



HAL
open science

Couplage thermomécanique lors de la soudure par ultrasons : application pour les thermoplastiques

Duc Ha Minh

► **To cite this version:**

Duc Ha Minh. Couplage thermomécanique lors de la soudure par ultrasons : application pour les thermoplastiques. Autre. Université Paris-Est, 2009. Français. NNT : 2009PEST1081 . tel-00584401

HAL Id: tel-00584401

<https://theses.hal.science/tel-00584401>

Submitted on 1 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-EST**

Spécialité : Mécanique des Matériaux et des Structures

Présentée par :

Duc HA MINH

Sujet de la thèse :

**Couplage thermomécanique lors de la soudure par ultrasons
Application pour les thermoplastiques**

Soutenue le 3 Novembre 2009

devant le jury composé de :

Alain Ehrlacher	Président
Benoît Furet	Rapporteur
Mabrouk Ben Tahar	Rapporteur
Arnaud Gauffeny	Examineur
Eric Violleau	Examineur
Patrick Cheppe	Examineur
Silvano Erlicher	Examineur
Denis Duhamel	Directeur de thèse

THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ PARIS-EST**

Spécialité : Mécanique des Matériaux et des Structures

Présentée par :

Duc HA MINH

Sujet de la thèse :

**Couplage thermomécanique lors de la soudure par ultrasons
Application pour les thermoplastiques**

Soutenue le 3 Novembre 2009

devant le jury composé de :

Alain Ehlacher	Président
Benoît Furet	Rapporteur
Mabrouk Ben Tahar	Rapporteur
Arnaud Gauffeny	Examinateur
Eric Violleau	Examinateur
Patrick Cheppe	Examinateur
Silvano Erlicher	Examinateur
Denis Duhamel	Directeur de thèse

Remerciements

Je tiens à remercier en tout premier lieu Denis Duhamel qui a dirigé cette thèse dans la continuité de mon stage de Master. Tout au long de ces trois années, il a su orienter mes recherches aux bons moments en me faisant découvrir la recherche au travers d'une personne qui travaille beaucoup dans le domaine de la mécanique, de la dynamique et de la modélisation numérique. Il a toujours été disponible pour d'intenses et rationnelles discussions. Pour tout cela, sa confiance et ses aides en fin de thèse, je le remercie vivement.

Je remercie particulièrement Eric Violleau, le directeur de Sonimat, qui a su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux, tout en y gardant un oeil critique et avisé. Nos continuelles oppositions, contradictions et confrontations ont sûrement été la clé de notre travail commun. Plus qu'un encadrant ou un collègue, je crois avoir trouvé en lui un ami qui m'a aidé aussi bien dans le travail que dans la vie lorsque j'en avais besoin. Je voudrais également adresser ma profonde gratitude à l'ensemble des personnels de l'entreprise qui m'ont assisté pendant mon travail.

Je tiens également à remercier Silvano Erlicher qui a participé à mon encadrement pendant ces trois années. Je lui suis plus particulièrement reconnaissant de m'avoir aidé lors de mes investigations expérimentales et d'avoir su orienter scientifiquement l'axe de mes recherches.

J'ai eu également le plaisir de collaborer avec deux équipes au sein de l'UR Navier. Je souhaite particulièrement remercier Tiffany Desbois et Sylvain Chataigner. Merci aussi à Ali Karrech et Hong-Hai Nguyen qui ont donné des renseignements sur le calcul numérique. J'adresse mes remerciements chaleureux à tous les membres des équipes dynamiques et structures : les permanents, les techniciens, les thésards et les stagiaires, avec qui les échanges scientifiques et amicaux m'ont apporté des souvenirs inoubliables.

Ma sincère reconnaissance s'adresse aussi à Arnaud Gauffany et à Eric Antoine du département Génie Industriel d'Airbus France.

Et enfin, du fond de mon coeur, je remercie ma famille pour son soutien et son encouragement. Merci beaucoup à mes parents, à mes soeurs qui sont toujours à côté de moi, qui m'ont aidé à dépasser les moments les plus difficiles en dépit de la grande distance. Merci à Thuy Nga pour son amour, sa compréhension et sa patience.

Table des matières

Introduction générale	1
I Machines de soudage par ultrasons	3
1 Historique des ultrasons et technique de soudage par ultrasons	5
1.1 Introduction	5
1.2 Historique	5
1.2.1 Découverte des ultrasons	5
1.2.2 Classement des sons	6
1.2.3 Applications industrielles des ultrasons	6
1.3 Etude des techniques de soudage par ultrasons	8
1.3.1 Généralité	8
1.3.2 Variables influençant la qualité de soudure	14
1.3.3 Mécanisme de soudage par ultrasons	18
1.3.4 Méthodes de calcul et modélisation du soudage par ultrasons	19
1.4 Conclusion	26
2 Machine de soudure par ultrasons	27
2.1 Etude de l'ensemble acoustique	27
2.1.1 Convertisseur	28
2.1.2 Booster	32
2.1.3 Sonotrode	32
2.2 Mécanique de la rupture	34
2.2.1 Modes d'ouverture des fissures	34
2.2.2 Facteur d'intensité de contraintes	34
2.2.3 Condition de propagation des fissures	36
2.2.4 Plastification à la pointe des fissures	37
2.2.5 Rupture ductile et rupture fragile	38
2.2.6 Caractéristiques des ruptures de fatigue	38

2.2.7	Propagation des fissures sous sollicitations cycliques	40
2.3	Etudes des piézoélectriques	41
2.3.1	Généralités sur la piézoélectricité	41
2.3.2	Effet du piézoélectrique	43
2.3.3	Modèles de comportement de la piézoélectricité	47
2.3.4	Facteurs de couplage électromécanique	49
2.4	Conclusion	51
 II Matériaux à souder par ultrasons		53
 3 Matériaux thermoplastiques à souder		55
3.1	Introduction	55
3.2	Généralités sur les comportements des matériaux	55
3.2.1	Principaux principes de la thermodynamique	55
3.2.2	Transfert de chaleur dans les matériaux	59
3.2.3	Comportements des matériaux	63
3.3	Introduction aux matériaux composites	67
3.3.1	Constitution générale des matériaux composites	67
3.3.2	Propriétés d'un pli	68
3.3.3	Applications des matériaux composites	73
3.4	Matériaux composites à souder par ultrasons	73
3.4.1	Composites de renfort de carbone C 200 et C 280	74
3.4.2	Composites de renfort en verre V 100 et V 300	78
3.4.3	Film de résine R 50	79
3.5	Conclusion	80
 4 Détermination des paramètres des matériaux à souder		81
4.1	Introduction	81
4.2	Identification des paramètres mécaniques	82
4.2.1	Détermination de la raideur mécanique dans la direction hors plan	82
4.2.2	Détermination de la raideur des composites dans leur plan	84
4.2.3	Détermination du facteur de perte des composites	86
4.3	Détermination des paramètres thermiques	91
4.3.1	Problématique	91
4.3.2	Calcul théorique de la conductivité thermique dans les composites	93
4.3.3	Méthode de mesure en régime permanent	94
4.3.4	Réalisation et résultats	95

4.4	Dépendance en fréquence et en température des paramètres des composites . . .	98
4.4.1	Etude générale	98
4.4.2	Equivalence des paramètres entre la fréquence, la température et le temps	103
4.4.3	Dépendance en fréquence du module d'Young et du facteur de perte . . .	107
4.4.4	Dépendance en température du module d'Young	110
4.5	Conclusion	115
III Modélisation du processus de soudure par ultrasons		117
5	Modélisation de l'ensemble acoustique	119
5.1	Introduction	119
5.2	Eléments finis unidirectionnels de l'ensemble acoustique	119
5.2.1	Modélisation unidirectionnelle des anneaux piézoélectriques	119
5.2.2	Modélisation unidirectionnelle de l'ensemble acoustique	120
5.3	Modélisation axisymétrique de l'ensemble acoustique avec Abaqus	121
5.3.1	Fréquences propres et modes propres	121
5.3.2	Comportement dynamique de l'ensemble acoustique	122
5.4	Modélisation tridimensionnelle de l'ensemble acoustique avec Abaqus	125
5.4.1	Fréquences propres de l'ensemble acoustique	125
5.4.2	Comportement chargé de l'ensemble acoustique	127
5.4.3	Effets tridimensionnels de l'ensemble acoustique	129
5.5	Influence de la fréquence des chargements	130
5.6	Conclusion	130
6	Modélisation du soudage par ultrasons pour les thermoplastiques	133
6.1	Introduction	133
6.2	Influence des matériaux à souder sur la fréquence de résonance	133
6.3	Modèle analytique du contact dynamique lors de la soudure	134
6.3.1	Problématique	134
6.3.2	Modèle analytique simplifié	135
6.4	Etude de la soudure par éléments finis avec Dynamique Explicite	141
6.4.1	Contact dynamique dans le calcul dynamique explicite	141
6.4.2	Validation du calcul Dynamic Explicit	141
6.4.3	La configuration Sonotrode/ Wiremesh/ Thermoplastique/ Enclume sous le chargement d'une vibration ultrasonique	143
6.4.4	La configuration Sonotrode/ Wiremesh/ Thermoplastique/ Enclume sous le chargement d'une pression ultrasonique	144
6.4.5	Influence de la force de maintien	145

6.4.6	Influence du matériau de l'enclume	147
6.5	Modélisation mécanique de la soudure par ultrasons	148
6.5.1	Déformation dans les matériaux lors de la soudure	148
6.5.2	Zone de déformation et zone de diffusion	149
6.6	Modélisation thermique de la soudure par ultrasons	151
6.6.1	Dissipation d'énergie lors de la soudure	151
6.6.2	Modélisation du transfert de chaleur lors de la soudure	151
6.7	Conclusion	158
7	Optimisation de la soudure	159
7.1	Introduction	159
7.2	Modélisation dynamique du transfert de chaleur	159
7.2.1	Résolution analytique unidimensionnelle du transfert de chaleur	159
7.2.2	Validation de la résolution analytique avec le calcul EF unidimensionnel .	161
7.2.3	Transfert de chaleur bidimensionnel lors de la soudure	163
7.3	Différentes configurations de la soudure	166
7.3.1	Position des matériaux à souder	166
7.3.2	Matériau de la sonotrode et de l'enclume	166
7.4	Conclusion	168
	Conclusions et Perspectives	169

Introduction générale

Au cours des dernières années, la soudure par ultrason a été un procédé de plus en plus utilisé dans l'industrie notamment dans le domaine aéronautique. Il permet d'assembler différentes pièces, par exemple des couches de matériaux composites avec des tissus métalliques de façon fiable et industrielle. Cependant le procédé de soudure reste encore très empirique. Développé à l'origine pour des matériaux plastiques, cette technique a été étendue à des matériaux composites sans une compréhension réelle des phénomènes thermomécaniques mis en jeu durant la soudure.

Les avantages de cette technique par rapport aux autres techniques de soudure comme la soudure par friction, l'assemblage par air chaud, la soudure par points et la soudure par infra-rouge sont les suivants :

- la propreté de la soudure réalisée,
- la rapidité d'exécution,
- le rendement important grâce à l'utilisation d'outils ultrasons rotatifs,
- l'absence d'agents de soudage,
- la possibilité d'assemblage de matériaux semi-cristallins ou amorphes.

On observe une bonne soudabilité de certains matériaux et à l'inverse une mauvaise soudabilité d'autres matériaux sans avoir une explication satisfaisante à proposer pour expliquer ces différences. Les limites du procédé ne sont ainsi pas connues et il n'est pas possible de prévoir à l'avance les matériaux qui peuvent se souder entre eux. Il est encore moins possible d'optimiser les machines qui réalisent ces soudures. Ces machines sont appelées l'ensemble acoustique. Pourtant l'enjeu industriel est très important pour quelques applications d'Airbus et pour le fabricant de machines à souder Sonimat. On envisage donc de proposer une modélisation complète du processus de soudure afin de pouvoir perfectionner ce procédé.

La motivation initiale de cette étude est de comprendre les phénomènes intervenant lors de la soudure. Tout d'abord, on s'intéresse au comportement vibratoire de l'ensemble acoustique surtout dans le domaine de résonance. Ensuite, on souhaite connaître la propagation de la vibration mécanique ultrasonique de l'ensemble acoustique aux matériaux à souder. Puis, c'est la question d'échauffement dans les matériaux thermoplastiques qui est dû à une dissipation d'énergie par viscosité. Enfin, on s'attache à comprendre le transfert de chaleur qui est engendré par l'échauffement lors de la soudure. Ces phénomènes nous donneront un cadre général de la soudure par ultrasons ainsi que les connaissances de la soudabilité, de ses critères et de ses limites...

Pendant les études de cette thèse, on se concentre sur trois points principaux : la machine de la soudure ou l'ensemble acoustique, les matériaux à souder et la modélisation numérique du processus de la soudure. Par conséquent, ce mémoire est constitué de trois grandes parties. La première partie se divise en deux chapitres. Elle commence par une synthèse bibliographique dans le chapitre 1. Nous présenterons deux techniques principales du soudage par ultrasons.

Ensuite, nous discuterons de l'influence de différents paramètres sur la qualité de la soudure, et nous listerons les différents mécanismes qui interviennent pendant cette opération. A l'issue de cette description sommaire, les méthodes de calcul et de modélisation du processus dans son ensemble seront décrites et commentées.

Le chapitre 2 sera consacré à décrire l'ensemble acoustique surtout pour le projet de soudure des pièces d'avion d'Airbus. Son principe de fonctionnement ainsi que ses composants seront présentés. Concernant son fonctionnement lors de la soudure, nous rappellerons le principe du calcul à la rupture. Ceci nous permettra de pouvoir comprendre la rupture de l'ensemble acoustique lors de la soudure ainsi que d'expliquer et de combattre cette rupture. Ensuite, une grande section sera consacrée à étudier des éléments piézoélectriques. Ce sont les matériaux qui possèdent une caractéristique de couplage électromécanique. Ces piézoélectriques sont utilisés comme convertisseur dans l'ensemble acoustique.

La seconde partie concernera les matériaux à souder. Elle sera composée de deux chapitres. Le chapitre 3 aura pour but de rappeler les comportements des matériaux composites. Cela nous permettra de présenter le modèle qui sera utilisé dans la modélisation de la soudure par la suite. Nous présenterons quelques caractéristiques physiques, mécaniques et thermiques des composites à souder. Ces paramètres seront utilisés afin de calculer les autres paramètres qui sont nécessaires pour modéliser ces matériaux dans les modèles numériques.

Le chapitre 4 de ce mémoire est un travail expérimental où nous détaillerons les caractéristiques des matériaux composites utilisés pour ce projet. Ce chapitre définit certaines grandeurs propres à ce type de matériaux, et aborde les principales problématiques liées à leur utilisation, en particulier, celles concernant la détermination de leurs propriétés mécaniques et thermiques. A la fin de cette partie, après avoir présenté les différents essais de caractérisation disponibles, les résultats expérimentaux seront confrontés au calcul théorique. Les résultats de cette étude d'identification seront utilisés ensuite dans les modèles numériques de modélisation de la soudure.

La troisième partie concernera les travaux numériques de la modélisation de la soudure. Nous nous concentrerons dans le chapitre 5 sur la modélisation de l'ensemble acoustique. Tout d'abord, nous présenterons le couplage électromécanique des piézoélectriques qui seront assemblés avec les autres parties de l'ensemble. Nous modéliserons cette structure sans tenir compte des matériaux à souder pour différents cas : unidimensionnel, axisymétrique et tridimensionnel. Les fréquences propres avec les modes propres correspondants, les champs de résultats sous une tension imposée au convertisseur seront calculés et présentés. Cet ensemble acoustique sera assemblé avec les bandes de matériaux à souder dans le chapitre 6 pour deux aspects mécanique et thermique de la soudure.

Le processus mécanique sera effectué par la modélisation du contact dynamique entre l'ensemble acoustique et la bande de wiremesh. Ce contact nous permet de calculer le temps de contact dans chaque période ultrasonique ainsi que la compression de la machine sur les matériaux à souder. Ces résultats seront ensuite utilisés pour le modèle thermique. Ces modélisations permettent également de tenir compte des effets de bords, du mouvement des bandes de matériaux à souder. Elles sont efficaces pour expliquer le processus et la qualité de soudure.

Le dernier chapitre, le chapitre 7, sera consacré à optimiser les processus de soudure par ultrasons : les conceptions, le comportement, la modélisation... Ces optimisations mettront en évidence les avancées de cette thèse pour modéliser de soudure.

Finalement, nous donnerons les conclusions à partir des études réalisées. Nous proposerons également des perspectives envisageables pour améliorer et développer la modélisation de cette technique de soudage par ultrasons.

Première partie

Machines de soudage par ultrasons

Chapitre 1

Historique des ultrasons et technique de soudage par ultrasons

1.1 Introduction

Ce chapitre présentera une étude bibliographique des conceptions générales de la technique de soudage par ultrasons. Tout d'abord, on rappellera les jalons de l'histoire des ultrasons : la découverte, le développement et les domaines d'application. Ensuite, une étude détaillée des techniques de soudage par ultrasons sera présentée. On décrira la généralité des techniques principales pour le soudage par ultrasons avec leurs avantages et inconvénients également pour les différents types de matériaux à souder. La conception de l'outil de soudure (il est appelé l'ensemble acoustique) sera ensuite introduite. Ses composantes et leurs rôles seront présentés concrètement. Les variables ayant de l'influence sur la qualité de la soudure par ultrasons sont également représentées dans la section suivante. L'objectif final de cette étude est de fournir une base théorique du processus de soudage par ultrasons. Par conséquent, une grande section sera consacrée aux méthodes de calcul et de modélisation de ce phénomène dans la dernière section. A la fin, on présentera un modèle complet de la modélisation du soudage par ultrasons.

1.2 Historique

1.2.1 Découverte des ultrasons

Pendant la seconde moitié du 19^{ème} siècle, des progrès considérables ont été réalisés dans le domaine de la physique. Avant la fin du 19^{ème} siècle, on avait déjà fait de nombreuses études scientifiques sur le son mais les données concernant les ultrasons étaient rares et imprécises [1].

Les ultrasons, qui sont des vibrations de fréquence inaudible à l'oreille humaine, se situent entre 20 KHz et 1000 MHz. Ce n'est qu'en 1880 qu'on s'est aperçu que l'on pouvait reproduire des ultrasons mécaniquement, par la découverte de l'effet piézoélectrique des frères Curie. La possibilité de produire des ultrasons est liée non seulement à la connaissance de la piézoélectricité mais au fait que le quartz est actuellement un des organes les plus utilisés, car il est considéré comme un oscillateur de référence.

Durant la seconde guerre mondiale, un savant français du nom de Paul Langevin mit au point une méthode permettant de localiser les sous-marins immergés, qui est aujourd'hui appelée sous le nom de sonar. En 1920, ce procédé est utilisé par la marine. Entre 1920 et 1939, un nombre

considérable de découvertes fondamentales ont été faites. Après 1945, des perfectionnements importants réalisés dans le domaine des circuits électroniques et des convertisseurs de vibrations frayèrent la voie au développement industriel des ultrasons. Peu de temps après, les ultrasons firent leurs apparitions dans des installations de nettoyage, soudage, perçage, des applications médicales. C'est ainsi qu'au cours des quarante dernières années, les développements sont tels que la technique des ultrasons a évolué.

1.2.2 Classement des sons

Les bruits sont généralement émis grâce à des vibrations mécaniques. Le spectre de ces vibrations mécaniques est classé en quatre catégories.

a) Les infrasons

Les infrasons sont des vibrations situées en dessous de 20 Hz.

b) Les sons

Les sons se situent entre 20 Hz et 20 KHz. Un son est une vibration mécanique audible, qui parvient à notre oreille par une succession de pressions et de décompressions des molécules d'air. L'air étant un milieu élastique, aucun son ne peut être transmis dans le vide.

c) Les ultrasons

Les ultrasons se situent entre 20 KHz et 1000 MHz. Les ondes ultrasoniques sont des ondes d'une certaine fréquence qui, lorsqu'elles sont émises par des corps en vibrations dans l'air, se propagent dans l'atmosphère sans être néanmoins audibles par l'oreille humaine. L'oreille humaine ne peut percevoir les ondes sonores que si la fréquence est comprise entre 20 Hz et 20 KHz.

d) Les hypersons

Les hypersons se situent au dessus de 1000 MHz.

Les ultrasons sont étudiés pour deux raisons. Premièrement, il y a encore beaucoup de nouvelles connaissances fondamentales à découvrir pour les ondes à fréquences ultrasoniques. Il faut comprendre mieux comment les ondes ultrasoniques se produisent dans la nature, comment les dauphins communiquent, les effets de la propagation acoustique dans les solides et les fluides ... La deuxième raison est qu'elles ont plusieurs d'applications. Ces applications peuvent être trouvées dans la chimie, la physique, l'énergie, la biologie, la médecine ... Quasiment toutes ces applications sont basées sur deux avantages uniques des ondes ultrasoniques :

- Les ondes ultrasoniques se propagent lentement, environ 100000 fois plus lentement que les ondes électromagnétiques.
- Les ondes ultrasoniques peuvent facilement pénétrer les matériaux opaques alors que d'autres types de radiation comme la lumière visible ne le peuvent pas. Enfin les sources d'ondes ultrasoniques sont peu coûteuses, sensibles et fiables, elles fournissent une manière efficace pour sonder et voir à l'intérieur des objets opaques.

1.2.3 Applications industrielles des ultrasons

On trouve que les ultrasons sont un outil efficace pour effectuer les processus de transfert de la chaleur dans structures et l'interaction des solides. Ceci rend les ultrasons largement applicables dans plusieurs domaines : industrie, agriculture, médecine. On représente leurs applications principales dans la Fig. 1.1. L'emploi des ultrasons dans la production et le traitement des

matériaux permet de réduire le coût, pour obtenir de nouveaux produits ou pour améliorer la qualité de ceux existants, pour intensifier des processus de fabrication conventionnels ou pour développer de nouvelles techniques [2].

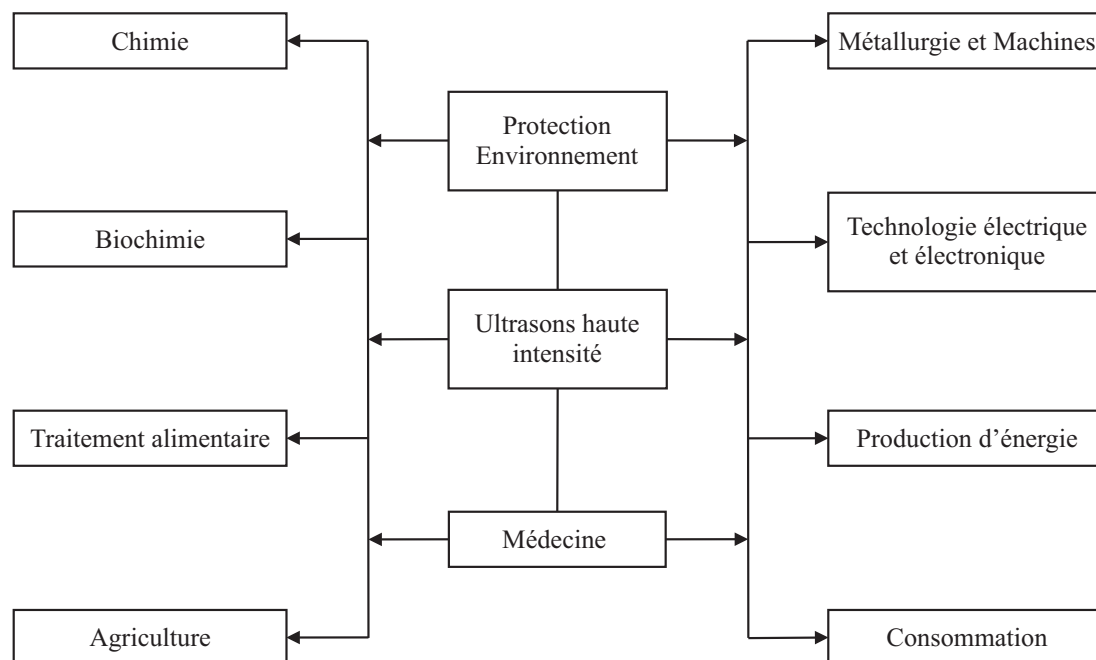


FIG. 1.1. Champs d'application majeurs des ultrasons à haute intensité [2]

On n'aborde que les principaux problèmes associés aux applications des ultrasons. Les détails ne sont pas représentés. On se concentrera sur l'application particulière des ultrasons : le soudage par ultrasons qui sera détaillée dans la suite.

- Ultrason dans l'affinage des minéraux crus : le dispositif à la base de ces processus est qu'il se produit dans les systèmes hétérogènes un transfert de masse entre les phases liquide et solide. Bien que procédant par différents mécanismes, ces processus partagent un dispositif commun : leur taux et leur perfection dépendent en grande partie du secteur et de la structure de l'interface, de l'ampleur de l'interaction d'interface.

- Ultrason dans la pyrométallurgie : l'emploi des ultrasons pour améliorer la cristallisation du métal, la croissance en cristal, la production des composites et l'atomisation des fontes dans la production des poudres.

- Traitement de matériaux : les ultrasons peuvent affecter l'interface solide - solide et réduire le frottement de frontière. Ce phénomène permet d'utiliser les ultrasons dans la métallurgie. Ils sont utilisés également dans le processus de traitement de la chaleur et de produits chimiques. . .

On résume les principales applications des ultrasons dans le domaine industriel dans le Tab. 1.1.

TAB. 1.1. Principales applications des ultrasons dans l'industrie

Applications	Description	Fréquence
Nettoyage et dégraissage	Cavitation d'une solution pour nettoyer les pièces impergées	20 à 60 KHz
Soudage et brasage	Déplacement d'une pellicule oxydée pour réaliser la soudure sans flux	20 à 60 KHz
Soudage des plastiques	Soudage des plastiques mous ou rigides	15 à 60 KHz
Soudage des métaux	Soudage de métaux semblables et non semblables	40 KHz
Usinage	Tournage, broyage des surfaces à l'aide de boues abrasives, perçage à l'aide d'une action vibratoire	20 KHz
Extraction	Extraction d'essences, jus et produits chimiques de fleurs, fruits et plantes	20 KHz
Atomisation	Atomisation d'un combustible pour en améliorer le rendement de combustion et réduire la pollution, la dispersion des métaux fondus	20 à 30 KHz
Emulsification, dispersion et homogénéisation	Brassage et homogénéisation de liquides, boues et crèmes	20 à 30 KHz
Elimination de la mousse et dégazage	Séparation de la mousse et des gaz d'un liquide, réduction de la teneur en gaz et en mousse	20 à 30 KHz
Production de mousse dans les boissons	Déplacement de l'air par la mousse dans les bouteilles ou les contenants avant de les boucher	20 à 30 KHz
Electrodéposition	Augmentation de la vitesse de dépôt et production de revêtements plus denses et plus uniformes	
Erosion	Test d'érosion par cavitation, ébavurage, arrachage	60 KHz
Découpe	Tranchage de produits alimentaires, de composites, matériaux plastiques	20 à 40 KHz
Mesure de distance	Capteur, sonars . . .	20 KHz
Contrôle non destructif	Détection de fissure dans une structure	20 KHz

1.3 Etude des techniques de soudage par ultrasons

1.3.1 Généralité

La technique de soudage par ultrasons trouve un large champ d'application dans l'industrie. Elle est souvent utilisée afin d'assembler des pièces plastique/plastique ou des pièces métal/métal. Durant ces dernières années, cette technique a été utilisée entre des pièces de différents matériaux avec succès. Cette étude a pour but de donner un état de l'art des techniques de soudage par ultrasons en se concentrant sur son application pour le soudage de différents matériaux.

1.3.1.1 Techniques de soudage par ultrasons

Les techniques de soudage décident couramment du champ d'application du soudage par ultrasons. En général, on trouve deux techniques qui sont différentes par la direction de l'oscillation ultrasonique vis-à-vis de celle des pièces à souder :

- La technique de soudage pour les matériaux métalliques dans laquelle la direction d'oscillation ultrasonique est parallèle à la surface de contact des pièces à souder [3, 4].
- La technique de soudage pour les matériaux plastiques dans laquelle la direction d'oscillation ultrasonique est perpendiculaire à la surface de contact des pièces à souder [4, 5].

Les contraintes dynamiques à hautes fréquences créent effectivement une quantité de chaleur dans les pièces à souder. Si les composants sont proprement conçus, cette chaleur peut être générée au niveau de l'interface à assembler grâce à la combinaison des frictions et des hystérésis.

On présente ces techniques de soudage par ultrasons dans la Fig. 1.2. Ces deux techniques peuvent être utilisées pour assembler différents matériaux. Dans le travail récent [6], on trouve une comparaison entre ces deux techniques :

- Avec la technique de soudage des métaux : la résistance au cisaillement est comparable à celle des assemblages avec les colles à haute performance (22 MPa).
- Avec la technique de soudage des plastiques : la résistance au cisaillement est plus faible (13 MPa), voir la Fig. 1.2.

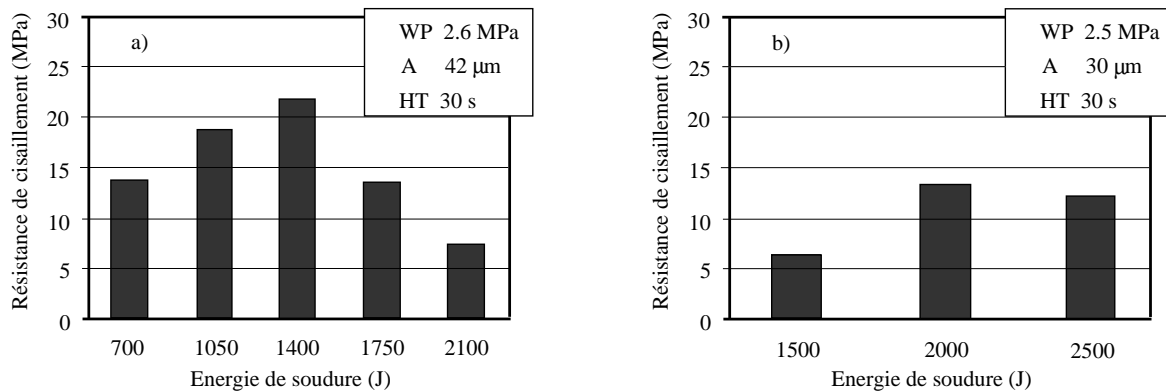


FIG. 1.2. Techniques de soudage par ultrasons : (a) pour des métaux (AlMg3/composite PA12-E), (b) pour des plastiques (AlMg3/composite PA12-E). WP la pression de maintien, A l'amplitude des ultrasons, HT le temps de maintien et WE l'énergie de soudure [6]

La visualisation par microscope montre que la technique de soudage des métaux enlève la matrice entre des fibres et le métal, les fibres sont en contact avec le métal comme dans la Fig. 1.3. En revanche, les soudures par la technique des plastiques présentent un contact entre le métal et la matrice. Les fibres sont souvent endommagées.

1.3.1.2 Conception de l'ensemble acoustique

L'ensemble acoustique est le dispositif pour réaliser le soudage par ultrasons. Il comprend en général le **convertisseur** (transducteur), l'amplificateur mécanique (**booster**), la **sonotrode** et l'**enclume**. Lors du soudage par ultrasons, les oscillations électriques à fréquence ultrasonique, créées par le générateur, sont transformées par le convertisseur en oscillations mécaniques de la

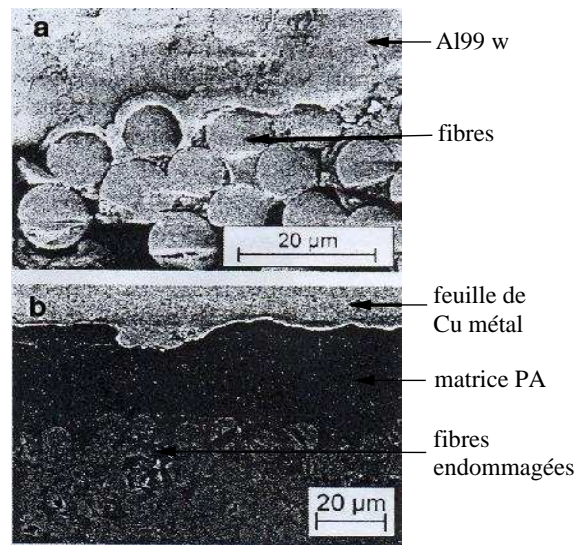


FIG. 1.3. Images microscopiques de la zone d'assemblage métal/composite : (a) AlMg3 / Al99w/composite par technique de soudage des métaux; (b) Cu / composite par technique de soudage plastique

même fréquence. Ensuite, elles sont transmises par l'amplificateur mécanique pour augmenter l'amplitude de ces oscillations mécaniques. Finalement, ces oscillations sont transmises par la sonotrode, qui possède une forme adaptée à la surface des matériaux à souder, à la pièce à souder. Le générateur, le convertisseur, le booster et la sonotrode travaillent à la résonance.

L'ensemble acoustique est conçu en fonction de la technique de soudage adoptée. La Fig.1.4 montre le dispositif pour la technique de soudage des métaux [3, 7] et celle des plastiques [8].

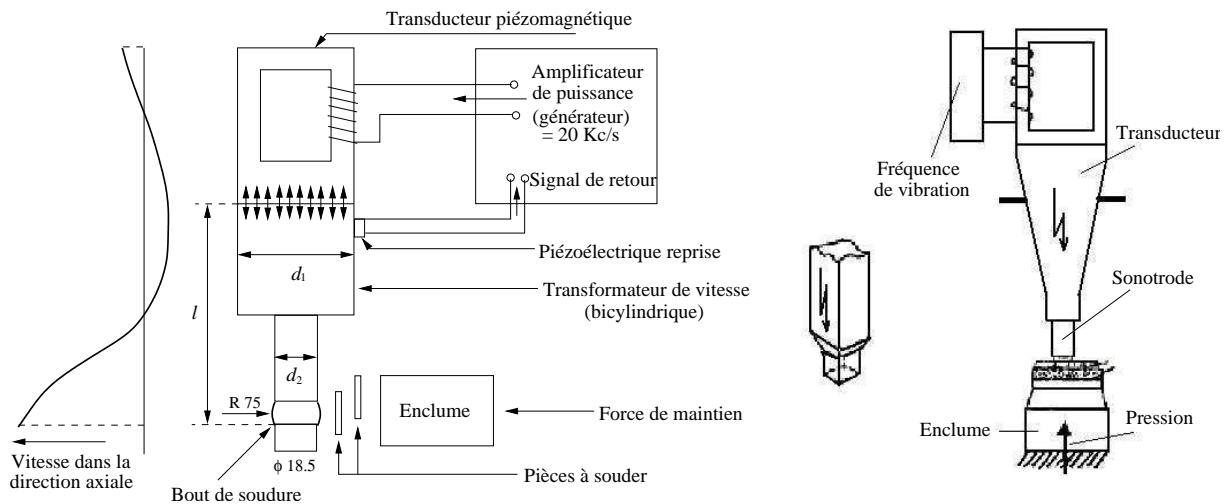


FIG. 1.4. Ensemble acoustique pour deux techniques de soudage : pour les métaux (gauche) [3, 7] et pour les plastiques (droite) [8]

De plus, on présente une autre configuration de la technique de soudage des métaux dans laquelle l'ensemble du convertisseur, du booster et de la sonotrode tourne en vibrant [4]. L'enclume tourne également mais en sens inverse comme dans la Fig. 1.5.

En réalité, les scientifiques japonais, Tsujino et son équipe [5, 9, 10], ont développé plu-

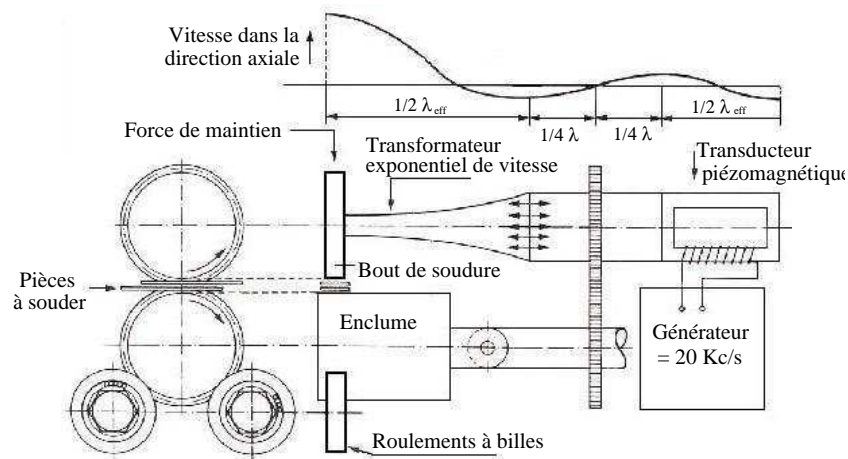


FIG. 1.5. Deuxième configuration de l'ensemble acoustique pour la technique de soudage des métaux [4]

sieurs méthodes complexes en combinant différentes sources de vibration et conçoivent des ensembles acoustiques correspondants pour le soudage des pièces épaisses et larges. En fait la soudure conventionnelle par ultrasons à recouvrement ne peut être réalisée que pour des pièces métalliques dont l'épaisseur maximale est de l'ordre de 3 mm. Pour des pièces plus épaisses et larges, Tsujino et ses collaborateurs ont proposé un système de soudage bout à bout par ultrasons. Ce système contient une source puissante de vibration ultrasonique (15 KHz, 50-100 KW) dans la partie inférieure et une partie de vibration passive supérieure ainsi qu'un dispositif avec pression hydraulique pour maintenir les pièces à assembler entre les parties inférieure et supérieure, voir la Fig. 1.6.

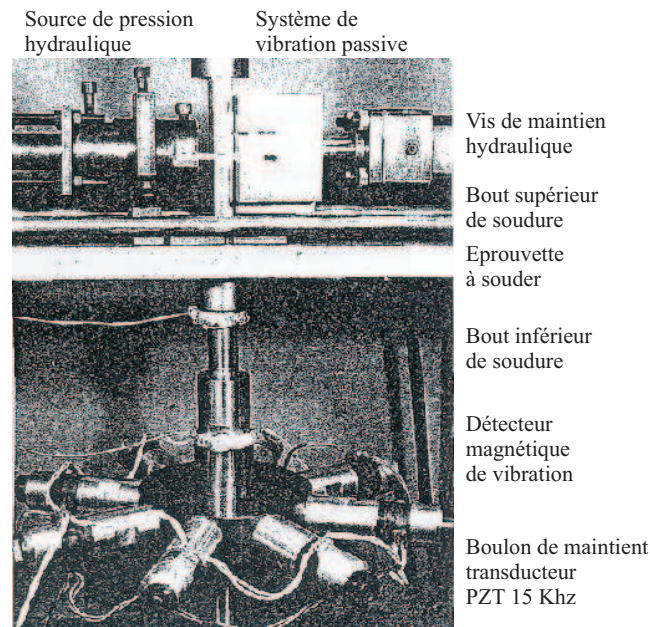


FIG. 1.6. Ensemble acoustique pour le soudage bout à bout à la fréquence 15 KHz [5, 9, 10]

Ce système permet de souder une plaque aluminium de 6 mm d'épaisseur et de 400 mm de largeur en déplaçant les dispositifs suivant la largeur de la plaque. La résistance de soudure est

uniforme et presque égale à celle de l'aluminium.

Ils ont également proposé un autre système à deux vibrations bien adapté pour le soudage à recouvrement des pièces épaisses et larges [5]. Il est montré dans la Fig. 1.7. Le dispositif comporte un système supérieur de vibration à 27 KHz et un système inférieur de vibration à 15 KHz croisés perpendiculairement et un dispositif avec une source de pression hydraulique statique de maintien. Les pièces à souder sont introduites entre le système inférieur et le système supérieur. La position de soudage est déplacée le long de la largeur à souder. Le système proposé permet de souder des plaques en aluminium de 0.5 mm et 1.0 mm d'épaisseur et de 100 mm de largeur avec succès.

