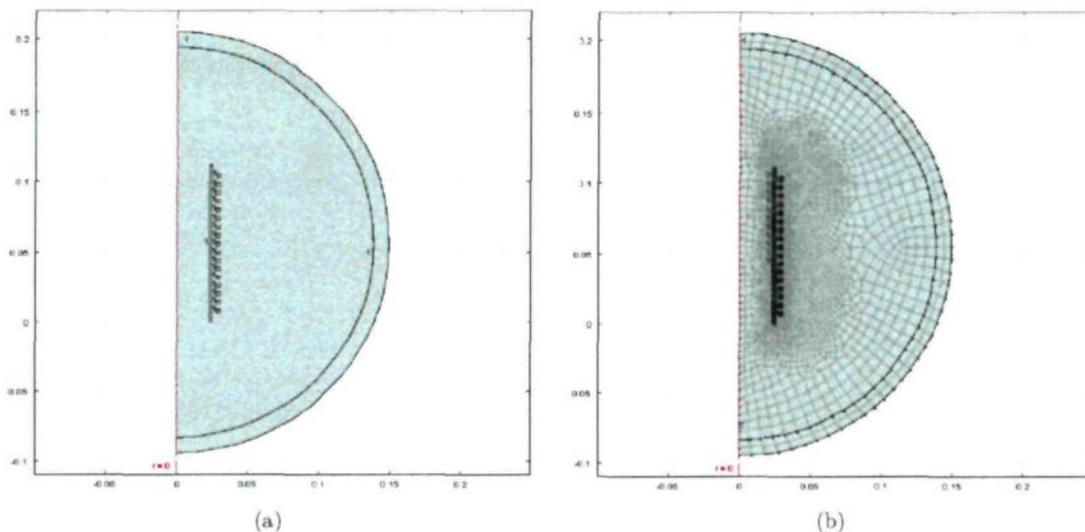


FIG. A.1 – Modèle magnétique développé sous *COMSOL<sup>TM</sup>* : a) Géométrie et b) Maillage

Les éléments sont choisis linéaires et à 4 nœuds, ils sont magnétiques de par la physique déclarée précédemment. Il a fallu toutefois préciser les éléments infinis sur la couche d'air infini ; cette couche est constituée de deux éléments dans son épaisseur (figure A.1(b)). Le tube est maillé par mappage, la couche infinie aussi et le reste librement.

La partie extérieure de la géométrie est automatiquement considérée comme une isolation magnétique (flag infini). Il faut définir dans la physique le tube pour la loi de Gauss de façon séparée.

Les spires sont regroupées en un seul ensemble (set) et un courant leur est imposé.

Les données matériaux sont définies pour chacun des sets, donc chacun des composants. La perméabilité relative de tous les composants est mise à 1, la conductivité de l'air et du coil est

mise artificiellement à 1, puisqu'il n'y a pas de courant induit dans ces composants ; celle du tube est fixée en fonction de la matière de celui-ci.

La résolution est faite en régime transitoire.

# Avantages et limites des logiciels COMSOL<sup>TM</sup> et ANSYS<sup>TM</sup> pour le modèle magnétique

---

Si seul le modèle magnétique est considéré, le logiciel COMSOL<sup>TM</sup> présente des atouts plus intéressants. Son atout principal étant sa facilité d'utilisation tant directement par l'interface graphique de celui-ci que par lancement de scripts depuis MATLAB<sup>TM</sup> ouvert avec le moteur de résolution COMSOL<sup>TM</sup> en arrière. De plus, le temps de résolution en mode transitoire est considérablement moins long et il est beaucoup plus aisé d'atteindre les résultats à un temps donné  $t$  de la résolution lors du post-traitement.

Un autre point fort du logiciel COMSOL<sup>TM</sup> est qu'il donne les densités de force aux nœuds, valeur indépendante du maillage tandis que ANSYS<sup>TM</sup> donne les forces aux noeuds donc une valeur dépendant du maillage.

Par contre, le logiciel COMSOL<sup>TM</sup> n'écrit pas de fichiers de sortie, ni de résolution ; tout se passe dans un même fichier. Ainsi, après une résolution seul le fichier .mph est conservé, fichier qui tend à devenir très lourd et finit par avoir des erreurs à l'ouverture. De plus, cela signifie que si lors d'une résolution il faut arrêter le calcul, il n'est pas possible de le faire repartir il faut recommencer...D'où le choix du modèle sous ANSYS<sup>TM</sup> pour le couplage séquentiel ; il offre une grande liberté d'utilisation, permet de repartir d'un pas de temps  $t$  quelconque...

Les autres limites rencontrées seront davantage explicitées dans le chapitre 3 lors du couplage par approche séquentielle puisqu'il s'agit de limites liées aux déplacements des nœuds et éléments.



# Développement d'un modèle magnétique en différences finies

---

Dans cette section, la construction du modèle en différences finies est explicitée. Pour cela, le principe de calcul mis en place est exposé, puis les méthodes de calcul utilisées sont développées, faisant pour certaines appel à la loi de Biot et Savart pour d'autres aux équations de Maxwell en régime quasi-stationnaire axi-symétrique dérivées en différences finies.

## C.1 Principe du modèle en différences finies

Les calculs analytiques pour valider le modèle magnétique en présence d'un coil et d'un tube, donc pour valider la valeur du courant induit dans le tube et la valeur des forces qu'il génère dans ce dernier, s'avèrent très difficiles voire impossibles. Afin de pallier à cette difficulté, un modèle en différences finies a été codé dans MATLAB<sup>TM</sup> sur la base des articles de Correia [Correia *et al.* 2008] et de Takatsu [Takatsu *et al.* 1988]. Leurs études portaient sur le formage d'une plaque ronde par impulsion magnétique depuis une bobine spirale plane. Après reproduction de leur travail (Annexe D), leur méthode a été appliquée à la configuration de cette thèse, à savoir un tube entouré du coil, donc une configuration de formage par compression.

Ce travail a de plus permis de déterminer quelle option de calcul de la force choisir parmi celles proposées par ANSYS<sup>TM</sup> (force de Lorentz) et de bien comprendre quelles sont les grandeurs manipulées : ANSYS<sup>TM</sup> donne les forces aux noeuds tandis que COMSOL<sup>TM</sup> donne les densités de force aux noeuds.

Le modèle est axi-symétrique. La partie représentée est dans le plan  $(xOz)$ . Etant donné l'invariance par rotation du problème, les axes appelés  $(x, y, z)$  représentent en réalité les trois axes de coordonnées cylindriques  $(\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_\phi, \mathbf{e}_z)$ . Les équations régissant le problème sont celles en régime quasi-stationnaire.

Dans le modèle en différences finies, seul le tube est maillé et les calculs du champ magnétique  $\mathbf{H}$ , de la densité de flux magnétique  $\mathbf{B}$ , de la densité de courant  $\mathbf{J}$  et des forces de Lorentz  $\mathbf{F}$  ne concernent que les noeuds du maillage du tube. Toutefois, la géométrie du modèle comprend aussi le coil, représenté par une succession de  $p$  spires de même que dans le modèle éléments finis, dans lequel le courant  $I(t)$  est de la forme de l'équation (1.11) (figure C.1(a)).

Le tube est maillé, en  $m$  éléments dans sa longueur et en  $n$  éléments dans sa largeur ; les indices  $i = \{1, \dots, m\}$  et  $j = \{1, \dots, n\}$  sont fixés pour la numérotation des noeuds, respectivement dans la hauteur et dans la largeur,  $dh$  étant la hauteur d'un élément et  $dr$  sa largeur (figure C.1(b)).

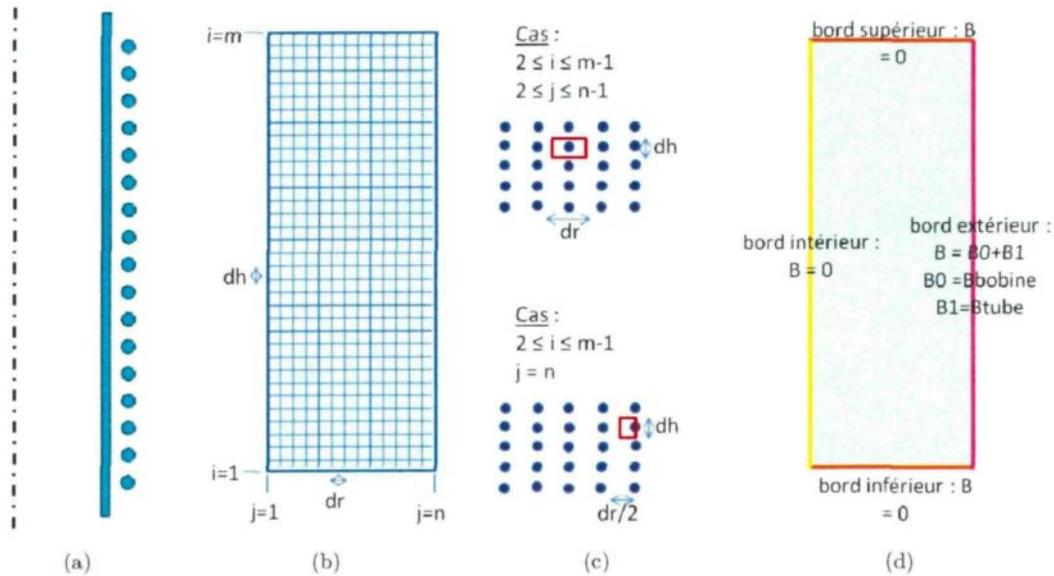


FIG. C.1 – Modèle magnétique en différences finies : a) Géométrie, b) Maillage, c) Représentation des spires autour des nœuds du tube en fonction de leur position et d) Conditions aux limites

Le courant  $I(t)$  déchargé dans la bobine crée en tout point  $M$  de l'espace une induction magnétique  $\mathbf{B}(t)$  qui peut être calculée à l'aide de la loi de Biot et Savart. Par cette formule, il est possible de calculer l'induction magnétique  $\mathbf{B}_0$  que le courant de la bobine crée en chacun des nœuds du bord extérieur du tube.

Cette même formulation sert à calculer l'induction magnétique  $\mathbf{B}_1$  créée en ces mêmes nœuds par le courant induit circulant dans le tube. Pour cela, chaque nœud du tube représente une spire de section rectangulaire, de côté de longueur  $dh$  et de largeur  $dr$  ( $dr/2$  pour les nœuds de la bordure extérieure du tube) (figure C.1(c)).

Ainsi, du fait de la loi d'additivité des inductions magnétiques, la première condition aux limites du problème impose que sur le bord extérieur du tube, l'induction magnétique soit la somme des inductions magnétiques  $\mathbf{B}_0$  due au coil et  $\mathbf{B}_1$  due au courant induit dans le tube.

Sur le bord intérieur du tube, l'induction magnétique est considérée comme nulle, du fait de l'atténuation de celle-ci lors de la pénétration. Sur les bords supérieur et inférieur elle est considérée comme nulle. La figure C.1(d) résume les quatre conditions aux limites.

Le champ magnétique est imposé comme nul au temps initial :  $\mathbf{B}^0 = \mathbf{0}$ .

Pour déterminer la propagation du champ magnétique dans le tube, les mêmes équations sont maniées que dans le calcul par éléments finis, à savoir l'équation de Maxwell-Ampère (2.5a), la loi constitutive (2.2), l'équation de Maxwell-Faraday (2.5b), la loi d'Ohm (équation (2.3)) et le fait que  $\mathbf{B}$  soit à flux conservatif (équation (2.5d)). L'équation suivante résulte de la combinaison

de ces équations :

$$-\frac{1}{\mu_0\sigma}\Delta\mathbf{B} + \frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = \mathbf{0} \quad (\text{C.1})$$

En coordonnées cylindriques cette équation, suivant chacune des directions  $(r, \phi, z)$ , s'écrit :

$$\begin{cases} \frac{1}{\mu_0\sigma}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{r^2}\right)Br = \frac{\partial Br}{\partial t} & (\text{C.2a}) \\ 0 & (\text{C.2b}) \\ \frac{1}{\mu_0\sigma}\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)Bz = \frac{\partial Bz}{\partial t} & (\text{C.2c}) \end{cases}$$

Une fois l'induction magnétique calculée en chaque nœud du tube, le courant induit puis les forces de Lorentz le sont. Etant en axi-symétrique, le courant induit dans le tube n'a qu'une direction, celle de  $\phi$ , et on le trouve à l'aide de l'équation de Maxwell-Ampère ( 2.5a) :

$$\mathbf{J} = J_\phi = \frac{1}{\mu_0}\left(\frac{\partial Br}{\partial z} - \frac{\partial Bz}{\partial r}\right) \quad (\text{C.3})$$

Enfin les forces de Lorentz, sont définies telles que  $\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ , ce qui s'écrit encore :

$$\begin{cases} Fr = J_\phi Bz \\ Fz = -J_\phi Br \end{cases} \quad (\text{C.4})$$

## C.2 Discrétisation du problème en différences finies

La discrétisation en différences finies dans l'espace est centrée, dans le temps elle est explicite (avant).

### C.2.1 Propagation de l'induction magnétique B dans le tube

La discrétisation en différences finies des équations de propagation (C.2a) et (C.2c) et en posant  $k$  l'indice de discrétisation du temps, quelque soit  $i=2,\dots,m-1$  et  $j=2,\dots,n-1$ , donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^{k+1}(i,j) = [1 - \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} (\frac{2}{\Delta r^2} + \frac{2}{\Delta h^2} + \frac{1}{(r_{interieur} + \Delta r(j-1))^2})] B_r^k(i,j) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{2\Delta r(r_{interieur} + \Delta r(j-1))}] B_r^k(i,j+1) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta r^2} - \frac{1}{2\Delta r(r_{interieur} + \Delta r(j-1))}] B_r^k(i,j-1) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta h^2}] B_r^k(i+1,j) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta h^2}] B_r^k(i-1,j) \\ \text{et} \\ B_z^{k+1}(i,j) = [1 - \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} (\frac{2}{\Delta r^2} + \frac{2}{\Delta h^2})] B_z^k(i,j) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta r^2} + \frac{1}{2\Delta r(r_{interieur} + \Delta r(j-1))}] B_z^k(i,j+1) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta r^2} - \frac{1}{2\Delta r(r_{interieur} + \Delta r(j-1))}] B_z^k(i,j-1) \\ \quad + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta h^2}] B_z^k(i+1,j) + \frac{\Delta t}{\mu_0 \sigma} [\frac{1}{\Delta h^2}] B_z^k(i-1,j) \end{array} \right. \quad (C.5)$$

Ainsi, connaissant toutes les valeurs de l'induction magnétique au temps  $t = k$ , il est direct d'obtenir les valeurs de celle-ci en tout nœud du tube au temps  $t = k + 1$ , excepté aux bords; les sous-paragraphes suivants développent ce calcul.

### C.2.2 L'induction magnétique B sur les bords du tube : conditions aux limites discrétisées

Les conditions aux limites discrétisées au temps  $t=k$ , en coordonnées cylindriques sont telles que :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^k(i, 1) = 0 \text{ et } B_z^k(i, 1) = 0 \quad \forall i, k \end{array} \right. \quad (C.6a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^k(1, j) = 0 \text{ et } B_z^k(1, j) = 0 \quad \forall j, k \end{array} \right. \quad (C.6b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^k(m, j) = 0 \text{ et } B_z^k(m, j) = 0 \quad \forall j, k \end{array} \right. \quad (C.6c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^k(i, n) = B_{0r}^k(i, n) + B_{1r}^k(i, n) \text{ et } B_z^k(i, n) = B_{0z}^k(i, n) + B_{1z}^k(i, n) \quad \forall i, k \end{array} \right. \quad (C.6d)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_r^1(i, j) = 0 \text{ et } B_z^1(i, j) = 0 \quad \forall i, j \end{array} \right. \quad (C.6e)$$

La valeur de l'induction magnétique sur le bord intérieur et les bords supérieur et inférieur ne nécessite aucun travail, ce qui n'est pas le cas sur le bord extérieur. Le prochain sous-paragraphé développe comment obtenir les divers termes de l'équation (C.6d).

### C.2.3 Calcul de l'induction magnétique B sur le bord extérieur du tube : Loi de Biot et Savart

La loi de Biot et Savart permet de calculer l'induction magnétique créée par une distribution de courant continu. Ici le courant n'est pas continu, mais étant donné l'approche en régime

quasi-stationnaire, le courant est supposé continu pendant la durée d'un pas de temps ou pour simplifier au temps  $t=k$ .