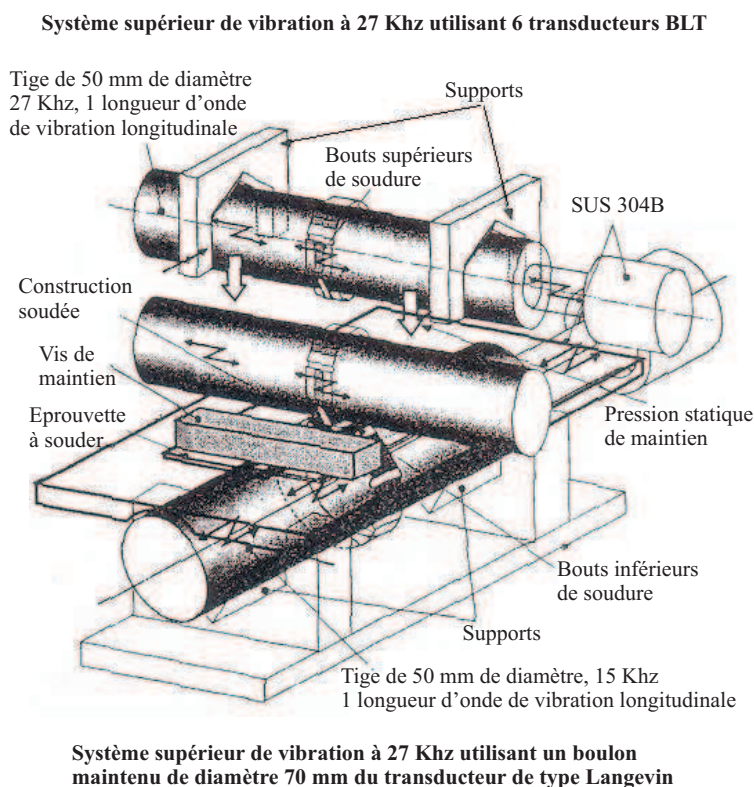


FIG. 1.7. *Système de soudage à deux vibrations longitudinales à 27 et 15 KHz croisées [5]*

Les caractéristiques du soudage des plaques métalliques sont améliorées significativement dans un soudage par recouvrement en utilisant un système de vibration complexe comme montré ci-dessus. Afin de simplifier la configuration de ces systèmes, un système de vibration longitudinal-torsion auquel l'extrémité de la sonotrode trace une zone elliptique ou circulaire en oscillant est développé. Un convertisseur unidimensionnel de vibration longitudinal-torsion avec des fentes diagonales situées au point nodal de vibration longitudinale est utilisé comme dans les Figs. 1.8 et 1.9.

La partie du convertisseur à 27 KHz de diamètre 21.5 mm contient 18 fentes diagonales à la circonférence du point nodal et possède des fréquences de résonance longitudinale et de torsion très proches. Le convertisseur vibre suivant un mode de couplage longitudinal-torsion. L'extrémité de la sonotrode oscille dans une zone elliptique ou circulaire en fonction de la fréquence et du déphasage entre la vibration longitudinale et la torsion, voir la Fig. 1.10. Ce système permet d'assembler les pièces en aluminium d'épaisseur 0.5 mm. La résistance de la soudure avec la tête de la sonotrode vibrant suivant la forme circulaire est supérieure à celle

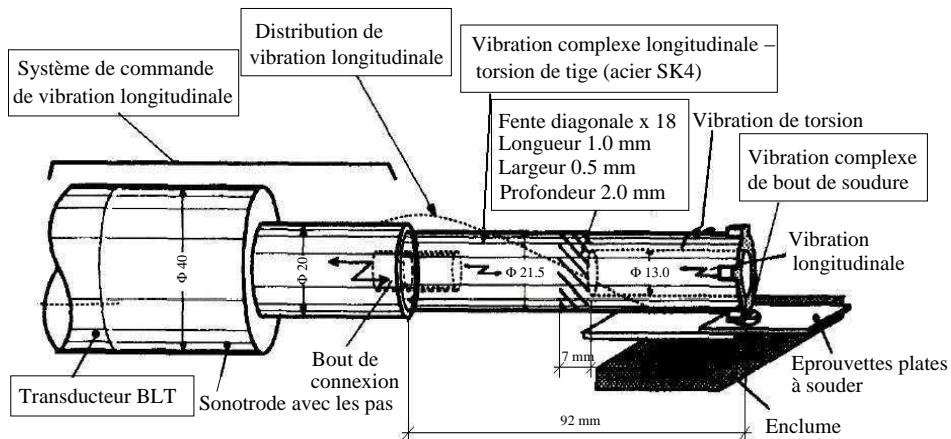


FIG. 1.8. Système de soudage avec convertisseur de vibration longitudinale-torsion à 27 KHz

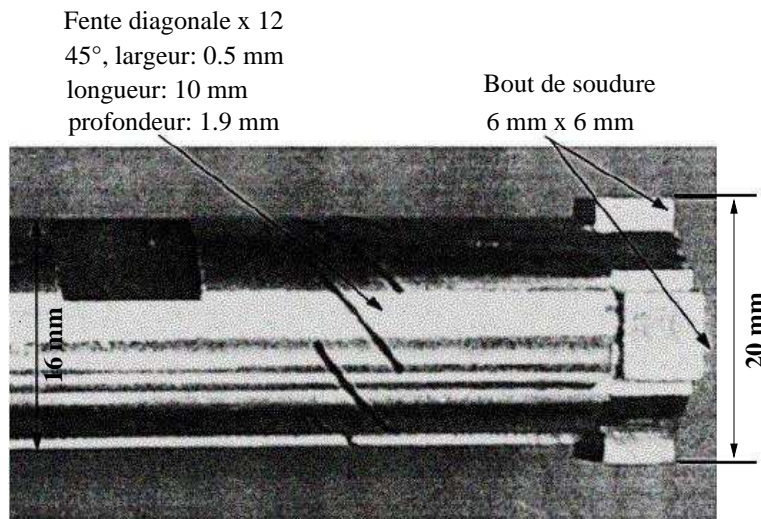


FIG. 1.9. Convertisseur de vibration longitudinale-torsion à 40 KHz

obtenue avec un soudage ordinaire.

Pour les matériaux thermoplastiques, on trouve dans [5, 11] un système combinant deux vibrations supérieure et inférieure qui améliore la qualité de la soudure par rapport à celle des méthodes classiques (une seule source de vibration). La configuration d'un tel système est représentée dans la Fig. 1.11.

Récemment, Tsujino et ses collaborateurs ont développé les nouveaux systèmes de soudage par ultrasons en combinant plusieurs fréquences pour la source de vibration. Il s'agit de la fréquence fondamentale du système ainsi que des hautes fréquences de résonance. Sur la Fig. 1.12, on trouve la courbe de vitesse de vibration de la tête de sonotrode selon les fréquences.

Dans ce cas, la fréquence fondamentale est $f_{00} = 26$ KHz, on observe d'autres fréquences de résonance f_{01} , f_{02} , f_{03} et f_{04} . La qualité de la soudure (aire, résistance de la soudure) reçue est augmentée avec le nombre de fréquences utilisées comme indiqué sur la figure suivante. Cette soudure est réalisée pour deux pièces en polypropylène d'épaisseur 1.0 mm.

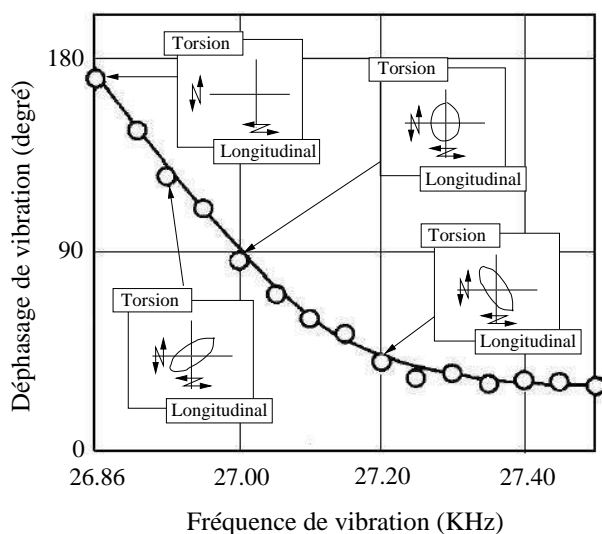


FIG. 1.10. Relation entre les déphasages et les fréquences de vibration longitudinale-torsion et la forme de vibration

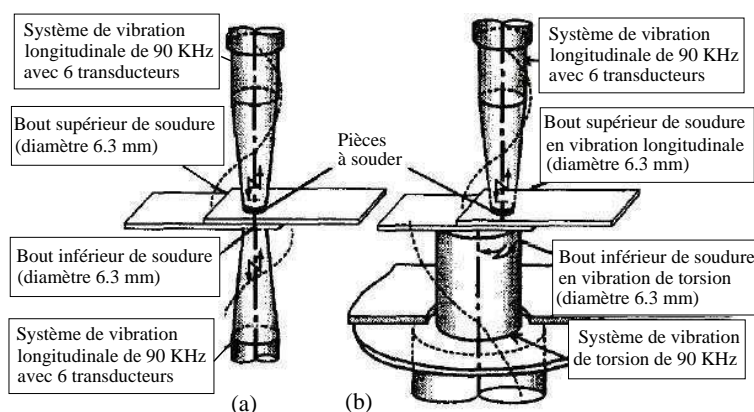


FIG. 1.11. Système de soudage par ultrasons des thermoplastiques à deux sources de vibration parallèles ou perpendiculaires : (a) deux vibrations longitudinales à 90 KHz ; (b) vibration longitudinale et vibration de torsion à 90 KHz [5, 11]

1.3.1.3 Matériaux soudés par ultrasons

Dans le Tab. 1.2 ci-dessous, on présente les matériaux soudés par ultrasons avec succès. Les paramètres de soudure utilisés correspondants sont également donnés.

1.3.2 Variables influençant la qualité de soudure

Lorsque la fréquence et la température ambiante sont plus ou moins fixées, il existe d'autres variables importantes qui influencent la qualité de soudure. On peut citer les variables principales : la force de maintien, la puissance ultrasonique, le temps de soudage, l'épaisseur des pièces à assembler, la qualité de surface à assembler ... Ces variables dépendent effectivement l'une de l'autre :

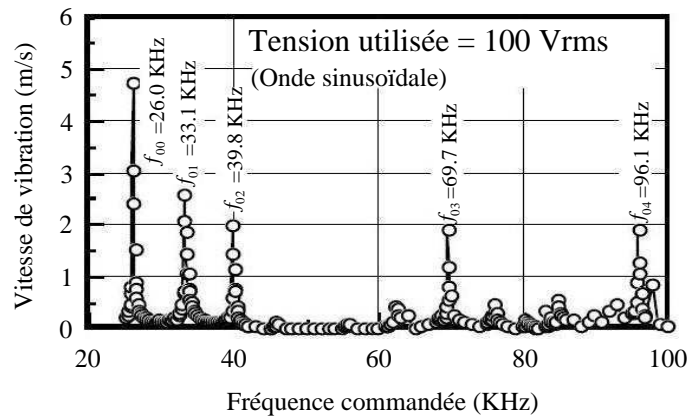


FIG. 1.12. Relation entre la vitesse de vibration et les fréquences

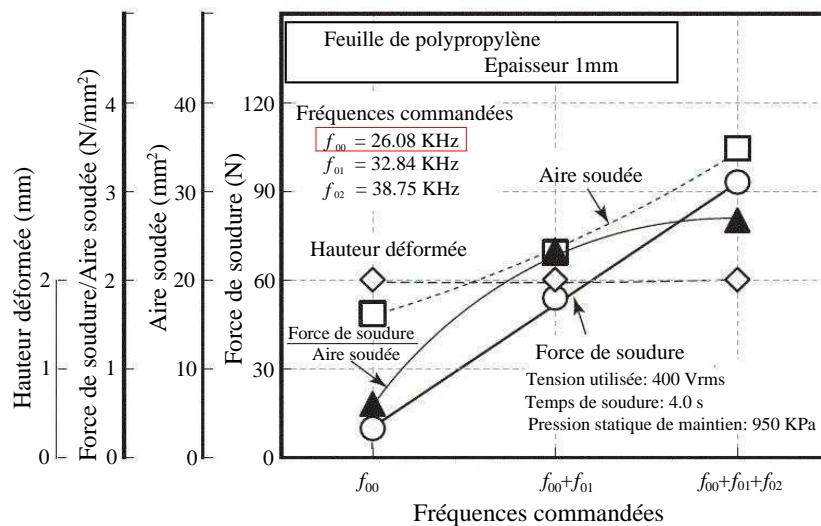


FIG. 1.13. Relation entre l'aire et la résistance de la soudure avec le nombre de fréquences utilisées

1.3.2.1 Fréquences utilisées

En général, la qualité de soudure augmente avec la fréquence utilisée comme montré dans la Fig. 1.14 dans laquelle on peut également trouver la relation entre la vitesse de vibration de la tête de sonotrode et la résistance de soudure pour trois fréquences 27, 40 et 67 KHz. Dans ces essais, les pièces en polypropylène à souder sont d'épaisseur 1.0 mm [15].

1.3.2.2 Amplitude

L'amplitude de vibration doit correspondre aux matériaux à souder et à la géométrie de surface à assembler. Les pièces en plastique semi-cristalline demandent en général des amplitudes plus grandes que celles en plastique amorphe. De plus, la résistance de soudure augmente et puis se stabilise avec l'augmentation de l'amplitude.

TAB. 1.2. Matériaux soudés par ultrasons avec succès

Référence	Matériaux soudés par US	Remarques
[12]	PEEK graphite APC-2	$f = 20$ KHz directeur d'énergie triangulaire
[13]	PEEK graphite / J Polymer graphite	$f = 20$ KHz directeur d'énergie triangulaire
[8]	PP (Polypropylène) fibre de verre	20 KHz, 600 W, $t = 0.5 - 4$ s $A = 35 - 65 \mu\text{m}$, $P = 0.1 - 0.5$ MPa
[9]	Aluminium/Aluminium Aluminium/Cuivre	Système à 2 vibrations 15, 27 KHz, larges pièces
[10]	Aluminium/Aluminium	27 KHz, $A = 7 \mu\text{m}$ 40 KHz, $A = 2.5 \mu\text{m}$
[14]	Alliage Aluminium HE-15/ PES 30% poudres de verre	Temps de soudage $t = 0.2 - 1$ s
[6]	PA-12E / feuilles AlMg3	Technique de soudage plastique : Amplitude $A = 30 \mu\text{m}$ Pression $P = 2.5$ MPa, $t = 30$ s Technique de soudage métal : $A = 42 \mu\text{m}$, $P = 2.6$ MPa, $t = 30$ s

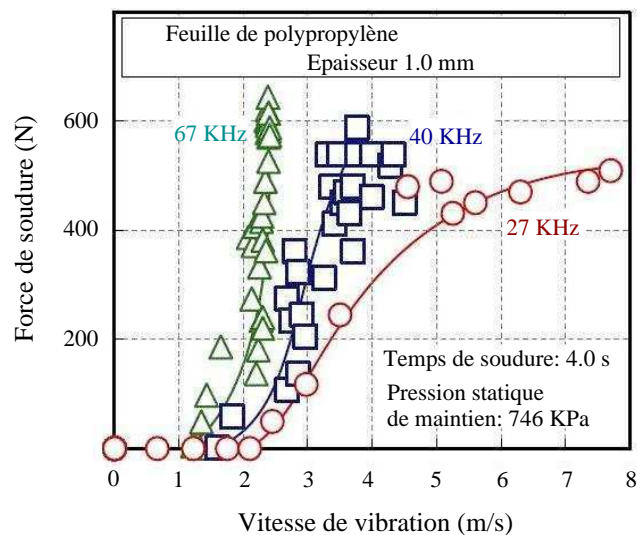


FIG. 1.14. Relation entre la résistance de soudure et la vitesse de vibration pour trois fréquences 27, 40 et 67 KHz [15]

1.3.2.3 Force de maintien

La force de maintien F est nécessaire pour assurer un contact entre les pièces à souder pour que l'énergie de vibration puisse être délivrée à la surface à assembler. Elle doit être évidemment adaptée à l'amplitude, à la puissance d'installation et à la géométrie des surfaces à assembler.

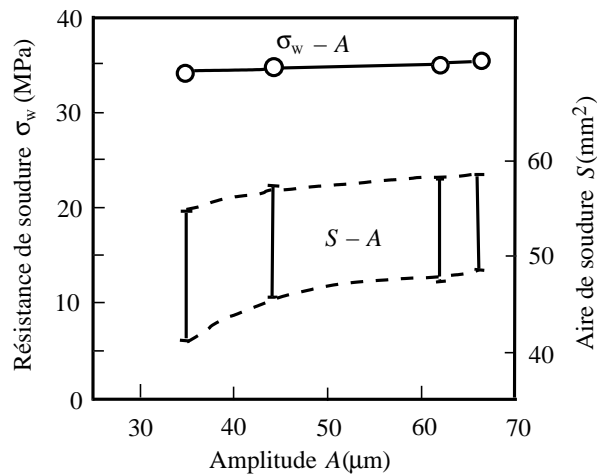


FIG. 1.15. Relation entre l'aire, la résistance de la soudure et l'amplitude de vibration [8]

Les valeurs approximatives sont : amplitude petite - force de maintien grande, amplitude grande - force de maintien petite.

La Fig. 1.16 représente la relation entre la résistance de soudure et la pression de maintien pour le soudage des composites à fibres de verre et matrice PP [8]. On constate que la résistance est plus faible pour une pression de maintien de 0.15 MPa et elle devient plus grande et stabilisée au-delà de cette valeur. A partir de 0.4 MPa de pression, la vibration ultrasonique s'arrête ou bien l'endommagement des pièces se produit.

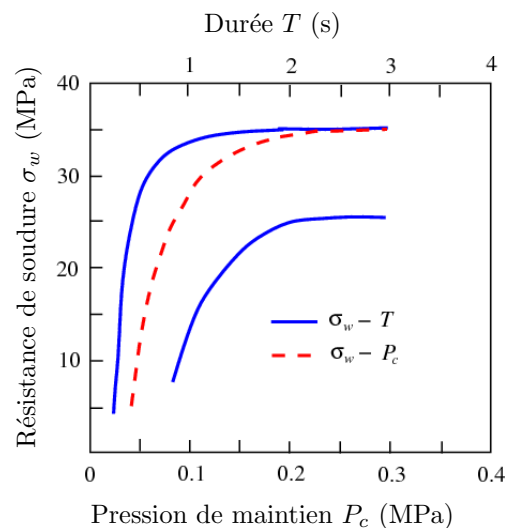


FIG. 1.16. Influence de la pression de maintien et du temps de soudage sur la résistance de soudure [8]

1.3.2.4 Puissance ultrasonique

Lorsque la puissance ultrasonique P change au cours du processus de soudage, les amplitudes de vibration changent et entraînent le changement des contraintes dynamiques à la surface de

soudure. En réalité, cette puissance ne doit pas être trop forte, ni trop faible : une valeur trop forte peut endommager les matériaux, cependant une valeur trop faible peut donner une mauvaise qualité de soudure voire une soudure qui n'est pas réalisée.

1.3.2.5 Temps de soudage

L'énergie est le produit de la puissance par le temps, le temps de soudage doit donc être pris en compte. Ceci est illustré dans la Fig. 1.16. On trouve une augmentation de la résistance de soudure avec le temps de soudage. Cependant il faut noter qu'un temps de soudage trop prolongé peut endommager les pièces à souder.

1.3.2.6 Caractéristiques des matériaux à souder

L'influence du type de matériaux à souder dans le cas de soudage des métaux par ultrasons est montrée dans la Fig. 1.17. Plus le métal est rigide, plus la puissance électrique demandée est importante pour effectuer la soudure [3]. De plus, les conditions de surface des pièces à souder et de l'enclume ont une grande influence sur la qualité de la soudure.

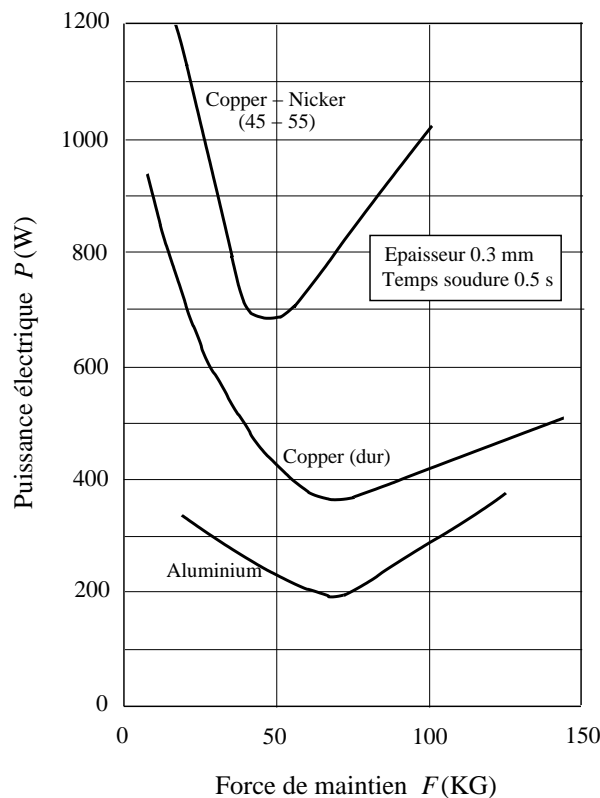


FIG. 1.17. Relation entre la puissance électrique et la force de maintien pour le soudage de différents matériaux [3]

1.3.3 Mécanisme de soudage par ultrasons

On distingue les mécanismes selon les techniques de soudage par ultrasons suivants :

- Mécanisme de soudage métal/métal : la vibration de la sonotrode engendre une friction au niveau de l'interface métal/métal. Cette friction peut nettoyer la surface de contact en enlevant les couches contaminées et oxydées. Elle contribue d'ailleurs à la formation de petites zones soudées qui se forment au fur et à mesure de l'ensemble de la soudure [3].

- Mécanisme de soudage plastique/plastique : les pièces à souder sont déformées sous les contraintes dynamiques engendrées par la sonotrode. La dissipation d'énergie des vibrations mécaniques en chaleur est due aux frictions intermoléculaires. Elle conduit à l'échauffement dans la zone d'assemblage. Lorsque la température atteint celle de fusion, le matériau commence à se plastifier. La diffusion intermoléculaire se produit et la soudure est réalisée.

1.3.4 Méthodes de calcul et modélisation du soudage par ultrasons

1.3.4.1 Conception de l'ensemble acoustique - modélisation du comportement vibratoire

La conception des outils de soudage par ultrasons est réalisée en étudiant le comportement vibratoire, voir [16, 17, 18, 19]. On utilise fondamentalement des équations de propagation d'onde. Elles peuvent être résolues par la méthode des fonctions de transfert, par différences finies ... L'analyse en détail de la structure est réalisée par éléments finis.

Equation de propagation d'onde traditionnelle

L'ensemble acoustique est modélisé comme une barre de section variable. L'équation de propagation d'onde dans une barre est écrite [20] :

$$S_x \frac{\partial^2 U_s(x, t)}{\partial t^2} = C_s^2 \frac{\partial}{\partial x} \left(S_x \frac{\partial U_s(x, t)}{\partial x} \right) \quad (1.1)$$

Dans lequel $C_S = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ est la célérité, $U_S(x, t)$ le déplacement longitudinal sous l'action ultrasonique, S_x l'aire de la section x , E le module d'Young et ρ la densité du matériau.

En appliquant des conditions aux limites et de continuité à l'interface entre les parties, on peut déterminer les dimensions de chaque partie de l'ensemble acoustique en résonance. Cependant, cette démarche de calcul analytique n'est applicable que pour des géométries simples. Elle devient plus difficile voire invalide pour les géométries complexes.

Méthode des fonctions de transfert

Afin d'éviter les difficultés de la méthode traditionnelle, certains auteurs utilisent la méthode des fonctions de transfert [16, 17]. Elle permet d'étudier les géométries complexes. Dans ce cas, l'ensemble acoustique est considéré comme une série de systèmes discrets. Chaque système est représenté par un vecteur d'état comme montré dans la Fig. 1.18. Pour une barre soumise à une force F , ce vecteur d'une section N s'écrit :

$$\{Z\}_N = \left\{ \begin{array}{c} X \\ F \end{array} \right\}_N \quad (1.2)$$

Considérons un système de masse - ressort ($M - K$) comme montré sur la Fig. 1.18. Dans chaque section N , K_N est à gauche de M_N et les indices L, R signifient la gauche (left) et

la droite (right) de cette masse. Dans cette section, la matrice de transfert est constituée par deux parties : la matrice de transfert d'un champ engendrée par le ressort K_N et la matrice de transfert d'un point engendrée par la masse M_N .

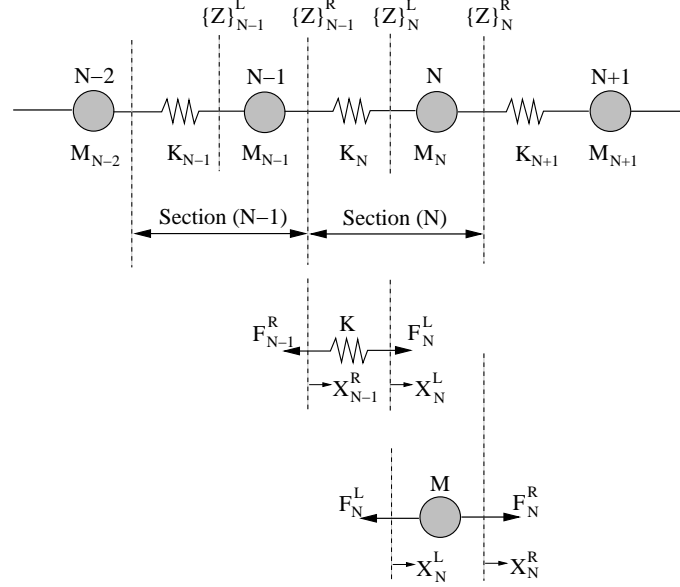


FIG. 1.18. Système masse - ressort de la méthode des fonctions de transfert

Le vecteur d'état $\{Z\}_{N-1}^R$ se situe au point initial et le vecteur $\{Z\}_N^R$ se situe au dernier point de la section N (la masse est considérée comme un point $X_N^L = X_N^R = X_N$). Ces deux vecteurs sont reliés par la matrice de transfert de champ, où l'équation de la section N est donnée par :

$$F_N^L = F_{N-1}^R = K_N (X_N^L - X_{N-1}^R)$$

Sous la forme matricielle :

$$\begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_N^L = \begin{pmatrix} 1 & 1/K_N \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_{N-1}^R \quad (1.3)$$

D'ailleurs, la connexion entre les deux vecteurs d'état $\{Z\}_N^L$ et $\{Z\}_N^R$ est obtenue grâce à l'équation de mouvement :

$$F_N^R - F_N^L = M_N \frac{\partial^2 X_N}{\partial t^2}$$

La vibration de la masse est harmonique avec la pulsation ω , c'est-à-dire X_N satisfait $\frac{\partial^2 X_N}{\partial t^2} + \omega^2 X_N = 0$, on peut donc écrire :

$$F_N^R = F_N^L - \omega^2 M_N X_N \quad (1.4)$$

Ou bien sous la forme matricielle :

$$\begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_N^R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\omega^2 M_N & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_N^L \quad (1.5)$$

Alors, la relation entre le vecteur d'état initial et celui terminal de la section N est obtenue en combinant les deux équations (1.3) et (1.5) :

$$\begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_N^R = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\omega^2 M_N & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1/K_N \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} X \\ F \end{Bmatrix}_{N-1}^R \quad (1.6)$$

Plus simplement, on peut écrire : $\{Z\}_N^R = H_N \{Z\}_{N-1}^R$ où H_N est la matrice de transfert. Finalement, on peut représenter le vecteur d'état du dernier point de la section N comme :

$$\{Z\}_N^R = H_N H_{N-1} \dots H_2 H_1 \{Z\}_0^R \quad (1.7)$$

Pour la conception de l'ensemble acoustique par les matrices de transfert, les composants sont divisés en plusieurs petites unités. Dans la matrice de transfert de la section N :

$$K_N = \frac{EA_N}{L_N} \quad M_N = \rho A_N L_N \quad \omega = 2\pi f$$

Où A_N est l'aire de la section, L_N la longueur de l'unité N , ω et f la pulsation et la fréquence de la vibration ultrasonique.

Méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis (EF) permet d'analyser des structures quelconques avec des géométries et des matériaux complexes. Les analyses EF trouvées dans la littérature adoptent des modèles axisymétriques pour leurs calculs, voir la Fig. 1.19. La procédure de la conception de l'ensemble acoustique par EF est détaillée suivant les phases ci-dessous :

1. Convertisseur ultrasonique : le convertisseur étudié est constitué par quatre (ou six) anneaux piézoélectriques précontraints entre deux masses à l'extrémité. L'objectif de cette phase est de choisir le matériau piézoélectrique approprié et de déterminer les précontraintes entre ces anneaux piézoélectriques.
2. Sonotrode : un cylindre est ajouté au convertisseur pour la transmission de l'énergie ultrasonique. Dans cette phase, la longueur de la sonotrode est déterminée.
3. Booster - Sonotrode : le booster est ajouté pour amplifier l'amplitude ultrasonique. La géométrie du booster est à déterminer pour correspondre aux fréquences et à l'amplitude demandée.
4. Ensemble acoustique avec dispositif de maintien.
5. Ensemble acoustique libre : le dispositif de maintien est introduit sur l'ensemble acoustique. Dans cette phase, la position du dispositif de maintien est calculée et se situe au noeud du champ ultrasonique.
6. Ensemble acoustique fixé : le dispositif de maintien est fixé en deux points où l'ensemble acoustique est fixé à l'appareil de soudage par vis. Les perturbations dans le champ ultrasonique engendrées par le dispositif de maintien doivent être déterminées et quantifiées soigneusement.

On représente la simulation du comportement vibratoire d'un ensemble acoustique pour le soudage des tissus. Les composants inclus dans chaque étape de la conception sont indiqués avec leur numéro de phase correspondante.

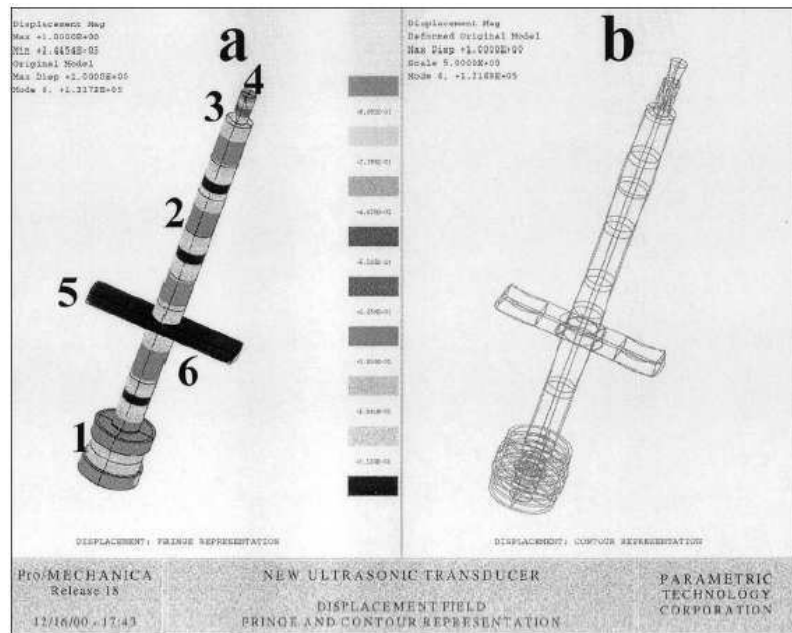


FIG. 1.19. Conception de l'ensemble acoustique par EF axisymétrique

Pour chaque phase de conception, un calcul initial est obtenu par les simulations EF. Le modèle construit est testé par la méthode expérimentale. La comparaison entre les résultats de la simulation EF et les mesures expérimentales permet de recalibrer le modèle EF notamment les constantes élastiques et les coefficients d'amortissement sont à ajouter et à optimiser itérativement.

1.3.4.2 Modélisation du processus de soudage par ultrasons des thermoplastiques

En réalité, il y a très peu de travaux publiés qui étudient complètement le processus de soudage par ultrasons. Cependant, on peut considérer le soudage par ultrasons des composites à matrice thermoplastique comme une série complexe de cinq sous - processus fortement couplés :

1. Mécanique et vibration du système
2. Echauffement viscoélastique du thermoplastique
3. Transfert de chaleur
4. Plastification et écoulement
5. Diffusion intermoléculaire

En conséquence, tout d'abord il faut modéliser chaque sous - processus afin de modéliser le processus de soudage. Cela est clairement difficile. Ensuite, ces sous - processus sont combinés pour développer un modèle complet. On étudiera plus soigneusement ces tâches :

1. Mécanique et vibration du système

Un modèle mécanique et vibratoire de l'ensemble acoustique et des pièces à souder est nécessaire pour évaluer la distribution des déformations dans les pièces à souder. A partir de cette distribution de déformation, on peut déterminer la propagation de la chaleur dans les matériaux.

Afin de réaliser rapidement une bonne soudure, il est indispensable de concentrer l'énergie ultrasonique dans les zones à souder. On utilise souvent des directeurs d'énergie triangulaires ou rectangulaires à la surface des pièces comme montrés dans la Fig. 1.20.

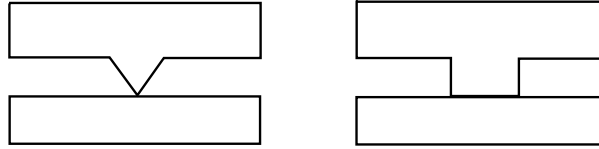


FIG. 1.20. Directeur d'énergie triangulaire et rectangulaire

D'ailleurs, les pièces à souder sont minces (de l'ordre du millimètre) par rapport à la longueur d'onde 20 KHz (environ 25 cm)¹. On peut donc utiliser le modèle condensé pour les pièces, voir la Fig. 1.21. Les masses condensées tiennent compte de l'effet d'inertie et les modèles de Kelvin - Voigt décrivent les matériaux viscoélastiques. La conduction de chaleur est modélisée par un transfert de chaleur unidimensionnel. Le taux d'élévation de température obtenu par ce modèle est très proche des mesures expérimentales [13], cela est illustré dans la Fig. 1.22 suivante.

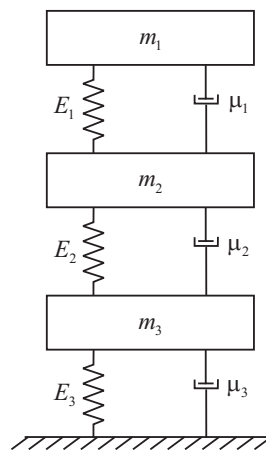


FIG. 1.21. Modèle condensé pour les pièces à directeur d'énergie rectangulaire

Dans le cas d'un directeur d'énergie triangulaire, on peut le modéliser par plusieurs masses équivalentes, chacune avec un ressort et un amortissement comme illustré dans la Fig. 1.23 ci-dessous. Ensuite, on pourrait développer un modèle complet pour l'ensemble acoustique et les pièces composites. Cette figure représente un schéma de ce système condensé complet. Ce modèle permet de déterminer des déplacements ainsi que la distribution du champ de déformation dans les pièces. Ceci sera utilisé dans le prochain sous - processus pour calculer l'énergie dissipée.

2. Echauffement viscoélastique du thermoplastique

Un matériau viscoélastique sous l'effet de déformation sinusoïdale dissipe une somme d'énergie en chaleur due aux frictions intermoléculaires (voir le modèle viscoélastique linéaire dans la 2^{ème} partie). L'énergie moyenne dissipée dans une unité de temps est calculée :

$$r = \frac{\omega \varepsilon_0^2 E_p}{2} \quad (1.8)$$

¹ Longueur d'onde : $\lambda = cT = \nu/f$ où c est la vitesse du son dans le matériau

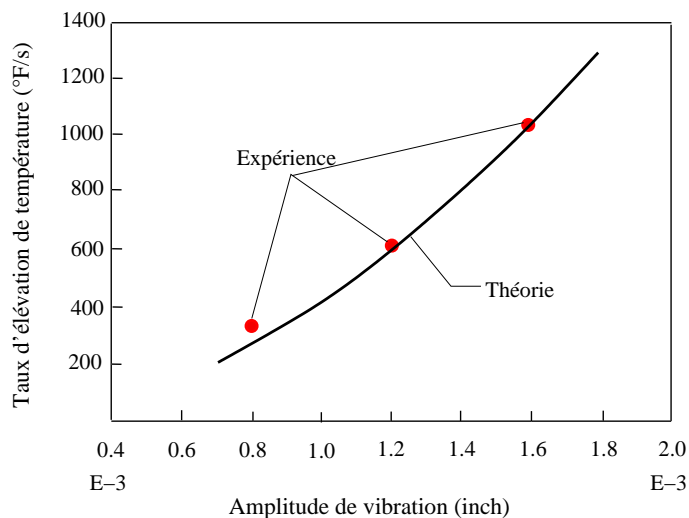


FIG. 1.22. Influence de l'amplitude de vibration sur le taux d'élévation de température - cas d'un directeur d'énergie rectangulaire [13]

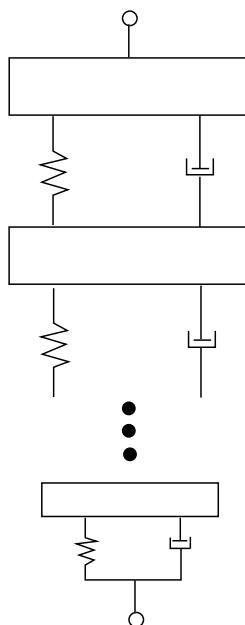


FIG. 1.23. Modèle multi - masse condensé pour un directeur d'énergie triangulaire

Dans lequel ε_0 est l'amplitude de déformation sinusoïdale et $E_p = \omega \mu$ le module de perte (ou visqueux) avec μ (quelquefois désigné par η) la viscosité du matériau.

Ce débit de chaleur sera utilisé dans le prochain sous - processus pour déterminer les températures dans les pièces. On remarque que l'énergie dissipée est proportionnelle à la puissance au carré de la déformation (ε_0^2).

Cependant, les modules de stockage (ou de conservation) E_c et le module de perte E_p du modèle viscoélastique varient en fonction de la fréquence et de la température. Afin de modéliser le processus de chauffage viscoélastique, on doit connaître les évolutions en température de ces deux modules pour la fréquence utilisée. On illustre un exemple de la variation de E_c et E_p du

PEEK à 20 KHz [13] dans la Fig.1.24.

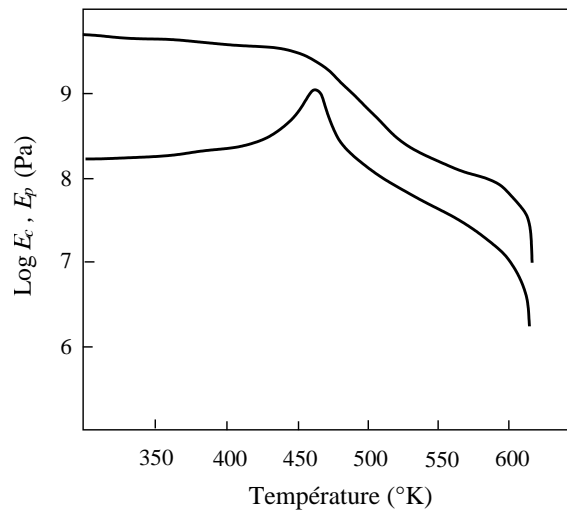


FIG. 1.24. Variation des modules E_c et E_p en température du PEEK à 20 KHz selon [13]

3. Transfert de chaleur

Les directeurs d'énergie deviennent de plus en plus chauds à cause de la dissipation de l'énergie vibratoire. La chaleur est donc transférée des directeurs d'énergie aux pièces composites qui sont relativement plus froides. Dans [13], l'auteur a déjà montré que le transfert de chaleur est beaucoup plus important que la convection de chaleur dans l'air. Théoriquement, ce phénomène est dû à la présence des fibres à grande conductivité thermique car ce paramètre pour la résine est très faible (voir la 2^{ème} partie). Cependant, avec la modélisation numérique, on peut tenir compte de la convection thermique.

4. Ecoulement plastique

Quand la température d'une partie quelconque du directeur d'énergie dépasse celle de fusion, elle commence à se plastifier - premièrement comme le résultat de la force appliquée par l'appareil de soudage. En fait, la plastification de ce directeur peut être modélisée par deux modèles indépendants : le modèle statique et le modèle dynamique. Sous l'action statique, on peut utiliser un modèle de fluide compressible où l'effet d'inertie et l'effet élastique ne sont importants qu'au début et deviennent beaucoup moins importants au fur et à mesure de la progression de la plastification. D'ailleurs, sous l'action dynamique, très peu d'écoulement a lieu. Le modèle dynamique peut être un modèle élastique parfait, ou un modèle viscoélastique si l'on possède suffisamment d'information.

5. Diffusion intermoléculaire

Selon [13, 12], la diffusion intermoléculaire a lieu pendant un très court temps (de l'ordre de 10^{-7} s). En pratique, on peut considérer que la diffusion se fait immédiatement après la plastification. Cela nous permet d'éviter la modélisation de ce sous - processus.

Lorsque les modèles des sous - processus sont développés, on peut les combiner dans un modèle itératif complet. Le diagramme de la procédure de calcul est présenté ci-après dans la Fig. 1.25. On commence par un modèle condensé pour la modélisation du comportement vibratoire des pièces à souder avec la géométrie initiale. A partir des déformations obtenues, le modèle condensé peut être utilisé pour déterminer l'énergie dissipée par les amortissements.

Ensuite, le modèle EF de transfert de chaleur est activé pour calculer le champ de températures dans les pièces. On vérifie si la fusion a lieu. Dans ce cas, le modèle d'écoulement compressible est utilisé afin de déterminer l'impédance effective de la couche en fusion. Les propriétés mécaniques et la géométrie sont mises à jour et le contrôle revient au modèle condensé.

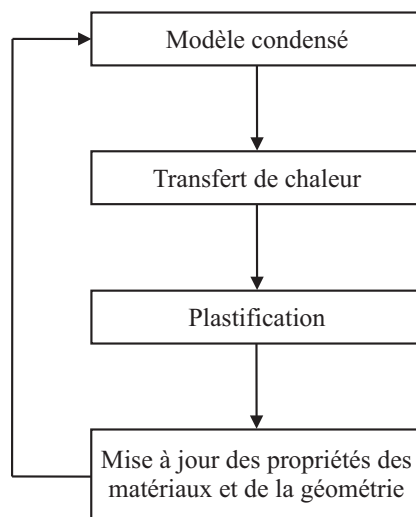


FIG. 1.25. *Modèle complet du soudage par ultrasons des thermoplastiques*

1.4 Conclusion

Les deux principales techniques de soudage par ultrasons pour les matériaux métalliques et pour les matériaux plastiques ont été présentées avec certains exemples représentatifs. Quelques ensembles acoustiques qui travaillent aux différentes fréquences sont aussi décrits. On a également donné les matériaux soudés par ultrasons avec succès. Les paramètres de soudure sont présentés à partir des exemples. La modélisation du processus de soudage par ultrasons des thermoplastiques a été bien étudiée. Ceci sera utilisé et développé dans les chapitres suivants pour les cas concrets.

Cependant les caractéristiques mécaniques et thermiques des matériaux qui sont soudables n'ont pas encore été abordées soigneusement. C'est un autre côté du problème de soudage par ultrasons. Le calcul de la chaleur qui est engendrée par la viscoélasticité des matériaux à souder et sa propagation lors de la soudure seront étudiés dans cette thèse pour les ensembles acoustiques et les matériaux à souder connus.

Chapitre 2

Machine de soudure par ultrasons

2.1 Etude de l'ensemble acoustique

Dans cette section, on représentera les ensembles acoustiques qui sont utilisés pour le soudage par ultrasons dans le projet en liaison avec Airbus France (A380). Le produit final est une bande sandwich qui comporte trois couches : une bande inférieure de thermoplastique TP1 (composite C280 retenu par la résine PEI - voir la 2^{ème} partie sur les matériaux et les empilements à souder), une bande centrale de wiremesh et quatre bandelettes supérieures de thermoplastique TP2, il est montré dans la Fig. 2.1.

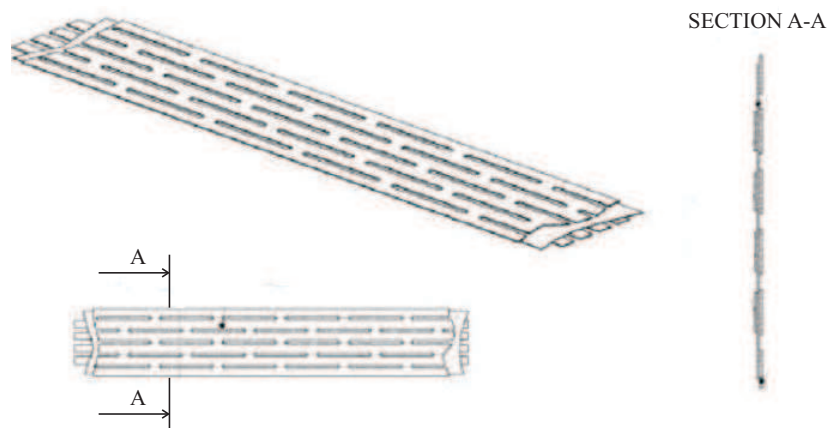


FIG. 2.1. *Produit final : une bande sandwich soudée par ultrasons*

Le soudage par ultrasons de cette bande contient donc trois étapes :

- Etape 1 : Découpage du thermoplastique. Dans cette phase, on utilise un ensemble acoustique de 20 KHz afin de couper une bande thermoplastique en quelques bandelettes thermoplastiques (TP2). On appelle cette étape US1.
- Etape 2 : Soudure entre la bande de wiremesh et la bande thermoplastique TP1. Pour ce faire, on utilise un ensemble acoustique de 30 KHz avec plusieurs combinaisons de sonotrodes et d'enclumes. Cette soudure est appelée US2.
- Etape 3 : Soudure entre quatre bandelettes TP2 et le produit TP1-WM soudé précédemment. Tout d'abord, on soude provisoirement toutes les quatre bandelettes pour les positionner sur la

bande TP1-WM (US3). Ensuite, chaque bandelette est soudée avec un ensemble acoustique de 40 KHz (US4-US7).

En conséquence, on se concentrera sur les ensembles acoustiques de 20, 30 et 40 KHz. Ces ensembles acoustiques sont fabriqués chez Sonimat. En général, un ensemble acoustique de 20, 30 ou 40 KHz contient trois parties surtout pour ce projet : un convertisseur, un booster et une sonotrode. On détaillera chaque pièce mais sa modélisation numérique sera présentée dans la 3^{ème} partie de ce rapport.

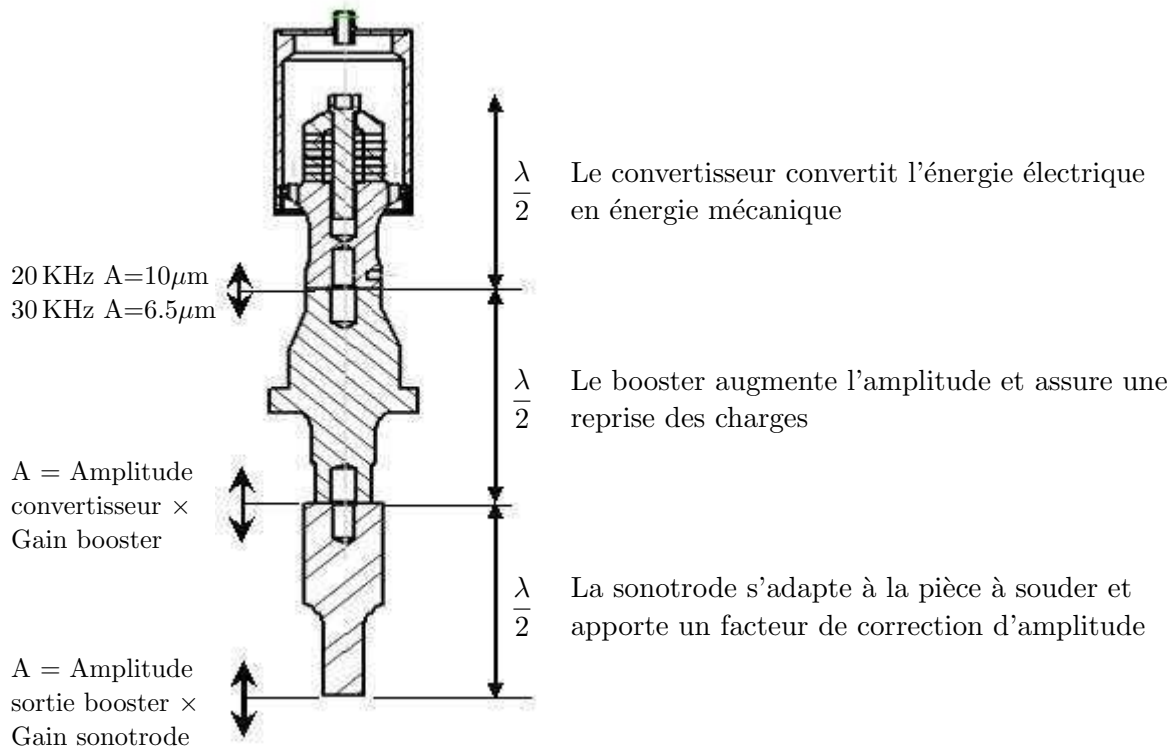


FIG. 2.2. Ensemble acoustique pour le soudage par ultrasons (A : amplitude de vibration ; λ : longueur d'onde ultrasonique)

2.1.1 Convertisseur

Ce composant a pour but de convertir l'énergie électrique sous la forme d'une vibration mécanique à même fréquence ultrasonique. La production d'une onde ultrasonique est générée par des piézoélectriques, qui, sous l'action d'une différence de potentiel, se dilatent et se contractent selon la polarité du champ électrique. Ces piézoélectriques, montés sur un corps, forment les convertisseurs, voir la Fig. 2.4. Les études détaillées des piézoélectriques sont représentées dans le chapitre suivant.

Cette combinaison permet d'obtenir une amplitude définie par une longueur d'onde. La zone de compression est le point nodal où aucune amplitude n'est transmise et l'amplitude maximale se situe dans la zone d'expansion. Cela est représenté graphiquement dans la Fig. 2.5 dans laquelle ω est la pulsation de vibration ultrasonique, A est l'amplitude de cette vibration, λ est la longueur d'onde ultrasonique et v est la vitesse du son dans la matière.

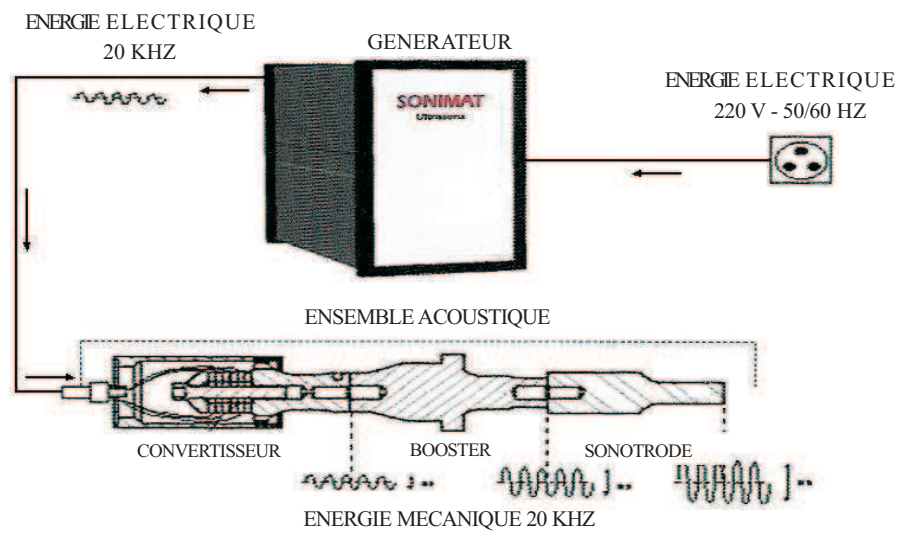


FIG. 2.3. Schéma du principe de fabrication des ultrasons

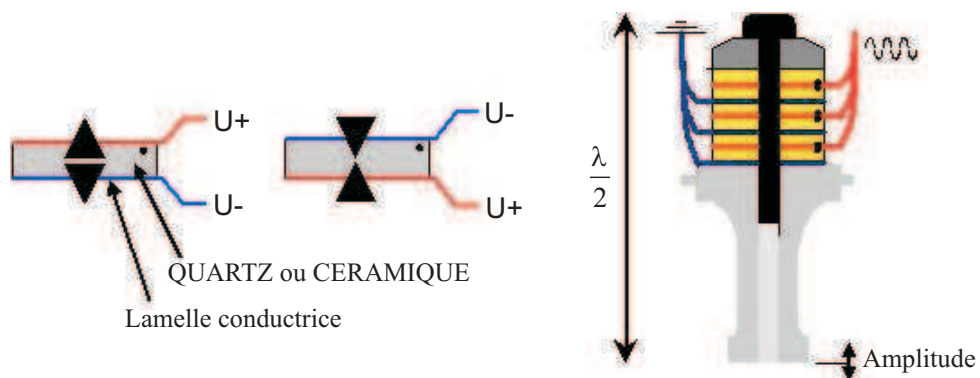


FIG. 2.4. Constitution du convertisseur et le principe de son fonctionnement

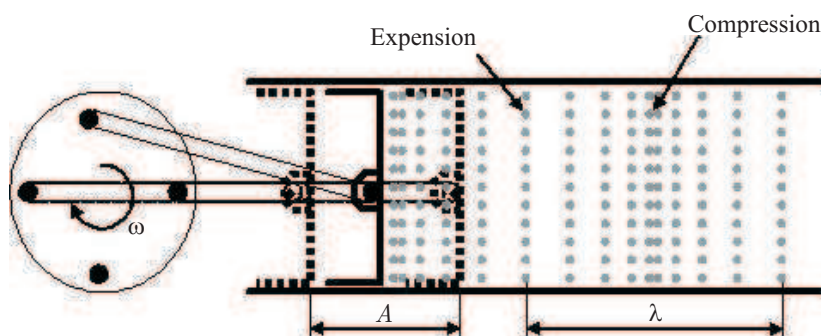


FIG. 2.5. Principe de création des ultrasons

Une relation entre la vitesse de l'onde ultrasonique et la longueur d'onde est établie, elle peut être trouvée facilement dans les ouvrages scientifiques :

$$\lambda = \frac{v}{f}$$

2.1.1.1 Convertisseur 20 KHz

On a utilisé un convertisseur 20 KHz de 4 anneaux piézoélectriques de diamètre extérieur de 50 mm et de diamètre intérieur de 20 mm. Cependant, ce convertisseur a été cassé quelquefois. En conséquence, on dispose 6 anneaux piézoélectriques avec une autre tension appliquée telle qu'on obtient la même valeur de l'amplitude de vibration ultrasonique à la sortie du convertisseur.



FIG. 2.6. *Convertisseur 20 KHz*

Un tel convertisseur comporte : une masse, une vis de contrainte, six anneaux piézoélectriques, des rondelles de cuivre et un corps.



FIG. 2.7. *Les composants du convertisseur (de gauche à droite : la masse, la vis, les anneaux piézoélectriques et les rondelles)*

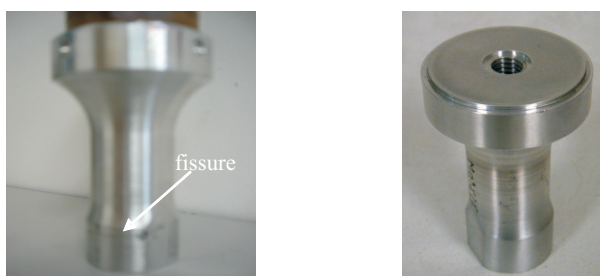


FIG. 2.8. *Corps en aluminium (à gauche) et en titane (à droite) du convertisseur 20 KHz*

La céramique piézoélectrique utilisée possède une limite élastique de compression de 125 MPa et de traction de 25 MPa. Ce matériau a donc une capacité de compression plus élevée que

la traction. On peut donc lui demander une compression et traction maximale de 25 MPa en alternatif. Si l'on veut une pression ultrasonique suffisamment élevée et ainsi utiliser au mieux les capacités de la céramique, il faut compresser les céramiques pour avoir une compression et décompression identique, sans être aux valeurs limites.

C'est une des raisons pour lesquelles on applique une précontrainte sur les anneaux piézo-électriques par la vis. Cette précontrainte sera explicitée dans le chapitre suivant avec des notions et des calculs de la céramique. Dans ce cas, la céramique utilisée est PZT (Titano-Zirconiate de Plomb). Elle est un couplage électromécanique. Si l'on applique un étirement à ce matériau, elle développera un moment électrique proportionnel à la contrainte appliquée. A l'inverse, si elle est placée dans un courant électrique (ou une tension électrique), elle se déforme légèrement. Cette propriété de la céramique sera également étudiée plus soigneusement dans le chapitre suivant.

Les rondelles sont utilisées pour appliquer la tension ou le courant électrique.

En fait, la vibration ultrasonique qui sort des céramiques possède une très faible amplitude. Le corps a pour but d'amplifier cette amplitude. De plus, il propage l'onde ultrasonique telle qu'elle sera transmise au booster. En réalité, on a fabriqué le corps du convertisseur en aluminium comme dans la Fig. 2.8 mais on trouve que pendant le processus de fonctionnement, cette pièce a cassé quelquefois. Ce phénomène peut être expliqué par deux raisons :

- La concentration de contrainte (surtout la contrainte longitudinale à cause de la propagation d'onde longitudinale dans l'ensemble acoustique) car il y a des changements de géométrie du corps de convertisseur. A ces positions, la contrainte peut être augmentée jusqu'à trois fois. On peut observer cette concentration lorsqu'on modélise l'ensemble acoustique pendant la soudure.
- La résistance à la rupture en fatigue de l'aluminium n'est pas suffisante. Cette valeur est beaucoup plus petite que celle de l'acier ou du titane.

Par conséquent, on propose deux solutions pour éviter cette rupture : soit on fabrique ce corps en titane, soit on diminue les changements géométriques du corps.

Pour la première solution, la modélisation numérique nous permet de comparer deux cas : le corps en aluminium et le corps en titane. On trouve que pour avoir la même amplitude de vibration ultrasonique à la sortie du convertisseur, le cas du corps en titane consomme beaucoup plus d'énergie que le cas du corps en aluminium. On n'utilise donc pas cette solution. Le corps du convertisseur de l'ensemble acoustique de 20, 30 et 40 KH est fabriqué en aluminium.

Pour la deuxième solution, on a essayé d'utiliser des trous de serrage mais il y a encore de la rupture. Enfin, la solution de six pans est acceptée car il n'apparaît plus de rupture. On représente dans la Fig. 2.9 suivante deux variantes du corps de convertisseur 20 KHz.

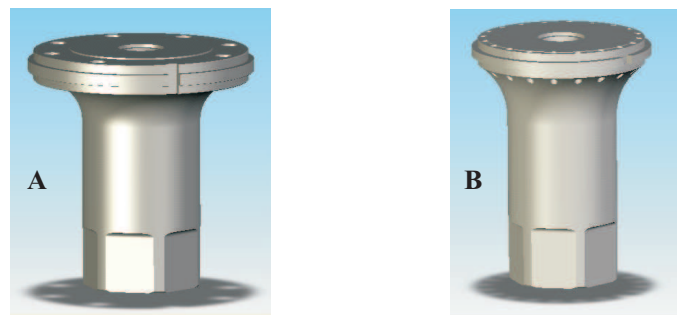


FIG. 2.9. Deux variantes du corps de convertisseur 20 KHz

2.1.1.2 Convertisseur 30 et 40 KHz

Pour le convertisseur 30 KHz, la masse, la vis, les rondelles et les anneaux piézoélectriques sont identiques à celles du convertisseur 20 KHz montrées précédemment. Cependant, on n'utilise que quatre anneaux piézoélectriques dans ce cas. Pour le convertisseur 40 KHz, sa taille est plus petite que celle du convertisseur 20 et 30 KHz. Mais ces composants sont les mêmes : une masse, une vis, quatre anneaux piézoélectriques, des rondelles en cuivre et un corps.



FIG. 2.10. *Convertisseur 20 KHz*

On présente aussi dans le Tab. 2.1 les dimensions de l'anneau piézoélectrique pour les différents convertisseurs.

TAB. 2.1. *Dimensions des anneaux piézoélectriques utilisés pour les convertisseurs*

Anneaux	Utilisation	Diamètre externe (mm)	Diamètre interne (mm)	Epaisseur (mm)
Céramique 50	CR 20 KHz	50	20	6
Céramique 38	CR 20 et 30 KHz	38	13	4
Céramique 25	CR 40 KHz	25	10	4

2.1.2 Booster

Cette partie amplifie et transmet les vibrations mécaniques ultrasoniques à même fréquence avec un gain. Ce gain dépend du matériau constitué, de la forme et de la dimension géométrique. Généralement, on fabrique le booster comme une seule structure d'un matériau. La taille et la forme du booster pour chaque fréquence de soudure sont différentes. On représente ci-dessous le booster des ensembles acoustiques 20, 30 et 40 KHz.

2.1.3 Sonotrode

Cette structure a pour but d'amplifier et de transmettre les vibrations ultrasoniques du booster aux pièces à souder. Elle est produite en s'adaptant avec les pièces à souder pour concentrer l'énergie. Par conséquent, la sonotrode possèdent la forme la plus variable parmi les trois composants de l'ensemble acoustique. On peut considérer en réalité que le convertisseur et le booster sont axisymétriques mais cela n'est plus valable pour la sonotrode. On montre ci-après quelques exemples dans lesquels la forme de sonotrode est très différente.

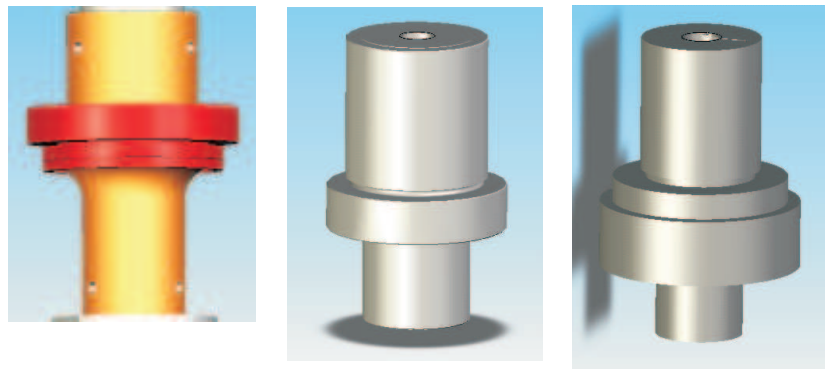


FIG. 2.11. Booster de l'ensemble acoustique (de gauche à droite : 20, 30 et 40 KHz)

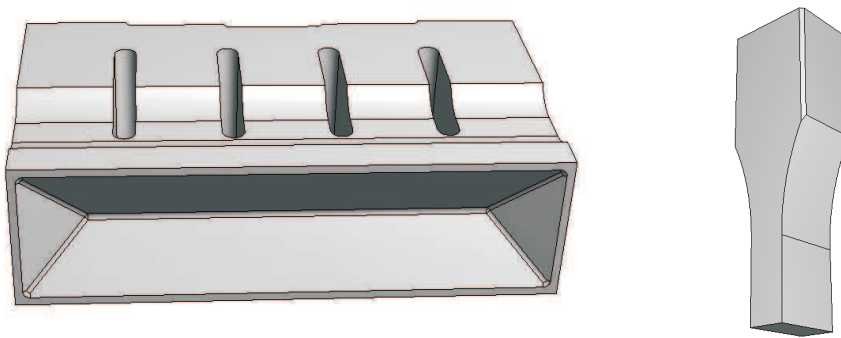


FIG. 2.12. Sonotrode Canon (à gauche) et Sonotrode Sonats (à droite)

Pour les ensembles acoustiques de 20, 30 et 40 KHz du projet A380, les sonotrodes sont fabriquées en acier ou en titane. On s'intéresse à la valeur de l'amplitude de vibration à la sortie de la sonotrode ainsi que son uniformité dans la surface de contact entre la sonotrode et les pièces à souder. Dans la Fig. 2.13, la sonotrode de l'ensemble acoustique 30 et 40 KHz est fabriquée en titane.

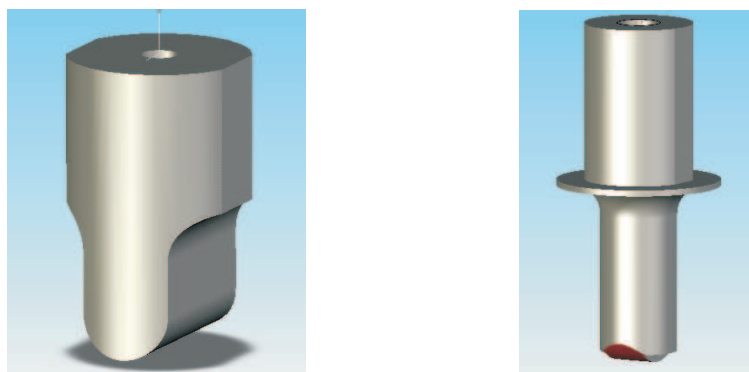


FIG. 2.13. Sonotrode de l'ensemble acoustique 30 KHz (à gauche) et 40 KHz (à droite)

2.2 Mécanique de la rupture

2.2.1 Modes d'ouverture des fissures

La rupture peut se produire dans le domaine plastique, ce qui signifie que l'on a atteint la limite d'endommagement du matériau mais elle peut aussi se produire dans le domaine élastique. Quand la rupture a lieu dans le domaine plastique, on dit que le matériau a un comportement *ductile* et quand elle a lieu dans le domaine élastique, on dit que le matériau a un comportement *fragile*. Lorsqu'une rupture résulte d'un endommagement par répétition de sollicitations, il y a une accumulation de microruptures fragiles jusqu'à l'apparition d'une fissure de taille critique, puis propagation de cette fissure et rupture. Dans ce cas, on appelle cela la rupture par fatigue. Pour ce type de rupture, avec une fissure soumise à un système de forces, elle peut se propager selon trois modes ou des combinaisons de ces modes selon [21], comme montré dans la Fig. 2.14

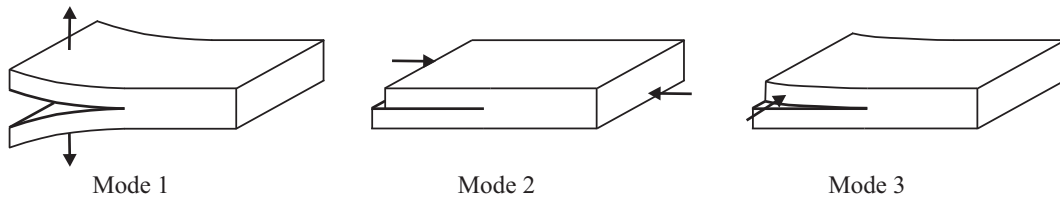


FIG. 2.14. Modes fondamentaux d'ouverture des fissures

- Mode 1 (Mode par ouverture) est le plus fréquent, c'est celui qui correspond aux ruptures les plus dangereuses.
- Mode 2 (Mode par cisaillement) n'est pas fréquent, il est souvent associé au mode 1.
- Mode 3 affecte surtout les arbres en torsion.

En réalité, on trouve bien qu'au centre des éprouvettes, on est en état de déformations planes. Au contraire sur les bords des éprouvettes, on est en état de contraintes planes. La triaxialité étant différente entre le centre et les bords, les modes de rupture sont donc obligatoirement différents.

2.2.2 Facteur d'intensité de contraintes

On s'intéresse à des ruptures des éléments de la machine de soudure. On cherche donc à établir l'état de contraintes et la propagation de la fissure jusqu'à la rupture dans une pièce. Pour ce faire, on suppose que la fissure se situe dans le plan Oxz et que le fond de fissure est tangent à l'axe Oz comme montré dans la Fig. 2.15.

On définit une fonction, appelée *Fonction d'Airy*, notée A telle que :

$$\sigma_{xx} = \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \quad \sigma_{yy} = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \quad \sigma_{xy} = \frac{\partial^2 A}{\partial x \partial y}$$

Avec cette variable, l'équation d'équilibre statique dans le cas où il n'y a pas de charge volumique $\underline{\underline{\text{div}}}\underline{\underline{\sigma}} = 0$ devient :

$$\Delta\Delta(A) = 0 \tag{2.1}$$

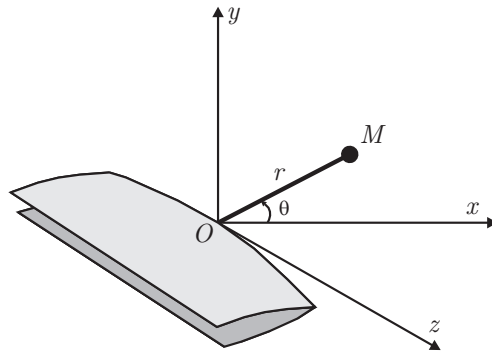


FIG. 2.15. Contraintes au voisinage du fond d'une fissure chargée

Au point $M(r, \theta)$, on suppose : $A(r, \theta) = r^\alpha f(\theta)$ comme dans [22]. L'équation (2.1) est donc développée sous la forme :

$$r^{\alpha-4} \left[\alpha^2(\alpha-2)^2 f(\theta) + ((\alpha-2)^2 + \alpha^2) f''(\theta) + f^{(4)}(\theta) \right] = 0$$

Le bord de fissure est libre, les conditions aux limites sont donc :

$$\begin{cases} \sigma_{xy}(\theta = \pi) = \sigma_{yy}(\theta = \pi) = 0 \\ \sigma_{xy}(\theta = -\pi) = \sigma_{yy}(\theta = -\pi) = 0 \end{cases} \quad (2.2)$$

D'où :

$$f(\pi) = f(-\pi) = f'(\pi) = f'(-\pi) = 0 \quad (2.3)$$

Ces résultats nous permettent de prendre cette fonction sous la forme (2.4) :

$$f(\theta) = A_1 \cos(\alpha\theta) + A_2 \cos((\alpha-2)\theta) + A_3 \sin(\alpha\theta) + A_4 \sin((\alpha-2)\theta) \quad (2.4)$$

Avec les conditions de (2.3), on a une solution triviale : $A_1 = A_2 = A_3 = A_4 = 0$ ou bien $f(\theta) \equiv 0$. En conséquence, afin d'avoir une autre solution, il faut que le déterminant ci-dessous soit égal à zéro.

$$\begin{vmatrix} \cos\alpha\pi & \cos(\alpha-2)\pi & \sin\alpha\pi & \sin(\alpha-2)\pi \\ \cos\alpha\pi & \cos(\alpha-2)\pi & -\sin\alpha\pi & -\sin(\alpha-2)\pi \\ -\alpha\sin\alpha\pi & -(\alpha-2)\sin(\alpha-2)\pi & \alpha\cos\alpha\pi & (\alpha-2)\cos(\alpha-2)\pi \\ \alpha\sin\alpha\pi & (\alpha-2)\sin(\alpha-2)\pi & \alpha\cos\alpha\pi & (\alpha-2)\cos(\alpha-2)\pi \end{vmatrix} = 0$$

Ceci nous donne une infinité de nombres α . On doit donc prendre les plus singulières telles que l'énergie soit finie. Selon [22], la valeur $\alpha = \frac{3}{2}$ est la plus utilisée. Avec cette valeur, les composantes du tenseur de contrainte sont :

$$\sigma_{xx} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) - \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \left(2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right)$$

$$\sigma_{xy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right)$$

$$\sigma_{yy} = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}} \cos \frac{\theta}{2} \left(1 + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right) + \frac{K_{II}}{\sqrt{2\pi r}} \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2}$$

Dans ces formules K_I et K_{II} sont indépendants de r ou θ , et de l'état de contrainte, ils dépendent du chargement, du mode d'ouverture des fissures et de la géométrie de la fissure. On les appelle **facteurs d'intensité de contraintes**. Dans la Fig. 2.16, on présente quelques exemples représentatifs de K_I .

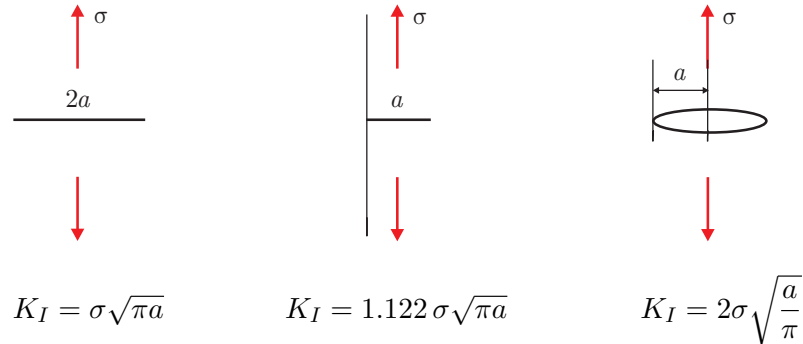


FIG. 2.16. Exemples du facteur d'intensité de contrainte à la rupture

2.2.3 Condition de propagation des fissures

Il existe un chargement pour lequel on peut obtenir une extension brutale des fissures ou des défauts et rupture de la pièce. Les conditions de ce chargement peuvent être établies :

- en fonction de l'énergie nécessaire pour propager la fissure
- en fonction de la distribution des contraintes en fond de fissure

On se limitera à la distribution des contraintes. On admet que la rupture a lieu en fond de fissure, dans le plan de fissure (contrainte normale maximale). Dans ce plan, la contrainte normale donnée ci-dessus devient :

$$\sigma = \frac{K_I}{\sqrt{2\pi r}}$$

On peut tracer la courbe $\sigma(r)$ où r est la distance par rapport au fond de fissure, dans le plan de fissure ($\theta = 0$). Cette courbe semble impliquer une contrainte infinie en fond de fissure ($r = 0$), ce qui n'est pas possible car il y aurait rupture même pour un effet très faible. On admet, pour l'instant, que la contrainte est limitée pour les matériaux ductiles par la plastification en fond de fissure.

Il y a une propagation brutale de la fissure et rupture lorsque le facteur d'intensité de contraintes K_I atteint la valeur critique K_{Ic} . K_{Ic} ne dépend que des propriétés intrinsèques du matériau et caractérise sa résistance à la propagation des fissures, il est appelé **ténacité**. Pour une fissure dans une plaque infinie, $K_I = \sigma\sqrt{\pi a}$. Lorsqu'on atteint la rupture brutale, on a :

$$K_{Ic} = \sigma\sqrt{\pi a}$$

où σ est la contrainte de service, on peut donc déterminer la longueur du défaut critique ayant amené la rupture :

$$2a = \frac{2}{\pi} \left(\frac{K_{Ic}}{\sigma} \right)^2 \quad (2.5)$$

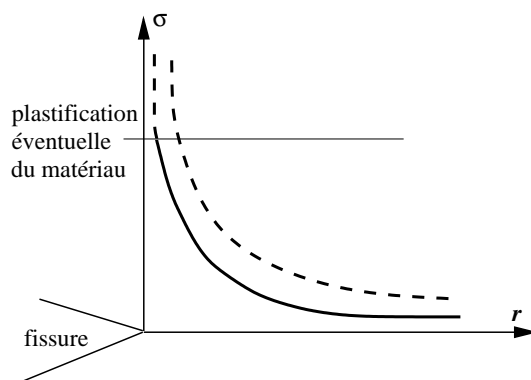


FIG. 2.17. Condition de propagation des fissures

2.2.4 Plastification à la pointe des fissures

Comme montré précédemment, la contrainte semble tendre vers l'infini à la pointe des fissures, en fait dès que la contrainte dépasse la limite élastique σ_E , il y a une déformation plastique et une limitation de la contrainte dans toute la zone affectée par cette déformation. Il faut donc déterminer les limites de cette zone plastique. A la pointe de fissure, on a une zone plastifiée de rayon r_p , selon [21] :

$$r_p = \frac{K_I^2}{2\pi\sigma_E^2} \quad (2.6)$$

Pour tenir compte des contraintes triaxiales, il faut utiliser des critères comme celui de Von-Mises pour connaître les frontières de la zone plastique. La Fig. 2.18 suivante montre les limites de cette zone autour d'une pointe de fissure, selon que l'on a un état de déformations planes (centre de l'éprouvette) ou un état de contraintes planes (bords de l'éprouvette).

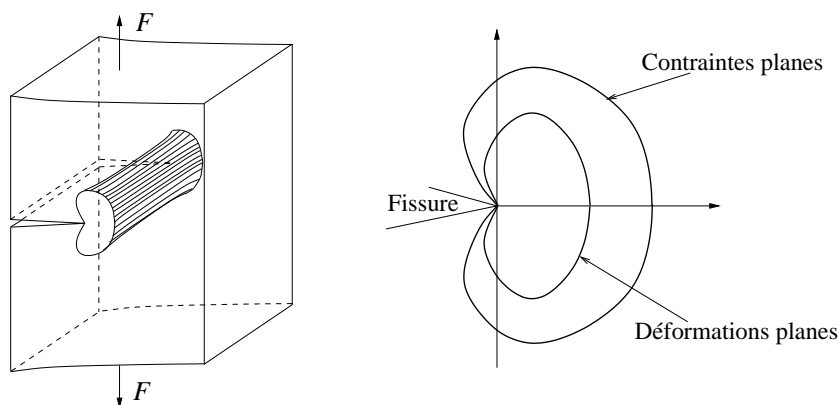


FIG. 2.18. Forme de la zone plastique selon le critère de Von-Mises

Pour une pièce épaisse, on passe, en allant du centre vers les bords, d'un état de déformations planes à un état de contraintes planes. On remarque que la zone plastique est plus grande en contraintes planes qu'en déformations planes. Les plans de cisaillement maximum sont différents entre ces deux cas, c'est la raison pour laquelle on observe des ruptures planes en déformations planes et des ruptures inclinées en contraintes planes.

2.2.5 Rupture ductile et rupture fragile

A la limite, la fissure se propage et on a alors : $K_I = K_{Ic}$. On trouve que plus σ_E est importante, plus r_p est petit. Les zones plastiques des matériaux durs sont donc très faibles. Par contre, pour des matériaux ductiles, la zone plastique est grande. La rupture nécessite la décohésion du matériau, à la pointe des fissures, et la coalescence des cavités. Ce mode de rupture consomme beaucoup d'énergie, les matériaux ductiles ont toujours une ténacité importante. Au contraire, une rupture fragile montre une absence quasi totale de déformation plastique. Les matériaux fragiles n'ont pas (ou très peu) de zone plastique au fond de la fissure et la contrainte n'est alors plus limitée par cette zone plastique. Si la fissure est très étroite, la contrainte en tête de fissure peut atteindre des valeurs considérables et dépasser la limite élastique théorique, c'est le phénomène de clivage.

TAB. 2.2. *Caractéristiques de fatigue des matériaux constituant l'ensemble acoustique (σ_D est la limite d'endurance présentée dans la section suivante)*

Matériau	K_{Ic} (MPa \sqrt{m})	σ_D (MPa)	$2a_c$ (mm)
Acier	27 - 92	340 - 400	0.46 - 5.3
Aliage d'aluminium	25 - 37	150 - 225	1.36 - 3.0
PZT	3 - 5	60 - 90	0.14 - 0.4
Titane	14 - 120	270 - 325	0.14 - 10.0

Le Tab. 2.2 montre que les valeurs de ténacité K_{Ic} pour les céramiques sont faibles par rapport à celles des métaux. Ceci nous permet également de prévoir l'ordre de grandeur de la longueur critique de la microfissure dans les matériaux correspondants. On présente également dans le Tab. 2.2 cette valeur pour les matériaux constitutifs de l'ensemble acoustique.

2.2.6 Caractéristiques des ruptures de fatigue

Des éléments de machines soumis à des efforts répétés peuvent se rompre sans accuser de la déformation plastique préalable. Ce comportement est une preuve que tous les endommagements sont mémorisés irréversiblement par le matériau et se cumulent. Les lois générales de la fatigue ont été énoncées dès 1850 par Wöhler :

- les pièces peuvent se rompre pour des charges répétées qui peuvent être très inférieures à la limite élastique si l'effort est répété un nombre suffisant de fois.

- la rupture n'a pas lieu, quelque soit le nombre de répétitions de la charge si la contrainte est inférieure à une valeur appelée **limite d'endurance** ou **limite de fatigue** et notée σ_D (cette limite n'existe pas forcément pour tous les matériaux). La *durée de vie* est mesurée par le nombre de cycle à rupture (N) pour un niveau de contrainte donné. On appelle endurance la capacité de résistance à la fatigue. Une cassure de fatigue se fait en deux étapes :

- Amorçage d'une fissure : on ne les détecte généralement qu'à 90% de la durée de vie.

- Propagation de la fissure : on retrouve le comportement des matériaux fissurés. A durée de vie égale, il peut être intéressant de privilégier des matériaux pour lesquels la propagation des fissures est suffisamment lente afin qu'on ait le temps de les détecter avant la catastrophe.

Pour étudier le comportement en fatigue des matériaux et des pièces, on soumet des éprouvettes à des efforts alternés (flexion plane, flexion rotative, traction - compression ...) d'amplitude de contrainte maximale σ et on note le nombre de cycle au bout duquel la rupture se produit.