Pour une spire, considérée dans le plan  $(xOz)$ , de rayon  $a$  et parcourue par un courant  $I$ , l'induction magnétique en un point M quelconque de coordonnées  $(x,y,z)$  est telle que :

$$\begin{cases} B_x(M) = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-y \cos \theta}{(x^2 + y^2 + a^2 - 2ax \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\ B_y(M) = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{x \cos \theta - a}{(x^2 + y^2 + a^2 - 2ax \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\ B_z(M) = 0 \end{cases} \quad (C.7)$$

D'après l'équation C.6d, l'induction magnétique sur le bord extérieur du tube est contribution des inductions magnétiques  $\mathbf{B}_0^k$  et  $\mathbf{B}_1^k$ .

#### $\mathbf{B}_0^k$ Induction créée par la bobine sur le bord extérieur :

Dans le calcul de l'induction magnétique  $\mathbf{B}_0^k$  au temps  $t=k$ , la coordonnée  $x$  des nœuds sur le bord extérieur est la même pour tous; elle a pour valeur le rayon extérieur du tube  $r_{ext}$ . La coordonnée  $z$  de chaque nœud est relative à sa coordonnée  $z_M$  dans l'espace cartésien et à celle de la spire  $z_{spire}$  telle que  $z = -(z_{spire} - z_M)$ . Le courant  $I_{coil}^k$  est le même dans toutes les spires.

Ainsi, pour chaque nœud  $(i,n)$  du bord extérieur du tube (excepté pour  $i=1$  et  $i=m$  où la valeur 0 est attribuée),  $\mathbf{B}_0^k$  est calculée telle que :

$$\begin{cases} B_{0r}^k(i,n) = I_{coil}^k \sum_{k=spire1}^{spire p} \frac{\mu_0 R_{spire}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + R_{spire}^2 - 2R_{spire} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \quad (C.8a) \\ B_{0z}^k(i,n) = I_{coil}^k \sum_{k=spire1}^{spire p} \frac{\mu_0 R_{spire}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - R_{spire}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + R_{spire}^2 - 2R_{spire} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \quad (C.8b) \end{cases}$$

#### $\mathbf{B}_1^k$ Induction créée par les courants induits dans le tube sur le bord extérieur :

De même dans le calcul de l'induction magnétique  $\mathbf{B}_1^k$  au temps  $t=k$ , la coordonnée  $x$  des nœuds sur le bord extérieur est de valeur  $r_{ext}$  pour tous. Chaque nœud du tube représente une spire et le courant induit qui la traverse influe sur  $\mathbf{B}_1^k$  (figure C.2); sa coordonnée  $x_{ijj}$  est donc le rayon de la spire; il faut donc considérer les spires des nœuds de coordonnées  $(ii,jj)$  telles que  $i=2,\dots,m-1$  et  $j=2,\dots,n$  - les nœuds tels que  $ii=1$ ,  $ii=m$  et  $jj=1$  ne sont pas considérés puisque la valeur 0 leur a été attribuée, donc ils ne participent pas à la création d'induction magnétique. La coordonnée  $z_k$  de chaque nœud du bord par rapport à la spire considérée est calculée de même que précédemment  $z_k = -(z_{spire} - z_M)$ . Le courant  $I(ii,jj)$  est différent pour chaque spire du tube, il provient des calculs vus dans le sous-paragraphe suivant.

Finalement, pour chaque nœud  $(i,n)$  du bord extérieur du tube (excepté pour  $i=1$  et  $i=m$

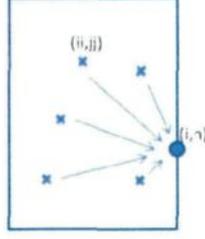


FIG. C.2 – Influence de chaque nœud  $(ii, jj)$  du tube sur  $B_1^k$  au nœud  $(i, n)$  du bord

où la valeur 0 est attribuée),  $B_1^k$  est calculée telle que :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{1r}^k(i, n) = \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^n \frac{I^k(ii, jj)\mu_0 x_{iijj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{iijj}^2 - 2x_{iijj}r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \quad (C.9a) \\ B_{1z}^k(i, n) = \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^n \frac{I^k(ii, jj)\mu_0 x_{iijj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - x_{iijj}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{iijj}^2 - 2x_{iijj}r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \quad (C.9b) \end{array} \right.$$

D'autre part, le courant  $I$  est lié à la densité de courant  $J$  proportionnellement à la surface  $S$  traversée :

$$I^k(ii, jj) = J^k(ii, jj)S_{iijj} \quad (C.10)$$

La surface pour les spires autour des nœuds de coordonnées  $(ii, jj)$  avec  $ii=2, \dots, m-1$  et  $jj=2, \dots, n-1$  vaut  $drdh$  (figure C.1(c)). Pour les spires sur le bord du tube - telles que  $jj=n$  - la surface vaut  $drdh/2$ . Donc le système précédent se réécrit :

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{1r}^k(i, n) = \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^{n-1} J^k(ii, jj) \frac{drdh\mu_0 x_{iijj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{iijj}^2 - 2x_{iijj}r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\ \quad + \sum_{ii=2}^{m-1} J^k(ii, n) \frac{drdh\mu_0 r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\ \text{et} \\ B_{1z}^k(i, n) = \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^{n-1} J^k(ii, jj) \frac{drdh\mu_0 x_{iijj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - x_{iijj}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{iijj}^2 - 2x_{iijj}r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\ \quad + \sum_{ii=2}^{m-1} J^k(ii, n) \frac{drdh\mu_0 r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - r_{ext}}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \end{array} \right. \quad (C.11)$$

A ce stade, il est nécessaire de déterminer les densités de courant  $\mathbf{J}$  discrétisées.

#### C.2.4 Calcul des densités de courant $J_\phi$ discrétisées

L'équation (C.3) est discrétisée dans l'espace par différence centrée pour tous les  $j=2, \dots, n-1$  et en différence arrière pour la discrétisation selon la direction  $r$  pour  $j=n$ . Ainsi, le système

suisant est obtenu pour le temps  $t=k$  et en nœud  $(i,j)$  du tube :

$$\begin{cases} J^k(i,j) = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{B_r^k(i+1,j) - B_r^k(i-1,j)}{2\Delta h} - \frac{B_z^k(i,j+1) - B_z^k(i,j-1)}{2\Delta r} \right) & \forall j \in \{2, \dots, n-1\} \\ J^k(i,n) = \frac{1}{\mu_0} \left( \frac{B_r^k(i+1,n) - B_r^k(i-1,n)}{2\Delta h} - \frac{B_z^k(i,n) - B_z^k(i,n-1)}{\Delta r} \right) & j = n \end{cases} \quad (\text{C.12})$$

Pour  $i=1$ ,  $i=m$  et  $j=1$  la valeur de  $\mathbf{J}$  est 0.

Grâce aux équations de propagation, il est possible de calculer la densité de courant  $\mathbf{J}$  en tout nœud  $(i,j)$  tel que  $i=2, \dots, m-1$  et  $j=2, \dots, n-2$ . Par contre cela cause problème lorsque  $j$  vaut  $n-1$  et  $n$ , puisque le terme  $\mathbf{B}(i,n)$  entre en ligne de compte. Il faut donc combiner les équations de ce sous-paragraphe avec celles du précédent pour finaliser le calcul.

### C.2.5 Calcul final de l'induction magnétique sur le bord extérieur du tube par une inversion de matrice, de la densité de courant et des forces de Lorentz

En partant des équations (C.6d) dans lesquelles l'induction magnétique due au coil  $\mathbf{B}_0^k$  est remplacée par ses expressions (C.8a) et (C.8b) et celle due au tube  $\mathbf{B}_1^k$  par son expression (C.11) dans laquelle la densité de courant  $\mathbf{J}$  a été remplacée suivant le système (C.12), et en isolant tous

les termes de l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  tels que  $j=n$ , le système à résoudre est de la forme :

$$\begin{aligned}
& B_r^k(i, n) + \sum_{ii=2}^{m-1} B_{1z}^k(ii, n) \frac{\Delta h x_{ii(n-1)}}{8\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii(n-1)}^2 - 2x_{ii(n-1)} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& - \sum_{ii=2, ii \neq i}^{m-1} \left( \frac{B_r^k(ii+1, n) - B_r^k(ii-1, n)}{2\Delta h} - \frac{B_z^k(ii, n)}{\Delta r} \right) \frac{\Delta r \Delta h r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& = I_{coil}^k \sum_{k=spire1}^{spire p} \frac{\mu_0 R_{spire}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + R_{spire}^2 - 2R_{spire} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^{n-2} J^k(ii, jj) \frac{\Delta r \Delta h \mu_0 x_{ii jj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii jj}^2 - 2x_{ii jj} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2}^{m-1} \left( \frac{B_r^k(ii+1, n-1) - B_r^k(ii-1, n-1)}{2\Delta h} + \frac{B_z^k(ii, n-2)}{2\Delta r} \right) \frac{\Delta r \Delta h x_{ii(n-1)}}{4\pi} \\
& \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii(n-1)}^2 - 2x_{ii(n-1)} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2, ii \neq i}^{m-1} B_z^k(i, n-1) \frac{\Delta h r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{-z_k \cos \theta}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& \text{et} \\
& B_z^k(i, n) + \sum_{ii=2}^{m-1} B_{1z}^k(ii, n) \frac{\Delta h x_{ii(n-1)}}{8\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - x_{ii(n-1)}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii(n-1)}^2 - 2x_{ii(n-1)} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& - \sum_{ii=2, ii \neq i}^{m-1} \left( \frac{B_r^k(ii+1, n) - B_r^k(ii-1, n)}{2\Delta h} - \frac{B_z^k(ii, n)}{\Delta r} \right) \frac{\Delta r \Delta h r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - r_{ext}}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& = I_{coil}^k \sum_{k=spire1}^{spire p} \frac{\mu_0 R_{spire}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - R_{spire}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + R_{spire}^2 - 2R_{spire} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2}^{m-1} \sum_{jj=2}^{n-2} J^k(ii, jj) \frac{\Delta r \Delta h \mu_0 x_{ii jj}}{4\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - x_{ii jj}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii jj}^2 - 2x_{ii jj} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2}^{m-1} \left( \frac{B_r^k(ii+1, n-1) - B_r^k(ii-1, n-1)}{2\Delta h} + \frac{B_z^k(ii, n-2)}{2\Delta r} \right) \frac{\Delta r \Delta h x_{ii(n-1)}}{4\pi} \\
& \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - x_{ii(n-1)}}{(r_{ext}^2 + z_k^2 + x_{ii(n-1)}^2 - 2x_{ii(n-1)} r_{ext} \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta \\
& + \sum_{ii=2, ii \neq i}^{m-1} B_z^k(i, n-1) \frac{\Delta h r_{ext}}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{r_{ext} \cos \theta - r_{ext}}{(2r_{ext}^2 + z_k^2 - 2r_{ext}^2 \cos \theta)^{\frac{3}{2}}} d\theta
\end{aligned}$$

(C.13)

En posant pour vecteur inconnu  $\mathbf{U}$  tel que :

$$\{U\} = \begin{Bmatrix} \{B_r(i, n)\} \\ \{B_z(i, n)\} \end{Bmatrix} \quad (\text{C.14})$$

le système précédent revient à résoudre un système matriciel de la forme :

$$AU = C \quad (\text{C.15})$$

par une inversion de la matrice  $A$ . Dans la matrice  $A$  sont reportés tous les termes fonction de  $B_r(i, n)$  et  $B_z(i, n)$  et dans le vecteur  $C$ , tous les autres, donc tous les termes connus.

Une fois le vecteur  $\mathbf{U}$  connu, toutes les inductions du bord extérieur du tube ont été déterminées. Cela signifie que le champ des inductions magnétiques dans le tube est déterminé en chaque nœud de celui-ci pour le temps  $k$ .

En appliquant les formules (C.12), il est possible d'évaluer les densités de courant  $J_\phi^k$  manquantes, à savoir pour  $j=\{n-1, n\}$ . La densité de courant est donc calculée en tous les nœuds du tube.

Enfin, le calcul des forces de Lorentz à l'aide des équations (C.4) discrétisées telles que :

$$\begin{cases} F_r^k(i, j) = J_\phi^k(i, j)B_z^k(i, j) \quad \forall i \in \{1, \dots, m\}, \forall j \in \{1, \dots, n\} \\ F_z^k(i, j) = -J_\phi^k(i, j)B_r^k(i, j) \quad \forall i \in \{1, \dots, m\}, \forall j \in \{1, \dots, n\} \end{cases} \quad (\text{C.16})$$

donne la force volumique en chacun des nœuds du tube au temps  $k$ .

Toutes ces opérations sont répétées pour chaque nouveau temps  $k+1$ .



# Reproduction article

## Correia [**Correia et al. 2008**]

M. Correia et al. traitent de formage par impulsion électromagnétique dans leur article [Correia et al. 2008]. Il s'agit du formage d'une plaque circulaire d'aluminium. Le coil est une bobine spirale plane (figure D.1).



FIG. D.1 – Configuration axi-symétrique pour le formage en plaque

La bobine spirale plane est représentée par 5 spires concentriques de section de rayon 1 mm. Le plus grand rayon est de 32 mm, le plus petit de 10 mm et l'écart entre deux spires est de 5,5 mm (de centre à centre).

La plaque est de rayon 55 mm et de 3 mm d'épaisseur. Elle est située 2,9 mm au-dessus de la bobine spirale plane, 2,9 mm compté à partir du centre des spires. Sa conductivité électrique  $\sigma$  est de 36 MS/m.

L'intensité du courant déchargé dans la bobine est de la forme :

$$I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega t.$$

avec  $I_0$  telle que  $I_0 = V \frac{C}{L}$  et  $\tau$  défini tel que  $\tau = 2 \frac{L}{R}$  et  $C = 40 \mu\text{F}$ ,  $L = 2,86 \mu\text{H}$ ,  $\rho = 28,5 \Omega\text{m}$  et  $V = 2 \text{ kV}$ .

La plaque est discrétisée en 111 nœuds dans son rayon et en 21 nœuds dans son épaisseur.

L'induction magnétique  $\mathbf{B}$  est supposée nulle sur le bord extérieur de la plaque (celui correspondant au rayon de la plaque), sur le bord supérieur de la plaque et sur le bord intérieur (le centre de la plaque). Enfin, l'induction magnétique  $\mathbf{B}$  sur le bord inférieur de la plaque est la somme de l'induction magnétique  $\mathbf{B}_0$  provenant de la bobine spirale plane et de l'induction magnétique  $\mathbf{B}_1$  due au courant induit dans la plaque.

Le calcul magnétique a été fait d'une part avec le logiciel éléments finis ANSYS<sup>TM</sup> et d'autre part à l'aide du code maison en différences finies développé dans MATLAB<sup>TM</sup>. Les grandeurs caractéristiques de l'électromagnétisme, à savoir l'induction magnétique  $\mathbf{B}$ , le courant induit  $\mathbf{J}$  et les forces de Lorentz  $\mathbf{F}$  sont comparées au niveau du bord inférieur de la plaque et aussi dans son épaisseur (pour les forces) en 4 temps : 6,8  $\mu\text{s}$ , 13,2  $\mu\text{s}$ , 17,5  $\mu\text{s}$  et 19,6  $\mu\text{s}$ . Les deux premiers temps sont pris pendant l'augmentation de la valeur du courant déchargé, le troisième au temps

de valeur maximum et enfin le dernier se situe pendant la diminution de la valeur du courant déchargé.

Les figures qui suivent démontrent la concordance des résultats du code maison et du logiciel commercial, la méthode adoptée pour le code maison est valide et peut être appliquée dans le cas de cette thèse, à savoir à un tube en formage.