En utilisant un lot d'éprouvettes, on peut tracer une courbe d'endurance appelée courbe S-N (*Stress-Number of Cycles*) comme montrée dans la Fig. 2.19.

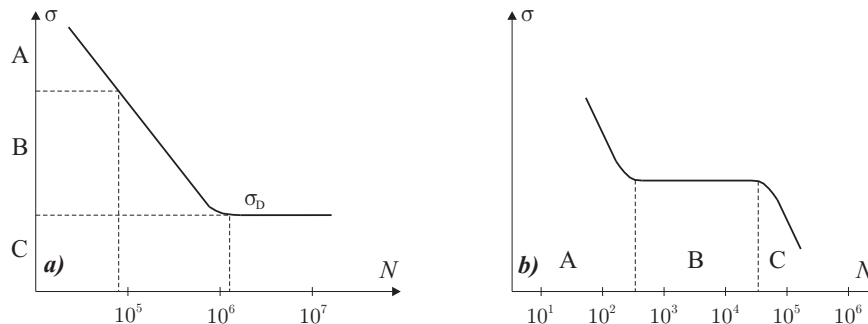


FIG. 2.19. Courbes contrainte - nombre de cycles : **a)** Cas d'un acier ferritique. **b)** Cas d'un polymère

Sur la Fig. 2.19a) on distingue trois domaines de contrainte :

- A : zone de *fatigue oligocyclique* ou *fatigue plastique*, ce type de fatigue présente une importance croissante dans la technologie moderne.

- B : zone de fatigue ou d'*endurance limitée* : la pièce casse inévitablement après un certain nombre de cycles.

- C : zone d'*endurance illimitée* (au moins 10^7 cycles), l'asymptote de la courbe correspond, si elle existe, à la limite d'endurance σ_D .

Par ailleurs sur la Fig. 2.19b), les domaines sont expliqués de la manière suivante :

- Le domaine A (environ 1000 cycles) correspond à l'établissement du régime thermique (dissipation d'énergie en raison de la visco-élasticité) : diminution de la rigidité et chute de la contrainte.

- Le domaine B (90% de la durée de vie du matériau) correspond à la formation et à l'accumulation de défauts, voire à la formation de microfissures. La contrainte reste constante et l'on ne remarque pas de détérioration en service.

- Le domaine C montre une chute de la contrainte pouvant aller jusqu'à la rupture. Il correspond à la coalescence des défauts.

σ_D est généralement de l'ordre de grandeur de la moitié ou du tiers de la charge de rupture. Pour les aciers ferritiques, la courbe présente un coude accentué entre 10^6 et 10^7 cycles et l'asymptote est bien définie, pour d'autres matériaux comme l'aluminium, le coude s'étend au-delà de 10^8 cycles et parfois il n'y a pas d'asymptote. Une telle courbe n'a en fait qu'une signification statistique et correspond généralement à une probabilité de rupture (ou de survie) de 50%. On utilise souvent une limite conventionnelle, σ_{DN} , qui est la valeur maximale de la contrainte n'entraînant pas de rupture avant un nombre de cycles donné, N .

Les ruptures de fatigue, tout comme les ruptures fragiles, se produisent sans déformation plastique notable et surprennent souvent par la brutalité de leur apparition. Après ruine, elles sont identifiables par leur morphologie. Sur une cassure de fatigue, en particulier dans le cas des métaux, on met en évidence deux zones : une zone à surface mate et soyeuse, c'est la zone de cassure de fatigue ; une zone à grains cristallins, plus ou moins apparente, c'est la cassure instantanée finale. On remarque souvent sur la cassure de fatigue des lignes parallèles ou des lignes concentriques : ces lignes sont provoquées par des périodes d'effort séparées par des

périodes de repos. Elles ne s'observent pas si la pièce travaille de façon continue, non plus si les efforts sont appliqués de façon limitée avec de long temps de repos. Pour détecter des fissures de fatigue, on peut utiliser toutes les méthodes classiques du contrôle non-destructif (ultrasons, radiographie ...). Sur éprouvette, on peut utiliser des méthodes électriques de détection des fissures.

2.2.7 Propagation des fissures sous sollicitations cycliques

Une sollicitation cyclique est définie par sa valeur moyenne σ_m et l'amplitude de sa composante alternative σ_a :

$$\sigma = \sigma_m + \sigma_a \sin(\omega t) \quad (2.7)$$

En conséquence, la contrainte maximale est : $\sigma_{\max} = \sigma_m + \sigma_a$, et celle minimale est : $\sigma_{\min} = \sigma_m - \sigma_a$. Généralement, on calcule les éléments mécaniques de manière à ce qu'ils travaillent toujours à un niveau de contraintes inférieur à la limite de fatigue (si elle existe) mais, si une telle démarche est parfaitement justifiée pour des éléments de machine, elle conduit à des pièces massives et par conséquent très lourdes. En aviation, on cherche le maximum d'allègement sans mettre en cause la sécurité : si certaines pièces (pales et moyeux d'hélicoptères) sont dimensionnées de façon à ce qu'une fissure de fatigue ne puisse jamais apparaître (conception dite *safe-life*), on admet par contre de faire fonctionner d'autres pièces au-dessus de la limite de fatigue, par conséquent avec une durée de vie limitée (conception dite *fail-safe*).

Les courbes SN correspondent à une limite d'endurance globale qui intègre la période d'endommagement, l'initiation et la propagation de la fissure jusqu'à la rupture. Dans le cas d'une conception *fail-safe*, cette dernière période doit être particulièrement prise en compte car on doit s'assurer qu'elle dure suffisamment longtemps pour qu'on ait le temps de repérer les fissures. Pour étudier la vitesse de propagation des fissures, on se limite au mode I de rupture pour une plaque infinie soumise à des contraintes planes : $K_I = \sigma \sqrt{\pi a}$.

Lorsqu'une pièce fissurée est soumise à une sollicitation cyclique, le facteur d'intensité de contraintes K_I permet de décrire l'effet de ce chargement au voisinage de la fissure, il varie entre deux valeurs minimale et maximale suivantes :

$$K_{\min} = \sigma_{\min} \sqrt{\pi a} \quad \text{et} \quad K_{\max} = \sigma_{\max} \sqrt{\pi a}$$

La vitesse de fissuration dépend de ces deux valeurs comme la forme :

$$\frac{da}{dN} = f(K_{\min}, K_{\max}) \quad (2.8)$$

En posant : $\Delta K = K_{\max} - K_{\min}$, la variation de la vitesse de fissuration $\frac{da}{dN}$ en fonction de ΔK est illustrée dans la Fig. 2.20. Schématiquement la courbe peut être décomposée en plusieurs régions traduisant des régimes de propagation différents :

- région I : la fissure ne se propage pas ou alors se propage très lentement
- région II : le graphe est linéaire en coordonnées bilogarithmiques
- région III : la fissuration accélère

Dans la région II on constate, sur de très nombreux alliages, que la loi de propagation est de forme (2.9), qui est appelée *loi de Paris*, où C est une constante qui dépend du matériau et m est un coefficient souvent voisin de 3. En connaissant les paramètres C et m , on peut prévoir

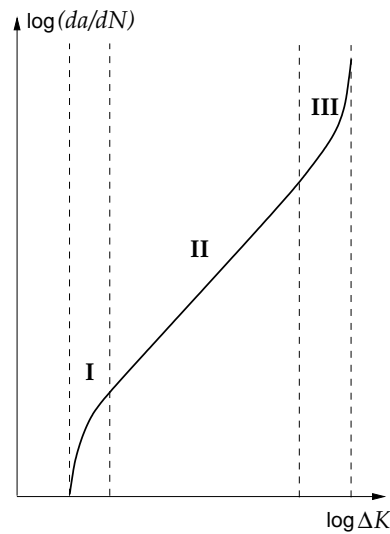


FIG. 2.20. Loi de Paris sur la vitesse de fissuration

la vitesse de fissuration des matériaux. Le domaine des valeurs élevées de ΔK (voisinage de la région III) qui correspond à la propagation des fissures de fatigue oligocyclique est mal connu. Dans le domaine des faibles valeurs de ΔK (région I), l'existence d'un ΔK_{limite} , pour lequel il n'y aurait plus propagation est contestée, la région I correspond à un domaine de fissuration très lente.

$$\frac{da}{dN} = C(\Delta K)^m \quad (2.9)$$

2.3 Etudes des piézoélectriques

Les convertisseurs piézoélectriques sont utilisés les plus largement comme la source d'énergie des ultrasons. Ils sont basés sur les effets magnétostrictifs ou piézoélectriques. Cela signifie que le piézoélectrique est la partie la plus importante dans un transducteur. Il convertit l'énergie électrique fournie par un générateur sous la forme des vibrations électriques en énergie mécanique sous la forme des vibrations mécaniques. Par conséquent, on s'intéresse aux caractéristiques de piézoélectriques qui sont utilisés dans le convertisseur des ensembles acoustiques de 20, 30 et 40 KHz.

2.3.1 Généralités sur la piézoélectricité

En cristallographie, on classe toutes les structures répertoriées selon 32 classes de symétrie définies comme étant toutes les combinaisons distinctes possibles entre les éléments de symétrie que sont les plans, les axes et les centres de symétrie [23]. Onze de ces classes sont dites centrosymétriques (les structures des matériaux qu'elles caractérisent possèdent un centre de symétrie) et ne peuvent donc pas présenter de propriétés polaires ou aucune polarisation spontanée. L'une des 21 autres classes possède des éléments de symétrie lui interdisant de présenter des caractéristiques polaires. Les 20 classes restantes possèdent au moins un axe polaire et les matériaux qu'elles caractérisent peuvent donc posséder des caractéristiques polaires telles que la piézoélectricité, la pyroélectricité et la ferroélectricité.

La propriété de piézoélectricité caractérise un matériau qui présente le phénomène symétrique : une polarité électrique est induite lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique et il se déforme lorsqu'il est soumis à un champ électrique. Cependant, cet effet ne peut être observé que si la contrainte ou le champ électrique sont appliqués selon des directions cristallographiques bien définies. Ce comportement peut être prédit théoriquement et caractérise les matériaux appartenant à 20 des classes de symétrie ci - dessus.

Parmi ces 20 classes, 10 possèdent un axe polaire unique. Les matériaux appartenant à ces 10 classes de symétrie sont qualifiés de matériaux polaires car présentant une polarisation spontanée. L'intensité de cette polarisation est directement dépendante de la température selon une loi monotone : tout changement de la température du cristal entraîne l'apparition ou la disparition de charges électriques sur les faces du cristal perpendiculaires à l'axe polaire et donne donc naissance à un courant mesurable dans un circuit extérieur. C'est la raison pour laquelle les matériaux appartenant aux dix classes de symétrie polaires sont dits pyroélectriques.

Les matériaux ferroélectriques appartiennent aux dix classes ci-dessus. Ils sont caractérisés par le fait que leur polarisation spontanée peut être inversée sous l'effet d'un champ électrique appliqué. Cependant, contrairement aux propriétés de piézoélectricité et de pyroélectricité, aucune considération structurale ne permet de prédire la ferroélectricité qui ne peut être démontrée que par le tracé expérimental de leur cycle d'hystérésis caractérisant la variation de la polarisation en fonction du champ électrique appliqué dans la Fig. 2.26.

On représente dans la Fig. 2.21 la structure des matériaux ferroélectriques poly-cristallins qui est appelée structure cristalline "perovskite" : structure tétragonale/rhomboédrique proche du cubique. Elles ont la formule générale ABO_3 , voir le schéma ci-après, dans lequel Pb^{2+} est un grand ion métallique et Ti^{4+}/Zr^{4+} est un petit ion métallique.

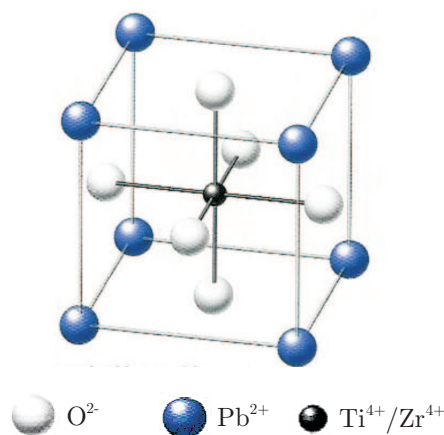


FIG. 2.21. Structure tétragonale/rhomboédrique [24]

Les céramiques PZT (Titano-Zirconate de Plomb) sont généralement très dures, chimiquement inertes et complètement indifférentes aux milieux humides. Ces céramiques restent donc à ce jour le type de matériau piézoélectrique le plus utilisé. Elles sont des solides d'alliage de titane ($PbTiO_3$) et d'alliage de zirconite ($PbZrO_3$), modifiées par des additifs, un groupe de piézoélectriques généralement connu comme PZT. Elles sont disponibles sous différentes distinctions selon leurs propriétés physiques et électriques, pour répondre aux questions particulières. Dans la technique de soudage par ultrasons, on utilise le PZT pour les convertisseurs de la machine de soudure.

2.3.2 Effet du piézoélectrique

2.3.2.1 Polarisation

Dans un cristal ferroélectrique, chaque cellule du maillage du cristal se polarise spontanément dans une des directions autorisées. Cette polarisation spontanée disparaît à une température critique appelée le point Curie, au-dessus duquel le cristal devient para électrique. Si le cristal est refroidi à son point Curie en présence d'un courant électrique externe, les dipôles tendent à s'aligner dans la direction la plus en accord avec le sens du courant. Si le cristal est alors étiré, le maillage se détendra, lié à la charge dans le moment dipolaire du cristal (effet piézoélectrique). Dans un intervalle de contrainte, qui dépend du cristal concerné, ce changement de moment dipolaire avec l'étirement est approximativement linéaire et réversible.

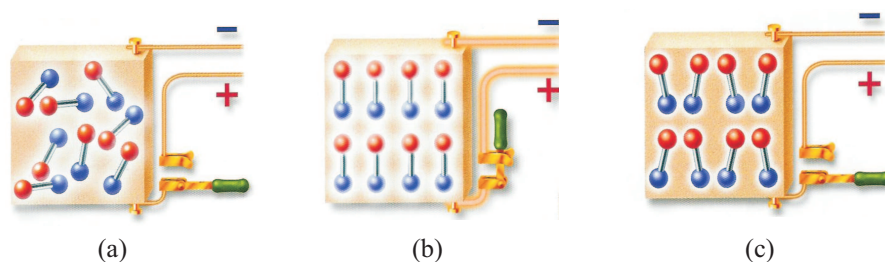


FIG. 2.22. *Dipôles électriques dans les matériaux piézoélectriques [24] : (a) Avant la polarisation, (b) Durant la polarisation et (c) Après la polarisation*

Une céramique doit être comme une masse de cristallites, orientés dans n'importe quelle direction. Après avoir été conçu, le matériau céramique sera isotrope et ne fera état d'aucun effet piézoélectrique à cause de cette orientation désorganisée. La céramique peut être rendue piézoélectrique dans une direction choisie par un traitement de polarisation qui implique son exposition à un fort courant électrique. Quand le courant est élevé, les dipôles paraissent alignés, donnant à la céramique une polarisation rémanente et une déformation permanente, tout en la rendant définitivement piézoélectrique. Ce traitement de polarisation est habituellement l'étape finale de fabrication des composants PZT. Un composant PZT aura habituellement des électrodes métalliques déposées sur sa surface perpendiculaire à son axe de polarisation. Quand une tension électrique est appliquée entre elles, le corps se distend dans son axe polaire. L'orientation désorganisée des cristallites, et le fait que seules certaines directions de polarisation soient permises, signifie qu'il n'est pas possible d'avoir un alignement des dipôles parfait avec le courant puisqu'il y a plusieurs directions permises au travers de chaque cristal.

2.3.2.2 Contrainte piézoélectrique

Les Fig. 2.23 et Fig. 2.24 montrent un cylindre piézoélectrique dans les différentes conditions. Si une force externe produit une contrainte compressive ou d'étirement sur la matière, il en résulte l'application d'une tension entre les électrodes. Si le cylindre est comprimé, la tension entre les électrodes sera de la même polarité que la tension polaire. S'il est étiré, la tension au travers des électrodes aura une polarité opposée à la tension polaire. Si une tension appliquée est opposée à la tension de polarité, le cylindre rétrécira. Si la tension a la même polarité, le cylindre s'allongera. De même, si l'on applique une tension alternative aux électrodes, le cylindre grandira et rétrécira à la même fréquence que la tension appliquée.



FIG. 2.23. Effet piézoélectrique direct [24]

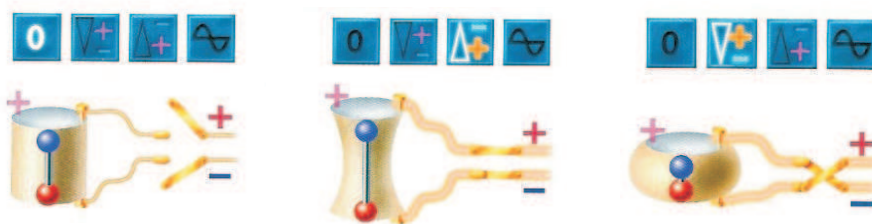


FIG. 2.24. Effet piézoélectrique inverse [24]

2.3.2.3 Mise en vibration

Lorsqu'un cristal simple est non symétrique centré, il possède des caractéristiques anisotropes. Les propriétés de ce matériau sont différentes selon la direction de la mesure. Le piézoélectrique correspondant a donc une caractéristique anisotrope. La structure non symétrique centrée de cristalline fournit un champ électrique. Tous les dipôles alignés dans la même direction s'arrangeront dans les régions appelées domaines, voir la Fig.2.25. La céramique piézoélectrique est un matériau ferroélectrique. Ces matériaux possèdent une structure non symétrique centrée au-dessous d'une certaine température. Cette température est la température de Curie. Au-dessus de cette température, la céramique a une structure symétrique centrée et bien évidemment, elle n'a aucune caractéristique piézoélectrique.

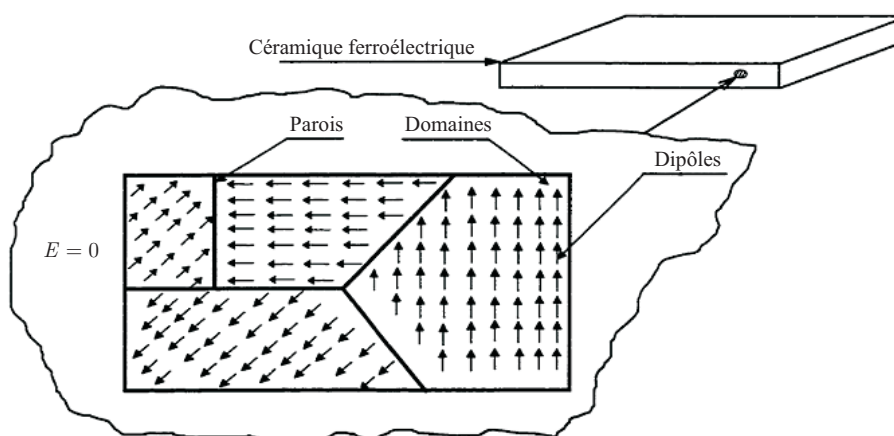


FIG. 2.25. Domaines des dipôles dans une céramique piézoélectrique [1]

Un matériau céramique se compose de beaucoup de cristaux où les grains sont aléatoirement

orientés, où chacun a un ou quelques domaines. Les dipôles étant aléatoirement orientés, les matériaux isotropes ne montrent pas d'effet piézoélectrique. En appliquant des électrodes et un champ électrique fort de courant continu, les dipôles tendent à s'aligner parallèlement au champ, de sorte que le matériau ait une polarisation permanente. Aucun des domaines ne peut aligner complètement ses dipôles, en matériaux céramiques, comme dans les cristaux simples, mais suffisamment pour que le matériau devienne piézoélectrique. Après la polarisation, le matériau a une polarisation rémanente (P_r), et une déformation rémanente (ε_r) comme représenté sur la Fig. 2.26.

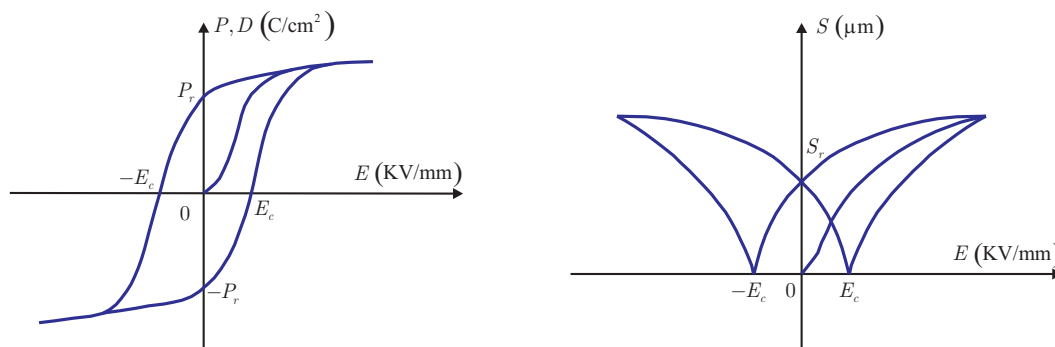


FIG. 2.26. Cycle d'hystérésis d'un matériau ferroélectrique. P - la polarisation, D - le déplacement électrique, E - le champ électrique, S - la déformation

2.3.2.4 Point de Curie

Le point de Curie est la valeur limite de la température absolue d'exposition maximum pour une céramique piézoélectrique. En général, cette température est de 300 à 500 °C. De plus, chaque composant de la céramique a son point de Curie. Quand l'élément céramique est chauffé au-dessus de son point de Curie, toutes les propriétés piézoélectriques sont perdues. Dans la pratique, la température de fonctionnement est prise égale à 25% du point de Curie. A des températures élevées, le processus de vieillissement s'accélère, les pertes électriques augmentent, des diminutions d'efficacité apparaissent et le niveau d'effort maximum est réduit. Dans la Fig. 2.27, on représente l'évolution de la polarisation en fonction de la température.

2.3.2.5 Limitations de fonctionnement des céramiques

Chaque matériau piézoélectrique possède une limite de travail particulière pour une température, une tension et un étirement donnés. La composition chimique particulière d'un matériau détermine ces limites. Par conséquent, le fonctionnement en dehors de ces limites peut engendrer la dépolarisation partielle ou totale du matériau ainsi qu'une déformation ou une perte des propriétés piézoélectriques.

- Les limites de température : comme montré dans la Fig. 2.27, le piézoélectrique perd toutes ses caractéristiques piézoélectriques lorsque la température dépasse celle de Curie. En pratique, la température de travail doit être effectivement au dessous du point de Curie. La limitation de température du matériau décroît avec une exposition continue au travail plus grande. A température élevée, le processus de vieillissement s'accélère, les performances piézoélectriques diminuent et la limite de résistance à l'étirement est réduite.

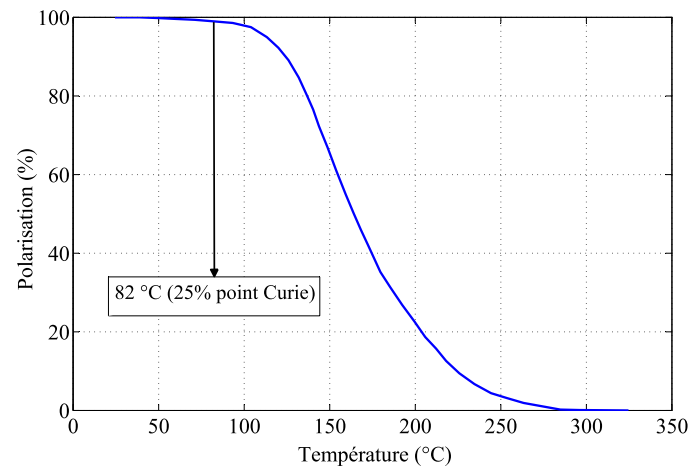


FIG. 2.27. Variation de la capacité de polarisation selon la température [1]

- Les limites de tension : une céramique piézoélectrique peut être dépolarisée par un fort courant électrique. La limite de contrainte du courant dépend du type de matériau, de la durée de l'application et de la température de travail. La limite de travail typique est entre 500 et 1000 V/m pour une application en continu.

- Les limites d'étirement mécaniques : un étirement mécanique élevé peut dépolariser une céramique piézoélectrique. La limite de l'étirement appliqué dépend du type de matériau de la céramique et de la durée de l'étirement ; pour l'étirement dynamique, la limite est moins sévère. Pour les applications d'impact, le matériau se comporte quasi statiquement (non linéaire) pour des durées d'impulsion de quelques millisecondes ou plus. Quand l'impulsion approche de la microseconde, l'effet piézoélectrique devient linéaire du fait du court temps d'application comparé au temps de relaxation des domaines.

- Les limites de puissances : la puissance acoustique relative à la capacité d'un transducteur émetteur est limitée par les facteurs suivants :

- + Contrainte mécanique dynamique de la céramique
- + Réduction d'efficacité due aux pertes diélectriques
- + Réduction d'efficacité due aux pertes mécaniques
- + Dépolarisation de la céramique due au courant mécanique
- + Dépolarisation de la céramique due à la hausse de température
- + Instabilité résultant du retour positif entre les pertes diélectriques et le réchauffement interne.

En pratique, les limites de puissance sont imposées par l'instabilité résultante du retour positif entre les pertes diélectriques et le réchauffement interne, suivant la composition de la céramique. Les contraintes dynamiques, les pertes mécaniques et la dépolarisation de la céramique peuvent être négligées. Les pertes mécaniques peuvent être généralement ignorées, puisqu'elles sont négligeables comparées aux pertes diélectriques. Quant à la dépolarisation, le courant électrique nécessaire pour causer une dépolarisation suffisante créera des conditions de travail extrêmement indésirables, avec des pertes diélectriques très élevées et une efficacité résultante très faible.

2.3.3 Modèles de comportement de la piézoélectricité

Dans cette section, on construira des modèles de comportement des piézoélectriques dans le convertisseur des ensembles acoustiques. Comme montré précédemment, ce matériau est un couplage électromécanique, de plus, il travaille dans les régimes dynamiques. Il faut donc tenir compte du couplage électromécanique du piézoélectrique.

2.3.3.1 Performance dynamique

La performance dynamique résulte d'un matériau soumis aux champs ou aux contraintes alternatifs à des fréquences près de la résonance mécanique du composant. Les transducteurs piézoélectriques peuvent être approximativement représentés par le circuit équivalent montré dans la Fig. 2.28. La résonance mécanique du dispositif est représentée par R_1 , L_1 et C_1 . Puisque le piézoélectrique est un diélectrique avec des électrodes, il a donc un condensateur électrique C_2 .

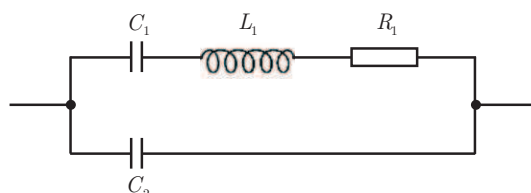


FIG. 2.28. Modèle électrique de la piézoélectricité [25]

La combinaison parallèle de C_2 avec (R_1, L_1, C_1) dicte l'impédance Z du dispositif. Elle varie en fonction de la fréquence, cette variation est illustrée dans la Fig. 2.29. Ce graphique montre la diminution de la courbe à une impédance minimale, la fréquence correspondante est dénommée f_r , suivie d'une hausse forte jusqu'à un maximum à la fréquence f_a . Ces deux fréquences sont respectivement la résonance et l'anti-résonance. La performance du transducteur aura un maximum entre ces deux points.

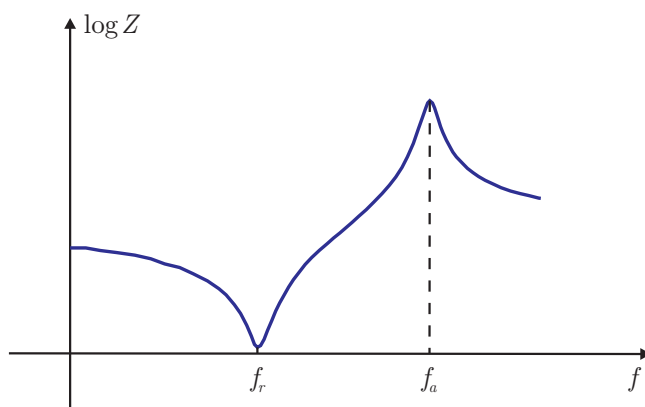


FIG. 2.29. Variation de l'impédance du piézoélectrique en fonction de la fréquence [25]

Pour obtenir des performances optimales d'un dispositif piézo-électrique, le circuit auquel il est connecté doit avoir certaines caractéristiques qui sont dictées par la conception du dispositif. En examinant ce sujet, il convient de diviser les dispositifs piézoélectriques en deux grandes catégories : dispositifs non résonants et dispositifs résonants.

2.3.3.2 Dispositifs non-résonnants mécaniques

La conception de circuit est plus pratique, un dispositif de générateur piézoélectrique non-résonnant, par exemple un microphone ou un accéléromètre, avec le chargement sur le dispositif, peut être représenté par le circuit équivalent représenté sur la Fig. 2.30 a) où les capacités de l'élément piézoélectrique sont :

- + C_e est le condensateur de l'élément piézoélectrique
- + R_C est la résistance de fuite de court circuit du dispositif
- + C_L est la capacité de charge de court circuit
- + R_L représente la résistance de charge
- + e_L représente le potentiel de charge

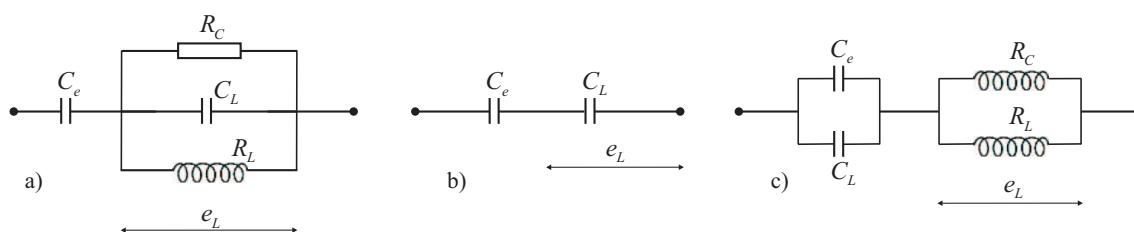


FIG. 2.30. *Modèle non-résonnant du piézoélectrique [25]*

Les valeurs R_C et C_e dépendent des dimensions de l'élément et, dans le cas de la résistance de fuite, également de l'humidité de la surface. Sous les conditions normales, la valeur R_C est beaucoup plus grande que la résistance normale de charge R_L , s'étendant de plusieurs centaines de mégaohms à plusieurs milliers de mégaohms. D'une façon générale, exceptées aux basses fréquences, l'impédance du circuit est très petite par rapport à la résistance du circuit. Dans ce cas, le circuit est simplifié comme dans la Fig. 2.30 b).

On peut voir, dans ce circuit, que la capacité de charge de court circuit (C_L) du câble et de l'entrée d'amplificateur ne provoque pas de perte relative de réponse à haute fréquence comme dans le cas des sources résistives ou inductives, mais plutôt une réduction de la production à toutes les fréquences (excepté des fréquences très basses comme montré ultérieurement). En appliquant la théorie de réseau élémentaire, le circuit de base peut être réduit au circuit équivalent de la Fig. 2.30 c). Il est utile pour analyser la réponse aux basses fréquences.

2.3.3.3 Dispositifs non-résonnants électriques

Dans le cas des dispositifs piézoélectriques non résonnants, l'impédance électrique du dispositif peut, pour la plupart des cas, être considérée comme purement capacitive. Pour toutes les fréquences inférieures à la première résonance mécanique du dispositif, les relations électromécaniques sont telles que le déplacement de l'élément piézoélectrique de sa position normale est directement proportionnel à la charge électrique appliquée à cet instant.

2.3.3.4 Dispositifs résonnants

L'impédance électrique d'un dispositif piézoélectrique est en réalité plus compliquée. Une meilleure représentation serait un condensateur représentant la capacité statique de l'élément

piézoélectrique, complétée par une impédance représentant le système de vibration mécanique. Dans des dispositifs non résonnants, cette impédance peut être approchée par un condensateur. Par conséquent, nous avons un condensateur unique.

Dans des dispositifs conçus pour le fonctionnement à la résonance, l'impédance représentant le système mécanique peut devenir, à la résonance, une résistance de valeur relativement basse et ceci est piloté par le même condensateur statique. La capacité statique de court circuit est généralement indésirable, si le dispositif est conçu pour l'opération à la résonance ou pour la large bande, au-dessous de la résonance d'opérateur. Dans des dispositifs électriquement pilotés, elle pilote l'amplificateur de conduite ou tout autre signal de source exigeant que la source soit capable de fournir un courant supplémentaire. Dans le cas du dispositif mécaniquement piloté, la capacité statique agit en tant que charge sur la partie active du transducteur, réduisant le rendement électrique. Dans des dispositifs résonnants, la capacité statique peut être neutralisée en utilisant un court circuit ou un inducteur de série choisi pour résonner avec la capacité statique à la fréquence utilisée. Ceci est illustré dans la Fig. 2.31.

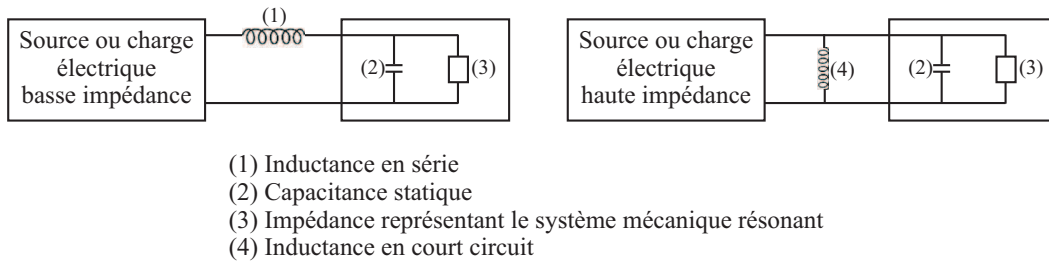


FIG. 2.31. Modèle résonnant du piézoélectrique avec le condensateur statique par inducteur

2.3.4 Facteurs de couplage électromécanique

L'analyse du circuit à résonance est présentée dans la Fig. 2.28. En substituant les relations thermodynamiques, on peut relier la vitesse de propagation d'une onde élastique à la fréquence de résonance ou la fréquence de résonance de séries f_r (au champ électrique constant : $E = \text{constante}$) à la fréquence d'anti-résonance ou la fréquence de résonance parallèle f_a (à la densité de charge électrique constante : $D = \text{constante}$). Le but est de déterminer les facteurs de couplage électromécanique qui caractérisent des matériaux piézoélectriques utilisés.

La vitesse de propagation d'onde est : $v = \frac{\lambda}{T} = \lambda f$. De plus, cette vitesse est déterminée par les caractéristiques du milieu : $v = \sqrt{\frac{C}{\rho}}$ où C est la rigidité et ρ est la densité du matériau. La fréquence de résonance et celle d'anti-résonance sont déterminées :

$$f_r = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{C^E}{\rho}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{\rho S^E}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1}} \quad (2.10)$$

$$f_a = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{C^D}{\rho}} = \frac{1}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{\rho S^D}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 C_{II}}} \quad (2.11)$$

où $C_{II} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}$ et S est la souplesse du matériau. En faisant le rapport entre la différence

des carrés de deux fréquences et le carré de la fréquence d'anti-résonance, on a :

$$\frac{\omega_a^2 - \omega_r^2}{\omega_a^2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{S^E - S^D}{S^E} = \frac{C^D - C^E}{C^D} = k^2 \quad (2.12)$$

Dans lequel k^2 est le coefficient de couplage électromécanique. A partir de cette relation, on peut montrer que : $C^D = \frac{C^E}{1 - k^2} \simeq C^E(1 + k^2)$.

Le comportement mécanique relie le champ de déformation $\{\varepsilon\}$ et celui de contrainte $\{\sigma\}$. Le comportement électrique relie le champ de déplacement électrique $\{q\}$ et le gradient de potentiel électrique $\{E\}$. Le couplage électromécanique nous permet d'ajouter un terme qui représente le comportement couplé, qui comporte des constantes piézoélectriques.

$$\begin{cases} \{\varepsilon\} = [S^E] \{\sigma\} + [d]^T \{E\} \\ \{q\} = [d] \{\sigma\} + [D] \{E\} \end{cases} \quad (2.13)$$

Sous la forme détaillée, on peut écrire :

$$\begin{cases} S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta + d_{j\alpha} E_j = \varepsilon_\alpha \\ d_{i\beta} \sigma_\beta + D_{ij} E_j = q_i \end{cases} \quad \text{ou bien} \quad \begin{bmatrix} S_{\alpha\beta}^E & d_{j\alpha} \\ d_{i\beta} & D_{ij} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_\beta \\ E_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_\alpha \\ q_i \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

D'ailleurs, pour un matériau piézoélectrique, la densité de stockage d'énergie U comprend deux termes correspondant à l'énergie mécanique et à l'énergie électrique.

$$U = \frac{1}{2} (\sigma_\alpha \varepsilon_\alpha + E_i q_i) \quad (2.15)$$

D'où :

$$\begin{aligned} U &= \frac{1}{2} [\sigma_\alpha (S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta + d_{j\alpha} E_j) + E_i (d_{i\beta} \sigma_\beta + D_{ij} E_j)] \\ U &= \frac{1}{2} [\sigma_\alpha S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta + (E_i d_{i\beta} \sigma_\beta + \sigma_\alpha d_{j\alpha} E_j) + E_i D_{ij} E_j] \end{aligned}$$

On pose :

+ $U_E = \frac{1}{2} \sigma_\alpha S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta$: l'énergie élastique

+ $U_m = \frac{1}{2} \sigma_\alpha d_{j\alpha} E_j = \frac{1}{2} E_i d_{i\beta} \sigma_\beta$: l'énergie électromécanique

+ $U_D = \frac{1}{2} E_i D_{ij} E_j$: l'énergie diélectrique

Donc $U = U_E + 2U_m + U_D$. A partir de cette formule, on définit les facteurs de couplage électromécanique.

- Par le moyen géométrique : $k' = \frac{U_m}{\sqrt{U_E U_D}}$
- Par le moyen arithmétique : $k = \frac{2U_m}{U_E + U_D}$

Selon [26], les facteurs de couplage k' ou k sont stationnaires par rapport aux petites variations de σ_β et de E_i où (σ_β, E_i) sont des états caractéristiques de couplage du matériau. Avec ces états caractéristiques, la déformation produite par le champ électrique ($d_{i\alpha} E_i$) est égale à k fois que celle produite par la contrainte ($k S_{\alpha\beta}^E \sigma_\beta$) et le champ de déplacement produit par la

contrainte $(d_{j\beta} \sigma_\beta)$ est égale à k fois que celui produit par le champ électrique $(-kD_{ij}E_i)$. Ainsi, les deux déterminants de la matrice de coefficient (σ'_β, E'_i) et (T_β, E_i) sont zéros si k' ou k est stationnaire. Cela aboutit à une équation de valeur propre d'ordre neuf en k' ou k . A chacun des neuf facteurs stationnaires de couplage, il y a un état caractéristique de couplage correspondant (σ_β, E_i) .

2.4 Conclusion

On a présenté le principe de fonctionnement de l'ensemble acoustique ainsi que ses éléments principaux, leurs rôles et leur fonctionnement lors de la soudure : le convertisseur, le booster et la sonotrode. La modélisation par éléments finis de l'ensemble acoustique sera effectuée dans la troisième partie de ce mémoire. De plus, on s'intéresse au phénomène de rupture locale de l'ensemble acoustique en fonctionnement. C'est la raison pour laquelle les études sur la mécanique de la rupture ont été abordées. Ceci nous donne des critères de rupture mécanique, de rupture en fatigue surtout pour les matériaux constitutifs de l'ensemble acoustique.

Ces critères seront utilisés en comparant avec les résultats que l'on trouvera avec la modélisation par éléments finis afin de prédire la rupture pour chaque élément de l'ensemble acoustique ainsi que sa durée de vie. Ceci est très utile surtout pour les utilisateurs. Parallèlement, les fabricants peuvent également décider le planing de fabrication.

Ensuite, on a abordé le matériau piézoélectrique. Il joue le rôle le plus important dans l'ensemble acoustique : convertir l'énergie électrique en énergie mécanique. Ce couplage a été étudié parce qu'il fixe le rendement énergétique de la machine d'une part, d'autre part il est nécessaire pour la discrétisation du convertisseur dans la modélisation. Ses caractéristiques nous permettent aussi de concevoir l'ensemble acoustique et de comprendre le phénomène de ruine de cette partie lors de la soudure.

Deuxième partie

Matériaux à souder par ultrasons

Chapitre 3

Matériaux thermoplastiques à souder

3.1 Introduction

Comme on l'a considéré dans la première partie, la technique de soudage par ultrasons dépend des matériaux à souder et la qualité de soudure dépend forcément des paramètres de la machine de soudure comme la fréquence utilisée, la puissance, le temps et également des caractéristiques des matériaux à souder. Ce chapitre aborde donc des études sur les matériaux thermoplastiques à souder. Pour ce faire, dans la première section, on rappellera les principaux principes de la thermodynamique ce qui nous permet de construire l'équation d'équilibre avec les conditions aux limites et l'équation de transfert de chaleur. Ensuite les comportements des matériaux seront abordés. Il s'agit d'introduire des comportements satisfaisants pour les thermoplastiques lors de la soudure.

La deuxième section présentera de manière générale les matériaux composites : leur composition, des propriétés générales et les applications récentes. Le calcul d'homogénéisation sera utilisé pour la composition mélangée des composites dans deux cas : un pli unidirectionnel et un pli bidirectionnel.

La troisième section abordera les matériaux thermoplastiques à souder. Quelques caractéristiques physiques, mécaniques et thermiques seront présentées. Cela nous permettra de compléter les paramètres des composants (renfort et matrice) et de recalculer les caractéristiques globales.

3.2 Généralités sur les comportements des matériaux

3.2.1 Principaux principes de la thermodynamique

3.2.1.1 Méthode des puissances virtuelles

Selon [27], pour schématiser les efforts mis en jeu dans les phénomènes que l'on souhaite étudier, il est commode d'imaginer des mouvements fictifs ou virtuels, notés fréquemment par \vec{v} , et d'analyser le travail ou la puissance qui en résulte. Avec cette notation, le Principe des Puissances Virtuelles est annoncé :

” Pour tout milieu matériel repéré dans un référentiel absolu, à chaque instant et pour tout mouvement virtuel, la puissance des quantités d'accélération $\widehat{P}_a(\vec{v})$ est égale à la somme des puissances virtuelles des efforts extérieurs $\widehat{P}_e(\vec{v})$ et des effort intérieurs $\widehat{P}_i(\vec{v})$ ”

$$\widehat{P}_a(\vec{v}) = \widehat{P}_e(\vec{v}) + \widehat{P}_i(\vec{v}) \quad (3.1)$$

Ce principe sera introduit en écrivant les grandeurs pour un volume D dont le contour est ∂D comme montré dans le Fig. 3.1.

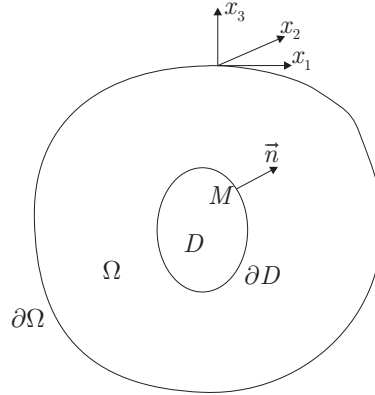


FIG. 3.1. Milieu matériel isolé

Puissance virtuelle des efforts extérieurs

Les efforts extérieurs comprennent :

- Des efforts exercés à distance par des systèmes extérieurs à D , supposés définis par une densité volumique de force \vec{f} (pas de tenseur, ni de couple).
- Des efforts de contact schématisés par une densité surfacique de force \vec{T} .

Alors :

$$\hat{P}_e(\vec{v}) = \int_D \vec{f} \vec{v} dV + \int_{\partial D} \vec{T} \vec{v} dS \quad (3.2)$$

Puissance virtuelle des efforts intérieurs

On suppose qu'elle est définie par l'intégrale sur tout domaine D d'une densité volumique qui a priori contient trois termes en \vec{v} , $\underline{\underline{D}}$ et $\underline{\underline{\Omega}}$, associés respectivement à un vecteur \vec{f}^* et deux tenseurs du second ordre, $\underline{\underline{\sigma}}$ symétrique et $\underline{\underline{\Gamma}}$ antisymétrique.

$$\hat{P}_i(\vec{v}) = - \int_D \left(\vec{f}^* \vec{v} + \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{D}} + \underline{\underline{\Gamma}} : \underline{\underline{\Omega}} \right) dV \quad (3.3)$$

où $\underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} \left(\underline{\underline{\text{grad}}} \vec{v} + \left(\underline{\underline{\text{grad}}} \vec{v} \right)^T \right)$ et $\underline{\underline{\Omega}} = \frac{1}{2} \left(\underline{\underline{\text{grad}}} \vec{v} - \left(\underline{\underline{\text{grad}}} \vec{v} \right)^T \right)$. Le signe moins respecte les conventions qui sont utilisées en thermodynamique. De plus, l'axiome d'objectivité est décrit comme : " la puissance virtuelle des efforts intérieurs associée à tout mouvement rigidifiant est nulle ". Pour les deux cas extrêmes suivants :

+ Translation d'un solide rigide : $\vec{v} \neq 0$, $\underline{\underline{D}} = 0$ et $\underline{\underline{\Omega}} = 0$

+ Rotation d'un solide rigide : $\vec{v} = 0$, $\underline{\underline{D}} = 0$ et $\underline{\underline{\Omega}} \neq 0$

La puissance $\hat{P}_i(\vec{v})$ pour ces deux cas est nulle. Cela entraîne que $\vec{f}^* = 0$ et $\underline{\underline{\Gamma}} = 0$. Par conséquent :

$$\hat{P}_i(\vec{v}) = - \int_D \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{D}} dV \quad (3.4)$$

Puissance virtuelle des quantités d'accélération

Si $\vec{\gamma}$ est le vecteur d'accélération en chaque point M et ρ la masse volumique, la puissance des quantités d'accélération s'exprime par :

$$\widehat{P}_a(\vec{v}) = \int_D \rho \vec{\gamma} \vec{v} dV \quad (3.5)$$

En conséquence, l'égalité (3.1) devient :

$$-\int_D \underline{\underline{\sigma}} : \widehat{\underline{\underline{D}}} dV + \int_D \vec{f} \vec{v} dV + \int_{\partial D} \vec{T} \vec{v} dS = \int_D \rho \vec{\gamma} \vec{v} dV$$

En appliquant le théorème de la divergence, on a alors :

$$-\int_D \underline{\underline{\sigma}} : \widehat{\underline{\underline{D}}} dV = -\int_D \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\text{grad}}} \vec{v} dV = -\int_{\partial D} \underline{\underline{\sigma}} \vec{v} \vec{n} dS + \int_D \overrightarrow{\text{div}} \underline{\underline{\sigma}} \vec{v} dV$$

On obtient donc :

$$\int_D (\overrightarrow{\text{div}} \underline{\underline{\sigma}} + \vec{f} - \rho \vec{\gamma}) \vec{v} dV + \int_{\partial D} (\vec{T} - \underline{\underline{\sigma}} \vec{n}) \vec{v} dS = 0 \quad \forall \vec{v}$$

Cette identité doit être vérifiée quel que soit \vec{v} , elle entraîne donc :

$$\overrightarrow{\text{div}} \underline{\underline{\sigma}} + \vec{f} - \rho \vec{\gamma} = 0 \quad \text{dans } D \quad \text{ou} \quad \sigma_{ij,j} + f_i - \rho \gamma_i = 0 \quad (3.6)$$

$$\vec{T} - \underline{\underline{\sigma}} \vec{n} = 0 \quad \text{sur } \partial D \quad \text{ou} \quad T_i = \sigma_{ij} n_j \quad (3.7)$$

La première équation traduit l'équilibre statique ou dynamique local. La seconde donne les conditions aux limites en efforts sur la frontière du domaine. Il faut noter que dans ces deux formules, on a utilisé la convention de sommation d'Einstein.

3.2.1.2 Principes de la thermodynamique

Lois de conservation, premier principe de la thermodynamique

Comme précédemment, on considère un domaine D avec sa frontière ∂D dans le milieu matériel Ω . On appelle E l'énergie interne (e l'énergie interne spécifique), K l'énergie cinétique et Q le taux de chaleur reçue qui comprend deux termes : la chaleur créée dans le volume D (avec la densité r) et la chaleur reçue par conduction au travers de la frontière ∂D (avec le vecteur courant q) [27] :

$$E = \int_D \rho e dV \quad K = \frac{1}{2} \int_D \rho \vec{v} \vec{v} dV \quad Q = \int_D r dV - \int_{\partial D} \vec{q} \vec{v} dS$$

Soit $P_e(\vec{v})$ la puissance réelle des efforts extérieurs, le principe de la thermodynamique s'écrit :

$$\frac{d}{dt} (E + K) = P_e + Q \quad \forall D$$

En remarquant que : $P_e = P_a - P_i$, $P_a = \frac{dK}{dt}$ et dans l'hypothèse des petites perturbations, on obtient alors : $\dot{E} = Q - P_i$ ou bien :

$$\rho \dot{e} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} + r - \text{div} \vec{q} \quad (3.8)$$

Entropie, deuxième principe

On introduit la température par un champ à valeurs scalaires positives selon le temps et la position $T(\vec{x}, t)$. L'entropie exprime une variation d'énergie associée à une variation de température, on la définit à partir d'une densité d'entropie spécifique s :

$$S = \int_D \rho s dV$$

Le deuxième principe de la thermodynamique s'écrit : "la production interne de l'entropie est toujours supérieure ou égale à zéro" [22], sous une forme plus claire, il s'écrit [27] :

$$\frac{dS}{dt} \geq \int_D \frac{r}{T} dV - \int_{\partial D} \frac{\vec{q}\vec{n}}{T} dS$$

$$\text{Soit : } \rho \frac{ds}{dt} + \text{div} \left(\frac{\vec{q}}{T} \right) - \frac{r}{T} \geq 0$$

En remplaçant r par son expression tirée de l'équation de conservation de l'énergie, on obtient :

$$\rho \left(T \frac{ds}{dt} - \frac{de}{dt} \right) + \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\text{grad}} T}{T} \geq 0$$

L'inégalité de Clausius-Duhem : on introduit une nouvelle variable, l'énergie libre spécifique, définie par : $\psi = e - T s$. L'inégalité du deuxième principe devient :

$$\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} - \rho \left(\dot{\psi} + s \dot{T} \right) - \vec{q} \frac{\overrightarrow{\text{grad}} T}{T} \geq 0 \quad (3.9)$$

Potentiel thermodynamique

L'énergie libre spécifique dépend des variables observables et des variables internes [27] :

$$\psi = \psi (\underline{\underline{\varepsilon}}, T, \underline{\underline{\varepsilon}}^e, \underline{\underline{\varepsilon}}^p, V_k)$$

où $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$ ($\underline{\underline{\varepsilon}}^p$) est la déformation élastique (plastique) et V_k la variable interne. En élastoplasticité ou viscoplasticité, les déformations n'interviennent que sous la forme de la partie élastique $\underline{\underline{\varepsilon}} = \underline{\underline{\varepsilon}}^e - \underline{\underline{\varepsilon}}^p$. Ceci montre que :

$$\frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}} = \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e} = - \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^p}$$

Dans ce cas, on a :

$$\dot{\psi} = \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e + \frac{\partial \psi}{\partial T} \dot{T} + \frac{\partial \psi}{\partial V_k} \dot{V}_k$$

En remplaçant cette valeur dans l'inégalité de Clausius-Duhem, on obtient alors :

$$\left(\underline{\underline{\sigma}} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e} \right) : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e + \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^p - \rho \left(s + \frac{\partial \psi}{\partial T} \right) \dot{T} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial V_k} \dot{V}_k - \frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\text{grad}} T \geq 0$$

Un raisonnement classique permet de simplifier cette inégalité. On peut imaginer d'abord une transformation élastique à température constante et uniforme qui ne modifie pas les variables internes. L'inégalité de Clausius-Duhem doit être vérifiée quel que soit $\underline{\underline{\varepsilon}}^e$, cela implique :

$$\underline{\underline{\sigma}} - \rho \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e} = 0 \quad \text{ou bien} \quad \underline{\underline{\sigma}} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e}$$

Avec une transformation thermique de dilatation, telle que $\underline{\underline{\varepsilon}}^p = 0$, $V_k = 0$ et $\overrightarrow{\text{grad}}T = 0$ alors :

$$s + \frac{\partial \psi}{\partial T} = 0 \quad \text{ou bien} \quad s = -\frac{\partial \psi}{\partial T}$$

Ces deux relations sont les lois d'états. Par analogie avec les relations précédentes, on définit les variables de forces thermoplastiques :

$$A_k = \rho \frac{\partial \psi}{\partial V_k}$$

3.2.2 Transfert de chaleur dans les matériaux

3.2.2.1 Dissipation thermique

En posant $\vec{g} = \overrightarrow{\text{grad}}T$, l'inégalité de Clausius-Duhem se réduit à l'expression de la dissipation qui doit être positive :

$$\phi = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\dot{p}} - A_k \dot{V}_k - \vec{g} \vec{q} / T \geq 0$$

La somme $\phi_1 = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\dot{p}} - A_k \dot{V}_k$ est appelée dissipation intrinsèque et le terme $\phi_2 = -\frac{\vec{g} \vec{q}}{T} = -\frac{\vec{q}}{T} \overrightarrow{\text{grad}}T$ est la dissipation thermique par conduction.

3.2.2.2 Loi de Fourier

La loi de diffusion de la chaleur, ou loi de Fourier, est la relation linéaire entre le flux de chaleur \vec{q} et sa variable duale \vec{g} . Dans ce cas, la partie thermique du potentiel de dissipation qui concerne la variable \vec{g} s'écrit :

$$\varphi_2^* = \frac{1}{2} \underline{\underline{C}} \vec{g} \vec{g}$$

$$\text{Et } -\frac{\vec{q}}{T} = \frac{\partial \varphi_2^*}{\partial \vec{g}} = \underline{\underline{C}} \vec{g} = \underline{\underline{C}} \overrightarrow{\text{grad}}T$$

Si l'on fait l'hypothèse d'isotropie des propriétés de diffusion du milieu, le tenseur $\underline{\underline{C}}$ se réduit à un scalaire qui est considéré varier comme l'inverse de la température. En conséquence, on peut poser :

$$\vec{q} = -k \overrightarrow{\text{grad}}T \quad (3.10)$$

3.2.2.3 Equation de la chaleur

On a posé : $\psi = e - Ts$, donc $e = \psi + Ts$. Cela nous permet de calculer :

$$\rho \dot{e} = \rho \dot{\psi} + \rho T \dot{s} + \rho \dot{T} s$$

En remplaçant $\dot{\psi}$ par son expression des variables d'états : $\dot{\psi} = \frac{1}{\rho} \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e - s \dot{T} + \frac{1}{\rho} A_k \dot{V}_k$, l'équation de conservation de l'énergie (3.8) devient :

$$\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e + A_k \dot{V}_k + \rho T \dot{s} = \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}} + r - \text{div} \vec{q}$$

Avec $s = -\frac{\partial \psi(\underline{\underline{\varepsilon}}^e, T, V_k)}{\partial T}$, on peut représenter \dot{s} par :

$$\begin{aligned} \dot{s} &= -\frac{\partial^2 \psi}{\partial \underline{\underline{\varepsilon}}^e \partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e - \frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} \dot{T} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial V_k \partial T} \dot{V}_k \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e + \frac{\partial s}{\partial T} \dot{T} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial A_k}{\partial T} \dot{V}_k \end{aligned}$$

En introduisant la chaleur spécifique $C = T \frac{\partial s}{\partial T}$ et $\text{div} \vec{q} = \text{div}(-k \overrightarrow{\text{grad}} T) = -k \Delta T$ ¹, on obtient l'équation complète de la chaleur :

$$k \Delta T = \rho C \dot{T} - \underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^p + A_k \dot{V}_k - r - T \left[\frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e + \frac{\partial A_k}{\partial T} \dot{V}_k \right]$$

Dans notre problème, on peut considérer les hypothèses suivantes :

+ Sans variation de déformation plastique : $\underline{\underline{\sigma}} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^p = 0$

+ Sans variation des variables internes : $A_k \dot{V}_k = 0$ et $\frac{\partial A_k}{\partial T} \dot{V}_k = 0$

L'équation de la chaleur devient donc :

$$k \Delta T = \rho C \dot{T} - r - T \frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e \quad (3.11)$$

Afin d'étudier le transfert de chaleur dans les matériaux, on peut considérer qu'il n'y a pas de couplage thermomécanique, c'est à dire : $\frac{\partial \underline{\underline{\sigma}}}{\partial T} : \underline{\underline{\dot{\varepsilon}}}^e = 0$. Dans ce cas, l'équation de la chaleur (3.11) est réécrite :

$$\Delta T(\vec{x}, t) + \frac{1}{k} r(\vec{x}, t) = \frac{1}{\alpha} \frac{\partial T(\vec{x}, t)}{\partial t} \quad (3.12)$$

Dans laquelle : $\alpha = \frac{k}{\rho C}$ est la diffusivité thermique.

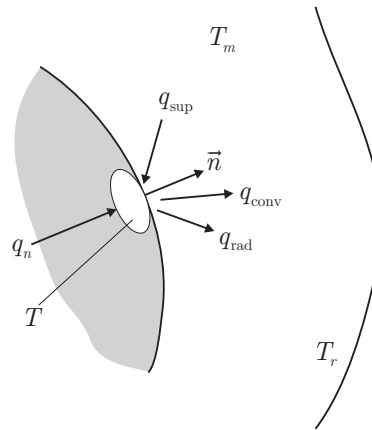


FIG. 3.2. Equilibre d'énergie à la surface d'un solide

3.2.2.4 Conditions aux limites générales

Pour résoudre l'équation de transfert de chaleur (3.12), il faut avoir en général les conditions aux limites et la condition initiale (pour les problèmes dépendant du temps). La condition aux limites peut être établie en écrivant une équation d'équilibre d'énergie à la surface du solide. On considère un élément de surface comme dans la Fig. 3.2. Il est soumis à la convection, la radiation et l'apport de chaleur externe.

La quantité q_{sup} représente l'énergie apportée à la surface (en W/m^2) à partir d'une source externe. La quantité q_{conv} représente la chaleur perdue par la surface de la température T , par convection (avec un coefficient de transfert de chaleur h), à la température ambiante externe :

$$q_{\text{conv}} = h(T - T_{\infty})$$

Le coefficient de transfert de chaleur h varie avec le type d'écoulement (laminaire ou turbulent), la géométrie, les propriétés physiques du fluide ... La quantité q_{rad} représente la chaleur perdue à partir de la surface par radiation de l'ambiance à une température effective T_r :

$$q_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma (T^4 - T_r^4)$$

où ε est l'émissivité de la surface [28] et $\sigma = 5.6697 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan Boltzmann. La quantité q_n représente la composante normale du vecteur de flux de chaleur à la surface :

$$q_n = \vec{q} \cdot \vec{n} = -k \overrightarrow{\text{grad}T} \cdot \vec{n} = -k \frac{\partial T}{\partial n}$$

Le principe de l'équilibre à la surface est : **apport de chaleur = chaleur perdue**. Cela signifie :

$$q_n + q_{\text{sup}} = q_{\text{conv}} + q_{\text{rad}} \quad (3.13)$$

Ou bien :

$$k \frac{\partial T}{\partial n} + hT + \varepsilon \sigma T^4 = hT_{\infty} + q_{\text{sup}} + \varepsilon \sigma T_r^4$$

- Premier type de conditions aux limites : $T = f(\vec{x}, t)$ sur S

¹On considère que la conductivité thermique k est indépendante de la position

Le cas spécial : $T = 0$ sur S est appelé la **condition aux limites homogènes du premier type**.

- Deuxième type de conditions aux limites : $k \frac{\partial T}{\partial n} = f(\vec{x}, t)$ sur S

Le cas spécial : $\frac{\partial T}{\partial n} = 0$ sur S est appelé la **condition aux limites homogènes du deuxième type**.

- Troisième type de conditions aux limites : $k \frac{\partial T}{\partial n} + hT = hT_\infty(\vec{x}, t)$ sur S

Le cas spécial : $k \frac{\partial T}{\partial n} + hT = 0$ sur S est appelé la **condition aux limites homogènes du troisième type**. Il présente la convection dans un milieu à température nulle.

• Conditions aux limites à l'interface : quand deux matériaux ayant deux valeurs de conductivité thermique différentes k_1 et k_2 sont en contact imparfait et ont une même frontière, comme montré dans la Fig. 3.3.

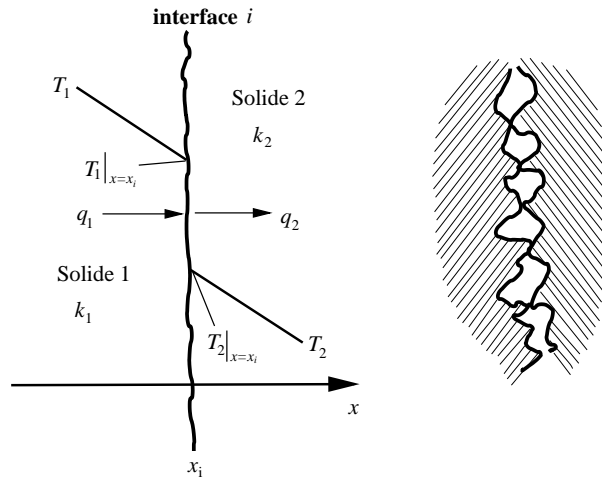


FIG. 3.3. Condition aux limites à l'interface entre deux solides

$$\left(\begin{array}{c} \text{conduction de chaleur} \\ \text{à travers le solide 1} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{transfert thermique} \\ \text{à travers l'espace} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{conduction de chaleur} \\ \text{à travers le solide 2} \end{array} \right)$$

Ou bien :

$$-k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} \Big|_i = h_c (T_1 - T_2)_i = -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} \Big|_i \quad (3.14)$$

Où h_c est appelé la conductance de contact pour l'interface. Pour le cas de contact thermique parfait entre les surfaces, on a $h_c \rightarrow \infty$ et l'équation précédente devient :

$$\begin{aligned} T_1 &= T_2 && \text{à } S_i \\ -k_1 \frac{\partial T_1}{\partial x} &= -k_2 \frac{\partial T_2}{\partial x} && \text{à } S_i \end{aligned}$$

Ces deux conditions traduisent la continuité de température et de flux à l'interface entre deux solides.

3.2.2.5 Conduction de chaleur pour le milieu anisotrope

Dans la section 3.2.2.2, on a fait l'hypothèse de l'isotropie des propriétés de diffusion du milieu, c'est-à-dire la conductivité thermique k est indépendante de la direction, elle est un scalaire. Cependant, il est naturel avec les matériaux composites d'avoir une conductivité thermique qui varie selon la direction. Dans notre projet, les composites sont anisotropes, par conséquent dans une situation plus générale, le vecteur de flux de chaleur est calculé comme suit :

$$\begin{aligned} q_x &= - \left(k_{11} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{12} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{13} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ q_y &= - \left(k_{21} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{22} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{23} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \\ q_z &= - \left(k_{31} \frac{\partial T}{\partial x} + k_{32} \frac{\partial T}{\partial y} + k_{33} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

Chaque milieu est appelé milieu anisotrope et la conductivité thermique pour un tel milieu possède neuf composantes, k_{ij} , appelées coefficients de conductivité. Elles sont considérées comme les composantes d'un tenseur du second ordre.

$$\underline{\underline{k}} = \begin{vmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{vmatrix}$$

Grâce à la relation de réciprocité, on a démontré dans [29] que : $k_{12} = k_{21}$, $k_{13} = k_{31}$ et $k_{23} = k_{32}$. Dans ce cas, l'équation de transfert de chaleur dans le milieu s'écrit :

$$\begin{aligned} k_{11} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k_{22} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k_{33} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + (k_{12} + k_{21}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial y} + (k_{13} + k_{31}) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial z} \\ + (k_{23} + k_{32}) \frac{\partial^2 T}{\partial y \partial z} + r(x, y, z, t) = \rho C \frac{\partial T}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.15)$$

3.2.3 Comportements des matériaux

3.2.3.1 Comportement thermoélastique linéaire

Loi de Duhamel-Neumann

Les matériaux à souder seront étudiés dans le chapitre suivant. Ils sont des composites de différents renforts. En conséquence, dans cette partie, on rappelle leur comportement en acceptant les hypothèses suivantes :

- Les variables internes sont $\underline{\underline{\varepsilon}}$ et T
- Les comportements thermomécaniques sont décrits par la donnée de l'énergie libre spécifique ψ
- La dissipation intrinsèque volumique ϕ_1 est toujours nulle et la configuration de référence est un état naturel du milieu

De plus, le comportement du composite étant supposé linéaire, on choisit l'énergie libre spécifique ψ sous la forme d'une expression quadratique des variables thermodynamiques T et ε_{ij} , on considère son expression suivante :

$$\rho \psi (T, \underline{\underline{\varepsilon}}) = \frac{1}{2} \underline{\underline{\varepsilon}} : \underline{\underline{c}} : \underline{\underline{\varepsilon}} - \underline{\underline{a}} : \underline{\underline{\varepsilon}} \theta + \frac{1}{2} \gamma \theta^2 \quad (3.16)$$

Dans laquelle $\theta = T - T_0$ est la variation de la température T vis-à-vis de la température considérée T_0 . Les composants de $\underline{\underline{c}}$, $\underline{\underline{a}}$ et γ sont calculés :

$$\begin{aligned} c_{ijkl}(T_0) &= \rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}}(T_0, 0) \quad \text{avec } c_{ijkl} = c_{jikl} = c_{klij} = c_{ijlk} \\ a_{ij}(T_0) &= -\rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial T \partial \varepsilon_{ij}}(T_0, 0) \quad \text{avec } a_{ij} = a_{ji} \\ \gamma(T_0) &= \rho \frac{\partial^2 \psi}{\partial T^2} = -\frac{\rho C(T_0)}{T_0} \end{aligned}$$

De plus, l'entropie spécifique et la loi de comportement sont fournies :

$$s = -\frac{\partial \psi}{\partial T} = \frac{1}{\rho} (a_{ij} \varepsilon_{ij} - \gamma \theta) \quad (3.17)$$

$$\sigma_{ij} = \rho \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} = c_{ijkl}(T_0) \varepsilon_{ij} - a_{ij}(T_0) \theta \quad (3.18)$$

Le tenseur des rigidités du matériau $\underline{\underline{c}}(T_0)$ est plus exact que le tenseur des rigidités du matériau en évolution isotherme ($T = T_0 = \text{cte}$). Le tenseur du second ordre symétrique $\underline{\underline{a}}$ est appelé tenseur de compressibilité thermique. La relation (3.18) est connue sous le nom de loi de Duhamel-Neumann, elle généralise la loi de Hooke lorsque l'on prend en considération les contraintes d'origine thermique.

En inversant cette relation à l'aide du tenseur des souplesses $\underline{\underline{s}}(T_0)$, ell devient :

$$\varepsilon_{ij} = s_{ijkl}(T_0) \alpha_{kl} + \alpha_{ij}(T_0) \theta$$

Où $\underline{\underline{\alpha}}$ est appelé le **tenseur de dilatation thermique**, il est symétrique et est lié au tenseur de compressibilité thermique $\underline{\underline{a}}$ par la relation suivante :

$$\alpha_{ij}(T_0) = s_{ijkl}(T_0) a_{kl}(T_0)$$

Ce tenseur est diagonal pour les matériaux orthotropes, ce qui montre que les variations de température dans un tel matériau n'introduisent ni déformations de glissement, ni contraintes de cisaillement, mais uniquement des dilatations et des compressions.

La variation relative de volume au cours d'une déformation est représentée par :

$$\frac{\Delta V}{V} = \text{tr} \underline{\underline{\varepsilon}} = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$$

Et dans le cas de déformations thermiques par :

$$\frac{\Delta V}{V} = (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3) \theta$$

Avec α_1 , α_2 et α_3 les trois coefficients de dilatation linéique. Ils peuvent être négatifs, ce qui exprime qu'une élévation de température produit une contraction, c'est le cas de matériaux fabriqués à très haute température comme les fibres de carbone (2000 °C).

Les modules d'élasticité des matériaux sont très sensibles à la température T_0 et leurs évolutions, peuvent être très variées. La décroissance des modules d'Young avec la température,

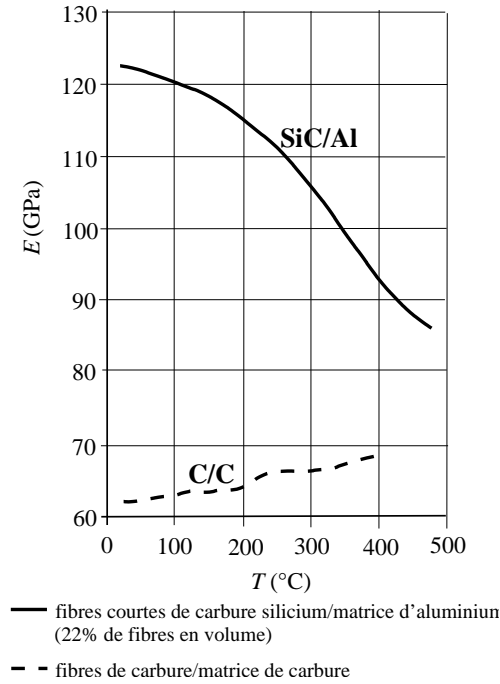


FIG. 3.4. Variation du module d'Young de deux composites réfractaires en fonction de la température

qui est quasi systématique pour les matériaux classiques, peut être remise en cause par certains composites qui sont fabriqués à très haute température (2000 – 2500 °C) comme dans la Fig. 3.4.

Dans ce cas, à partir de l'équation (3.11), en prenant $\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial T} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial \theta} = -a_{ij}$ selon (3.16) et la notion de la matrice de conductivité thermique de 3.2.2.5, l'équation de la chaleur devient :

$$k_{ij}(T_0) \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} = \rho C_\varepsilon(T_0) \frac{\partial T}{\partial t} + T_0 a_{ij}(T_0) \frac{d\varepsilon_{ij}}{dt} \quad (3.19)$$

Rappelons que C_ε est la capacité thermique à déformation constante.

On trouve que la théorie précédente est bien linéaire et concernant un composite anisotrope, n'est pas simple : la présence des dilatations fait que l'on ne peut résoudre l'équation de la chaleur sans tenir compte de la vitesse de dilatation du matériau.

Processus découplé

L'équation (3.19) peut se mettre sous la forme :

$$k_{ij} T_{,ij} = \rho C_\varepsilon \frac{\partial T}{\partial t} \left(1 + T_0 \eta_{ij} \frac{\dot{\varepsilon}_{ij}}{T} \right)$$

$$\text{Avec } \eta_{ij} = \frac{a_{ij}}{\rho C_\varepsilon} = \frac{c_{ijkl} \alpha_{kl}}{\rho C_\varepsilon}$$

La suppression du terme de couplage $T_0 \eta_{ij} \dot{\varepsilon}_{ij} / \frac{\partial T}{\partial t}$ montre que la vitesse de déformation $\dot{\varepsilon}_{ij}$ doit être de l'ordre de grandeur de la vitesse de variation relative de température $(\frac{\partial T}{\partial t})/T_0$ afin de tenir compte de ce couplage.

Cela exclut les évolutions brutales de la structure dans le temps et le problème de thermoélasticité est alors gouverné par le système différentiel suivant auquel il faut adjoindre des conditions aux limites sur la frontière de la structure ainsi qu'un ensemble de conditions initiales :

- Relation de comportement mécanique (3.18) : $\sigma_{ij} = c_{ijkl}(T_0)\varepsilon_{ij} - a_{ij}(T_0)\theta$
- Equation du mouvement (3.6) : $\sigma_{ij,j} + f_i - \rho\gamma_i = 0$
- Equation de la chaleur (3.19) : $k_{ij}(T_0)T_{,ij} = \rho C_\varepsilon(T_0) \frac{\partial T}{\partial t}$

Ce processus est découplé, en effet, il faut d'abord résoudre l'équation de la chaleur pour déterminer la distribution de température dans le domaine matériel. Ensuite, on traite le problème mécanique des deux premières relations ci-dessus.

3.2.3.2 Viscoélasticité linéaire - modèle Kelvin Voigt

Si le schéma de l'élasticité linéaire représente assez bien le comportement mécanique des fibres en petites déformations, il n'en est pas de même de la matrice qui assure la liaison entre les renforts. Si cette dernière est organique et généralement constituée de grosses molécules, elle présente un caractère visqueux. On entend par visqueux un milieu dans lequel la dissipation volumique intrinsèque n'est fonction que des vitesses des divers paramètres caractérisant le milieu. La matrice étant visqueuse, elle va donc conférer au matériau composite un caractère de viscosité. La viscosité du composite peut également avoir pour origine l'hétérogénéité du matériau.

Les études du comportement viscoélastique linéaire sont présentées dans [30]. On se limitera pour l'instant au modèle viscoélastique linéaire simple de type Kelvin-Voigt en isotherme. Ce modèle est construit par l'association en parallèle d'un ressort de module d'élasticité E et d'un amortissement de viscosité μ :

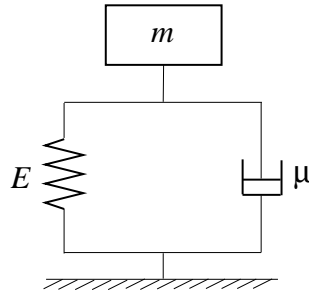


FIG. 3.5. Modèle Kelvin - Voigt du comportement viscoélastique linéaire

L'équation différentielle de comportement du modèle est écrite :

$$\sigma(t) = E\varepsilon(t) + \mu\dot{\varepsilon}(t) \quad (3.20)$$

Ce modèle simple peut être utilisé pour modéliser le processus de soudage par ultrasons. Lors de la soudure, les vibrations mécaniques ultrasoniques sont transmises de l'ensemble acoustique (sonotrode) aux matériaux à souder. La déformation dans ces matériaux est donc harmonique à même fréquence ultrasonique. Sous la forme complexe, on peut écrire :

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 e^{j\omega t} \Rightarrow \dot{\varepsilon}(t) = j\omega\varepsilon_0 e^{j\omega t}$$

$$\text{Donc, } \sigma(t) = E\varepsilon_0 e^{j\omega t} + \mu j\omega\varepsilon_0 e^{j\omega t} = (E + j\omega\mu)\varepsilon(t)$$

On définit le **module élastique complexe** comme le rapport entre la contrainte et la déformation :

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon(\omega)} = E + j\omega\mu = E_c + jE_p \quad (3.21)$$

On peut également représenter le module complexe sous la forme : $\tilde{E} = E' + jE''$. La partie réelle est le module de stockage (ou conservation) $E_c \equiv E' = E$ et la partie imaginaire est le module de perte (ou visqueux) $E_p \equiv E'' = \omega\mu$.

3.2.3.3 Echauffement viscoélastique

Comme on a montré dans [28], la deuxième étape concerne un échauffement viscoélastique du thermoplastique. Un matériau viscoélastique sous l'effet de déformation sinusoïdale dissipe l'énergie sous la forme de chaleur due aux frictions intermoléculaires.

Quand le matériau est sollicité par une déformation sinusoïdale $\varepsilon = \varepsilon_0 \sin \omega t$, le travail total réalisé pour chaque cycle peut être calculé par la formule suivante :

$$W = \oint \sigma d\varepsilon = \oint \sigma \dot{\varepsilon} dt \quad (3.22)$$

En utilisant la relation contrainte - déformation du modèle Kelvin - Voigt :

$$\sigma = E_c \varepsilon_0 \sin \omega t + E_p \varepsilon_0 \cos \omega t$$

On obtient alors :

$$W = \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} E_c \varepsilon_0 \sin \omega t (\varepsilon_0 \omega \cos \omega t) dt + \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} E_p \varepsilon_0 \cos \omega t (\varepsilon_0 \omega \cos \omega t) dt$$

qui devient :

$$W = 0 + \pi E_p \varepsilon_0^2$$

L'énergie moyenne dissipée par unité de temps s'écrit :

$$r = \frac{W}{T} = \frac{\omega \varepsilon_0^2 E_p}{2} \quad (3.23)$$

3.3 Introduction aux matériaux composites

3.3.1 Constitution générale des matériaux composites

Un matériau composite évoque un matériau différent des matériaux macroscopiquement homogènes habituels. Généralement, il comporte des fibres - continues ou non - d'un matériau résistant (le **renfort**) qui sont noyées dans une **matrice** dont la résistance mécanique est beaucoup plus faible. La matrice conserve la disposition géométrique des fibres et leur transmet les sollicitations appliquées à la pièce. Par conséquent, il est très hétérogène et anisotrope (ses propriétés mécaniques dépendent de la direction suivant laquelle on le sollicite) [31].

3.3.1.1 Fibres

Les fibres sont constituées de plusieurs filaments de diamètre compris entre 5 et 15 microns, autorisant les traitements sur machines textiles. En réalité, on fabrique les fibres sous forme de :

- Fibres courtes : quelques centimètres ou fractions de millimètre : ce sont les feutres, les mats et les fibres courtes injectées utilisées en moulage.
- Fibres longues : coupées au moment de la fabrication du matériau composite, utilisées telles quelles, ou bien tissées.

Les fibres sont en verre, en aramide (ou Kevlar), en **carbone** (module d'élasticité élevé), en bore ou en carbure de silicium (tenue en température). Leur assemblage lors de la fabrication peut être unidimensionnel (les fibres sont orientées suivant une même direction de l'espace), bidimensionnel (surfaces tissées ou non tissées), tridimensionnel. On s'intéresse ici à l'élaboration des fibres en carbone : des filaments de tergal ou de rayonne (obtenus à partir de la distillation de houille ou de pétrole) oxydés à chaud (300 °C) puis chauffés à 1500 °C dans une atmosphère d'azote. Il ne subsiste alors que la chaîne hexagonale des atomes de carbone comme représenté sur la figure suivante. On obtient des filaments noirs et brillants. Le module d'élasticité élevé est obtenu par filage à chaud.

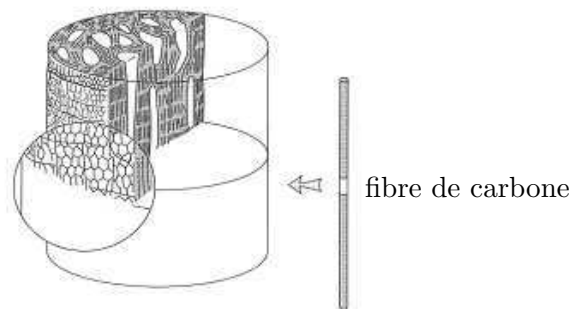


FIG. 3.6. *Fibre de carbone dans son élaboration*

3.3.1.2 Matrices

On distingue de très nombreux produits :

- Matrices résineuses : famille des résines thermoplastiques ou thermodurcissables (polyesters, phénoliques, époxydes ...)
- Matrices minérales : carbure de silicium, carbone (permettent d'atteindre des hautes températures)
- Matrices métalliques : alliages d'aluminium, de titane, eutectiques orientés.

3.3.2 Propriétés d'un pli

Les composites à souder dans notre travail possèdent la forme des bandes de faible épaisseur, cela sera présenté dans la section suivante. C'est la raison pour laquelle on rappelle dans cette partie les propriétés du pli. De plus, il est fondamental pour le concepteur de prévoir et de connaître aussi précisément que possible les caractéristiques géométriques et mécaniques d'un mélange "renfort/matrice" qui est la structure de base des pièces composites.

3.3.2.1 Isotropie - anisotropie

Une manière simple de constater les effets de l'anisotropie lors de la déformation d'une pièce consiste à solliciter dans son plan une plaque de matériau anisotrope comme dans la Fig. 3.7.