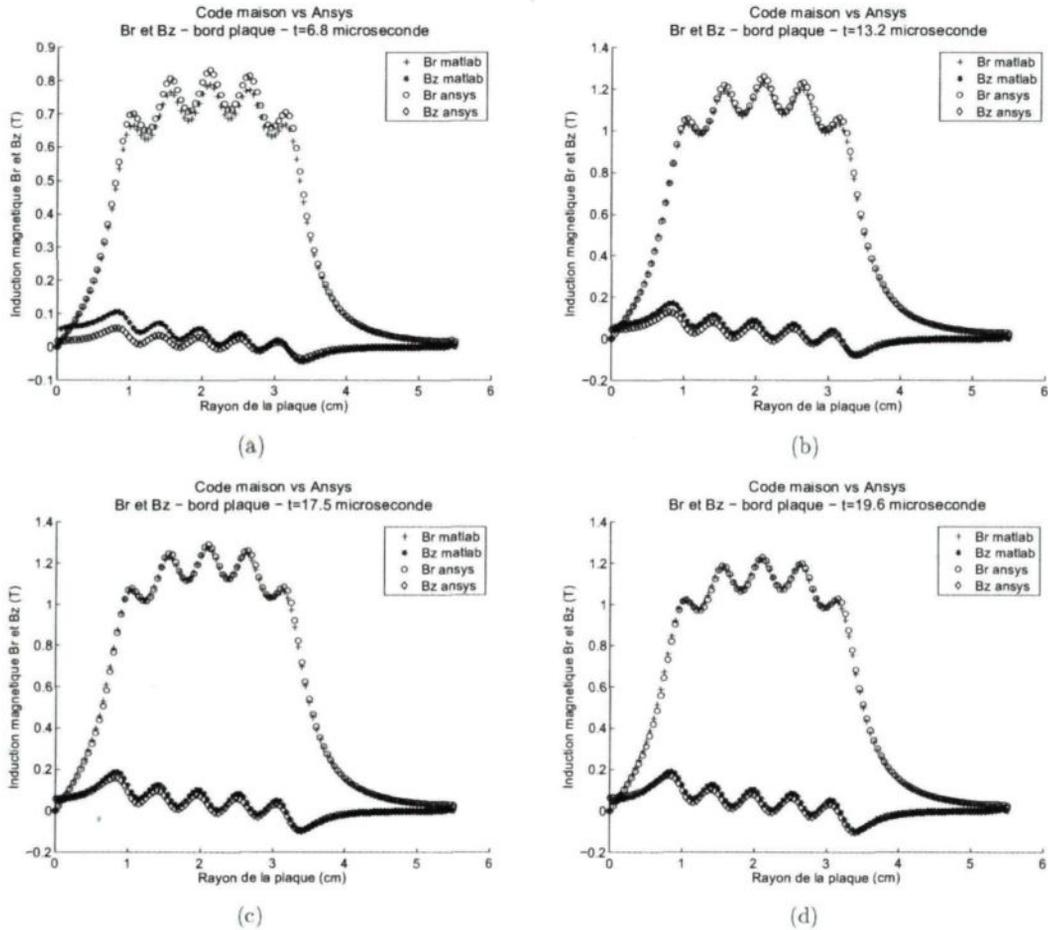


FIG. D.2 – Comparaison des inductions magnétiques  $Br$  et  $Bz$ , au niveau du dessous de la plaque, calcul analytique et ANSYS aux temps a)  $t = 6,8 \mu s$ , b)  $t = 13,2 \mu s$ , c)  $t = 17,5 \mu s$  et d)  $t = 19,6 \mu s$ .

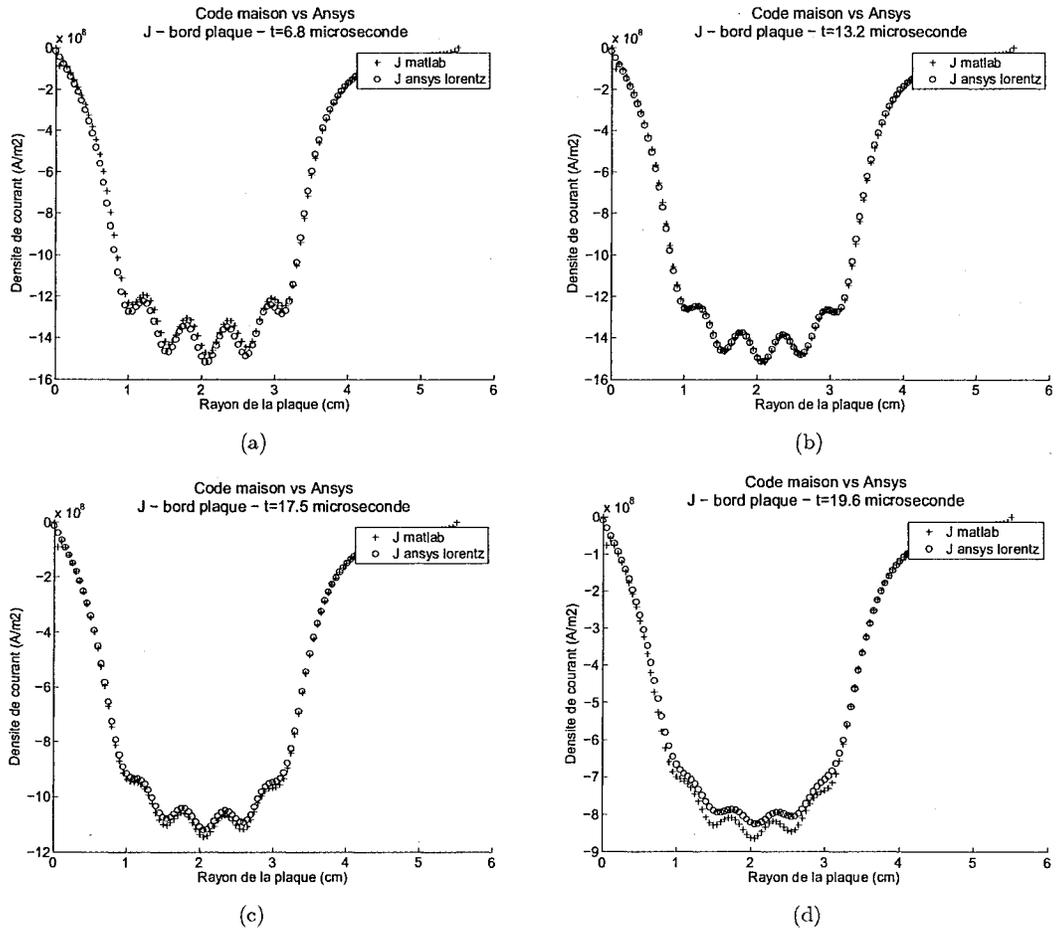


FIG. D.3 – Comparaison des densités de courant  $J$ , au niveau du dessous de la plaque, calcul analytique et ANSYS aux temps a)  $t = 6,8 \mu s$ , b)  $t = 13,2 \mu s$ , c)  $t = 17,5 \mu s$  et d)  $t = 19,6 \mu s$ .

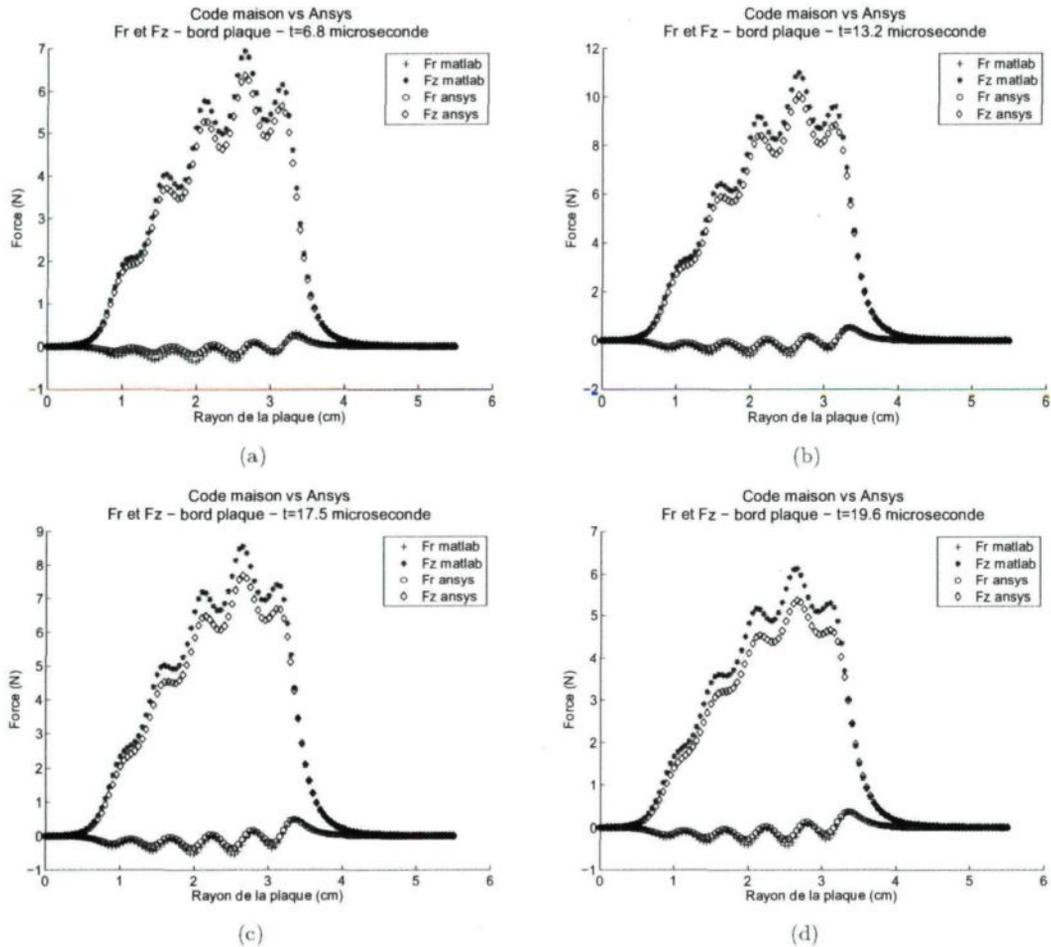


FIG. D.4 – Comparaison des forces  $Fr$  et  $Fz$ , au niveau du dessous de la plaque, calcul analytique et ANSYS aux temps a)  $t = 6,8 \mu\text{s}$ , b)  $t = 13,2 \mu\text{s}$ , c)  $t = 17,5 \mu\text{s}$  et d)  $t = 19,6 \mu\text{s}$ .

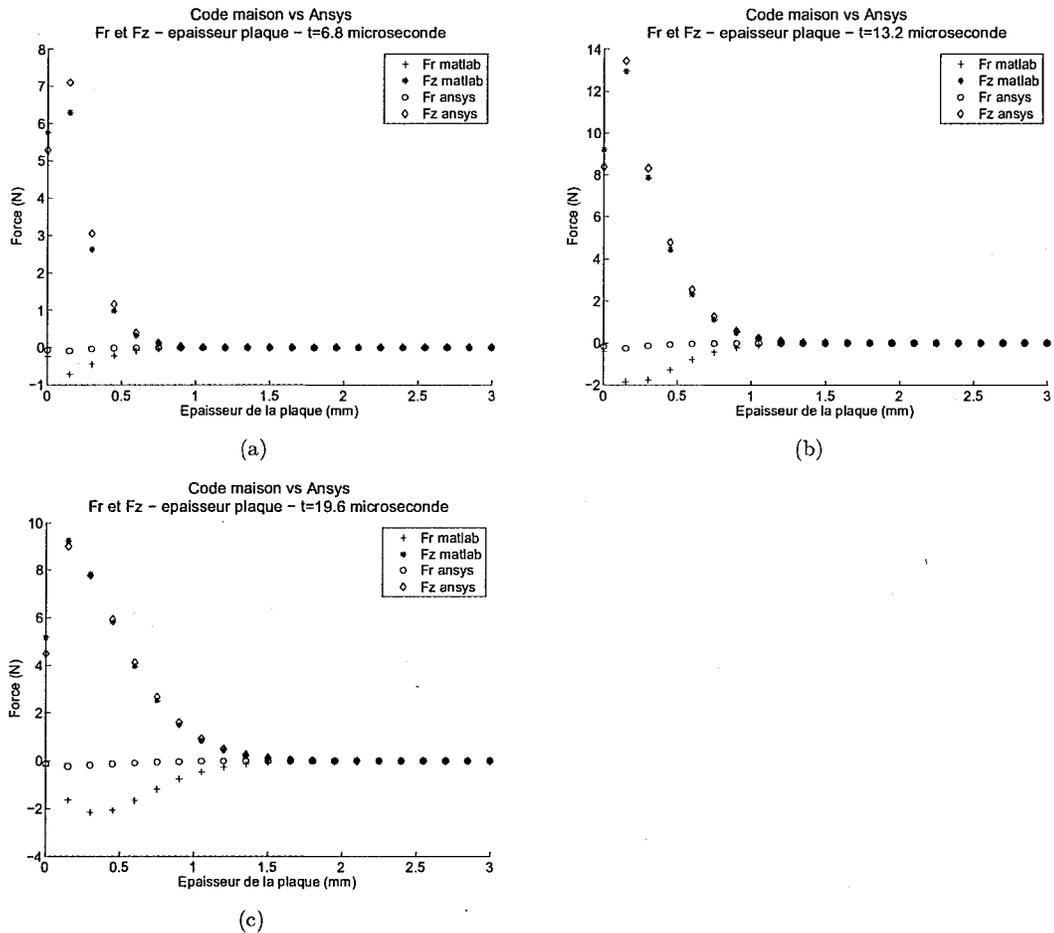
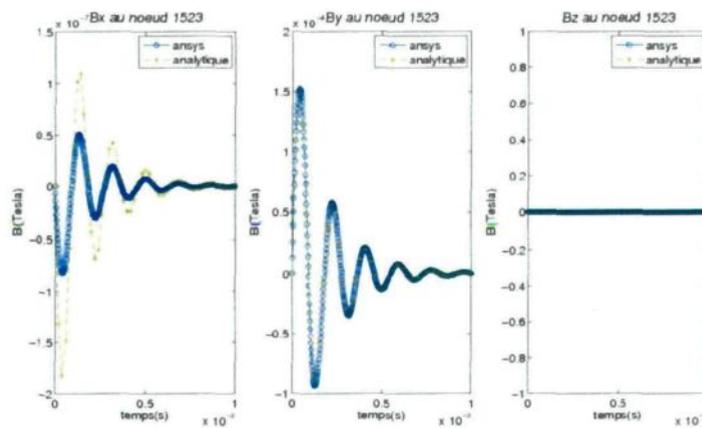


FIG. D.5 – Comparaison des forces  $F_r$  et  $F_z$ , dans l'épaisseur de la plaque, calcul analytique et ANSYS aux temps a)  $t=6,8 \mu s$ , b)  $t=13,2 \mu s$ , et c)  $t=19,6 \mu s$ .

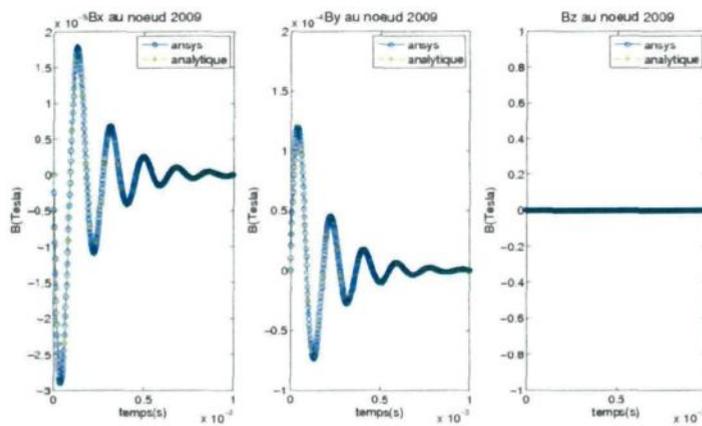


# Courbes : Analytique vs ANSYS<sup>TM</sup>

Voici les courbes comparant les inductions magnétiques en deux différents points de l'espace dans le cas d'un coil à 17 spires avec courant alternatif. Les calculs sont effectués d'une part par calcul analytique (par la loi de Biot et Savard) et d'autre part par le logiciel commercial ANSYS<sup>TM</sup>.



(a)



(b)

FIG. E.1 – Comparaison des inductions magnétiques  $B_x$ ,  $B_y$  et  $B_z$  dans le temps, en des points situés dans la zone où le tube extérieur serait placé, a) vers l'extrémité supérieure de ce tube et b) vers son extrémité inférieure.



# Etude sur les mouvements de corps rigides

La figure F.1 prouve que lorsqu'aucune condition aux limites n'est appliquée sur le tube, des déplacements plus grands sont observés, preuve de sa non-contrainte et donc de la présence de mouvements de corps rigides non désirés.

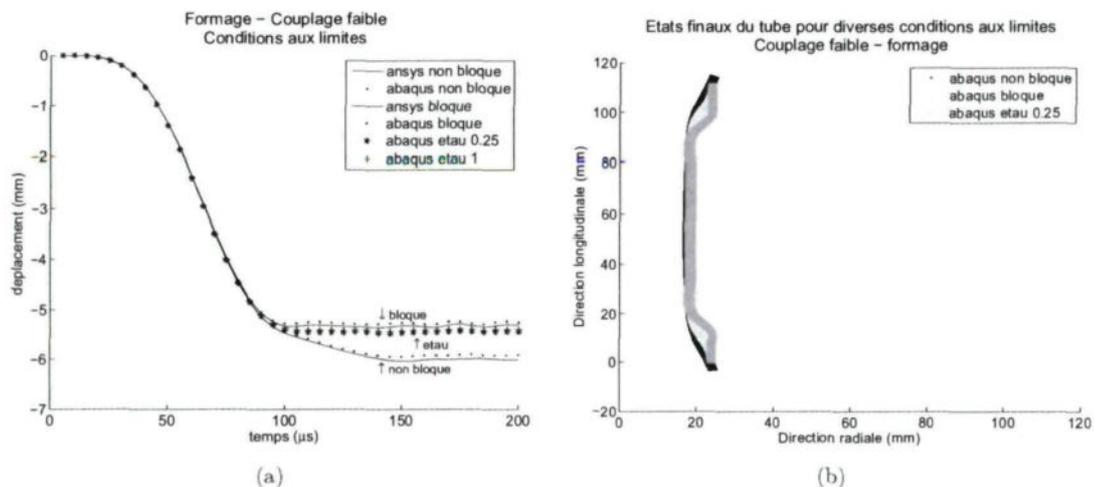


FIG. F.1 – Comparaison des déplacements du tube en couplage faible pour diverses conditions aux limites a) dans le temps et b) états finaux

Pour contrer ces déplacements non désirés, deux méthodes ont été mises en place. La première, la plus simple, consistant à bloquer les nœuds des extrémités du tube, cela stabilise le calcul. Les déplacements de certains nœuds sans cela pouvaient atteindre jusque 4 mm selon  $y$ , alors qu'une fois le tube contraint ils atteignent au plus 1,3 mm. A mi-hauteur du tube, il est notoire que le déplacement suivant le sens radial est nettement inférieur. Mais cette méthode ne permet pas l'allongement du tube observé lors des essais expérimentaux.

La deuxième méthode est donc d'ajouter des "étaux", suivant les conditions vues précédemment. Elle respecte l'allongement du tube (certains points peuvent dans le cas traité ici se déplacer jusqu'à 2 mm selon  $y$ ). Plus le coefficient de friction est grand, moins le tube est déplacé, mais la différence reste minime. Cette méthode sera employée dans l'outil numérique final. Elle est d'autant plus intéressante qu'elle correspond davantage au protocole expérimental et que, comme observable sur la figure F.1(b) il y a un léger déplacement plus grand au niveau de l'"étail", ce qui influe sur l'angle d'impact, un des paramètres jouant un rôle dans la détermination du soudage.

La figure F.1(a) vient aussi confirmer que résoudre par une méthode explicite ou implicite mène aux mêmes résultats de simulation.

# Modèle couplé séquentiellement ANSYS<sup>TM</sup>-ANSYS<sup>TM</sup> - formage

---

Dans ANSYS<sup>TM</sup> les paramètres magnétiques et mécaniques sont déclarés successivement tels qu'exposés précédemment mais sur le même maillage. Dans le modèle mécanique, les éléments du maillage magnétique inutiles, à savoir tout ce qui n'est pas tube, sont déclarés comme éléments nuls. Ces descriptions sont enregistrées dans deux physiques différentes. Dans ce modèle couplé, la géométrie définie est conservée et nécessaire pour la suite.

A chaque pas de temps, avant de procéder au calcul magnétique, tous les fichiers du calcul sont dirigés vers des fichiers qui seront spécifiques à celui-ci. C'est-à-dire que le fichier de données des éléments, le fichier des matrices d'éléments, le fichier résultats, le fichier de résultats provenant d'un fichier de calcul transitoire magnétique et celui des informations générales sont spécifiés pour le calcul magnétique. Cela permet de séparer le calcul magnétique du calcul mécanique, l'intérêt étant de pouvoir relancer au pas suivant, et ce depuis le temps où le calcul était arrêté.

Ensuite, la physique magnétique est chargée et le calcul lancé.

Les calculs sont ensuite dirigés vers des fichiers qui seront spécifiques au calcul mécanique. Cela est appliqué au fichier de données des éléments et à celui des matrices d'éléments. La physique mécanique est chargée ainsi que les forces magnétiques nodales du calcul magnétique du dernier pas de temps. Le calcul mécanique est effectué.

Après ouverture du préprocesseur, les éléments magnétiques sont réactivés, la surface de l'air entourant le tube est sélectionnée et par activation de la commande de remorphing du maillage, les nœuds de l'air entourant le tube sont repositionnés afin de respecter les déplacements de ceux-ci. La commande de remorphing nécessite de travailler en présence de la géométrie dans le modèle. Pour que le mailleur d'ANSYS<sup>TM</sup> puisse déplacer les nœuds, il faut absolument que les éléments soient de forme régulière et de taille conséquente.

Enfin, on sort des fichiers spécifiques du calcul mécanique. Le pas de temps est incrémenté, les fichiers propres à la résolution pour un pas de temps en mécanique mais bloquant le redémarrage des calculs sont effacés et ainsi de suite.



# Courbe étude de sensibilité du modèle de soudage

## H.1 Etude sur les paramètres géométriques du dispositif (sur les tubes)

### H.1.1 Influence de l'écart tube extérieur/coil

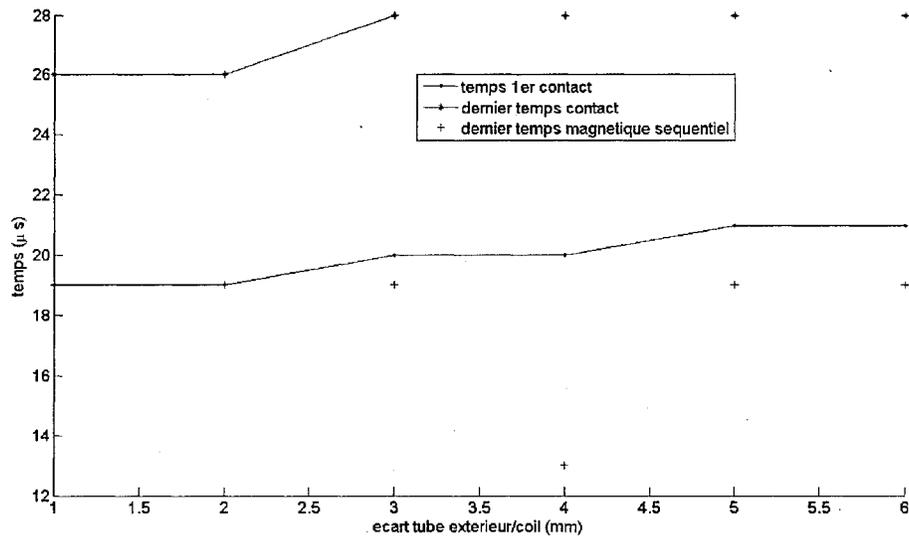


FIG. H.1 - Temps pour des écarts tube extérieur/coil différents

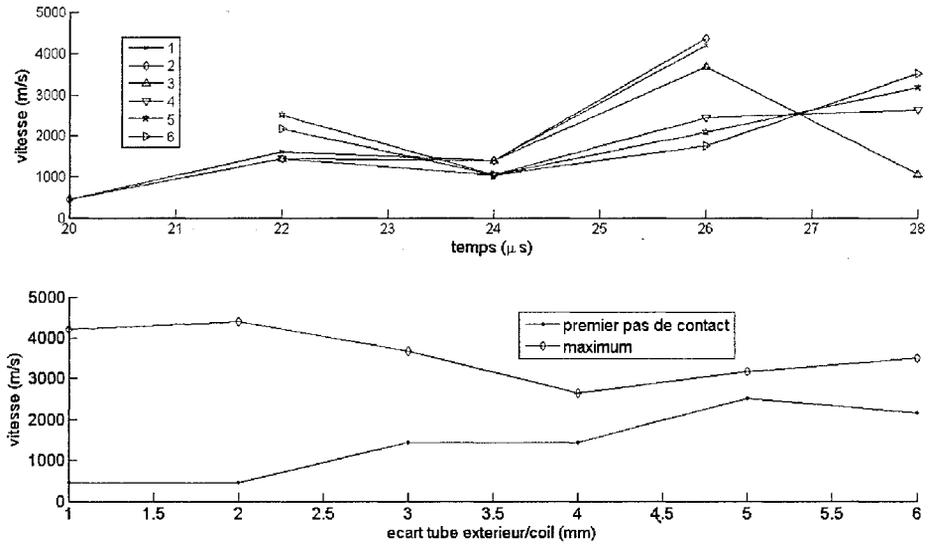


FIG. H.2 - Vitesse de collision  $v_c$  pour des écarts tube extérieur/coil différents

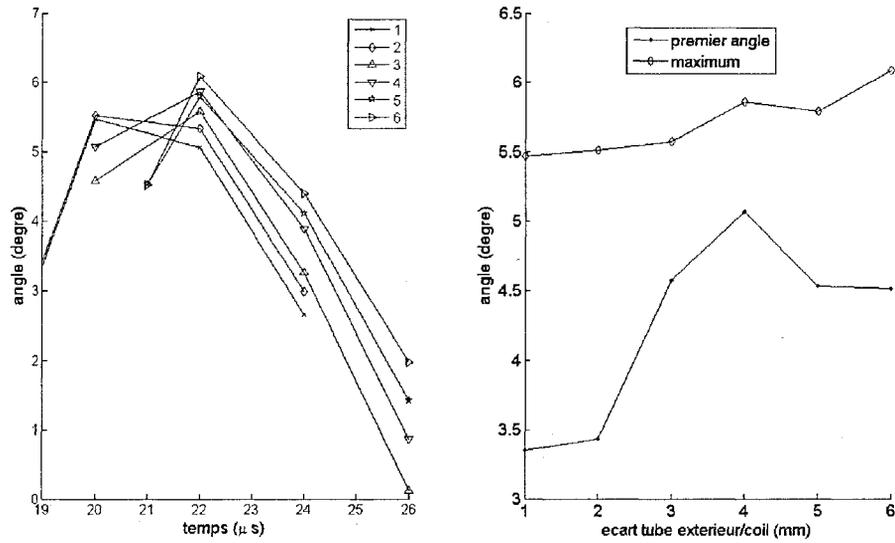


FIG. H.3 - Angle de collision  $\beta$  pour des écarts tube extérieur/coil différents

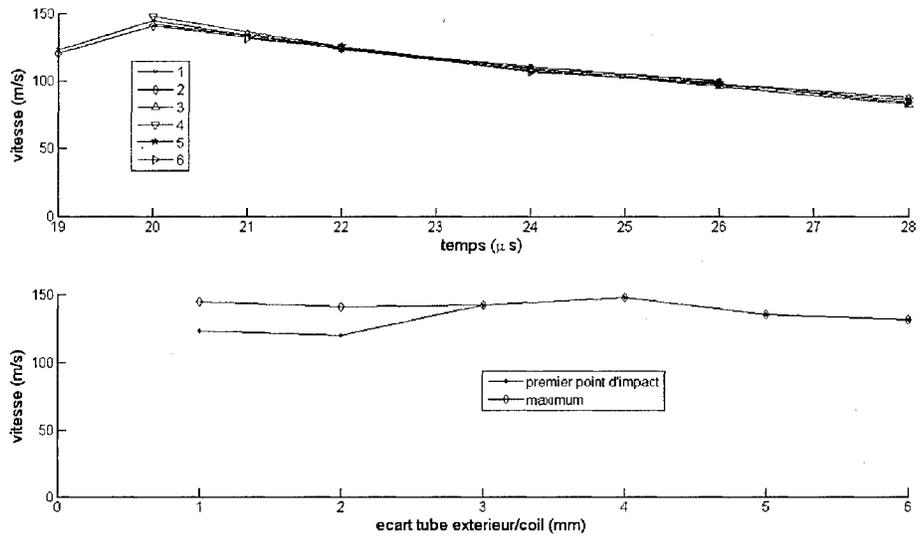


FIG. H.4 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour des écarts tube extérieur/coil différents

H.1.2 Epaisseur du tube extérieur

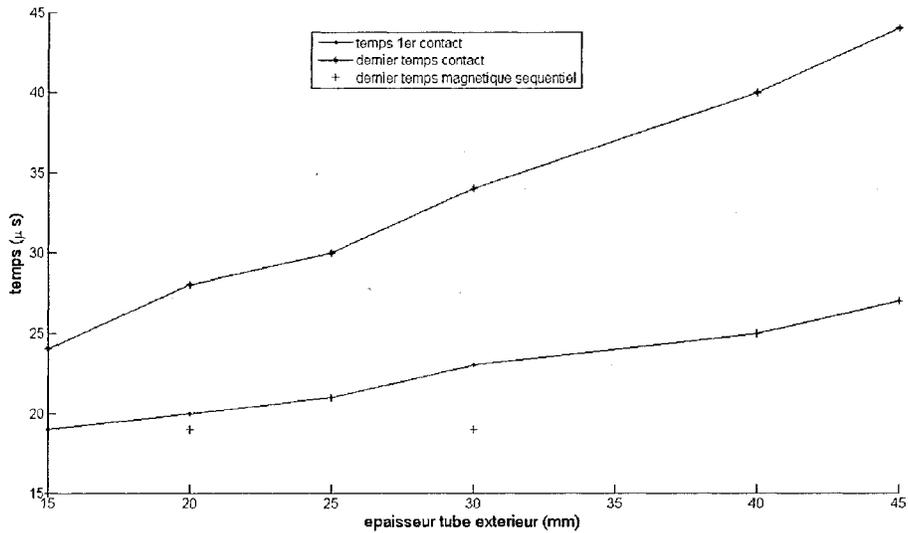
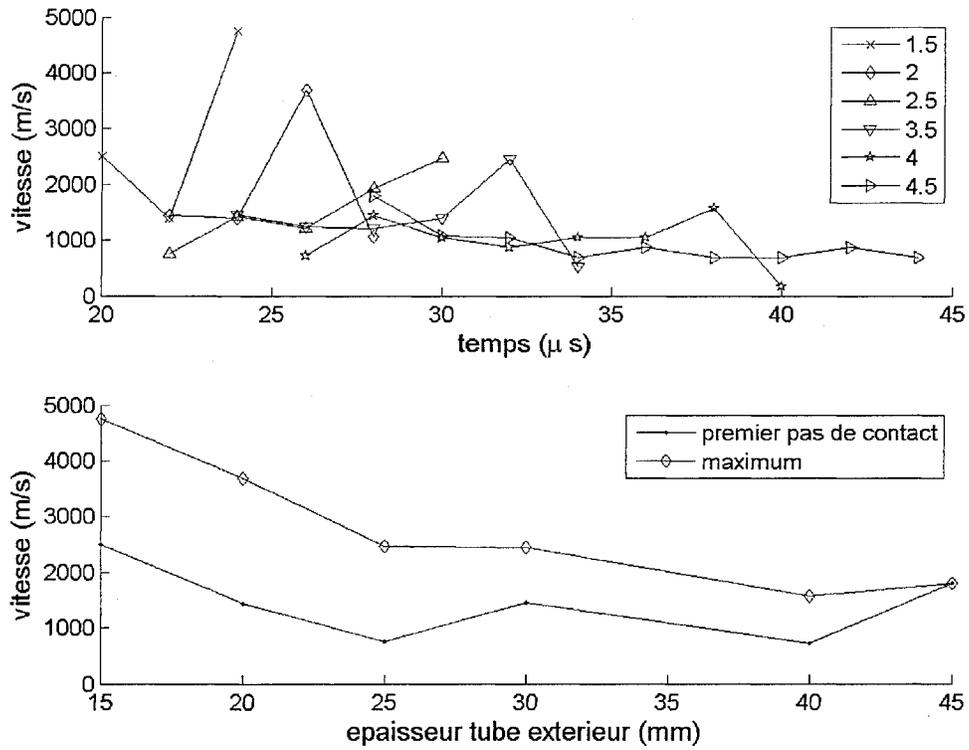


FIG. H.5 - Temps pour différentes épaisseurs du tube extérieur

FIG. H.6 - Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes épaisseurs du tube extérieur