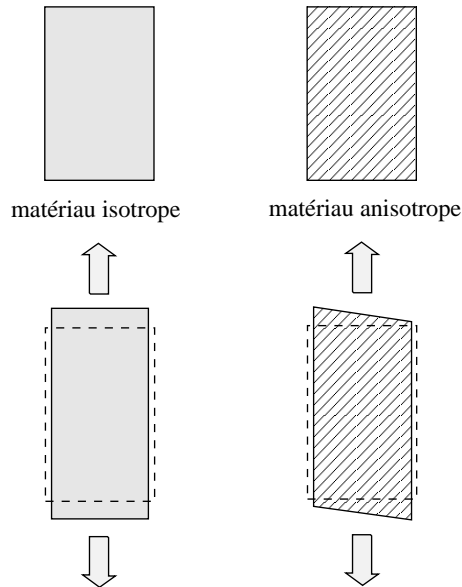


FIG. 3.7. Sollicitation des matériaux isotrope et anisotrope

On peut constater que, pour une orientation quelconque du renfort, la même sollicitation uniaxiale appliquée successivement à la plaque isotrope et à la plaque anisotrope provoque chez cette dernière en plus des dilatations longitudinale et transversale, une distorsion angulaire caractéristique. Pour le cas simple d'états de contraintes planes, on peut résumer les lois de comportement pour deux types de matériaux :

- **Matériau isotrope :**

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E} & -\frac{\nu}{E} & 0 \\ -\frac{\nu}{E} & \frac{1}{E} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{G} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{yx} \end{pmatrix}$$

dans lequel le module de cisaillement est : $G = \frac{E}{2(1+\nu)}$

- **Matériau anisotrope :**

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E_x} & -\frac{\nu_{yx}}{E_y} & 0 \\ -\frac{\nu_{xy}}{E_x} & \frac{1}{E_y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{G_{xy}} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{yx} \end{pmatrix}$$

avec $\nu_{xy} = \nu_{yx} \frac{E_x}{E_y}$

3.3.2.2 Caractéristiques du mélange "renfort/matrice"

On qualifie couramment du nom de **pli** le demi-produit " renfort + résine " présenté sous la forme quasi bidimensionnelle :

- Un renfort unidimensionnel + matrice
- Un tissu (chaîne + trame) + matrice
- Un mat + matrice

On appelle le rapport $M_f = \frac{\text{masse de renfort}}{\text{masse totale}}$ la teneur en masse de renfort et $M_m = 1 - M_f$ la teneur en masse de matrice. $V_f = \frac{\text{volume de renfort}}{\text{volume total}}$ la teneur en volume de renfort et $V_m = 1 - V_f$ celle de matrice. Avec ces notions, on calcule les propriétés physiques :

- La masse volumique du composite :

$$\rho = \frac{\text{masse totale}}{\text{volume total}} = \frac{\text{masse renfort}}{\text{volume total}} + \frac{\text{masse matrice}}{\text{volume total}}$$

Donc :

$$\rho = \rho_f V_f + \rho_m V_m \quad (3.24)$$

- L'épaisseur du pli :

On définit sous le terme de grammage la masse m_{of} de renfort par mètre carré. L'épaisseur d'un pli, notée h , est alors telle que :

$$h \times 1(\text{m}^2) = \text{volume total} = \text{volume total} \times \frac{m_{of}}{\text{volume renfort} \times \rho_f}$$

$$h = \frac{m_{of}}{V_f \rho_f} \quad (3.25)$$

3.3.2.3 Pli unidimensionnel

Les caractéristiques mécaniques du mélange renfort/matrice peuvent être estimées à partir des caractéristiques de chacun des constituants. Cependant, à cause d'une anisotropie des fibres, surtout les fibres de carbone, les résultats calculés avec les théories ne concordent pas toujours avec les valeurs expérimentales. On peut le constater sur le Tab. 3.1, où on notera les faibles valeurs des modules d'élasticité longitudinaux dans le sens transverse aux fibres pour le kevlar et le carbone, le verre apparaissant isotrope ² :

- Module d'élasticité du pli dans le sens des fibres E_l :

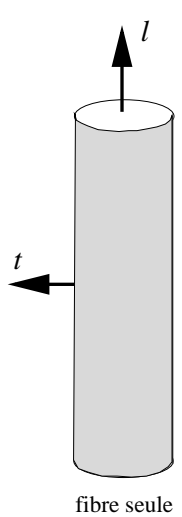
Il est bien approché par la relation suivante :

$$E_l = E_f V_f + E_m (1 - V_f) \quad (3.26)$$

En pratique, ce module dépend essentiellement du module longitudinal de la fibre E_f , car $E_m \ll E_f$ ($E_m/E_f \approx 6\%$ pour le renfort en verre).

²Cette particularité est due à l'étirage, lors de l'élaboration des fibres de kevlar et de carbone, qui entraîne l'orientation des chaînes de molécules

TAB. 3.1. Modules d'élasticité d'une fibre [31] (HR : haute résistance, HM : haut module)



	VERRE " E "	KEVLAR	CARBONE " HR "	CARBONE " HM "
module longitudinal de la fibre dans le sens l E_{f_l} (MPa)	74000	130000	230000	390000
module longitudinal de la fibre dans le sens t E_{f_t} (MPa)	74000	5400	15000	6000
module de cisaillement de la fibre $G_{f_{lt}}$ (MPa)	30000	12000	50000	20000
coefficient de Poisson de la fibre $\nu_{f_{lt}}$	0.25	0.4	0.3	0.35

fibre isotrope fibres anisotropes

- Module d'élasticité dans le sens transverse des fibres E_t :

$$E_t = E_m \frac{1}{(1 - V_f) + \frac{E_m}{E_{f_t}} V_f} \quad (3.27)$$

- Module de glissement G_{lt} :

Un ordre de grandeur de ce module difficile à approcher par le calcul est donné par l'expression suivante dans laquelle G_{lt} représente le module de cisaillement de la fibre :

$$G_{lt} = G_m \frac{1}{(1 - V_f) + \frac{G_m}{G_{f_{lt}}} V_f} \quad (3.28)$$

- Coefficient de Poisson ν_{lt} :

Il caractérise la contraction dans le sens transverse t du pli lorsqu'on le sollicite en traction suivant le sens longitudinal l :

$$\nu_{lt} = \nu_f V_f + \nu_m V_m \quad (3.29)$$

- Module dans une direction quelconque :

Le module d'élasticité selon une direction x qui est inclinée d'un angle α par rapport à la direction longitudinale l , est donné par l'expression suivante où $c = \cos \alpha$ et $s = \sin \alpha$.

$$E_x = \frac{1}{\frac{c^4}{E_l} + \frac{s^4}{E_t} + 2c^2 s^2 \left(\frac{1}{2G_{lt}} - \frac{\nu_{lt}}{E_l} \right)}$$

L'allure de la variation de E_x selon α est illustrée dans la Fig. 3.8. On notera que ce module diminue rapidement lorsqu'on s'écarte de la direction des fibres.

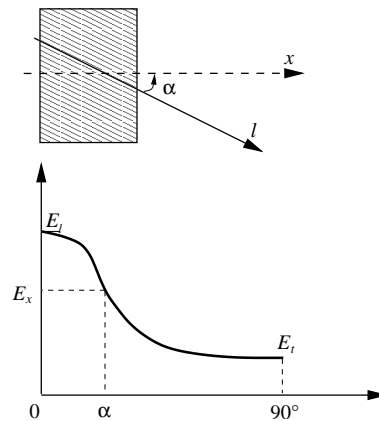


FIG. 3.8. Module d'élasticité dans une direction quelconque du composite unidirectionnel

3.3.2.4 Pli bidimensionnel - tissé

Les tissus sont constitués par des fibres disposées suivant deux directions perpendiculaires : une direction dite de **chaîne** et une de **trame**. Les fibres sont liées par tissage, c'est-à-dire par passage des fils de trame au dessus et au dessous des fils de chaîne, suivant des séquences préétablies.

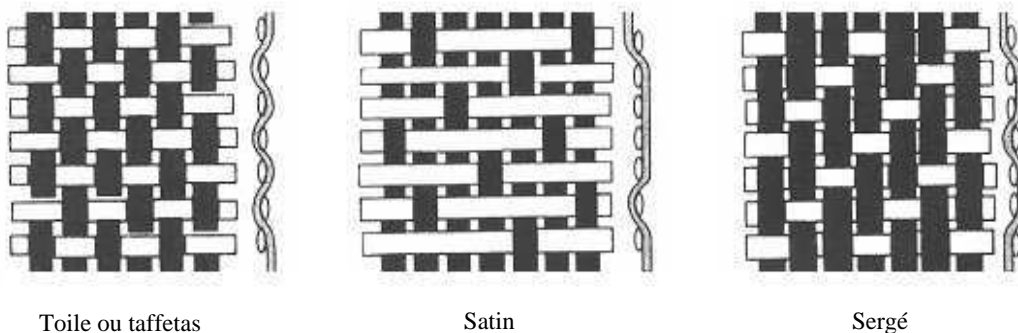


FIG. 3.9. Types d'un pli bidirectionnel

Afin d'estimer les caractéristiques des tissus, on les considérera comme constitués de deux couches de renfort unidimensionnel croisées à 90° .

Dans la Fig. 3.10, e est l'épaisseur du pli, n_1 le nombre de fils de chaîne par mètre, n_2 le nombre de fils de trame par mètre et $k = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$. On en déduit l'épaisseur des unidirectionnels équivalents :

$$\begin{aligned} e_{\text{chaîne}} &= e \frac{n_1}{n_1 + n_2} = k e \\ e_{\text{trame}} &= e \frac{n_2}{n_1 + n_2} = (1 - k) e \end{aligned} \quad (3.30)$$

Les modules élastiques du pli tissé : les deux couches de renfort peuvent être prises en compte séparément ou simultanément :

- Séparément : le pli tissé est alors remplacé par deux séries de plis unidimensionnels croisés à 90° , d'épaisseurs résultantes :

$$e_{\text{chaîne}} = k e ; e_{\text{trame}} = (1 - k) e$$

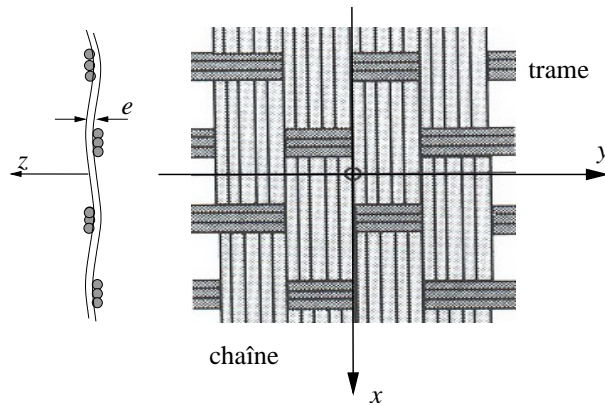


FIG. 3.10. Composite bidirectionnel croisé à 90°

• Simultanément : le pli tissé est alors remplacé par un seul pli anisotrope, d'épaisseur e , x étant la direction de la chaîne et y celle de la trame, on a sensiblement :

$$\begin{aligned}
 E_x &\approx k E_l + (1 - k) E_t \\
 E_y &\approx (1 - k) E_l + k E_t \\
 G_{xy} &= G_{lt} \\
 \nu_{xy} &= \frac{\nu_{lt}}{k + (1 - k) \frac{E_l}{E_t}}
 \end{aligned} \tag{3.31}$$

3.3.3 Applications des matériaux composites

Les matériaux composites sont utilisés de plus en plus largement dans les différents domaines. Ci-dessous, on présente quelques applications récentes de ces matériaux :

- La construction aérospatiale : les avions et les hélicoptères dont il y a beaucoup d'éléments en composite.
- La construction automobile : les matériaux composites ont été introduits dans les automobiles, à la suite des polymères dont certains sont utilisés comme matrices [31].
- La construction navale : on réalise des voiliers dits "multicoques" de grandes dimensions, en matériaux composites à hautes performances.

3.4 Matériaux composites à souder par ultrasons

En cours d'exploitation, la couche de couverture sur la surface intérieure de l'entrée d'air de l'avion A380 est soumise à la projection de morceaux de glace provenant du "cône" du fan. L'impact est de nature à endommager la structure acoustique. Par conséquent, il est nécessaire d'étudier des solutions de renforcement de cette surface. Pour la solution actuelle, cette couche est produite comme une bande sandwich qui comporte trois couches : une bande inférieure de thermoplastique TP1 perforée, une bande centrale de wiremesh et 4 bandelettes supérieures en thermoplastique TP2.

On s'intéresse donc aux matériaux à souder : les composites de renfort de carbone et de renfort en verre ainsi que la résine. Les configurations de la bande sandwich sont données dans le Tab. 3.2. Les détails de ces matériaux sont représentés dans les sections suivantes.

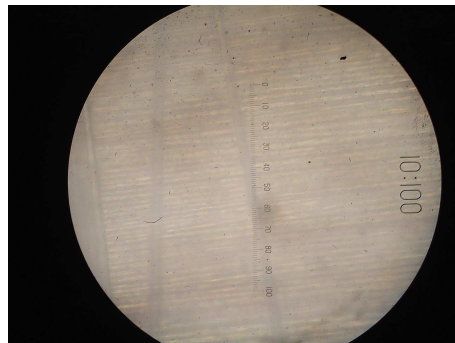
TAB. 3.2. *Différentes configurations de la bande sandwich pour la surface des entrées d'air*

Configurations	A380	A	B	C	D	E	F
				V 100		R 50	V 100
Bandes perforées		V 100	V 100	V 100	C 200	C 200	C 200
	C 282	C 282	V 300	C 200	C 200	C 200	C 200
Bande wiremesh	WM	WM	WM	WM	WM	WM	WM
Bandelettes	C 282	C 282	C 282	C 200	C 200	C 200	C 200
					C 200	C 200	C 200

Il faut également noter qu'il existe une couche de résine PEI (polyétherimide) à chaque interface et sur les surfaces supérieure et inférieure de chaque configuration. Ci-dessous on étudiera les matériaux constitutifs des configurations, leurs caractéristiques et leur comportement lors de la soudure par ultrasons.

3.4.1 Composites de renfort de carbone C 200 et C 280

Ces composites sont constitués par des fibres de carbone et de la résine PEI. Grâce à un microscope, on peut observer la constitution de ces matériaux composites. On représente dans la Fig. 3.11 ci-après les observations du composite C 280 :

FIG. 3.11. *Composite C 280 observé par microscope à l'échelle 40*

On trouve que ces composites sont bidimensionnels, et forment des plis tissés. Quelques unes de leurs caractéristiques sont données dans le Tab. 3.3.

On constate également que les composites C 200 et C 280 possèdent deux directions de chaîne (x) et de trame (y) identiques. Cela signifie que les fibres en carbone sont distribuées de manière identique dans les deux directions perpendiculaires du plan.

Ensuite, on représente les deux composants de ce composite : la résine et le renfort. Les connaissances de ces matériaux nous permettent d'expliquer et d'estimer les caractéristiques des composites ainsi que leurs comportements.

3.4.1.1 Résine PEI

La résine PEI est le **polyétherimide**. C'est un thermoplastique amorphe de couleur légèrement ambrée.

TAB. 3.3. Propriétés des composites C200 et C280

Propriétés	Unités	C 200 =	C 280 =
		Carbone plain CD0200 + PEI	Carbone 5H CD0282 + PEI
Physiques/Thermiques			
Masse de fabrication	g/m ²	200	280
Masse de fabrication + résine	g/m ²	345	483
Teneur volumique de résine	%	50	50
Teneur massique de résine	%	42	42
Humidité reprise	%	0.35	0.35
Epaisseur	mm	0.24	0.31
Masse volumique	g/cm ³	1.51	1.51
T_g (DSC) (amorphe)	°C	210	210
T_m	°C	310	310
Mécaniques (23 °C/50%RH)			
Résistance en traction de trame	MPa	712	749
Module en traction de trame	GPa	55	58
Résistance en compression de trame	MPa	658	671
Module en compression de trame	GPa	51	52
Résistance en flexion de trame	MPa	820	853
Module en flexion de trame	GPa	46	45

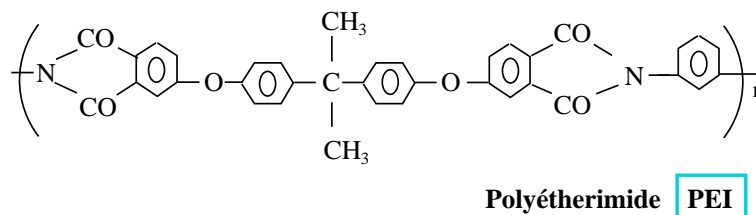


FIG. 3.12. Formule chimique et désignation normalisées du PEI [32]

- Propriétés physiques : comme tout matériau amorphe, le PEI est transparent mais légèrement coloré
- Propriétés mécaniques : le PEI présente d'excellentes propriétés mécaniques (résistance en traction, module) à haute température (170 - 190 °C). Le PEI est ductile à température ambiante. La résistance aux chocs est bonne, mais il est sensible à l'entaille.
- Propriétés chimiques : la résistance chimique du PEI est bonne. Le PEI est cependant sensible aux solvants chlorés, aux hydrocarbures aromatiques, aux cétones et aux aldéhydes. Il est naturellement résistant aux rayonnements UV et gamma, il est également stable dans l'eau.
- Propriétés thermiques : le PEI combine une bonne résistance au feu et une bonne stabilité thermique (jusqu'à 170 °C, la transition vitreuse $T_g \approx 215$ °C) comme en témoigne sa température de fléchissement sous charge de 200 °C. Il résiste bien à des cycles répétés de stérilisation à la vapeur.
- Stabilité dimensionnelle : comme tout polymère amorphe, le PEI offre un retrait au moulage faible
- Mise en oeuvre : on peut le mettre en oeuvre par tous les moyens utilisables pour un

thermoplastique amorphe (injection, extrusion, thermoformage). Le PEI devra être sérieusement étuvé avant la mise en forme ($< 0.02\%$) 4h à 120°C .

Son comportement mécanique est caractérisé par la relation entre la contrainte et la déformation. Dans la Fig. 3.13, on illustre cette courbe dans les conditions normales : sec, 23°C ...

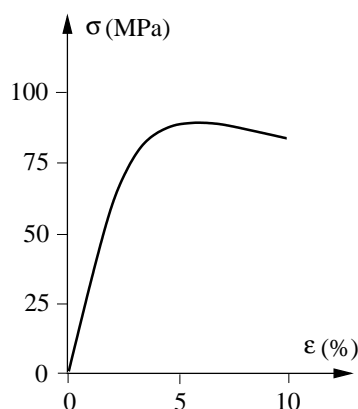


FIG. 3.13. Comportement mécanique de la résine PEI

TAB. 3.4. Propriétés de la résine PEI (Heat Distorsion Temperature (HdT) - Température de fléchissement sous charge (TFC))

Propriétés	Unités	PEI
Physiques		
Masse volumique	g/cm^3	1.27
Taux de cristallinité	%	0
Absorption d'eau 24h, 23°C	%	0.25
Absorption d'eau à l'équilibre 23°C	%	1.25
Mécaniques		
Contrainte au seuil (rupture)	MPa	105
Allongement au seuil (rupture)	%	8 (60)
Contrainte de flexion	MPa	145
Contrainte de compression	MPa	150
Module de traction	MPa	3100
Module de compression	MPa	3300
Coefficient de Poisson		0.36
Izod non entaillée	KJ/m^2	130
Izod entaillée	KJ/m^2	5
Thermiques		
Transition vitreuse T_g	$^\circ\text{C}$	215
HdT ou TFC (1.8 MPa)	$^\circ\text{C}$	200
Plage de température de résistance continue	$^\circ\text{C}$	-50 à +170
Retrait au moulage	%	0.5 - 0.7
Conductivité thermique	$\text{W}/\text{m}^\circ\text{K}$	0.22
Dilatation thermique : $T < T_g$	$10^{-4}/^\circ\text{K}$	0.56

On fait l'hypothèse que la résine PEI est isotrope en compression, car c'est un polymère, avec deux paramètres : le module d'élasticité $E_m = 3100\text{ MPa}$ et le coefficient de Poisson $\nu_m = 0.36$.

Par conséquent, le module de cisaillement est calculé :

$$G_m = \frac{E_m}{2(1 + \nu_m)} = 1400 \text{ MPa}$$

3.4.1.2 Fibres de carbone

La technique la plus couramment utilisée pour la fabrication de la fibre de carbone est l'oxydation et la pyrolyse de **polyacrylonitrile** (PAN), un polymère utilisé dans la fabrication de nombreux matériaux synthétiques.

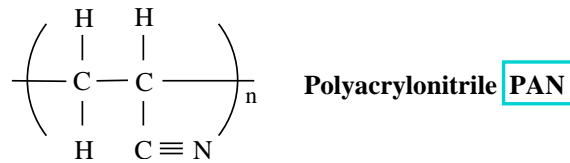


FIG. 3.14. Formule chimique du polyacrylonitrile [32]

Lorsque ces chaînes, placées côte à côte, sont chauffées correctement elles fusionnent pour ne former qu'une seule fibre souple composée de 93 à 95 % de carbone.

Les fournisseurs ont donné plusieurs paramètres concernant les composites C 200 et C 280 (voir le Tab. 3.3). Dans cette partie, on effectuera des calculs des caractéristiques des fibres de carbone (carbone plein pour C200 et carbone 5H pour C280) en utilisant les formules de la section 3.3.2.4, car ces composites sont tissés.

- Masse volumique :

$$\text{A partir de } \rho = \rho_f V_f + \rho_m V_m, \text{ on a : } \rho_f = \frac{1}{V_f} (\rho - \rho_m V_m)$$

- Module longitudinal de la fibre dans la direction l (E_{f_l}) et module longitudinal de la fibre dans la direction transverse t (E_{f_t}) :

Selon la relation expérimentale entre le module d'élasticité longitudinal et celui transversal du renfort carbone T300, on peut estimer ce module (voir le Tab. 3.1 et [33])

$$E_{f_t} = E_{f_l}/15.33 \quad (3.32)$$

Cette relation sera utilisée afin de calculer l'ordre de grandeur des caractéristiques mécaniques de ces deux composites. De plus, avec les composites tissés de $k = 0.5$, on a :

$$E_x = E_y \approx 0.5 (E_l + E_t) = 0.5 \left(0.5 (E_{f_l} + E_m) + \frac{2E_m}{1 + \frac{E_m}{E_{f_t}}} \right) \quad (3.33)$$

A partir des deux relations (3.32) et (3.33), en connaissant la valeur de E_y , on peut calculer E_{f_l} et E_{f_t} . Les résultats obtenus sont présentés dans le Tab. 3.5.

- Module de cisaillement de la fibre $G_{f_{lt}}$:

La valeur de ce module est prise telle qu'on a le même rapport entre ce module et le module d'élasticité de la fibre.

Dans le cas des composites C 200 et C 280, on calcule théoriquement les autres paramètres qui sont nécessaires pour la modélisation numérique.

- Modules d'élasticité E_l et E_t dans le cas unidirectionnel :

$$\text{On a alors : } E_l = E_{f_l} V_f + E_m V_m \text{ et } E_t = E_m \frac{1}{(1 - V_f) + \frac{E_m}{E_{f_t}} V_f}$$

- Module de glissement G_{lt} :

$$G_{lt} = G_m \frac{1}{(1 - V_f) + \frac{G_m}{G_{f_{lt}}} V_f}$$

- Coefficient de Poisson ν_{lt} :

$$\nu_{lt} = \nu_f V_f + \nu_m V_m$$

Donc, les matériaux composites C 200 et C 280 possèdent les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} E_x &= E_y \\ G_{xy} &= G_{lt} \\ \nu_{xy} &\approx \frac{\nu_{lt}}{k + (1 - k) \frac{E_l}{E_t}} \end{aligned}$$

Il reste les paramètres à identifier ou à calculer : E_z , $\nu_{xz} = \nu_{yz}$ et $G_{xz} = G_{yz}$.

TAB. 3.5. Paramètres calculés des matériaux composites C 200 et C 280

Paramètres	Unités	Fibre de carbone plein (pour C 200)	Fibre de carbone 5H (pour C 280)
ρ	g/cm ³	1.75	1.75
E_{f_l}	GPa	191	195
E_{f_t}	GPa	12.5	12.7
$\nu_{f_{lt}}$		0.3	0.3
$G_{f_{lt}}$	GPa	41.5	42.4
		C 200	C 280
E_l	GPa	97	99
E_t	GPa	5	5
G_{lt}	GPa	2.22	2.22
ν_{lt}		0.33	0.33
G_{xy}	GPa	2.22	2.22
ν_{xy}		0.0323	0.0317

3.4.2 Composites de renfort en verre V 100 et V 300

Les deux composites V 100 et V 300 sont fabriqués en tissus de verre imbibés par la résine PEI. Les fibres en verre sont isotropes selon [31, 34]. Cependant, ils ne sont pas tissés uniformément selon deux directions de chaîne et de trame, c'est - à - dire $k \neq 0.5$. On représente les caractéristiques des composites V 100 et V 300 dans le Tab. 3.6.

TAB. 3.6. Propriétés du composite V300

Propriétés	Unités	V 300 =Verre 8H + PEI
Physiques/Thermiques		
Masse de fabrication	g/cm ²	300
Masse de fabrication + résine	g/m ²	448
Teneur volumique de résine	%	50
Teneur massique de résine	%	33
Humidité reprise	%	0.35
Epaisseur	mm	0.24
Masse volumique	g/cm ³	1.91
T_g (DSC) (amorphe)	°C	210
T_m	°C	310
Mécaniques (23 °C/50% RH)		
Résistance en traction de chaîne	MPa	484
Résistance en traction de trame	MPa	445
Module en traction de chaîne	GPa	26
Module en traction de trame	GPa	24
Résistance en compression de chaîne	MPa	727
Résistance en compression de trame	MPa	676
Module en compression de chaîne	GPa	29
Module en compression de trame	GPa	27
Résistance en flexion de chaîne	MPa	669
Résistance en flexion de trame	MPa	585

Comme les fibres en verre sont isotropes, on pose : $Ef_l = Ef_t = Ef$: le module d'Young des fibres en verre. En utilisant les relations montrées dans la section précédente pour les fibres de carbone, on a :

$$\begin{aligned} E_l &= EfV_f + E_m(1 - V_f) = 0.5(Ef + E_m) \\ E_t &= E_m \frac{1}{(1 - V_f) + \frac{E_m}{Ef}V_f} = \frac{2E_mE_f}{Ef + E_m} \end{aligned} \quad (3.34)$$

De plus, les valeurs du module d'Young selon deux directions de chaîne (x) et de trame (y) sont données. Dans ce cas, on utilise le module en compression parce que ces composites travaillent quasiment en compression lors de la soudure :

$$\begin{aligned} E_x &= kE_l + (1 - k)E_t \\ E_y &= (1 - k)E_l + kE_t \end{aligned} \quad (3.35)$$

En remplaçant E_l et E_t dans (3.34) à (3.35), on obtient un système de deux équations avec deux inconnues Ef et k . Les valeurs trouvées par la résolution de ce système nous permettent de calculer les autres paramètres qui sont représentés dans le Tab. 3.7.

3.4.3 Film de résine R 50

En réalité, il y a un film de résine à chaque interface et en surface inférieure et supérieure. On note cette résine par R 50 (son épaisseur est de 50 μm). Ce film est une couche de résine PEI avec les caractéristiques données dans le Tab. 3.4.

TAB. 3.7. Paramètres calculés du composite V300

Paramètres	Unités	Fibre en verre (pour V300)
ρ	g/cm ³	2.55
E_f	GPa	96.88
ν_f		0.25
G_f	GPa	39
V300		
E_l	GPa	50
E_t	GPa	6
k		0.5227
G_{lt}	GPa	2.27
ν_{lt}		0.305
G_{xy}	GPa	2.27
ν_{xy}		0.0673

3.5 Conclusion

On a présenté des comportements généraux des matériaux surtout les modèles appliqués pour les matériaux à souder. Le comportement viscoélastique linéaire sera appliqué pour les composites lors de soudure. De plus, le couplage thermomécanique sera pris en compte ultérieurement dans la modélisation. Ce modèle nous permet également de prévoir les paramètres nécessaires des matériaux qui doivent être calculés ou identifiés. D'ailleurs, le rappel de la thermodynamique donne aussi la notion de transfert de chaleur dans les matériaux. Cela est très utile afin de calculer l'énergie dissipée et de modéliser le processus couplé thermodynamique de la soudure.

La généralisation sur les matériaux composites a été abordée pour que l'on puisse avoir les notions principales de ce type de matériau. Leur composition mélangée "renfort/matrice" a été étudiée pour construire des modèles de calcul de paramètres macroscopiques : tout d'abord pour un pli unidirectionnel et ensuite pour un pli bidirectionnel. Ces modèles de calcul sont appliqués pour les composites à souder. Les caractéristiques mécaniques de ces composites sont calculées à partir des données du renfort et de la matrice.

Il s'agit de valider ces modèles de calcul en identifiant les paramètres mécaniques ce qui sera réalisé dans le chapitre suivant. De plus, ces modèles nous suggèrent le modèle théorique pour calculer le coefficient de conductivité thermique. Ceci sera également présenté dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Détermination des paramètres des matériaux à souder

4.1 Introduction

Dans le chapitre 3, on a proposé le modèle de Kelvin - Voigt pour le comportement visco-élastique des composites lors de la soudure par ultrasons. Dans ce modèle, il y a seulement deux paramètres : le module d'Young E et le facteur de perte $\tan\delta$ afin de modéliser l'aspect mécanique du processus de soudage. C'est la raison pour laquelle on présentera dans la première section les travaux expérimentaux dont l'objectif est d'identifier ces deux paramètres mécaniques. Le module d'Young selon deux directions dans le plan des composites à souder sera mesuré en effectuant des essais de traction. En revanche, cette grandeur dans la direction hors plan sera identifiée en faisant des essais de compression.

Le facteur de perte sera ensuite calculé selon la théorie de l'analyse modale d'une structure avec la Fonction de Réponse en Fréquence (FRF). Cette méthode permettra d'identifier le coefficient d'amortissement ξ qui est égal à la moitié du facteur de perte. Comme on s'intéresse aux paramètres mécaniques dans la direction hors plan des composites, la direction de la soudure par ultrasons, ce coefficient d'amortissement sera mesuré dans cette direction en utilisant le modèle de barre. D'ailleurs en général les paramètres mécaniques dépendent plus ou moins de la température et de la fréquence, deux variables du processus de soudure. Pour l'instant, les mesures sont considérées à la température ambiante du laboratoire en statique pour le module d'Young et à une valeur de fréquence pour le facteur de perte.

De plus, le deuxième aspect du processus de soudage par ultrasons est le problème de transfert de chaleur. Il suffit de connaître le coefficient de conductivité thermique des matériaux à souder. Par conséquent, l'identification de ce paramètre sera présentée par la suite dans la deuxième section. Ce coefficient sera mesuré en prenant en compte le modèle unidirectionnel suivant la direction de la soudure qui est perpendiculaire au plan des matériaux à souder. Comme mentionné précédemment, cette mesure ne tient pas compte de la dépendance en température et en fréquence des paramètres des matériaux à souder surtout pour les composites.

La troisième section abordera l'évolution des paramètres des composites selon la fréquence et la température. Les études générales seront rappelées pour les différents matériaux comme les métaux et les composites. On établira une équivalence entre la dépendance en fréquence et celle en température. Ce qui nous permet de vérifier les résultats expérimentaux et ainsi d'éviter les mesures de dépendance selon les deux variables.

4.2 Identification des paramètres mécaniques

Lors de la soudure ultrasonique, les matériaux de la bande sandwich travaillent en compression dans la direction normale de cette bande. On s'intéresse donc tout d'abord à l'identification du module d'élasticité (module d'Young) dans cette direction (direction hors plan) pour les composites à souder. Ensuite on déterminera les modules d'Young dans les deux directions du plan pour vérifier les essais en comparant les résultats expérimentaux et les données et pour effectuer un modèle mécanique tridimensionnel de l'aspect mécanique du processus de soudage.

4.2.1 Détermination de la raideur mécanique dans la direction hors plan

4.2.1.1 Principe de la mesure

A cause de la faible épaisseur des couches de matériaux composites (l'épaisseur maximale des composites est de 0.31 mm pour C 280), on ne peut pas mesurer le module d'élasticité hors plan par un essai de traction avec la mesure de déformation automatique en utilisant une jauge extensométrique. Par conséquent, on réalise un essai de compression simple sur un empilement de plis de matériau. Cependant, on ne peut avoir accès qu'au déplacement global, ce déplacement étant composé du déplacement de l'éprouvette sous le chargement imposé (ce qu'on souhaite mesurer) et de celui dû à la rigidité de la machine (surtout celle des plateaux de compression). Le déplacement de l'empilement est alors calculé par l'expression (4.1).

$$U = U^t - U^m \quad (4.1)$$

Dans cette expression, U^t est le déplacement global mesuré, U^m est le déplacement dû à la rigidité de la machine, cette valeur est obtenue en effectuant un essai de compression sans éprouvette (plateau sur plateau).

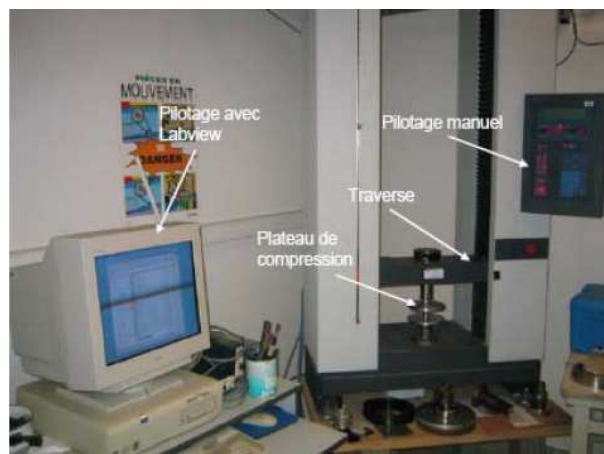


FIG. 4.1. Dispositifs expérimentaux de l'essai de compression

On trouve que tout d'abord, il y a du jeu entre les plis du matériau et également entre les plateaux. La courbe $F - U$ est donc linéaire à partir d'une certaine valeur de force appliquée, voir la Fig. 4.2.

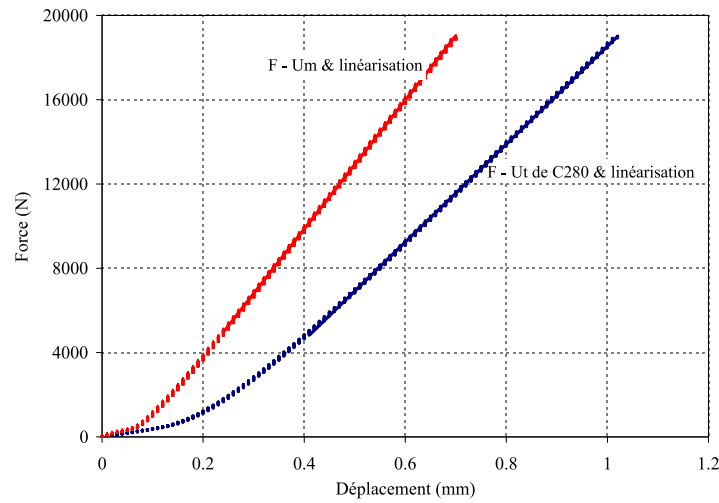


FIG. 4.2. Principe de mesure du module d'Young par un essai de compression

Le module d'Young hors plan est alors déterminé comme dans l'expression (4.2).

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{F/S}{(U^t - U^m)/h} = \frac{h}{S} \frac{1}{\frac{1}{F/U^t} - \frac{1}{F/U^m}} \quad (4.2)$$

Dans laquelle :

- F/U^t et F/U^m sont remplacés par les tangentes des courbes $F - U^t$ et $F - U^m$.
- h est la hauteur effective de l'empilement.
- S est l'aire de l'éprouvette.

Il suffit de connaître la hauteur h afin de calculer ce module d'élasticité. Si l'on effectue la mesure avec un empilement de plusieurs plis de chaque composite, cette hauteur n'est pas déterminée parce qu'elle n'est pas la hauteur théorique, ni la valeur mesurée [28]. C'est la raison pour laquelle on fait des essais de compression avec une "grande couche" de 20 plis déjà assemblés sous pression. Cela permet de diminuer l'erreur commise lors de la mesure.

4.2.1.2 Réalisation et résultats

Dans [35] il a été montré que le module d'élasticité qui est identifié par un essai de compression dépend de la hauteur de l'éprouvette lorsque cette hauteur est petite. Les mesures du module d'Young en compression des composites seront donc effectuées avec des éprouvettes dont la hauteur est suffisamment grande, celle-ci est déterminée expérimentalement, et dont la section est constante. Leurs dimensions sont données dans le Tab. 4.1. Chaque composite est mesuré deux fois, le module d'Young moyen selon la direction hors plan est donc calculé.

On constate que les valeurs mesurées du module d'Young hors plan des composites sont du même ordre de grandeur que celles précalculées par l'homogénéisation des composites à partir des composants. Ceci confirme que le calcul théorique en acceptant quelques hypothèses sur les composites est utilisable afin de prévoir les grandeurs des composites. De plus, ces expériences nous donnent des différences au niveau de la rigidité suivant la direction de soudure entre les composites à souder.

TAB. 4.1. Module d'élasticité dans la direction hors plan des composites à souder (E_n est la valeur moyenne mesurée et E_t est celle homogénéisée)

Composite	Essai	Hauteur (mm)	Section (mm ²)	F/U^m (N/mm)	F/U^t (N/mm)	E (MPa)	E_n (MPa)	E_t (MPa)
C200	1	41.54	720.11	30580	23877	6284	6390	5000
	2	41.54	720.11	30580	24047	6493		
C280	1	51.92	725.68	30580	23244	6932	7020	5000
	2	51.92	725.68	30580	23382	7107		
V100	1	40.94	727.20	30580	24349	6728	6940	
	2	40.94	727.20	30580	24641	7143		
V300	1	43.30	777.04	30580	25857	9329	9460	6000
	2	43.30	777.04	30580	25964	9585		

4.2.2 Détermination de la raideur des composites dans leur plan

4.2.2.1 Principe de la mesure

Le module d'élasticité d'un composite tissé selon une direction de son plan est identifié par un essai de traction en utilisant une jauge pour capter les déformations dans l'éprouvette. De plus, la contrainte dans l'éprouvette est calculée à partir de la force mesurée et de sa section à la position de la jauge. Le module d'Young E dans cette direction est calculé en linéarisant la courbe $\sigma - \varepsilon$ grâce à la relation $E = \frac{\sigma}{\varepsilon}$.

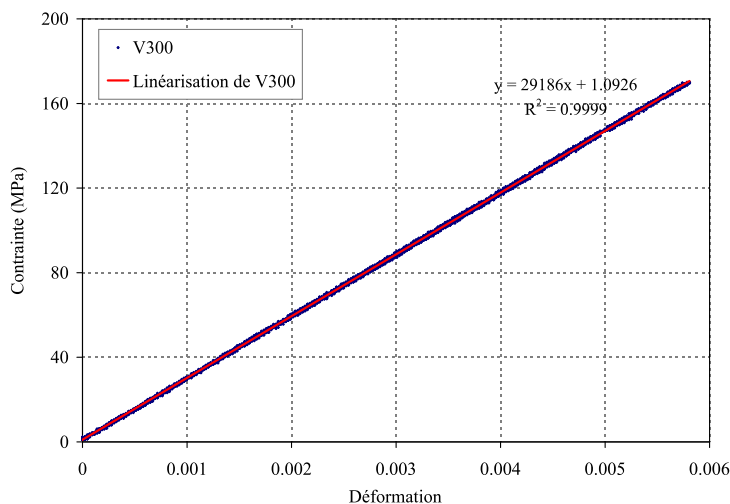


FIG. 4.3. Linéarisation de la courbe $\sigma - \varepsilon$ afin de calculer le module d'Young : exemple de V300

On mesurera le module d'élasticité selon deux directions principales des composites tissés, deux directions des fibres qui sont perpendiculaires : x (chaîne) et y (trame). Ces mesures nous permettent de valider l'uniformité de la distribution des fibres dans ces deux directions.

4.2.2.2 Réalisation et résultats

Chaque éprouvette a une section rectangulaire constante, ceci permet de calculer facilement l'aire de l'éprouvette. On utilise la machine de traction Instron de 20 KN. L'éprouvette et sa

mise en place sont montrées dans la Fig. 4.4 .



FIG. 4.4. Epreuve de l'essai de traction et sa mise en place avec la machine Instron 20 KN

L'acquisition des données comme la force (contrainte) et la déformation est réalisée par le logiciel Labview. On peut commander la vitesse de déplacement de la traverse de la machine et choisir l'enregistrement des données dans une unité de temps. Cette acquisition est illustrée dans la Fig. 4.5 suivante.