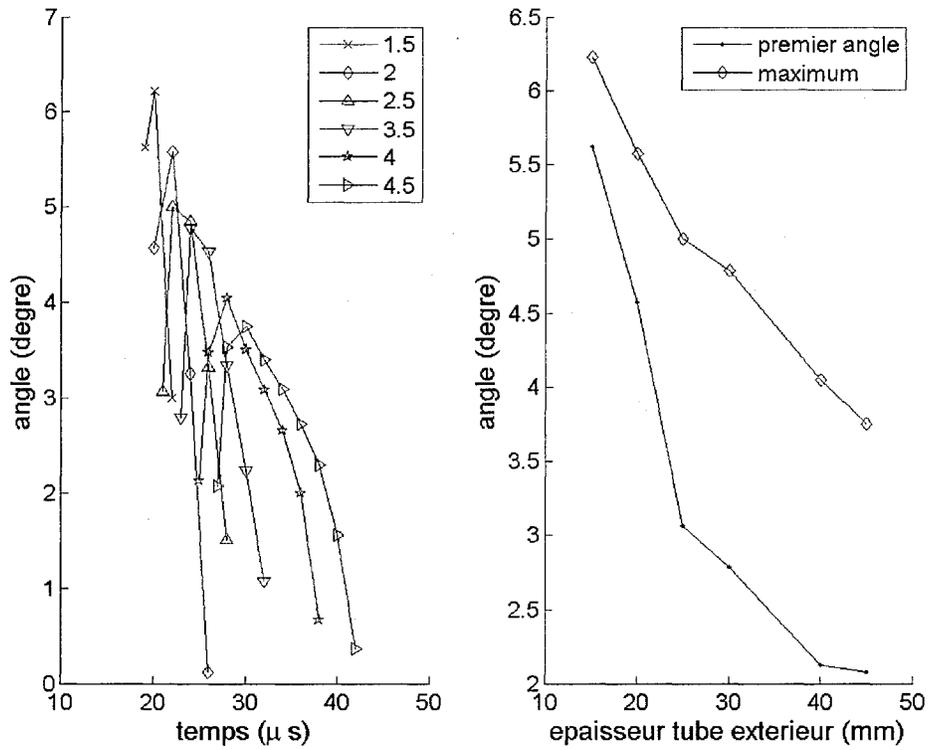
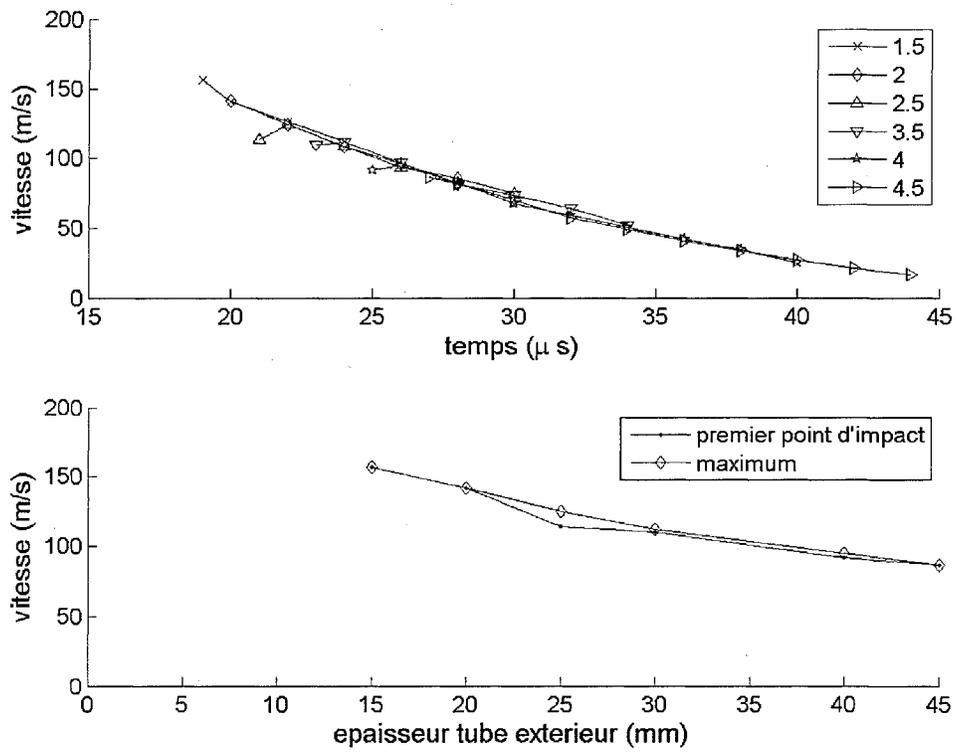


FIG. H.7 - Angle de collision  $\beta$  pour différentes épaisseurs du tube extérieur

FIG. H.8 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes épaisseurs du tube extérieur

## H.1.3 Ecart tube extérieur/tube intérieur

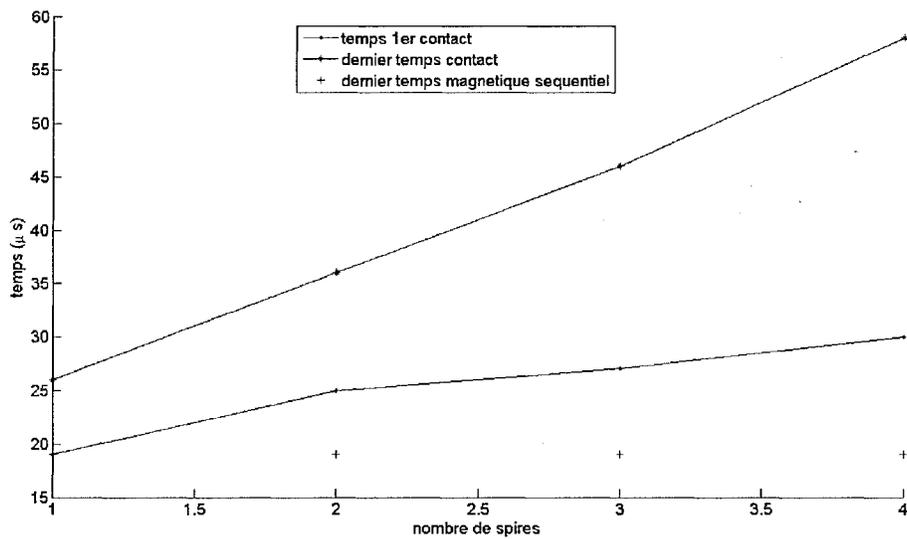


FIG. H.9 - Temps pour des écarts tube/tube différents

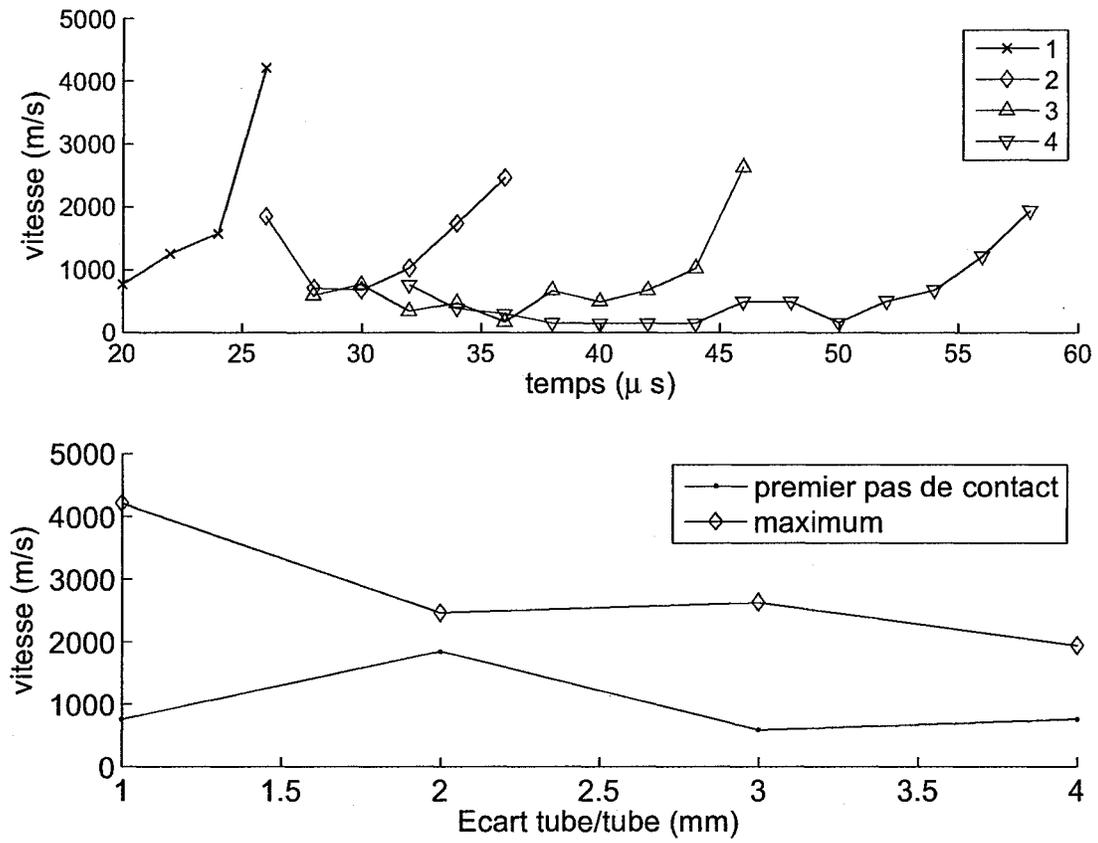


FIG. H.10 – Vitesse de collision  $v_c$  pour des écarts tube/tube différents

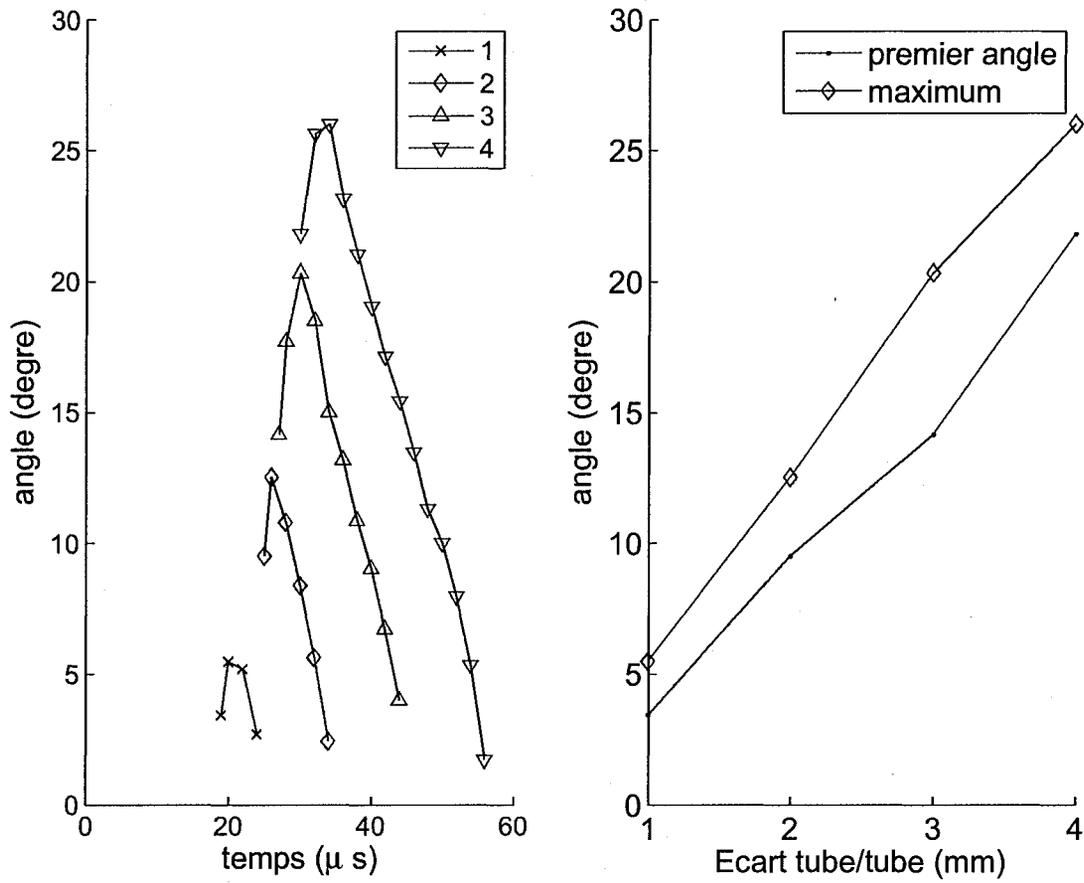
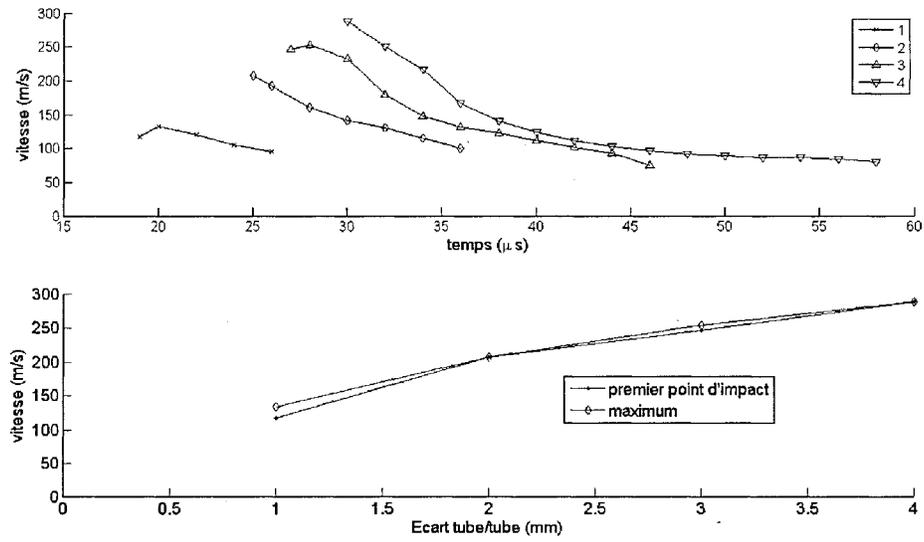


FIG. H.11 - Angle de collision  $\beta$  pour des écarts tube/tube différents

FIG. H.12 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour des écarts tube/tube différents

## H.2 Etude sur les paramètres matériaux des tubes

## H.2.1 Résistivité

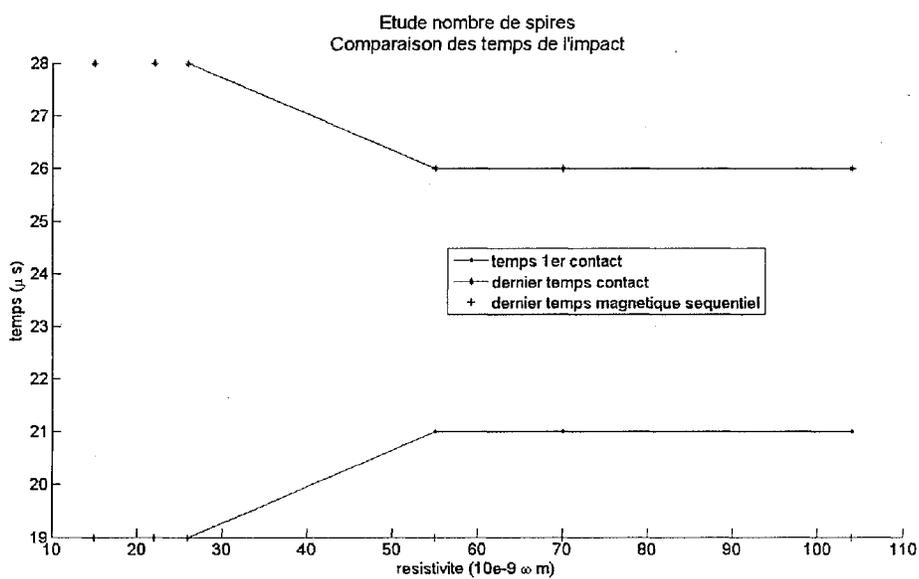


FIG. H.13 – Temps pour différentes résistivités

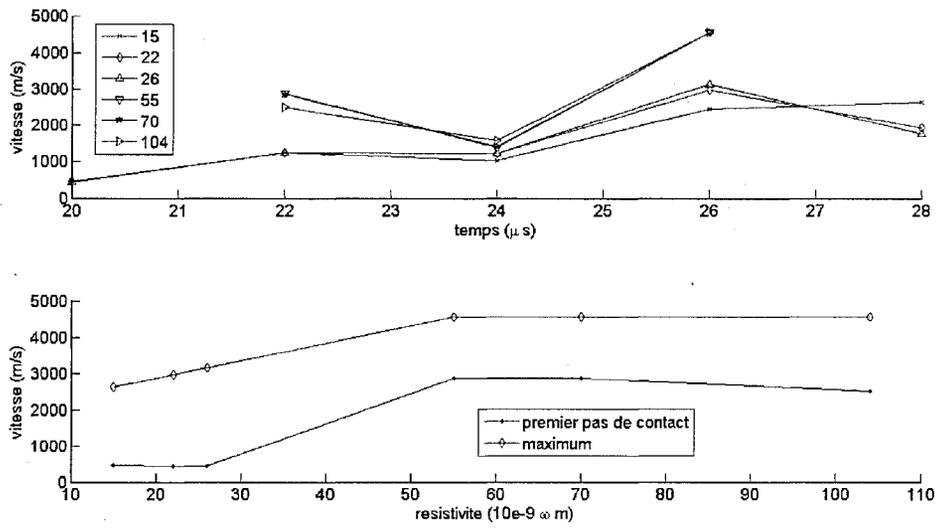


FIG. H.14 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes résistivités

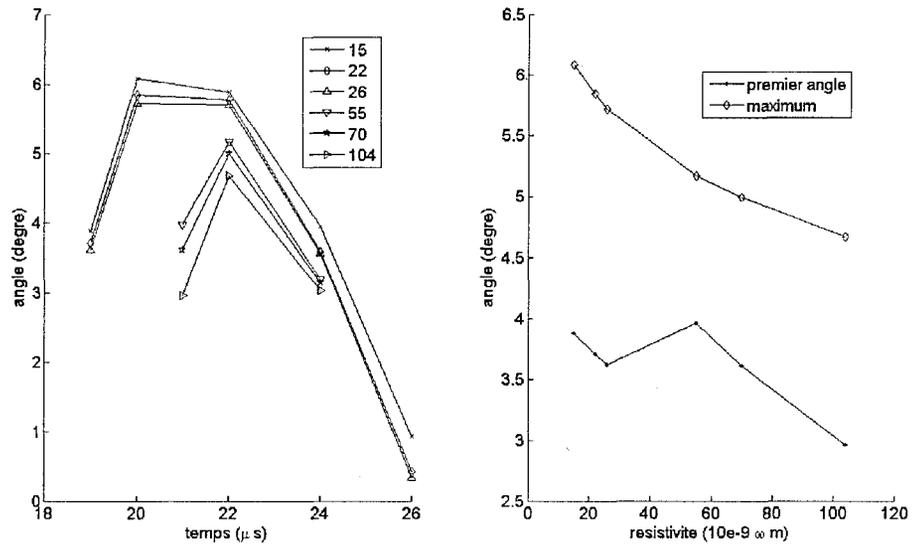


FIG. H.15 – Angle de collision  $\beta$  pour différentes résistivités

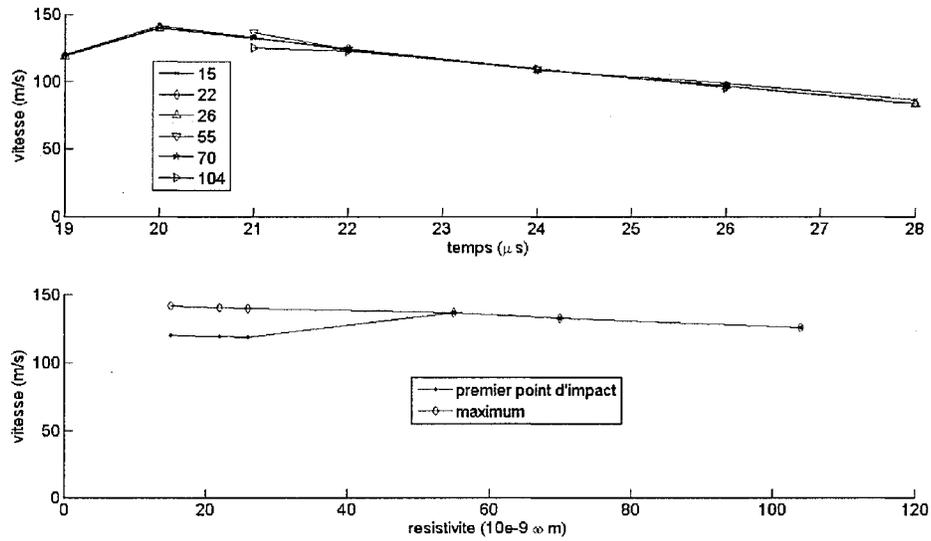


FIG. H.16 – Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes résistivités

H.2.2 Variation de la limite plastique initiale

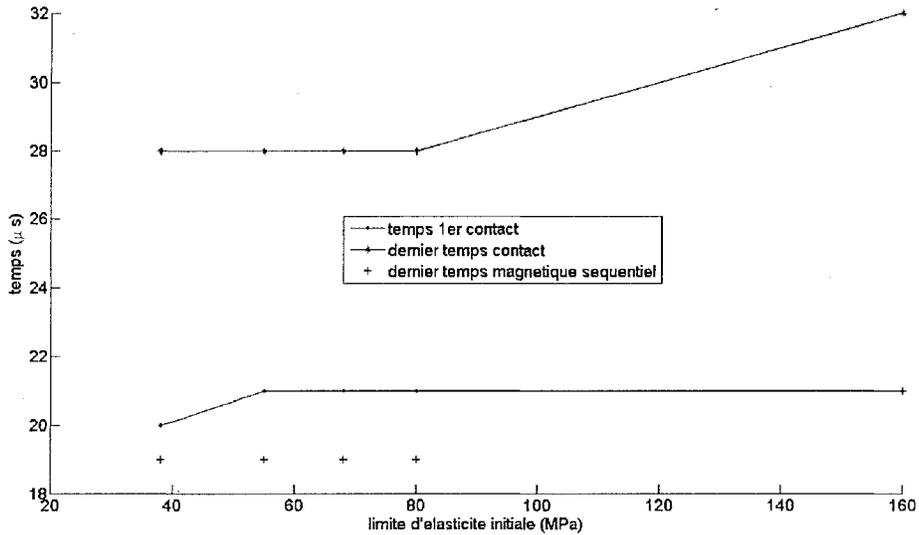
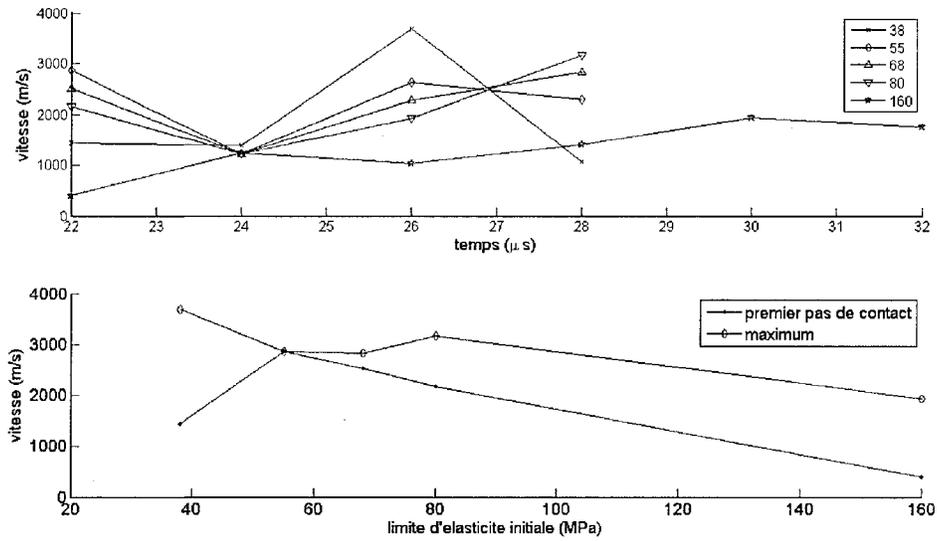
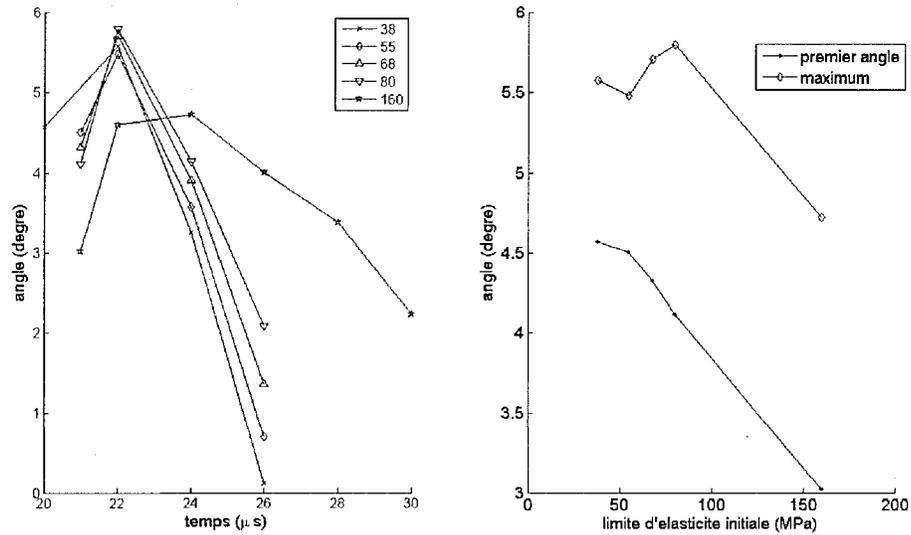


FIG. H.17 – Temps pour différentes limites d'élasticité initiale

FIG. H.18 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes limites d'élasticité initialeFIG. H.19 – Angle de collision  $\beta$  pour différentes limites d'élasticité initiale

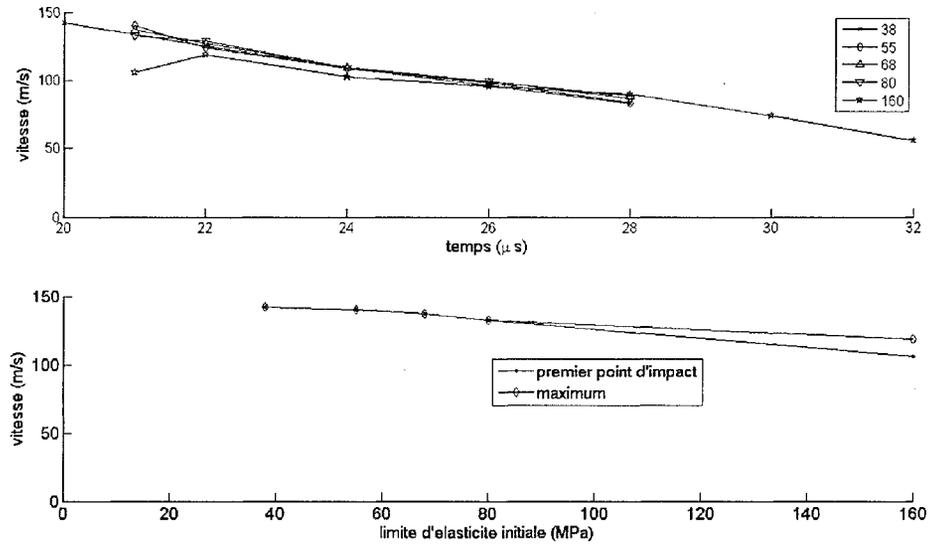


FIG. H.20 – Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes limites d'élasticité initiale

### H.2.3 Paramètres $p$ et $D$ de la loi de Cowper-Symond

#### H.2.3.1 Paramètre $p$

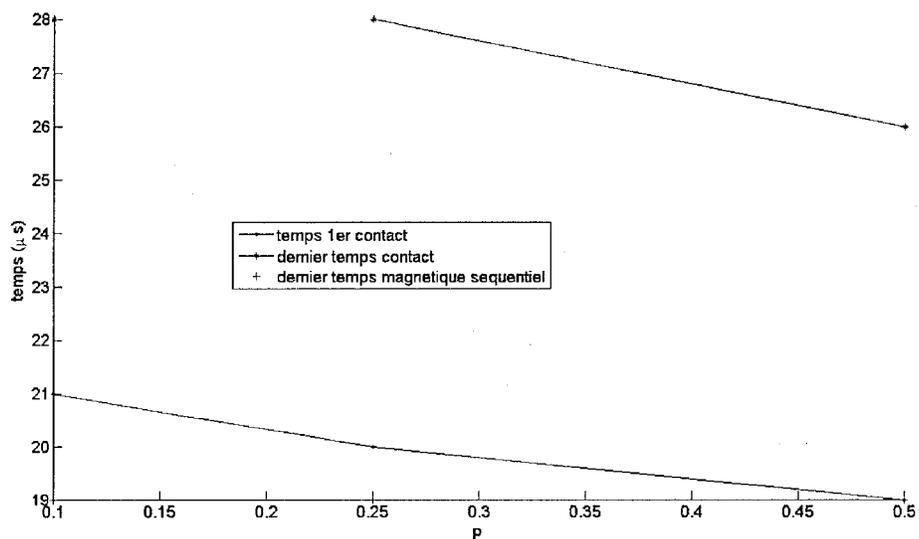


FIG. H.21 – Temps pour différentes valeurs de  $p$

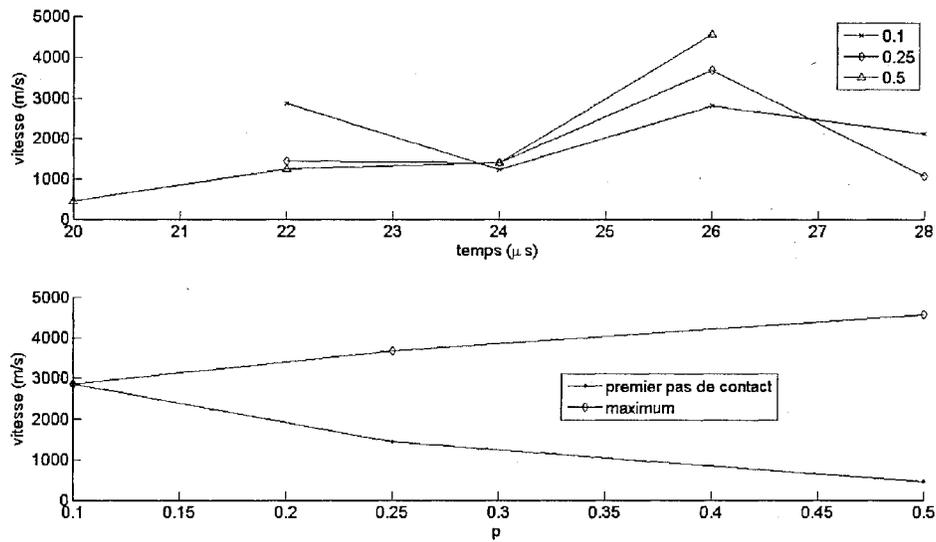


FIG. H.22 - Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes valeurs de  $p$

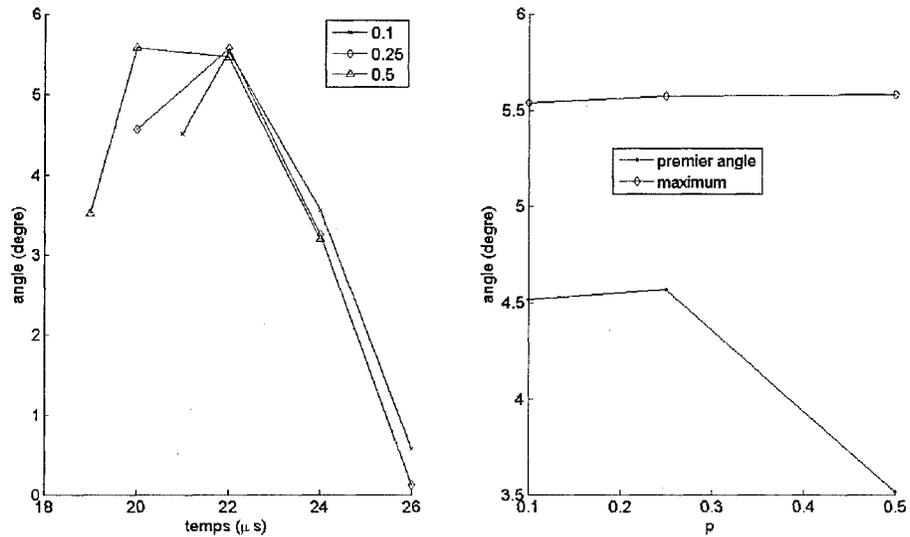


FIG. H.23 - Angle de collision  $\beta$  pour différentes valeurs de  $p$

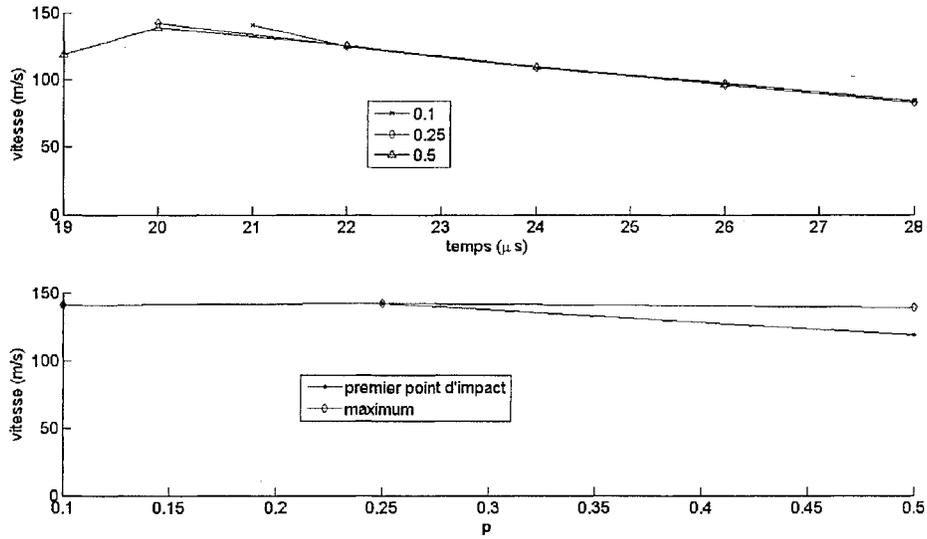


FIG. H.24 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes valeurs de  $p$