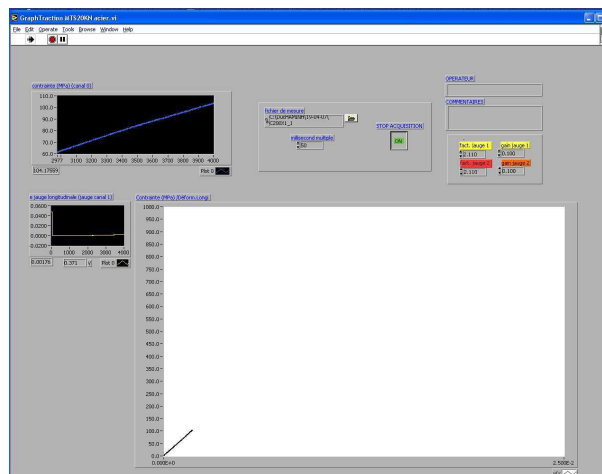


FIG. 4.5. Acquisition des données avec Labview

Par exemple, avec le composite V 100, on réalise deux essais de traction pour chaque direction, X et Y. On trouve les résultats dans le Tab. 4.2.

TAB. 4.2. Résultats des essais de traction du composite V100

Essai	Eprouvette	Aire (mm ²)	Vitesse v (mm/mm)	Force maximale (kN)	Module E (GPa)
1	V100X1	33.69	0.6	9.0	24.43
2	V100X2	33.69	0.6	9.0	24.46
4	V100Y1	36.40	0.6	9.0	22.82
5	V100Y2	36.40	0.6	9.0	21.50

Le module d'élasticité selon chaque direction est alors :

$$E_x(\text{V } 100) \simeq 24.45 \text{ GPa}$$

$$E_y(\text{V } 100) \simeq 22.16 \text{ GPa}$$

Ceci confirme que les deux directions du composite V 300 ne sont pas identiques : $k \neq 0.5$ où k est le rapport entre "le nombre" de fibres dans la direction de la chaîne x et celui dans la direction de la trame y . Cette conclusion coïncide avec le calcul théorique du chapitre 3. Pour les autres composites, les résultats sont donnés dans le Tab. 4.3. Ils montrent également que les deux composites C 200 et C 280 possèdent deux directions de chaîne (x) et de trame (y) identiques : $E_x = E_y$ et que les deux composites V 100 et V 300 n'ont pas cette propriété.

TAB. 4.3. *Module d'Young dans le plan des composites*

Composite	Vitesse v (mm/mn)	Force imposée (kN)	E_x (GPa)	E_y (GPa)
C 200	0.6	18.0	58.74	58.65
C 280	0.6	19.0	54.86	54.56
V 100	0.6	9.0	24.45	22.16
V 300	0.6	15.0	30.00	27.88

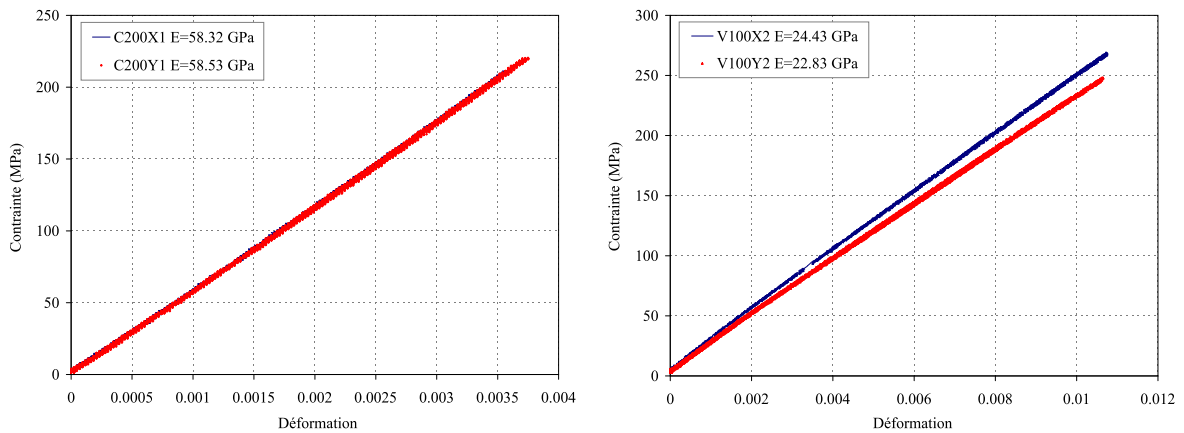


FIG. 4.6. *Essai de traction dans les deux directions principales des composites C 200 et V 100*

On résume finalement dans le Tab. 4.4 les résultats mesurés et ceux estimés des caractéristiques mécaniques pour les composites donnés. Ces valeurs seront utilisées dans la suite afin de modéliser le processus mécanique de la soudure par la méthode des éléments finis.

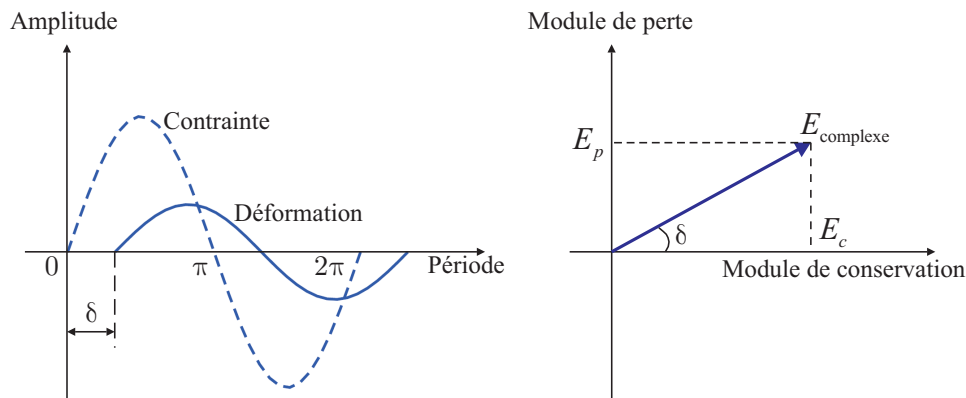
4.2.3 Détermination du facteur de perte des composites

Comme on l'a présenté dans le chapitre 3, le calcul de la dissipation d'énergie dans les matériaux composites grâce à la viscosité est donné par la formule : $r = \frac{\omega \varepsilon_0^2 E_p}{2}$. Il convient de connaître la valeur du module de perte E_p . Cette grandeur peut être calculée à partir de la relation $\tan \delta = \frac{E_p}{E_c}$. L'angle δ est défini comme le déphasage entre la déformation ε et la contrainte σ ou bien dans le plan complexe des modules de conservation E_c et de perte E_p ,

TAB. 4.4. Récapitulatif des résultats estimés théoriques et des résultats mesurés (les valeurs en italique sont obtenues par estimation)

Composite		C 200	C 280	V 100	V 300
Estimation	E_x (GPa)	51.00	52.00		29.00
	E_y (GPa)	51.00	52.00		27.00
	E_z (MPa)	5000	5000		6000
	ν_{xy}	0.0323	0.0317	Pas de	0.0673
	ν_{xz}	<i>0.33</i>	<i>0.33</i>	données	<i>0.3</i>
	ν_{yz}	<i>0.33</i>	<i>0.33</i>		<i>0.3</i>
	G_{xy} (MPa)	2200	2220		2270
	G_{xz} (MPa)	<i>1880</i>	<i>1880</i>		<i>2300</i>
Mesure	E_x (GPa)	58.74	54.86	24.45	30.00
	E_y (GPa)	58.56	54.56	22.16	27.88
	E_z (MPa)	6390	7020	6940	9460

voir la Fig. 4.7. Lors de la soudure par ultrasons pour ce projet, l'oscillation mécanique de l'ensemble acoustique est perpendiculaire à la surface de contact entre la sonotrode et la bande des matériaux à souder, la déformation dans les matériaux à souder est plutôt suivant cette direction. On s'intéresse donc aux valeurs caractéristiques des matériaux à souder selon leur direction hors plan. Dans ce cas, nous prendrons E_c comme module d'Young hors plan et nous mesurerons également le facteur de perte dans cette direction.

FIG. 4.7. Définition de l'angle de perte δ

4.2.3.1 Principe de l'analyse modale d'une structure

Le facteur de perte est identifié par une mesure des vibrations du matériau sous forme d'une structure (barre, poutre, plaque ...) en utilisant une analyse modale. Si l'on interprète la structure comme un filtre, alors le signal à l'entrée (par exemple la force $f_j(t)$ appliquée au point j) est modifié par la structure/filtre et le signal à la sortie (par exemple l'accélération $a_i(t)$ au point i) est le résultat de ce filtrage.

Il est évident que la connaissance des accélérations (ou de manière équivalente, des transformées de Fourier $A_i(f)$) et de la force (ou bien des transformées de Fourier $F_j(f)$) permet

d'identifier les propriétés du filtre/structure entre les points i et j , représentées par la **Fonction de Réponse en Fréquence** (FRF) nommée $H_{ij}(f)$.

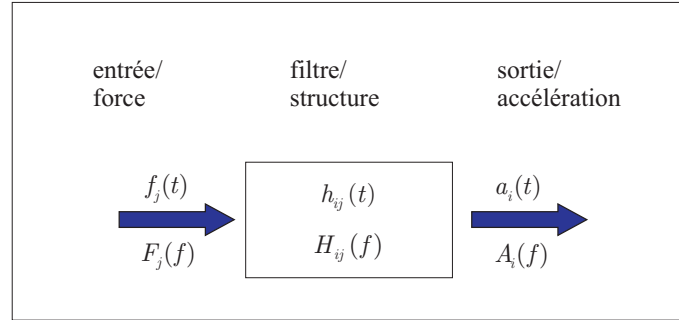


FIG. 4.8. Schéma d'une structure sous l'effet dynamique

Le problème à résoudre est donc la détermination expérimentale des fonctions $H_{ij}(f)$ pour un point j fixé et pour différents points i . Une manière d'accéder à cette information est la mesure des vibrations de la structure. Il s'agit d'imposer et de mesurer une excitation vibratoire au point j (cela peut être réalisé avec un marteau instrumenté ou un pot vibrant) et de mesurer les vibrations induites en certains points i (par des accéléromètres). Il faut enfin calculer les transformées de Fourier $F_j(f)$ et $A_i(f)$ et déterminer $H_{ij}(f)$ par la relation suivante :

$$H_{ij}(f) = \frac{A_i(f)}{F_j(f)} \quad (4.3)$$

La fonction $H_{ij}(f)$ est en général à valeur complexe. Le module $|H_{ij}(f)|$ est caractérisé par la présence de pics dont les abscisses f_n sont appelées **fréquences modales**. A chaque fréquence modale, on peut ensuite associer une **forme modale**, qui dérive des rapports entre les amplitudes aux pics de $|H_{ij}(f)|$ pour différentes valeurs de i :

$$(\phi_n)_i = \frac{|H_{ij}(f_n)|}{|H_{1j}(f_n)|} \quad (4.4)$$

où ϕ_n est le vecteur qui définit la forme modale associée à la fréquence modale f_n . Le coefficient d'amortissement $\xi_n = \frac{\tan \delta}{2}$ où $\tan \delta$ est le facteur de perte qu'on veut identifier. Ce coefficient est lié à la forme de $|H_{ij}(f)|$ autour du pic f_n et peut effectivement être calculé par la formule :

$$\xi_n = \frac{f_{2,n} - f_{1,n}}{f_n} = \frac{\Delta f_n}{f_n} \quad (4.5)$$

où $f_{1,n}$ et $f_{2,n}$ sont les fréquences correspondant à $\frac{|H_{ij}(f_n)|}{\sqrt{2}}$. Lorsqu'un certain nombre de fréquences et de formes modales ainsi que les coefficients d'amortissement modaux sont calculés, on considère que le comportement dynamique de la structure est connu. On illustre le principe de la mesure de facteur de perte dans la Fig. 4.9.

Les dispositifs de mesure (PULSE) nous donnent la valeur de fréquence modale f_n et le coefficient d'amortissement ξ_n correspondant. Ceci permet d'identifier le facteur de perte $\tan \delta$ correspondant à la fréquence f_n .

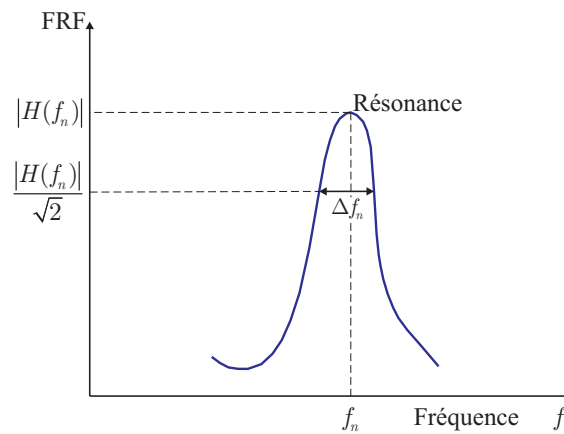


FIG. 4.9. Principe de détermination du coefficient d'amortissement à une fréquence avec une analyse modale de la structure

4.2.3.2 Modèle de vibration mesurée

Puisqu'une structure possède plusieurs types de vibrations : traction - compression, flexion, torsion. . . , elle a donc plusieurs fréquences modales et plusieurs facteurs de perte correspondants. On s'intéresse au facteur de perte qui correspond à la fréquence utilisée lors de la soudure par ultrasons. De plus, les matériaux composites à souder sont orthotropes, le facteur de perte est alors différent selon chaque direction. Dans notre cas, la soudure est effectuée dans la direction normale du plan de bande composite, on cherche donc à mesurer le facteur de perte dans cette direction.

Comme les composites ont une très faible épaisseur (maximum de 0.31 mm), il est raisonnable de mesurer ce paramètre en vibration axiale. Cela signifie qu'on utilise le modèle dynamique des barres [36].

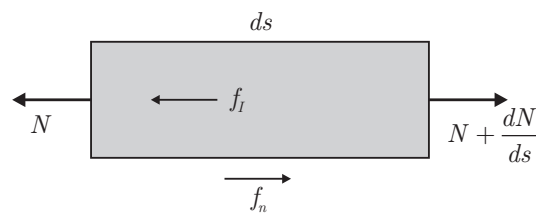


FIG. 4.10. Equilibre axial d'une barre en vibration longitudinale

L'équilibre d'une tranche de la barre s'exprime par :

$$N + \frac{\partial N}{\partial s} + f_n - N - f_I = 0 \quad (4.6)$$

dans lequel les forces d'inertie f_I ont pour expression :

$$f_I = \rho S \ddot{u} \quad (4.7)$$

Il convient d'adjoindre la loi de comportement de la poutre pour les sollicitations axiales. Cette loi de comportement relie l'effort axial N à l'allongement de la fibre neutre et s'écrit en

utilisant l'hypothèse de l'élasticité linéaire en petites déformations :

$$N = E S \frac{\partial u}{\partial s} \quad (4.8)$$

L'indice n est omis pour ne pas alourdir la présentation, u désigne dans ce cas le déplacement orienté suivant la normale \vec{n} à la section. En reportant les relations (4.7) et (4.8) dans (4.6), l'équation des vibrations axiales de la barre s'écrit :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} = f \quad (4.9)$$

Avec $f = \frac{f_n}{\rho}$ la densité des forces extérieures. L'équation homogène de vibrations libres longitudinales s'écrit :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} = f \quad (4.10)$$

avec $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ la célérité des ondes de traction - compression dans les matériaux.

La résolution de l'équation précédente est obtenue par la technique de séparation des variables. Le déplacement $u(s, t)$ est exprimé sous la forme :

$$u(s, t) = \phi(s) x(t) \quad (4.11)$$

En reportant dans l'équation (4.10), on obtient :

$$\frac{\phi''(s)}{\phi(s)} = \frac{1}{c^2} \frac{\ddot{x}(t)}{x(t)} \quad (4.12)$$

Si la valeur de ces deux rapports est positive, nommée a^2 avec a positif, la partie temporelle est écrite :

$$\ddot{x}(t) - (ac)^2 x(t) = 0$$

La solution de cette équation différentielle est :

$$x(t) = C_1 \exp(act) + C_2 \exp(-act)$$

Pout éviter que $x(t)$ tende vers l'infini lorsque t tend vers l'infini positif, il suffit que $C_1 = 0$. En conséquence, il ne reste qu'une seule constante C_2 avec deux conditions initiales $x(t=0)$ et $\dot{x}(t=0)$. Il n'existe pas de solution générale.

Il est naturel que la valeur de ces deux rapports de (4.12) soit négative, nommée $-a^2$ avec a positif. Dans ce cas, l'équation (4.12) est équivalente à :

$$\ddot{x}(t) + \omega^2 x(t) = 0 \quad (4.13)$$

$$\phi''(s) + a^2 \phi(s) = 0 \quad (4.14)$$

La fonction de temps (4.13) est l'équation différentielle régissant l'équilibre dynamique d'un oscillateur à 1 degré de liberté, sa solution sous les conditions initiales de déplacement $s(t=0)$ et de vitesse $\dot{x}(t=0)$ est donnée par :

$$x(t) = \frac{\dot{x}(0)}{\omega} \sin(\omega t) + x(0) \cos(\omega t) \quad (4.15)$$

avec $\omega = ac$ la pulsation, la fréquence est calculée : $f = \frac{\omega}{2\pi}$.

De la même façon, la solution de la fonction d'espace (4.14) est calculée :

$$\phi(s) = C_1 \cos(as) + C_2 \sin(as) \quad (4.16)$$

Les conditions aux limites sont la contrainte nulle aux deux extrémités :

$$\begin{cases} \sigma(s=0) = 0 \\ \sigma(s=L) = 0 \end{cases} \quad \text{ou bien} \quad \begin{cases} \varepsilon(0) = u'(0) = 0 \\ \varepsilon(L) = u'(L) = 0 \end{cases} \quad (4.17)$$

Cela donne :

$$+ \phi'(0) = 0 \text{ alors } C_2 = 0$$

$$+ \phi'(L) = 0 \text{ alors } \sin(aL) = 0 \Rightarrow aL = n\pi \text{ avec } n = 1, 2, 3 \dots$$

Donc,

$$f = \frac{n}{2L} \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad (4.18)$$

Il faut noter que le module d'Young E est une fonction de la fréquence f . En conséquence, cette formule ne permet que de prévoir la valeur de la fréquence à partir du module d'Young statique. On l'utilise afin de prévoir la valeur L correspondant à la fréquence utilisée. D'ailleurs cette relation nous donne la capacité d'identifier le module d'Young en utilisant l'analyse modale avec la notion de FRF.

4.2.3.3 Réalisation et résultats

Une éprouvette est préparée pour chaque composite donné en assemblant des "grandes couches" (de 20 plis) de matériau selon la direction normale au plan des composites. Ces éprouvettes sont sous la forme de barre avec les sections constantes. Dans les mesures, elles sont mises en tête du pot vibrant comme illustrées dans la Fig. 4.11. La mesure avec le pot vibrant et le logiciel PULSE nous donne des pics avec lesquels on peut identifier la fréquence f et le coefficient d'amortissement β correspondant. On illustre le pic qui correspond au premier mode propre de vibration longitudinale dans la Fig. 4.12.

Les données des éprouvettes et les résultats mesurés sont présentés dans le Tab. 4.5. Elles sont prévues afin d'obtenir la fréquence propre de la vibration axiale de l'ordre de 20 KHz. Rappelons que pour cette partie, on ne prend pas encore en compte la dépendance en fréquence du module d'Young et du facteur de perte. Cependant, on peut également constater le changement de la valeur du module d'Young en statique qui a été mesuré précédemment et à la fréquence considérée.

4.3 Détermination des paramètres thermiques

4.3.1 Problématique

L'étude du transfert de chaleur dans les matériaux a été réalisée dans le chapitre 3. La relation entre le flux de chaleur et la variation de la température est décrite par l'équation :

$$\vec{q} = -\underline{k} \overrightarrow{\text{grad}} T$$



FIG. 4.11. *Eprouvette pour mesurer le facteur de perte et sa mise en place pour le composite C 280*

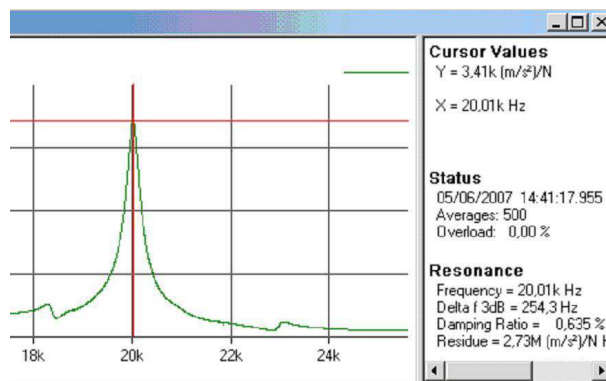


FIG. 4.12. *Mesure de la fréquence et du coefficient d'amortissement avec l'analyse FRF*

TAB. 4.5. *Facteur de perte des composites à souder*

Composite	h (mm)	f (KHz)	ξ (%)	$\tan \delta$ (%)	E_n correspondant (MPa)
C200	41.54	19.54	0.665	1.330	3979
C280	51.92	20.32	0.810	1.620	6523
V100	40.94	19.36	0.640	1.280	4676
V300	43.30	19.49	0.808	1.616	5302

Comme les matériaux composites à souder par ultrasons sont de faible épaisseur par rapport à la longueur et à la largeur, on s'intéresse donc au transfert de chaleur dans la direction de l'épaisseur (direction normale). Ceci permet de réduire le tenseur \underline{k} à un scalaire k : le coefficient thermique. Ce paramètre est donc très important lorsqu'on fait des études de l'aspect thermique du soudage par ultrasons. On cherche dans cette partie à mesurer ce paramètre thermique pour les matériaux à souder. Ceci est réalisé de la façon la plus simple en unidimensionnel, on peut écrire :

$$q = -k \frac{\Delta T}{\Delta l} \quad (4.19)$$

où ΔT est la différence de température entre deux points et Δl est la distance entre ces deux

points à mesurer.

4.3.2 Calcul théorique de la conductivité thermique dans les composites

Dans cette partie, on présente un calcul théorique de la conductivité thermique similaire à la détermination des paramètres mécaniques globaux lorsqu'on homogénéise un matériau hétérogène. Avec les composites tissés, on peut accepter le modèle schématisé dans la Fig. 4.13.

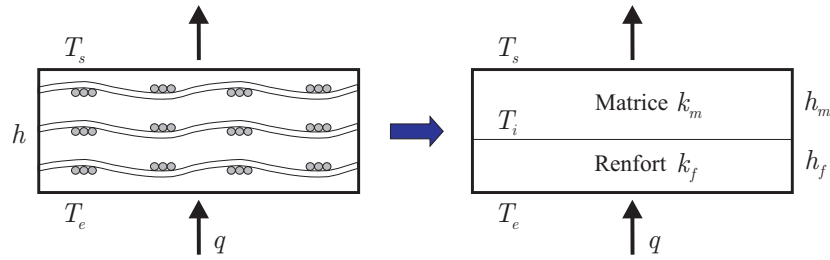


FIG. 4.13. Modèle de calcul théorique de la conductivité thermique des composites tissés

L'équation (4.19) peut être réécrite pour chaque matériau de "renfort" et de "matrice" :

$$q = k_f \frac{T_e - T_i}{h_f} = k_m \frac{T_i - T_s}{h_m} \quad (4.20)$$

Si l'on appelle k la conductivité thermique du composite, alors :

$$q = k \frac{T_e - T_s}{h} \quad (4.21)$$

Avec $V_f = \frac{h_f}{h}$ et $V_m = \frac{h_m}{h} = 1 - V_f$ les facteurs volumiques, à partir des deux équations (4.20) et (4.21), on peut identifier le coefficient de conductivité thermique :

$$\frac{1}{k} = \frac{V_f}{k_f} + \frac{V_m}{k_m} \quad (4.22)$$

Les valeurs de ce calcul théorique du coefficient de conductivité thermique des composites sont données dans le Tab. 4.6 avec la conductivité thermique de la matrice : $k_m = 0.22 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et celles des fibres de carbone et en verre qui sont référencées dans [37].

TAB. 4.6. Conductivité thermique calculée avec la loi de mélange des composites

Composite	k_f ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	V_f	k ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
C 200	6.47	0.5	0.425
C 280	6.47	0.5	0.425
V 100	1.04	0.5	0.363
V 300	1.04	0.5	0.363

4.3.3 Méthode de mesure en régime permanent

Il s'agit de mesurer simultanément un flux de chaleur traversant l'échantillon et une différence de température comme montré dans le problème unidimensionnel (4.19). Selon le calcul théorique et les résultats empiriques, la conductivité thermique des composites à souder est assez faible, on envisage d'utiliser la méthode de **plaque chaude gardée** pour identifier ce paramètre. Les problèmes sont d'ordre expérimentaux :

- atteindre le régime permanent
- obtenir un flux unidirectionnel dans l'échantillon
- mesurer ce flux et les températures avec précision

Avec ces conditions, il s'agit de mesurer le flux de chaleur q , la différence de température en deux points différents $\Delta T = T_1 - T_2$ et la distance géométrique entre ces deux points Δl . Ces mesures nous permettent de calculer la valeur de la conductivité thermique.

Cependant, en réalité la mesure du flux de chaleur selon une direction est une tâche très difficile parce qu'il existe toujours des phénomènes de convection, de radiation et de pertes d'énergie. On propose donc un modèle de mesure unidirectionnelle de la conductivité thermique en régime permanent (**la méthode de deux matériaux**). On ne mesurera pas directement le flux q mais il sera utilisé comme une condition de continuité. Les principes du modèle sont schématisés dans la Fig. 4.14 où les surfaces latérales sont isolées de façon à ce que le flux de chaleur soit propagé unidirectionnellement du matériau 1 au matériau 2.

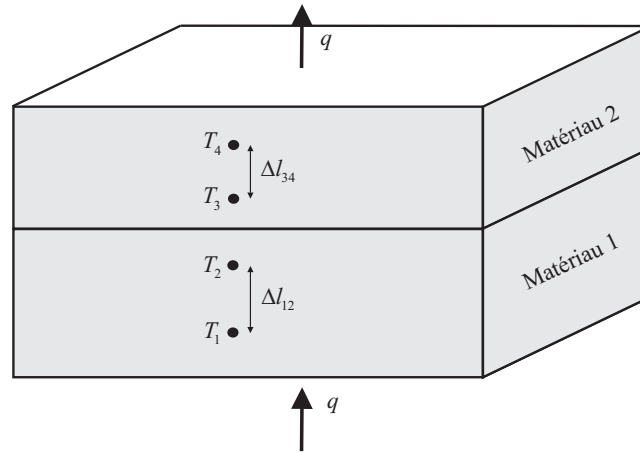


FIG. 4.14. Modèle de la mesure unidirectionnelle de conductivité thermique en régime permanent

La relation (4.19) est réécrite pour deux matériaux 1 et 2 :

$$q = k_1 \frac{\Delta T_{12}}{\Delta l_{12}} = k_2 \frac{\Delta T_{34}}{\Delta l_{34}} \quad (4.23)$$

où $\Delta T_{12} = T_1 - T_2$ et $\Delta T_{34} = T_3 - T_4$. La relation (4.23) nous permet d'éviter la mesure du flux q . En supposant que le matériau 1 est connu (par exemple l'acier ou l'aluminium), on peut identifier la conductivité thermique du matériau 2. Il suffit de mesurer la température en quatre points et les deux distances Δl_{12} et Δl_{34} . On en déduit :

$$k_2 = k_1 \frac{\Delta T_{12}}{\Delta l_{12}} \frac{\Delta l_{34}}{\Delta T_{34}} \quad (4.24)$$

4.3.4 Réalisation et résultats

4.3.4.1 Dispositifs expérimentaux de l'expérience

Les dispositifs de cette mesure comprennent une résistance chauffante (elle ne chauffe qu'un côté), une boîte de contrôle de la puissance électrique, quatre sondes platines pour mesurer la température aux quatre points, le logiciel Labview pour visualiser et enregistrer les températures mesurées et la puissance appliquée. Cette puissance sera commandée pour que les températures mesurées dans les matériaux soient expérimentalement raisonnables.

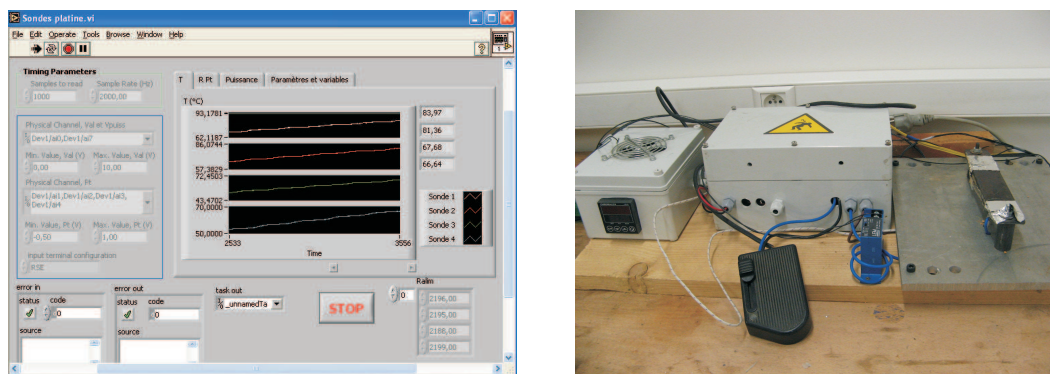


FIG. 4.15. Dispositifs de l'expérience de conductivité thermique avec la méthode de deux matériaux

De plus, les surfaces latérales de l'éprouvette sont protégées pour éviter des pertes de chaleur sous forme de convection thermique. Cette isolation est réalisée par un scotch en aluminium et par une couche isolante, cela sera détaillé dans la validation de l'expérience suivante.

4.3.4.2 Validation de l'expérience

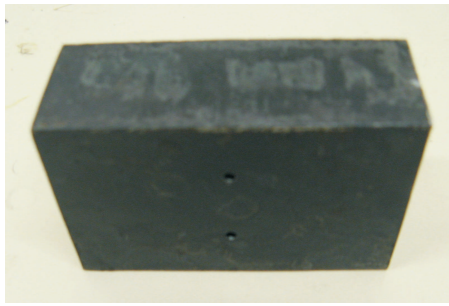
Validation 1 : Afin de valider les principes du modèle de cette expérience, on effectue une mesure de la conductivité thermique pour deux matériaux dont la conductivité thermique est connue : l'acier et l'aluminium. Les deux éprouvettes sont représentées dans la Fig. 4.16 avec leurs dimensions dans le Tab. 4.7.

TAB. 4.7. Caractéristiques de deux éprouvettes en acier et en aluminium de validation (Δl est la distance entre deux points où on mesure la température)

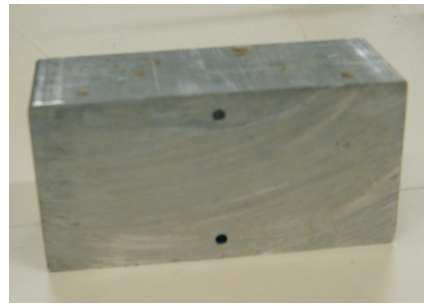
Éprouvette	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Hauteur (mm)	Masse (g)	Δl (mm)
Acier	80.2	30.2	39.8	979.2	20.0
Aluminium	80.0	30.0	52.1	266.1	30.0

L'éprouvette en aluminium est posée sur l'éprouvette en acier. Ensuite, ces deux éprouvettes sont recouvertes par le scotch d'aluminium et par une couche isolante comme illustrées dans la Fig. 4.17.

Les sondes platines sont mises en place dans deux éprouvettes. Chaque sonde nous donne une température au cours du temps. Les résultats mesurés sont donnés dans la Fig. 4.18, ceci nous permet de calculer la différence de température dans chaque éprouvette :



Eprouvette en acier



Eprouvette en aluminium

FIG. 4.16. Deux éprouvettes utilisées pour valider la méthode de deux matériaux

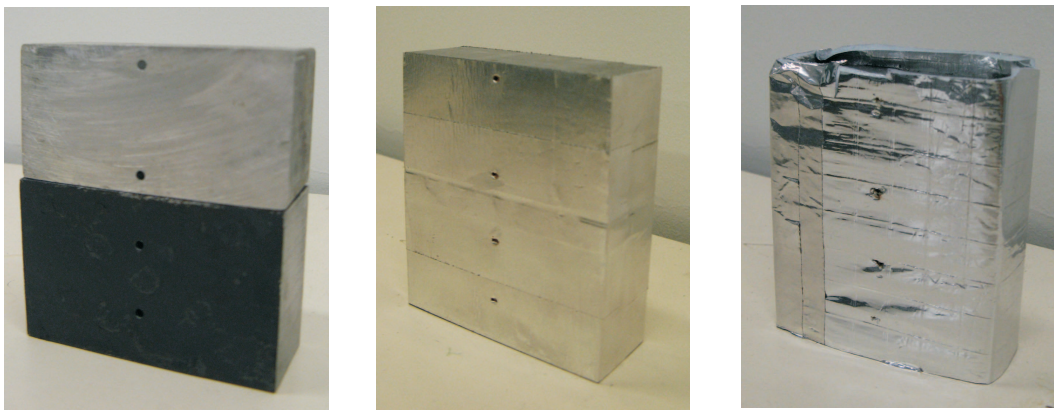


FIG. 4.17. Assemblage de deux éprouvettes en acier et en aluminium et son isolation thermique sur les surfaces latérales

Eprouvette en acier : $\Delta T_{12} = T_1 - T_2 = 166.78 - 163.37 = 3.41$ (°C)

Eprouvette en aluminium : $\Delta T_{34} = 147.66 - 146.47 = 1.19$ (°C).

Si l'on prend la conductivité thermique de l'acier : $k_{\text{Acier}} = 46 \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$, la valeur correspondante de l'aluminium est calculée facilement :

$$k_{\text{alum}} = k_{\text{acier}} \frac{\Delta T_{\text{acier}}}{\Delta T_{\text{alum}}} \frac{\Delta l_{\text{alum}}}{\Delta l_{\text{acier}}} = 197.7 \text{ (Wm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{)}$$

Cette conductivité thermique calculée de l'aluminium est raisonnable par rapport à celle donnée dans les bases de données disponibles (de 200 à 236). La méthode de deux matériaux est donc validée. Elle sera utilisée ultérieurement afin d'identifier la conductivité thermique des composites.

Validation 2 : Cette méthode a été validée une autre fois avec deux autres matériaux qui possèdent une conductivité thermique du même ordre de grandeur que celle des composites, selon le calcul théorique dans la section 4.3.2 précédente : le plâtre et le plexiglas. Les dimensions de ces deux éprouvettes sont données dans le Tab. 4.8. L'éprouvette en plâtre est mise au dessous afin d'éviter la plastification de l'éprouvette en plexiglas.

La différence de température pour chaque éprouvette est donc calculée lorsqu'on atteint le régime permanent :

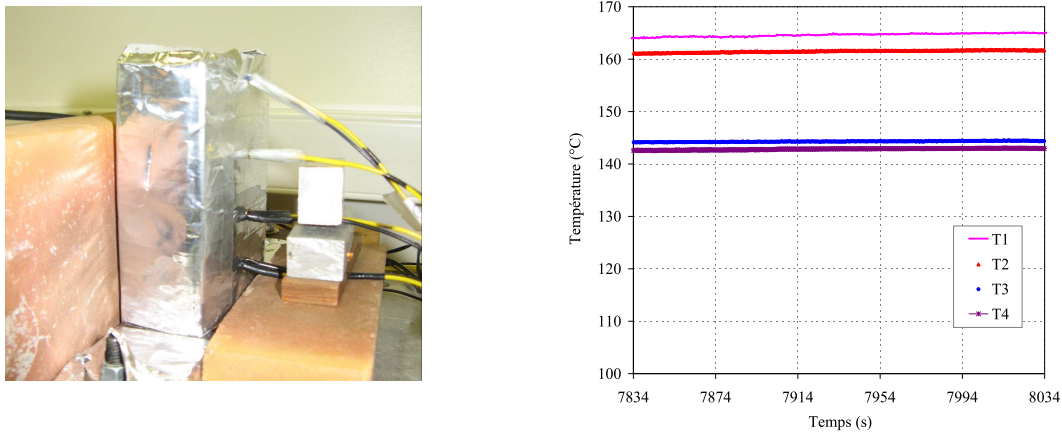


FIG. 4.18. Températures mesurées par les quatre sondes platines pour deux éprouvettes en acier et en aluminium

TAB. 4.8. Caractéristiques des deux éprouvettes en plâtre et en plexiglas de validation (Δl est la distance entre deux points où on mesure la température)

Eprouvette	Longueur (mm)	Largeur (mm)	Δl (mm)	k de référence ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
Plâtre	75	33	12.5	0.4
Plexiglas	75	33	12.5	0.17-0.19

Eprouvette en plâtre : $\Delta T_{12} = T_1 - T_2 = 100.81 - 96.73 = 4.08$ ($^{\circ}\text{C}$)

Eprouvette en plexiglas : $\Delta T_{34} = T_3 - T_4 = 84.58 - 76.04 = 8.54$ ($^{\circ}\text{C}$).

Si l'on prend la conductivité thermique du plâtre : $k_{\text{plâtre}} = 0.4 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, selon la formule (4.24), on en déduit :

$$k_{\text{plexiglas}} = k_{\text{plâtre}} \frac{\Delta T_{12}}{\Delta l_{12}} \frac{\Delta l_{34}}{\Delta T_{34}} = 0.19 \text{ (Wm}^{-1}\text{K}^{-1}\text{)}$$

On trouve que cette valeur est très raisonnable par rapport à celle trouvée dans les bases de données et reprise dans le Tab. 4.8. Cela confirme que cette expérience est bien adaptée à l'identification de la conductivité thermique des matériaux à souder.

4.3.4.3 Conductivité thermique des matériaux à souder

a. Les composites

La méthode de deux matériaux présentée ci-dessus sera utilisée afin d'identifier la conductivité thermique des composites à souder. Pour l'instant, on ne prend pas en compte la dépendance de la conductivité thermique en température mais les mesures seront effectuées à certaines températures satisfaisantes (de l'ordre de la température de soudure). Les valeurs calculées de la conductivité thermique à partir des expériences pour les composites à souder sont présentées dans le Tab. 4.9.

Ces valeurs sont proches de celles obtenues par le calcul théorique de conductivité thermique présenté dans le Tab. 4.6. Cela signifie que le modèle simplifié du calcul théorique est acceptable pour prévoir la conductivité thermique des composites selon la direction hors plan et que

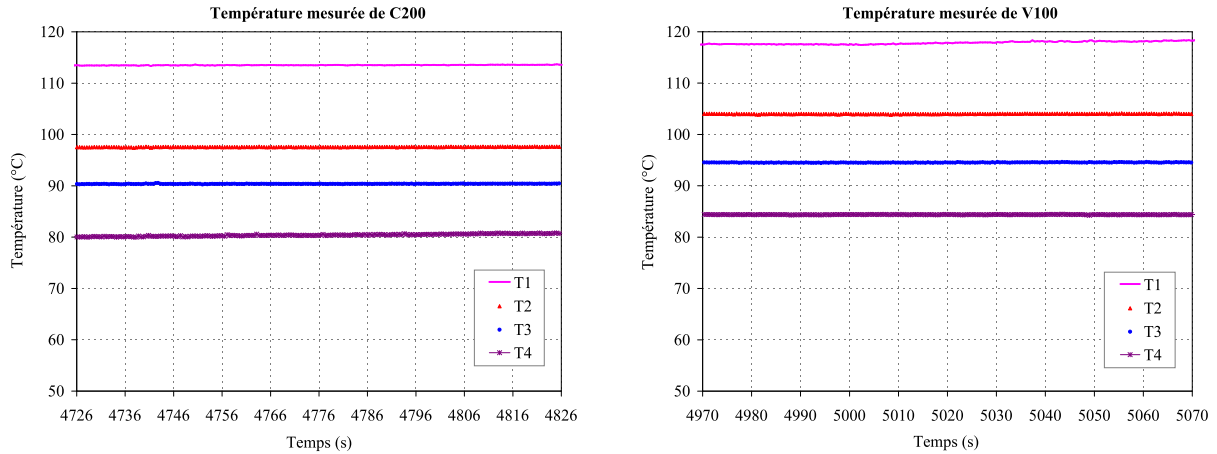


FIG. 4.19. Températures mesurées dans deux expériences pour les composites C200 et V100

TAB. 4.9. Mesure de la conductivité thermique des matériaux à souder

Matériau à souder (2)	Matériau de référence (1)	k_1 ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)	Δl_{12} (mm)	Δl_{34} (mm)	ΔT_{12} ($^{\circ}\text{C}$)	ΔT_{34} ($^{\circ}\text{C}$)	k_2 ($\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$)
C200	Plâtre	0.4	20.0	14.5	15.961	9.976	0.464
C280	Plâtre	0.4	20.0	20.0	10.892	10.014	0.435
V100	Plâtre	0.4	16.0	10.5	13.852	10.146	0.358
V300	Plâtre	0.4	15.0	14.5	10.171	10.399	0.378
Wiremesh	Acier	46.0	16.0	10.0	4.423	32.199	3.95

les résultats expérimentaux sont bien satisfaisants. Ces valeurs seront utilisées ensuite dans la modélisation de l'aspect thermique du processus de soudage par ultrasons.

b. Le wiremesh

En effet, la méthode de deux matériaux sera également utilisée pour identifier la conductivité thermique du wiremesh. Cependant, étant donné que l'épaisseur de la couche de wiremesh utilisée pour la soudure est très faible, 0.1 mm, cela pose des difficultés pour l'assemblage des couches de wiremesh, pour éviter des couches d'air entre celles-ci. Nous proposons donc un schéma qui est une extension de la méthode de deux matériaux comme dans la Fig 4.20. En réalité, le wiremesh est un tissu métallique. Il s'agit donc d'appliquer une pression pour enlever des couches d'air ou bien pour assurer le contact entre des couches de wiremesh.