H.2.3.2 Paramètre D

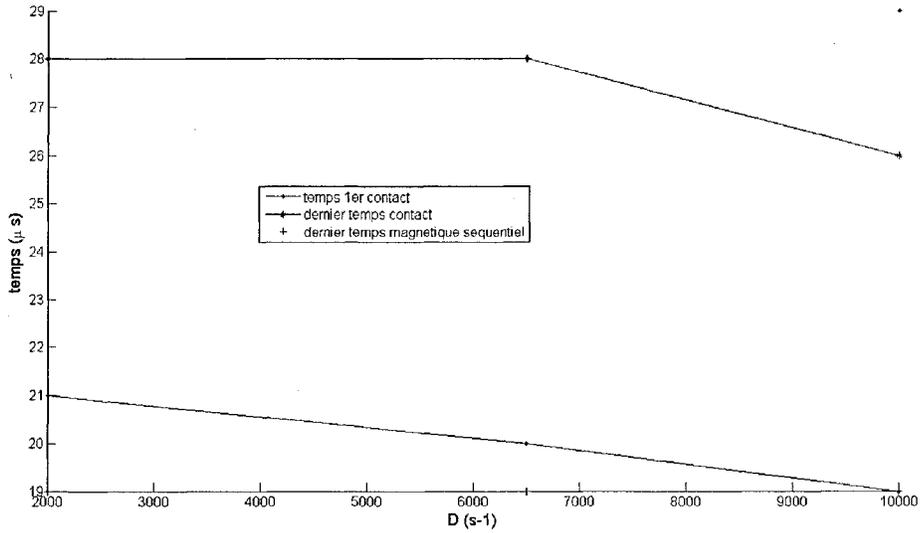


FIG. H.25 - Temps pour différentes valeurs de  $D$

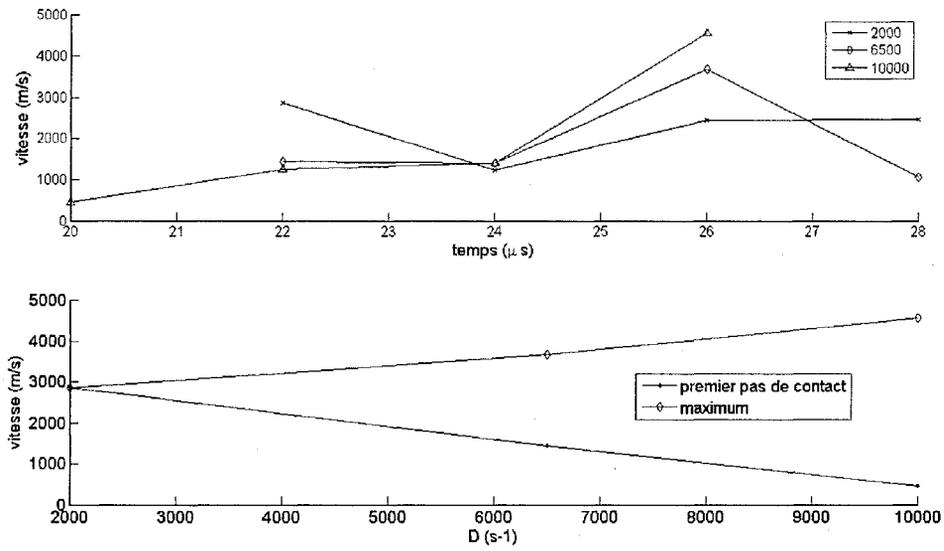


FIG. H.26 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes valeurs de  $D$

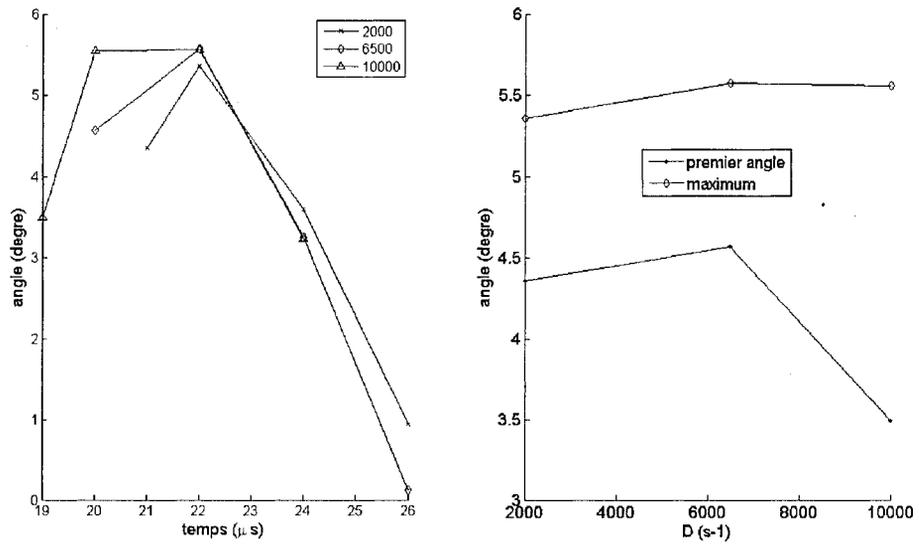


FIG. H.27 – Angle de collision  $\beta$  pour différentes valeurs de  $D$

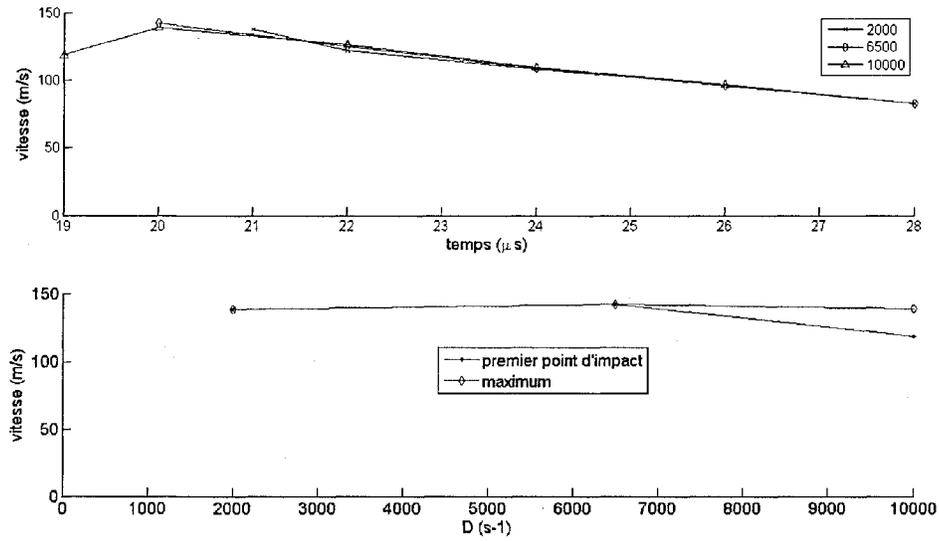


FIG. H.28 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes valeurs de  $D$

### H.2.4 La densité

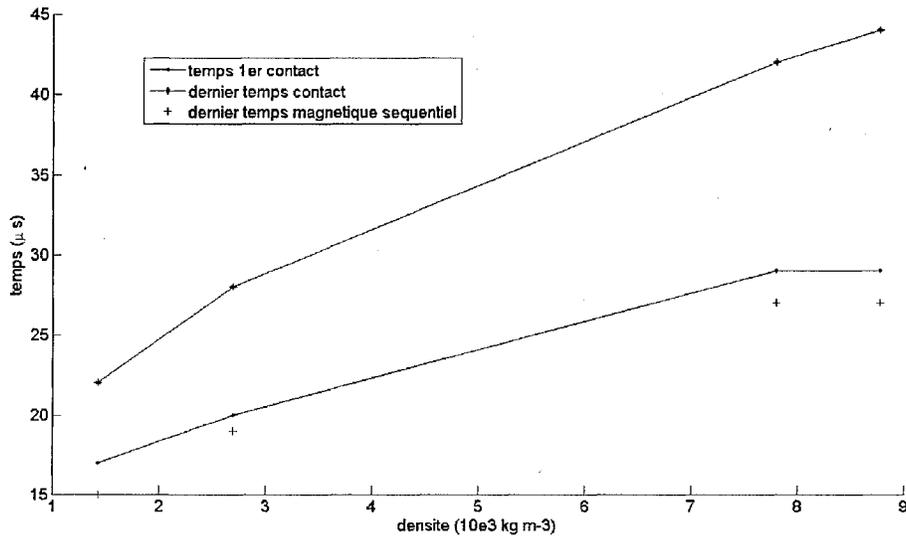


FIG. H.29 - Temps pour différentes densités des tubes

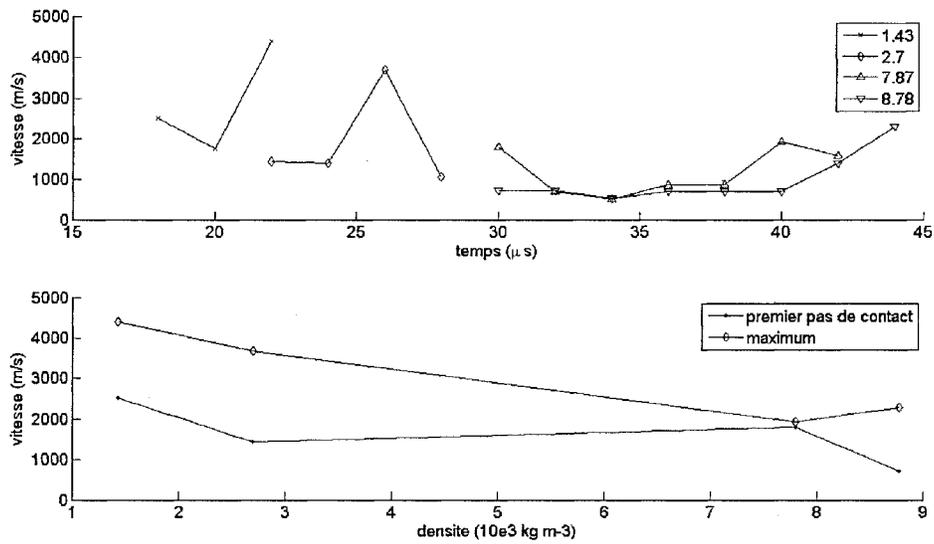


FIG. H.30 – Vitesse de collision  $v_c$  pour différentes densités des tubes

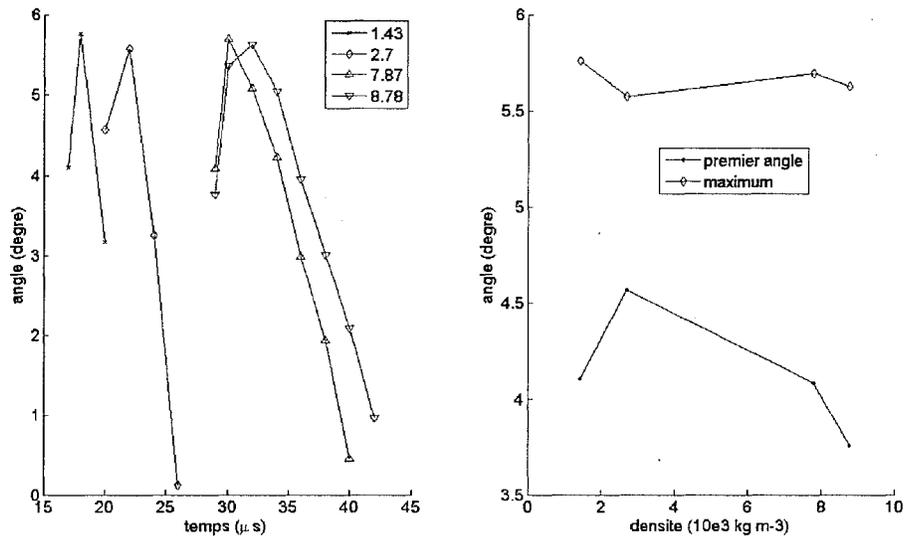
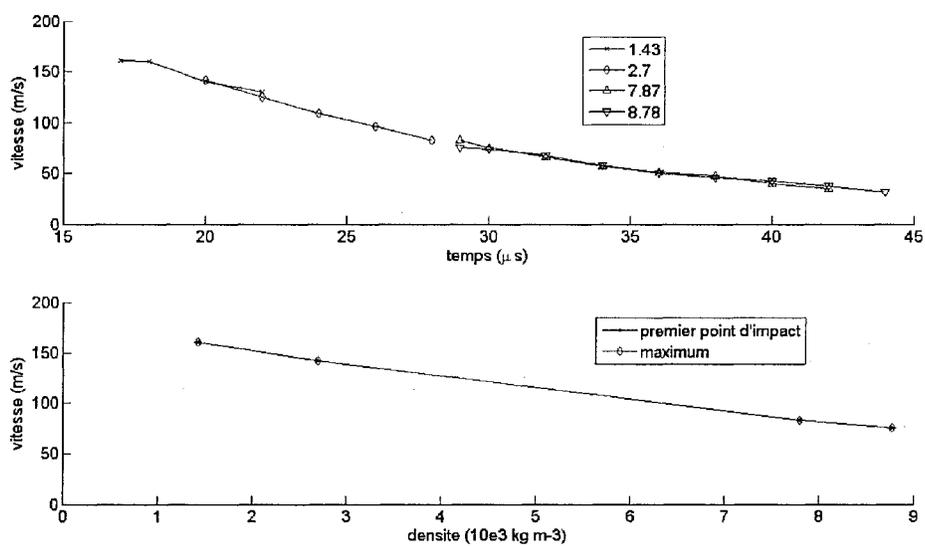


FIG. H.31 – Angle de collision  $\beta$  pour différentes densités des tubes

FIG. H.32 - Vitesse d'impact  $v_p$  pour différentes densités des tubes

# Bibliographie

- [ABAQUS ] ABAQUS. *Abaqus documentation*. (Cité en page 75.)
- [Aizawa *et al.* 2007] T. Aizawa, M. Kashani et K. Okagawa. *Application of magnetic pulse welding for aluminum alloys and SPCC steel sheet joints*. *Welding journal*, vol. 86, pages 119–124, may 2007. (Cité en pages 29 et 31.)
- [Akbari-Mousavi *et al.* 2008] S.A.A. Akbari-Mousavi, L.M. Barrett et S.T.S. Al-Hassani. *Explosive welding of metal plates*. *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 202, pages 224–239, 2008. (Cité en page 20.)
- [Alapati & Kulkarni 2009] S.S.Prakash Alapati et S.V. Kulkarni. *Coupled magnetic-structural finite element analysis*. *Proceedings of the COMSOL Conference, Bangalore, 2009*. (Cité en page 22.)
- [AMC ] AMC. *Welding procedures and techniques*. [http ://www.weldingengineer.com/](http://www.weldingengineer.com/). (Cité en page 3.)
- [Astapov *et al.* 2006] V.Y. Astapov, E.V. Usachev, L.L. Khoroshko, M. Tajdari, A.M. Amouei et S.E. Hosseini Mehraban. *Forming of axisymmetric tubes under the influence of impulse-magnetic field and computer simulation of the process*. *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 177, pages 274–277, 2006. (Cité en page 22.)
- [Bahmani *et al.* 2009] M.A. Bahmani, K. Niayesh et A. Karimi. *3D simulation of magnetic field distribution in electromagnetic forming systems with field-shaper*. *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 209, pages 2295–2301, 2009. (Cité en pages 30, 31 et 32.)
- [Bahrani & Crossland 1964] A.S. Bahrani et B. Crossland. *Explosive welding and cladding. An introduction survey and preliminary results*. *Proceedings of Instrumental Mechanical Engineering*, page 264, 1964. (Cité en page 19.)
- [Bednarczyk 2003] J. Bednarczyk. *Distributions of forces in the inductors used in metal processing in the pulse magnetic field*. *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 133, pages 340–347, 2003. (Cité en page 22.)
- [Beerwald 2008] C. Beerwald. *Current trends in EMF tools and process technology*. Munich, 2008. (Cité en page 24.)
- [Ben-Artzy *et al.* 2010] A. Ben-Artzy, A. Stern, N. Frage, V. Shribman et O. Sadot. *Wave formation mechanism in magnetic pulse welding*. *Int. J. Impact Engineering*, vol. 37, pages 397–404, 2010. (Cité en pages 37 et 72.)
- [Bíró & Preis 1989] O. Bíró et K. Preis. *On the use of magnetic vector potential in the finite element analysis of the three-dimensional eddy currents*. *IEEE transactions on magnetics*, vol. 25, no. 4, pages 3145–3159, july 1989. (Cité en pages 44 et 45.)
- [Broeckhove & Willemsens 2010] J. Broeckhove et L. Willemsens. *Experimental research on magnetic pulse welding of dissimilar metals*. Master's thesis, Universiteit Gent, 2010. (Cité en page 35.)
- [Correia *et al.* 2008] J.P.M. Correia, M.A. Siddiqui, S. Ahzi, S. Belouettar et R. Davies. *A simple model to simulate electromagnetic sheet free bulging process*. *Int. J. Mech. Sciences*, vol. 50, pages 1466–1475, 2008. (Cité en pages vii, 24, 27, 63, 83, 143, 153, 154 et 156.)

- [Cowper & Symonds 1957] G.R. Cowper et P.S. Symonds. *Strain hardening and strain rate effect in the impact loading of cantilever beams*. Rapport technique 28, Brown University, 1957. Division of Applied Mathematics report. (Cité en page 77.)
- [Crossland & Williams 1970] B. Crossland et J.D. Williams. *Explosive welding*. Metall. Rev, vol. 15, pages 79–100, 1970. (Cité en page 19.)
- [Deng *et al.* 2007] J. Deng, C. Li, Z. Zhao, F. Tu et H. Yu. *Numerical simulation of magnetic flux and force in electromagnetic forming with attractive force*. J. Mater. Process. Technol., vol. 184, pages 190–194, 2007. (Cité en page 22.)
- [El-Azab *et al.* 2003] A. El-Azab, M. Garnish et A. Kapoor. *Modeling of the electromagnetic forming of the sheet metals : state-of-art and future needs*. J. Mater. Process. Technol., vol. 142, pages 744–754, 2003. (Cité en page 22.)
- [Fenton & Daehn 1998] G. Fenton et G.S. Daehn. *Modeling of electromagnetically formed sheet metal*. J. Mater. Process. Technol., vol. 75, pages 6–16, 1998. (Cité en page 22.)
- [Field *et al.* 1985] J.E. Field, M.B. Lesser et J.P. Dear. *Studies of two-dimensional liquid-wedge impact and their relevance to liquid-drop impact problems*. Proc. R. Soc London, vol. A 401, pages 225–249, 1985. (Cité en page 19.)
- [Golovashchenko 2007] S.F. Golovashchenko. *Material formability and coil design in electromagnetic forming*. Journal of Materials Engineering and Performance, vol. 16, pages 314–320, 2007. (Cité en page 14.)
- [González 2008] B. González. *Electromagnetic forming applications*. Munich, 2008. (Cité en pages 8, 13 et 22.)
- [Gourdin *et al.* 1989] W.H. Gourdin, S.L. Weinland et R.M. Boling. *Development of the electromagnetically-launched expanding ring as a high strain-rate test*. Rev. Scientific Instrum., vol. 60, pages 427–432, 1989. (Cité en page 22.)
- [Grover 1946] F.W. Grover. *Inductance calculations; Working formulae and tables*. DOVER Publication Inc, New York, 1946. (Cité en page 14.)
- [Haiping & Chunfeng 2009] Y.U. Haiping et L.I. Chunfeng. *Effects of current frequency on electromagnetic tube*. J. Mater. Process. Technol., vol. 209, pages 1053–1059, 2009. (Cité en pages 22, 23, 25, 54, 57 et 63.)
- [Haiping *et al.* 2009] Y.U. Haiping, L.I. Chunfeng et D.E.N.G. Jianghua. *Sequential coupling simulation for electromagnetic-mechanical tube compression by finite element analysis*. J. Mater. Process. Technol., vol. 209, pages 707–713, 2009. (Cité en pages 22, 23, 25, 54, 73 et 80.)
- [Hammerschmidt & Kreye 1986] M. Hammerschmidt et H. Kreye. *Metallurgical characterisation of the explosively weld zone*. J. Metals, vol. 37(3), pages 12–21, 1986. (Cité en page 19.)
- [Hashimoto *et al.* 1999] Y. Hashimoto, H. Hata, M. Sakai et H. Negishi. *Local deformation and buckling of a cylindrical Al tube under magnetic impulsive pressure*. J. Mater. Process. Technol., vol. 85, pages 209–212, 1999. (Cité en page 22.)
- [Henchi *et al.* 2008] I. Henchi, P. L'Eplattenier, G. Daehn, Y. Zhang, A. Vivek et N. Stander. *Material constitutive parameter identification using an electromagnetic ring expansion experiment coupled with LS-DYNA and LS-OPT*. 10th International LS-DYNA Users Conference, pages 14–1–14–10, 2008. (Cité en page 22.)

- [Imbert *et al.* 2004] J. Imbert, S. Winkler, M. Worswick, D. Oliveira et S. Golovashchenko. *Numerical modeling of an electromagnetic corner fill operation*. Proceedings of NUMIFORM 2004, pages 1833–1839, 2004. Ohio State University, USA. (Cité en page 22.)
- [Imbert *et al.* 2008] J. Imbert, P. L'Eplattenier et M. Worswick. *Comparison between experimental and numerical results of electromagnetic forming processes*. 10th International LS-DYNA Users Conference, pages 12–33–12–44, 2008. (Cité en page 22.)
- [Johnson & Cook 1983] G.R. Johnson et W.H. Cook. *A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high*. Proceedings of the 7th International Symposium on ballistics, pages 541–547, 1983. (Cité en page 76.)
- [Kleiner *et al.* 2005] M. Kleiner, C. Beerwald et W. Homberg. *Analysis of process parameters and forming mechanisms within the electromagnetic forming process*. CIRP Annals - Manufacturing Technology, vol. 54, no. 1, pages 225–228, 2005. (Cité en page 24.)
- [Kore *et al.* 2007] S.D. Kore, P.P. Date et S.V. Kulkarni. *Effect of process parameters on electromagnetic impact welding of aluminum sheets*. Int. J. Impact Engineering, vol. 34, pages 1327–1341, 2007. (Cité en pages 33, 34 et 37.)
- [Kore *et al.* 2008] S.D. Kore, P.P. Date et S.V. Kulkarni. *Electromagnetic impact welding of aluminum to stainless steel sheets*. J. Mater. Process. Technol., vol. 208, pages 486–493, 2008. (Cité en pages 29 et 31.)
- [Kore *et al.* 2010] S.D. Kore, P. Dhanesh, S.V. Kulkarni et P.P. Date. *Numerical modeling of electromagnetic welding*. Int. J. Applied Electromagnetics and Mech., vol. 32, pages 1–19, 2010. (Cité en page 73.)
- [Lee *et al.* 2007] K. Lee, S. Kumai, T. Arai et T. Aizawa. *Interfacial microstructure and strength of steel/aluminium alloy lap joint fabricated by magnetic pressure seam welding*. Materials Science and Engineering A, vol. 471, pages 95–101, 2007. (Cité en pages 38 et 39.)
- [Leroy & Renaud 2004] M. Leroy et J.-Y. Renaud. *Travail des métaux en feuilles - formage électromagnétique*, volume B 7582. 2004. Techniques de l'ingénieur. (Cité en pages 14 et 22.)
- [Lesser & Field 1983a] M.B. Lesser et J.E. Field. *The geometric wave theory of liquid impact*. Proceeding of the Sixth International Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact, 1983. (Cité en page 19.)
- [Lesser & Field 1983b] M.B. Lesser et J.E. Field. *The impact of compressible liquids*. Ann. Rev. Fluid Mech., vol. 15, pages 97–122, 1983. (Cité en page 19.)
- [Lesser 1981] M.B. Lesser. *Analytic solutions of liquid-drop impact problems*. Proc. R. Soc., London, vol. A 377, pages 289–308, 1981. (Cité en page 19.)
- [Li *et al.* 2002] C. Li, Z. Zhao, J. Li, Y. Wang et Y. Yang. *Numerical simulation of the magnetic pressure in tube electromagnetic bulging*. J. Mater. Process. Technol., vol. 123, pages 225–228, 2002. (Cité en pages 22, 23 et 25.)
- [Li *et al.* 2005] C. Li, Z. Zhao, J. Li et Z. Li. *The effect of tube length on magnetic pressure in tube electromagnetic bulging*. J. Mater. Process. Technol., vol. 166, pages 381–386, 2005. (Cité en pages 22, 23, 25 et 66.)
- [Mamalis *et al.* 2005] A.G. Mamalis, D.E. Manolakos, A.G. Kladas et A.K. Koumoutsos. *Physical principles of electromagnetic forming process : a constitutive finite element model*. J. Mater. Process. Technol., vol. 161, pages 294–299, 2005. (Cité en pages 22 et 73.)

- [Manea *et al.* 2002] T.E. Manea, M.D. Verweij et H. Blok. *The importance of velocity term in the electromagnetic forming process*. In Proceedings of the 27th General Assembly of the International Union of Radio Science, pages 112–115, Maastricht, URSI 2002. (Cité en page 43.)
- [Marr  *et al.* 2008] M. Marr , V.Psyk et A.E. Tekkaya. *Electromagnetic forming as a replacement method in metal joining*. Munich, 2008. (Cité en page 22.)
- [Mousavi & Al-Hassani 2005] A.A. Akbari Mousavi et S.T.S. Al-Hassani. *Numerical and experimental studies of the mechanism of the wavy interface formations in explosive/impact weldings*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 53, pages 2501–2528, 2005. (Cité en pages 18, 19, 20 et 21.)
- [Mousavi & Al-Hassani 2008a] S.A.A. Akbari Mousavi et S.T.S Al-Hassani. *Finite element simulation of explosively-driven plate impact with application to explosive welding*. Materials and Design, vol. 29, pages 1–19, 2008. (Cité en pages 19 et 20.)
- [Mousavi & Al-Hassani 2008b] S.A.A. Akbari Mousavi et S.T.S. Al-Hassani. *Finite element simulation of explosively-driven plate impact with application to explosive welding*. Materials and Design, vol. 29, pages 1–19, 2008. (Cité en page 56.)
- [Mousavi *et al.* 2005] A.A. Akbari Mousavi, S.J. Burley et S.T.S. Al-Hassani. *Simulation of explosive welding using the Williamsburg equation of state to model low detonation velocity explosives*. Int. J. Impact Engineering, vol. 31, pages 719–734, 2005. (Cité en pages 18, 19 et 20.)
- [Murakoshi *et al.* 1998] Y. Murakoshi, M. Takahashi, T. Sano, K. Hanada et H. Negishi. *Inside bead forming of aluminum tube by electro-magnetic forming*. J. Mater. Process. Technol., vol. 80-81, pages 695–699, 1998. (Cité en page 24.)
- [Oliveira *et al.* 2001] D. Oliveira, M. Worswick et M. Finn. *Finite element modelling of the electromagnetic forming of aluminum alloy sheet*. Proceedings of the 4th International ESAFORM Conference on Material Forming, pages 773–776, 2001. Li ge, Belgium. (Cité en page 22.)
- [Onzawa *et al.* 1985] T. Onzawa, T. Iiyama, S. Kobayashi, A. Takasaki et Y. Ujimoto. *Micro-structure of explosively bonded interface between titanium and very low carbon steel as observed by TEM*. 1985. (Cité en page 19.)
- [Otto & Carpenter 1973] H. Otto et S.H. Carpenter. *Explosive cladding of large steel plates with lead*. Met. Mater., pages 75–79, 1973. (Cité en page 19.)
- [Philipchuk 1961] V. Philipchuk. *Explosive welding status*, 1961. ASTME Creative Manufacturing Seminar, SP65-100, page 13. (Cité en page 18.)
- [Priem *et al.* 2007] D. Priem, S. Marya et G. Racineux. *On the forming of metallic parts through electromagnetic and electrohydraulic processing*. Advanced Mat. Res., vol. 15-17, pages 655–660, 2007. (Cité en page 5.)
- [Pulsar a] Pulsar. *Magnetic Pulse Technology*. lesson 2. cours de PULSAR. (Cité en pages 8, 32, 33 et 37.)
- [Pulsar b] Pulsar. *MP accessories design*. lesson 6. cours de PULSAR. (Cité en pages 29, 31 et 32.)
- [Pulsar c] Pulsar. *MP application development*. lesson 5. cours de PULSAR. (Cité en page 35.)

- [Pulsar d] Pulsar. *MPW 25 9 Operator training*. lesson 4. cours de PULSAR. (Cité en page 10.)
- [Pulsar e] Pulsar. *Overview of Magnetic Pulse Systems*. lesson 1. cours de PULSAR. (Cité en pages 5, 8, 9, 10, 11, 12, 16 et 51.)
- [Pulsar f] Pulsar. *Verification & testing*. lesson 3. cours de PULSAR. (Cité en page 38.)
- [Sapp 2011] M.E. Sapp. *A history of Welding - from Hepheastus to Apollo*. <http://www.weldinghistory.org/whistoryfolder/welding/index.html>, copyright 1987-2011. (Cité en page 2.)
- [Seth et al. 2005] M. Seth, V.J. Vohnout et G.S. Daehn. *Formability of steel in high velocity impact*. J. Mater. Process. Technol., vol. 168, pages 390–400, 2005. (Cité en page 22.)
- [Shribman et al. 2001] V. Shribman, Y. Livshitz et O. Gafri. *Saldatura allo stato solido in campo magnetico pulsante*. Lamiera, pages 130–138, April 2001. (Cité en page 12.)
- [Shribman 2007] V. Shribman. *Magnetic pulse welding of automotive HVAC parts*. Rapport technique, PULSAR, 2007. (Cité en pages 5 et 18.)
- [Siddiqui 2009] M.A. Siddiqui. *Numerical modelling and simulation of electromagnetic forming process*. PhD thesis, Ecole polytechnique f d rale de Lausanne, 2009. (Cité en pages 14, 24, 26, 27, 63, 65, 73 et 83.)
- [Stadelmaier 2000] H.H. Stadelmaier. *Magnetic properties of materials*. Materials Science and Engineering, vol. A287, pages 138–145, 2000. (Cité en page 42.)
- [Takatsu et al. 1988] N. Takatsu, M. Kato, K. Sato et T. Tobe. *High-speed forming of metal sheets by electromagnetic force*. JSME, vol. 31, pages 142–148, 1988. (Cité en pages 24 et 143.)
- [Thomas & Triantafyllidis 2009] J.D. Thomas et N. Triantafyllidis. *On electromagnetic forming processes in finitely strained solids : Theory and examples*. J. Mech. Phys. Solids, vol. 57, pages 1391–1416, 2009. (Cité en pages 26 et 28.)
- [Ulacia et al. 2008] I. Ulacia, I. Hurtado, J. Imbert, M.J. Worswick et P. Eplattener. *Influence of the coupling strategy in numerical simulation of electromagnetic sheet metal forming*. 10th International LS-DYNA Users Conference, pages 17–25–17–33, 2008. (Cité en pages 26 et 28.)
- [Unger et al. 2008] J. Unger, M. Stiemer, M. Schwarze, B. Svendsen, H. Blum et S. Reese. *Strategies for 3D simulation of electromagnetic forming processes*. J. Mater. Process. Technol., vol. 199, pages 341–362, 2008. (Cité en page 27.)
- [Yu et al. 2005] H. Yu, C. Li, Z. Zhao et Z. Li. *Effect of field shaper on magnetic pressure in electromagnetic forming*. J. Mater. Process. Technol., vol. 168, pages 245–249, 2005. (Cité en pages 22, 30, 31 et 32.)
- [Zhang et al. 2008] Y. Zhang, P. L'Eplattener, G. Taber, A. Vivek, G. Daehn et S. Babu. *Numerical simulation and experimental study for magnetic pulse welding process on AA6061-T6 and Cu101 sheet*. 10th International LS-DYNA Users Conference, pages 8–13–8–24, 2008. (Cité en pages 29 et 30.)