Les températures mesurées et les autres paramètres sont donnés dans le Tab. 4.9. Il est naturel que la valeur de conductivité thermique du wiremesh soit très différente de celle de l'acier.

4.4 Dépendance en fréquence et en température des paramètres des composites

4.4.1 Etude générale

Le calcul théorique de la thermoviscoélasticité dans le chapitre 3 prend en compte la dépendance des propriétés mécaniques par rapport à la température de référence T_0 . Cependant, la

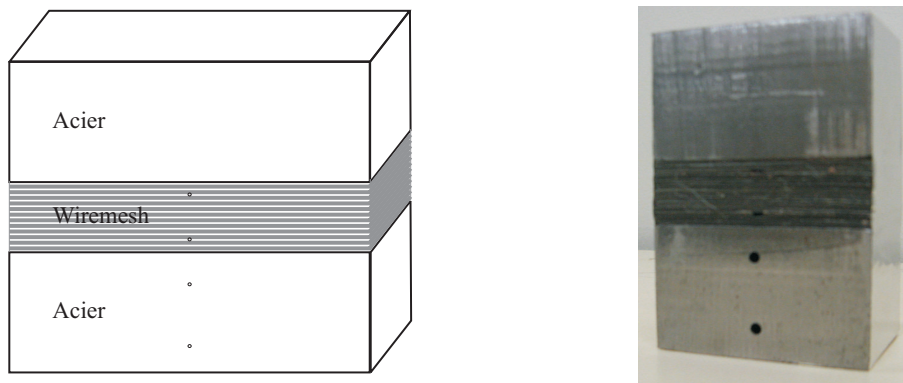


FIG. 4.20. Modèle d'identification de la conductivité thermique du wiremesh

dépendance par rapport à la variation de température $\theta = T - T_0$ est négligée. Dans cette section, on examinera quelques caractéristiques de la dépendance des propriétés mécaniques selon la température. Cette information s'applique directement pour donner la dépendance en température des propriétés mécaniques par rapport à la température de référence T_0 conformément à la théorie du chapitre 3. Ensuite, on considérera les modifications nécessaires qui doivent être effectuées dans la théorie de la thermoviscoélasticité afin d'inclure l'effet de la variation de la température totale [30].

Certaines propriétés mécaniques des matériaux viscoélastiques dépendent fortement de la température. En général, une telle caractéristique mécanique dépend à la fois de la température et de la fréquence de la sollicitation. Cette dépendance est schématiquement montrée pour la partie réelle notée E' d'un module complexe dans la Fig. 4.21. Dans les études suivantes, T désigne la température absolue, ω la pulsation, f la fréquence et t le temps. En outre, comme montré dans le Chapitre 4, les caractéristiques mécaniques des matériaux viscoélastiques évoluent dans le temps. On présente donc des courbes similaires de dépendance en température pour les fonctions de relaxation dans la Fig. 4.21.

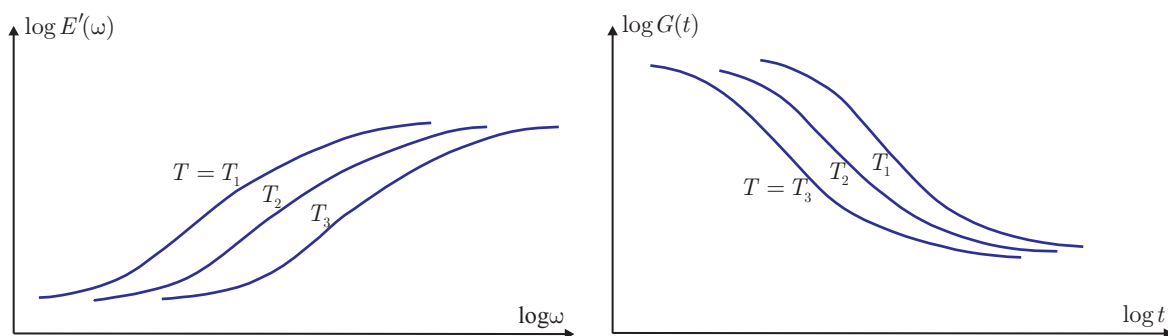


FIG. 4.21. Dépendance en fréquence de la partie réelle du module complexe $E' = E$ (à gauche) et la dépendance en temps de la fonction de relaxation (à droite) aux trois températures $T_3 > T_2 > T_1$

Le domaine des hautes fréquences, qui présente la dépendance à court terme du matériau, est appelé "région vitreuse"; le domaine des basses fréquences, qui présente quant à lui la dépendance à long terme, est nommé "région caoutchouteuse". Comme dans la Fig. 4.21 les courbes de caractérisation des matériaux sont fréquemment tracées par rapport aux données des

modules d'élasticité en fonction de la température à une période ou à une fréquence particulière. De telles courbes sont montrées dans la Fig. 4.22, dans laquelle les domaines de haute et basse température sont désignés respectivement comme les régions caoutchouteuse et vitreuse.

Pour un matériau particulier, on doit pouvoir distinguer les températures pour lesquelles on a un comportement caoutchouteux de bas module, de celles pour lesquelles on a un comportement vitreux de haut module. La région où les modules ont la dépendance en température maximale (maximum de magnitude de pente) est appelée la région de transition. La température correspondante est désignée par la température de transition vitreuse (T_g).

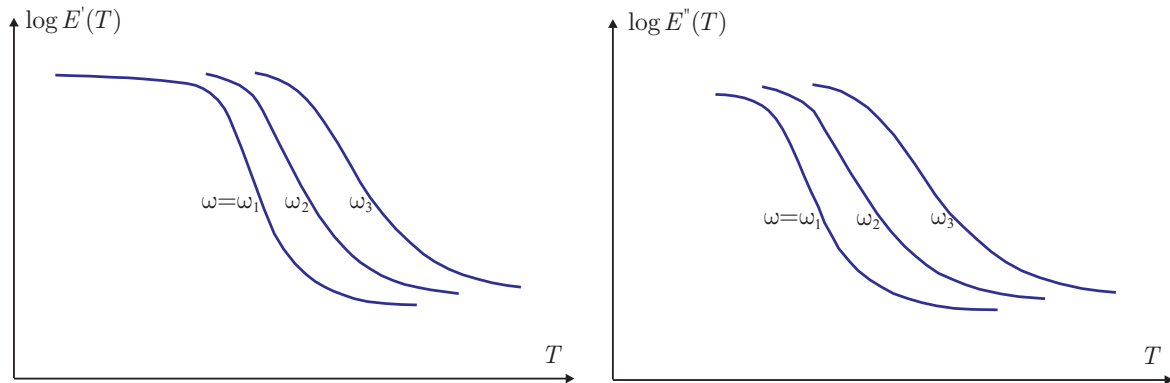


FIG. 4.22. *Partie réelle E' (à gauche) et partie imaginaire E'' (à droite) du module complexe en fonction de la température aux trois fréquences $\omega_3 > \omega_2 > \omega_1$*

Il faut noter que T_g dépend de la période de mesure \hat{t} de la fonction de relaxation, ou de la fréquence de mesure $\hat{\omega}$ du module complexe. Le concept de température de transition vitreuse est très important et est utilisé dans le champ d'application des matériaux viscoélastiques. En conséquence, deux méthodes pour définir T_g sont représentées ci-après.

4.4.1.1 Détermination physique de T_g

Si un échantillon libre de contraintes du matériau est soumis à un champ de température uniforme, on présente une mesure de changement du volume ΔV par rapport à la température comme dans la Fig. 4.23. La température pour laquelle la pente a une discontinuité, désignée sous le nom de "deuxième ordre de transition" dans la terminologie chimique, est définie comme la température de transition vitreuse T_g :

Le comportement montré dans la Fig. 4.23 a une interprétation moléculaire simple qui est liée à l'existence de deux régions pour le comportement viscoélastique, l'une dite vitreuse, et l'autre dite caoutchouteuse. A haute température, l'expansion de volume donne aux molécules individuelles une grande mobilité avec de faibles contraintes qui se manifestent macroscopiquement par une valeur basse du module. En revanche, à basse température, à cause du rétrécissement volumétrique, d'importantes contraintes sont imposées au mouvement des molécules, le module a donc une haute valeur et le matériau est relativement raide. La discontinuité de pente de ΔV selon T à T_g montre que la transition est habituellement plutôt brutale entre les régions caoutchouteuse et vitreuse.

La difficulté que nous connaissons avec cette définition de T_g , basée sur des changements de volume, est que c'est également une mesure dépendante du temps. Après avoir changé la température de l'échantillon, et l'avoir ensuite maintenue constante, nous constatons que le

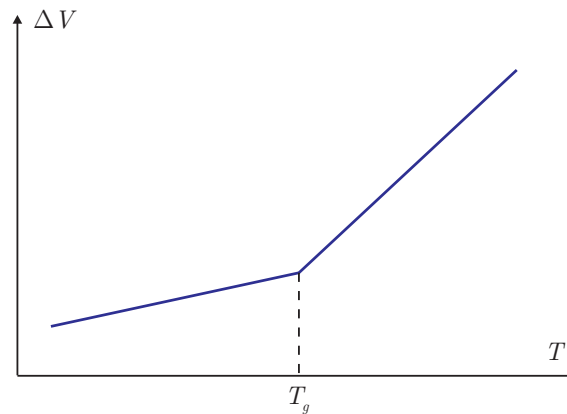


FIG. 4.23. Variation de volume en fonction de la température

changement de volume évolue dans le temps d'une manière similaire à un phénomène de fluage. Ce comportement dépendant du temps est confirmé dans [30]. En outre, ce comportement pour ΔV doit être fonction de l'importance du coefficient de dilatation thermique des matériaux viscoélastiques.

4.4.1.2 Détermination mathématique de T_g

La deuxième définition de T_g implique la détermination du facteur de perte d'un module complexe, c'est-à-dire, le rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle $\tan\delta = E''/E'$ qui est adimensionnel. Bien qu'il puisse exister plus d'un maximum pour la courbe $\tan\delta - \omega$ (ou $\log\omega$), il existe typiquement un maximum local situé à une fréquence proche de celle pour laquelle la partie réelle du module complexe a sa variation la plus grande par rapport à la fréquence. On considère la courbe tridimensionnelle des données mécaniques dans la Fig. 4.24.

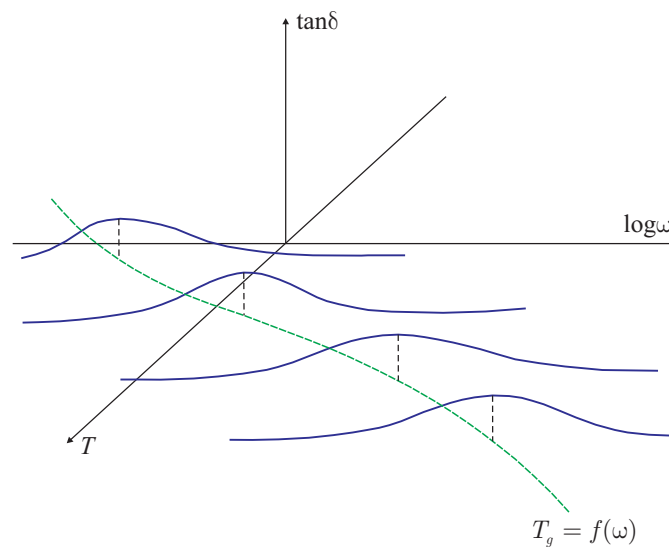


FIG. 4.24. Dépendance en température et en fréquence du facteur de perte $\tan\delta = E''/E'$

Il existe une courbe simple qui relie les maximums relatifs du rapport E''/E' en fonction de

$\log \omega$. La projection de cette courbe dans le plan température - fréquence définit une courbe qui peut être prise en tant que température de transition vitreuse en fonction de la fréquence :

$$T_g = f(\omega) \quad (4.25)$$

Cette relation fournit des moyens simples pour savoir si un matériau viscoélastique répondra d'une façon caoutchouteuse ou vitreuse à une fréquence particulière, ou à une fréquence dominante, de l'excitation. Alternativement, à une fréquence donnée, la température peut être modifiée pour trouver le facteur de perte maximal et définir en conséquence T_g .

Ces deux méthodes pratiques de définition de T_g contiennent un caractère arbitraire impliquant la période ou la fréquence de la mesure. Cette difficulté peut être évitée en utilisant une méthode thermodynamique pour définir la température de transition vitreuse.

4.4.1.3 Détermination thermodynamique de T_g

Cette méthode a été développée par Ehrenfest [38]. Il a montré que, pour le deuxième ordre de transition, les changements de la compressibilité κ , du coefficient de dilatation thermique α et de la chaleur spécifique à la pression constante C_p doivent satisfaire :

$$\frac{\Delta \kappa}{\Delta \alpha} = \frac{T V \Delta \alpha}{\Delta C_p} \quad (4.26)$$

où T est la température absolue et V est le volume spécifique avec :

$$\Delta \kappa = \kappa(T_g^+) - \kappa(T_g^-)$$

Cette relation présente le changement de compressibilité à la température de transition T_g (comme pour les autres grandeurs).

Les calculs thermodynamiques sont effectués en utilisant l'énergie libre spécifique de Gibbs G au lieu de celle de Helmholtz ψ . Cette énergie est représentée comme une expansion polynômiale des intégrales linéaires de Stieljes avec les fonctions $J_1(t)$, $J_2(t)$, $\alpha(t)$ et $C(t)$ qui sont les générations de fonctions de relaxation en cisaillement.

$$\begin{aligned} \rho G = & -\frac{1}{2} \int_0^t \int_0^t J_1(2t - \tau - \eta) \frac{ds_{ij}}{d\tau} \frac{ds_{ij}}{d\eta} d\tau d\eta - \frac{1}{2} \int_0^t \int_0^t J_2(2t - \tau - \eta) \frac{d\sigma_{ij}}{d\tau} \frac{d\sigma_{ij}}{d\eta} d\tau d\eta \\ & - \int_0^t \int_0^t \alpha(2t - \tau - \eta) \frac{d\sigma_{ij}}{d\tau} \frac{d\sigma_{ij}}{d\eta} d\tau d\eta - \frac{1}{2} \int_0^t \int_0^t C(2t - \tau - \eta) \frac{d\theta}{d\tau} \frac{d\theta}{d\eta} d\tau d\eta \end{aligned} \quad (4.27)$$

A partir de ces calculs, Ehrenfest a donné le critère de transition vitreuse :

$$\frac{\alpha(t)}{J_2(t)} = \frac{C(t)}{\alpha(t)} = cte \quad (4.28)$$

$$\left[\frac{d\alpha(t)}{dt} \right]^2 = \left[\frac{dJ_2(t)}{dt} \right] \left[\frac{dC(t)}{dt} \right] \quad (4.29)$$

La relation (4.28) permet de déterminer la température de transition vitreuse T_g . A une certaine température T_0 , les fonctions de relaxation telles que $J_2(t)$, $\alpha(t)$... dépendent du temps mais elles sont satisfaites (4.28). Dans ce cas, on prend : $T_g = T_0$. A cette température, les propriétés thermomécaniques peuvent changer bien que le matériau soit dans un état d'équilibre. Chaque comportement possède donc une transition ou un état critique admissible. Ci dessous, dans le Tab. 4.10, on présente la valeur de la température de transition vitreuse de quelques matériaux usuels.

TAB. 4.10. Température de transition vitreuse de quelques matériaux [32]

Matériaux	T_g (°C)
Polyamides (PA)	50-60
Polyéthylène (PE)	-110
Polypropylène (PP)	10
Polychlorure de vinyle (PVC)	81
Polystyrène	100

4.4.2 Equivalence des paramètres entre la fréquence, la température et le temps

4.4.2.1 Equivalence fréquence - température

Dans la section précédente, on a montré que les paramètres mécaniques des matériaux viscoélastiques dépendent à la fois de la température, de la fréquence et du temps : $G = G(t, T, \omega)$. Pour un matériau quelconque, on considère que la dépendance de ses propriétés mécaniques par rapport à l'un de ces paramètres n'est pas liée aux dépendances par rapport aux autres paramètres. Dans le cas des polymères et des composites, on établira tout de même un lien entre la dépendance par rapport à la température et celle relative à la fréquence. Ceci nous permet d'écrire :

$$G(t, T, \omega) = \tilde{G}[t, F(T, \omega)]$$

Cela signifie que si l'on connaît la variation de la propriété mécanique G selon l'un des deux paramètres T ou f , on peut également avoir l'évolution de cette grandeur selon le second. Ceci permet de limiter la détermination de la dépendance des propriétés mécaniques par rapport à l'un de ces deux paramètres.

Physiquement, l'état dissipatif viscoélastique est maximal dans la phase de transition d'un matériau évoluant de l'état caoutchouteux à l'état vitreux. Froid, ou à hautes fréquences, le matériau est sur le plan moléculaire dans son état vitreux et, de ce fait, raide et élastique. Chaud, ou à basses fréquences, il passe à l'état caoutchouteux, plus mou, et aura plus facilement tendance au fluage. Son amortissement $\tan \delta = \frac{E''}{E'}$ est maximal au point d'inflexion de la courbe représentant l'évolution de son module d'Young par rapport à la température (Fig. 4.24) et, en général, il sera d'autant plus important que la transition sera rapide.

Une loi permet d'exprimer l'équivalence entre les effets respectifs de la température et de la fréquence, par l'emploi d'un coefficient adimensionnel a_{T/T_0} , qui est appelé **facteur de translation thermique**. Il dépend seulement de la température T et de la température de référence T_0 . Dans la Fig. 4.25, on représente la variation du facteur de translation thermique a_{T/T_0} en fonction de la température T d'un composite [39].

Ferry [40] a montré empiriquement que les valeurs de a_{T/T_0} suivent une loi de la forme :

$$\log a_{T/T_0} = -\frac{c_1^0(T - T_0)}{c_2^0 + T - T_0} \quad (4.30)$$

Cette loi (4.30) est dite de William, Landel et Ferry (WLF) [40], dans laquelle c_1^0 et c_2^0 sont deux constantes dépendant de la nature du polymère (composites) et de la température de référence T_0 . Dans le Tab. 4.11 ci dessous, on présente les trois valeurs T_0 , c_1^0 et c_2^0 pour quelques polymères.

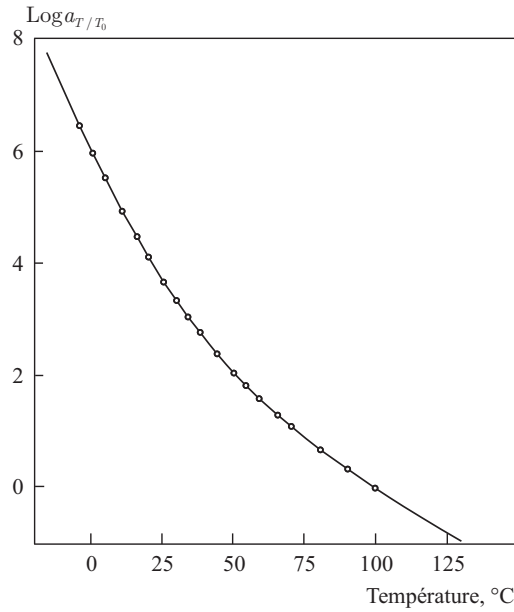


FIG. 4.25. Coefficient a_{T/T_0} en fonction de la température T

TAB. 4.11. Paramètres caractéristiques de a_{T/T_0} de quelques polymères [40]

Polymère	T_0 (°K)	c_1^0	c_2^0 (deg)	$\Delta\alpha$ (°K ⁻¹ 10 ⁻⁴)
Polystyrène	373	12.7	49.8	
Polyvinylacétate	349	8.86	101.6	4.4
Polybutadienne	298	3.64	186.5	6.4
Polyurethane	283	8.86	101.6	

Afin d'établir l'équivalence entre la température et la fréquence, on définit une nouvelle variable : la fréquence réduite f_r :

$$f_r = a_{T/T_0} f \quad (4.31)$$

La variation du module d'Young E et du facteur de perte (ou du coefficient d'amortissement $\tan\delta$) sont déterminés en fonction de la fréquence réduite comme dans la Fig. 4.26.

Les deux propriétés mécaniques E et $\tan\delta$ ne dépendent quasiment que de la fréquence réduite. Autrement dit, on peut considérer qu'elles ne dépendent plus de la température. Par conséquent, on a une équivalence température - fréquence.

Par exemple, si l'on connaît la variation du paramètre G en fonction de la fréquence $G = G_1(f)$ à la température T_1 et que l'on souhaite connaître son évolution à la température T_2 , le processus réalisé est le suivant :

- Pour une valeur $G = G^*$, on peut calculer la valeur f_1^* correspondant à la température T_1 grâce à la courbe $G = G_1(f)$. Le facteur de translation thermique à cette température est calculé : $\log a^*(T_1/T_0) = -\frac{c_1^0(T_1 - T_0)}{c_2^0 + T_1 - T_0}$. La valeur correspondante de fréquence réduite f_{r1}^* est donc déduite :

$$f_{r1}^* = f_1^* a^*(T_1/T_0)$$

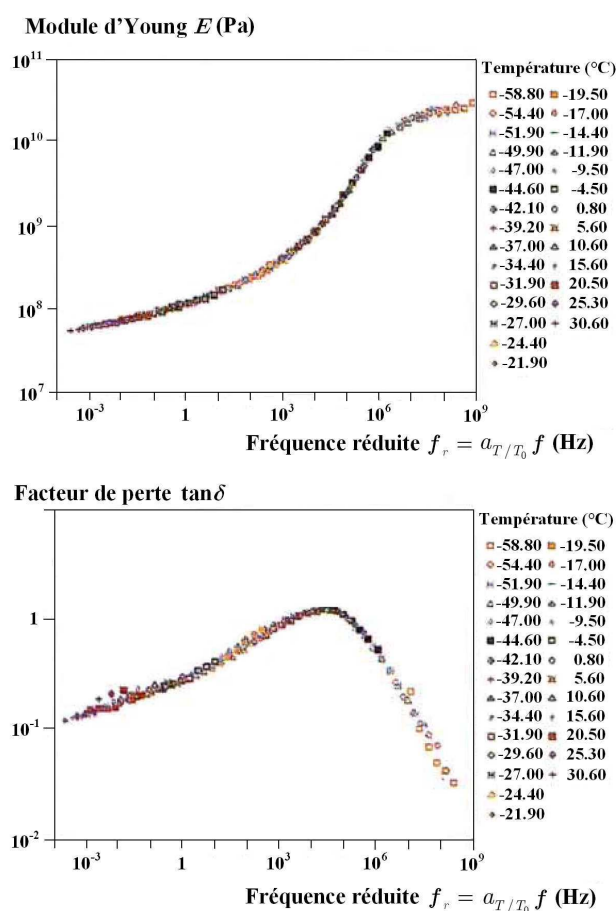


FIG. 4.26. Présentation synthétique des caractéristiques du matériau par la loi WLF : en haut - le module d'Young; en bas - le facteur de perte $\tan \delta$ en fonction de la fréquence réduite

- Puisque la variation du paramètre G en fonction de la fréquence réduite f_r est quasiment indépendante de la température. Cela signifie que pour atteindre G^* , les deux valeurs de fréquence réduite à deux températures doivent être égales : $f_{r1}^* = f_{r2}^*$.

- La valeur f_2^* correspondant à G^* à la température T_2 en connaissant $a^*(T_2/T_0)$ et la fréquence réduite ci dessus.

En conséquence, la courbe de G en fonction de la fréquence f : $G_2(f)$ à la température T_2 peut être tracée. De là, on peut déterminer la variation du paramètre G en fonction de la température T à chaque fréquence. Cette étude théorique nous permet de déduire la dépendance en température à la fréquence utilisée d'un paramètre mécanique des composites lors de la soudure. Ceci sera réalisé dans les paragraphes suivants.

4.4.2.2 Equivalence temps - température

L'importance du temps ou des paramètres qui y sont reliés (vitesse de sollicitation, fréquence) sur les propriétés viscoélastiques est mise en évidence par la notion de temps de relaxation. L'explication physique de cette notion conduit à considérer l'existence de mouvements moléculaires

se produisant durant des temps finis et qui sont à l'origine de la viscoélasticité. Toutefois, l'interprétation précédente a été proposée à partir d'expériences à température fixe. On peut facilement concevoir qu'à plus haute température, ces mouvements soient favorisés par l'agitation thermique et que les échelles de temps auxquelles ils se produisent soient modifiées. Cela conduit à prendre en compte les effets thermiques sur le comportement viscoélastique du matériau. L'expérience de relaxation peut être conduite en observant la fonction de relaxation à un temps fixé et en faisant varier la température à laquelle est réalisée la mesure comme dans la Fig. 4.21. Cette variation présente la même allure que celle obtenue dans une expérience à température fixe en faisant varier le temps dans la Fig. 4.21.

Ainsi, cette similitude de comportement amène à postuler une équivalence du temps et de la température. En fait, l'interprétation du processus de relaxation en termes de possibilités de mouvements moléculaires conduit naturellement à envisager cette équivalence. On conçoit aisément que ces mouvements seront facilités par un apport d'énergie supplémentaire sous forme thermique. Dans ces conditions, un phénomène se produisant en un temps donné à une température donnée se produira nécessairement en un temps plus court à une température plus élevée : les temps de relaxation (ou de retardation) diminuent lorsque la température augmente. Ainsi, la donnée d'une caractéristique viscoélastique d'un polymère nécessite l'indication des paramètres temps et température, par exemple $G(t, T)$, $E(\omega, T)$...

La partie gauche de la Fig. 4.27 donne un exemple de courbe de variation du module de conservation d'un polymère dans une gamme de fréquence limitée à différentes températures.

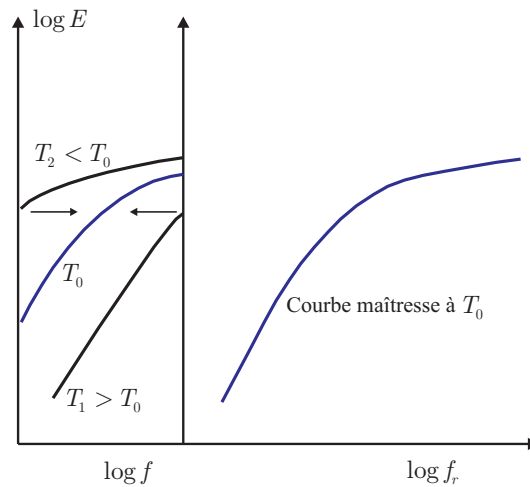


FIG. 4.27. Variation du module d'élasticité d'un polymère fondu : application de la superposition temps - température

Dans cette situation, l'équivalence temps - température se traduit par la possibilité de superposer les courbes à différentes températures T sur une courbe choisie comme référence (par exemple la température de référence T_0) par une translation horizontale d'un facteur $\log a_{T/T_0}$ avec a_{T/T_0} le facteur de translation thermique obtenu dans l'équivalence fréquence - température précédente. Cela correspond à un changement d'échelle de temps (ou de fréquence) pour chaque température.

De façon plus rigoureuse, dans le cas d'un module de relaxation $G(t)$, on peut en fait écrire :

$$G(t, T_0) = G(t \cdot a_{T/T_0}, T) \frac{\rho(T_0) T_0}{\rho(T) T} \quad (4.32)$$

En fait, le terme multiplicatif du second membre tient compte de la variation de volume avec la température, il est parfois nommé **facteur de translation vertical** et noté b_{T/T_0} tel que :

$$b_{T/T_0} = \frac{\rho(T_0)T_0}{\rho(T)T} \quad (4.33)$$

Ce terme est, dans la plupart des cas négligeable, car $\rho(T)$ varie comme $1/T$, ce qui explique qu'une translation horizontale soit souvent suffisante pour obtenir la superposition. En fréquence, on peut écrire de même :

$$G'(\omega, T_0) = G' \left(\frac{\omega}{a_{T/T_0}}, T \right) \frac{\rho(T_0)T_0}{\rho(T)T} \quad (4.34)$$

On peut montrer que les facteurs de translation obtenus sont les mêmes quelle que soit la quantité rhéologique considérée.

Il convient toutefois d'être prudent quant à l'application du principe de superposition temps - température dans le cas de matériaux non homogènes pour lesquels d'éventuelles modifications de morphologie avec le temps ou la température peuvent rendre caduques les notions précédentes.

La procédure de superposition conduit à l'obtention d'une courbe unique à la température de référence appelée courbe maîtresse (Fig. 4.27). Cette opération permet d'obtenir les caractéristiques viscoélastiques du polymère (composite) sur une gamme de temps (ou de fréquence) considérablement élargie par rapport aux possibilités de mesure des rhéomètres.

4.4.3 Dépendance en fréquence du module d'Young et du facteur de perte

4.4.3.1 Objectifs et principes

En réalité, les soudures sont réalisées à des fréquences ultrasoniques fixées. Les valeurs du module d'Young et du facteur de perte dans la direction normale des composite aux fréquences considérées sont mesurées dans 4.2.3. Cependant, on souhaite établir l'équivalence entre la dépendance en fréquence et celle en température, c'est la raison pour laquelle on effectue la mesure de la variation de ces deux grandeurs en fonction de la fréquence.

Les principes de la mesure du module d'Young et du facteur de perte à une fréquence sont écrits dans 4.2.3. Cette mesure sera réalisée identiquement pour certains échantillons de hauteur différente (en forme de barre) à la température ambiante (température dans le laboratoire). De la même façon, les essais seront faits à une température plus basse.

Le facteur de perte est calculé immédiatement :

$$\tan \delta = 2\xi$$

avec le facteur d'amortissement ξ qui est mesuré par le logiciel PULSE.

Le module d'Young est calculé grâce à la fréquence mesurée en utilisant le modèle de vibration d'une barre :

$$E = \rho(2hf)^2$$

pour le premier mode propre longitudinal (traction - compression).

4.4.3.2 Réalisation et résultats

Les expériences sont réalisées avec le composite C 280. Pour chaque échantillon, on mesure la fréquence propre de la vibration en traction - compression et le facteur d'amortissement correspondant en disposant le capteur (l'accéléromètre) au centre de la surface supérieure de l'échantillon, opposée à la tête du pot vibrant (au centre de la surface inférieure), voir aussi la Fig. 4.11. Ensuite, cet échantillon est mis dans un congélateur afin de le refroidir. L'échantillon refroidi est mesuré de la même façon. On présente les résultats avec le composite C280 dans les Tabs. 4.12 et 4.13 ci dessous.

TAB. 4.12. Résultats des essais d'analyse modale de C280 à la température ambiante

Essai	h (mm)	ξ (%)	$\tan\delta$ (%)	f (KHz)	E (MPa)
1	45.60	0.630	1.260	23.00	9969
2	52.20	0.810	1.620	20.01	9885
3	57.78	0.981	1.962	17.97	9766
4	65.10	0.741	1.482	15.40	9105
5	72.50	0.636	1.272	12.59	7800
6	78.30	0.630	1.260	11.35	7518
7	84.86	0.625	1.250	10.70	7458

TAB. 4.13. Résultats des essais d'analyse modale de C280 à la température du congélateur

Essai	h (mm)	ξ (%)	$\tan\delta$ (%)	f (KHz)	E (MPa)
1	52.20	0.870	1.740	21.08	10969
2	57.78	1.220	2.440	18.75	10633
3	65.10	1.350	2.700	15.96	9780
4	72.50	0.740	1.480	12.90	8176
5	78.30	0.706	1.412	11.48	7696
6	84.86	0.690	1.380	10.77	7575

Ces résultats sont représentés graphiquement afin d'illustrer l'allure de la variation du module d'Young en fréquence, et de comparer ces variations à deux températures : température ambiante du laboratoire et température du congélateur.

On constate que l'allure des deux courbes de la Fig. 4.28 est similaire par rapport à celle dans la Fig. 4.21. Evidemment, on n'a réalisé que 7 mesures, la courbe obtenue n'est donc pas absolument exacte. Cependant, les résultats mesurés nous permettent de confirmer l'adéquation du comportement des composites considérés par rapport aux études théoriques dans la section 4.4.1. Des traitements similaires sont également effectués avec le facteur de perte, les courbes sont présentées aussi dans la Fig. 4.28.

4.4.3.3 Vérification de l'équivalence température - fréquence

On appelle T_1 la température du congélateur et T_2 la température ambiante du laboratoire. Selon les études de l'équivalence fréquence - température, le facteur de translation thermique

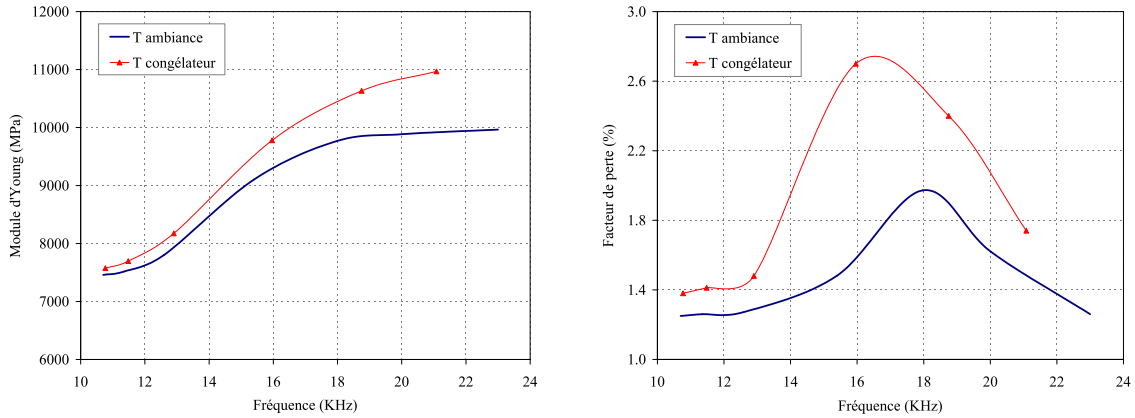


FIG. 4.28. Variation du module d'Young de C280 en fonction de la fréquence à deux températures différentes

est calculé successivement :

$$\log a_1 = \log a(T = T_1) = -\frac{c_1^0(T_1 - T_0)}{c_2^0 + T_1 - T_0} \quad \text{et} \quad \log a_2 = \log a(T = T_2) = -\frac{c_1^0(T_2 - T_0)}{c_2^0 + T_2 - T_0}$$

La fréquence réduite pour chaque température est : $f_r(T = T_1) = a_1 f$ et $f_r(T = T_2) = a_2 f$.

Comme dans la conclusion de l'équivalence fréquence - température, la courbe de variation du module d'Young (et facteur de perte) en fonction de la fréquence réduite ne dépend plus de la température. Cela signifie qu'à partir de la Fig. 4.28, si l'on considère une valeur de module E , on a deux valeurs de fréquence correspondant aux deux températures T_1 et T_2 que l'on appelle f_1 et f_2 . Les deux valeurs correspondantes de la fréquence réduite doivent être égales :

$$a_1 f_1 = a_2 f_2 \quad (4.35)$$

L'équation (4.35) nous permet d'établir une relation entre les trois constantes c_1^0 , c_2^0 et T_0 . En conséquence, pour déterminer ces trois constantes, il suffit d'effectuer les mesures de la dépendance en fréquence comme précédemment, pour deux autres températures (4 températures au total). Cependant, cette relation peut être utilisée afin de comparer avec les résultats expérimentaux. Le processus est appliqué pour le module d'Young de la manière suivante :

- Construction de la fonction du module d'Young selon la fréquence :

Ce travail est réalisé en utilisant une fonction analytique avec des paramètres. En minimisant l'écart entre les résultats expérimentaux et les valeurs analytiques de cette fonction, on trouvera ces paramètres. Puisqu'on a effectué les mesures pour 6 ou 7 fréquences, on s'intéresse donc à l'intervalle de fréquence [10.5 - 20.5 KHz]. On illustre ci-dessous dans la Fig. 4.29 un exemple de fonction $E(f)$.

- Calcul de la variation du module d'Young en fonction de la fréquence à une température quelconque :

Les résultats mesurés à la température ambiante (T_2) sont considérés comme référence. On cherche à construire la variation du module d'Young à une autre température, par exemple T_1 . En utilisant la relation (4.35) et un résultat expérimental à cette température, on peut interpoler la fonction $E(f)$ à T_1 comme expliqué dans 4.4.2.1.

On constate que la courbe calculée par l'équivalence fréquence - température ne coïncide que partiellement avec la courbe expérimentale.

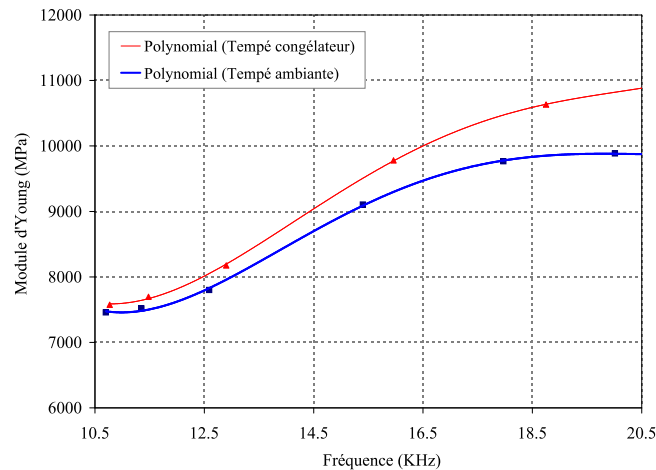


FIG. 4.29. Interpolation du module d'Young en fonction de la fréquence à deux températures

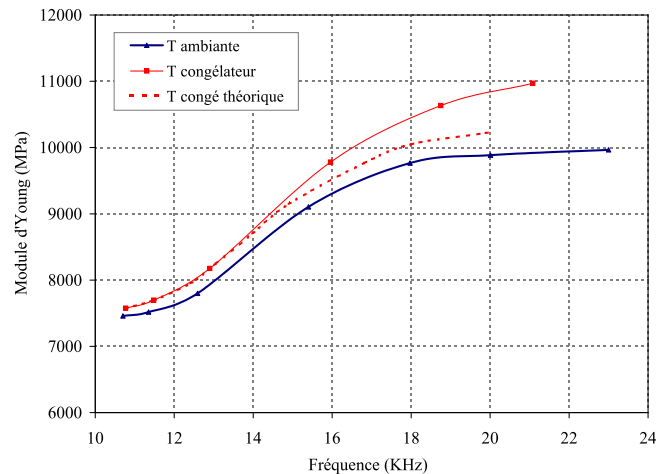


FIG. 4.30. Module d'Young de l'équivalence fréquence - température à la température du congélateur

4.4.4 Dépendance en température du module d'Young

4.4.4.1 Problématique

Lorsque la température augmente, les caractéristiques des matériaux changent également. Par conséquent, les modélisations dans lesquelles on considère habituellement ces grandeurs constantes comme dans le calcul de la dissipation d'énergie lors de la soudure ne sont plus correctes. Dans le problème de modélisation du processus de soudure (cf. le chapitre 1), on prend dans un premier temps le comportement vibratoire de l'ensemble acoustique. Pour ce faire, il faut connaître la valeur du module d'Young de tous les matériaux constitutifs et leur dépendance par rapport à la température. Il y a donc lieu d'étudier la variation du module d'élasticité selon la température, et c'est ce à quoi nous allons nous intéresser dans cette partie.

Sur la Fig. 4.31, on remarque que dans la plage de température qui nous intéresse : $T \in [-15 - 250^\circ\text{C}]$ (plage de température lors de la soudure qui est effectuée dans le projet A380), le module d'Young des métaux (acier, titane, aluminium) varie très légèrement, contrairement au cas des composites ou des plastiques (cf. cas de la résine PEI). On se concentrera donc sur

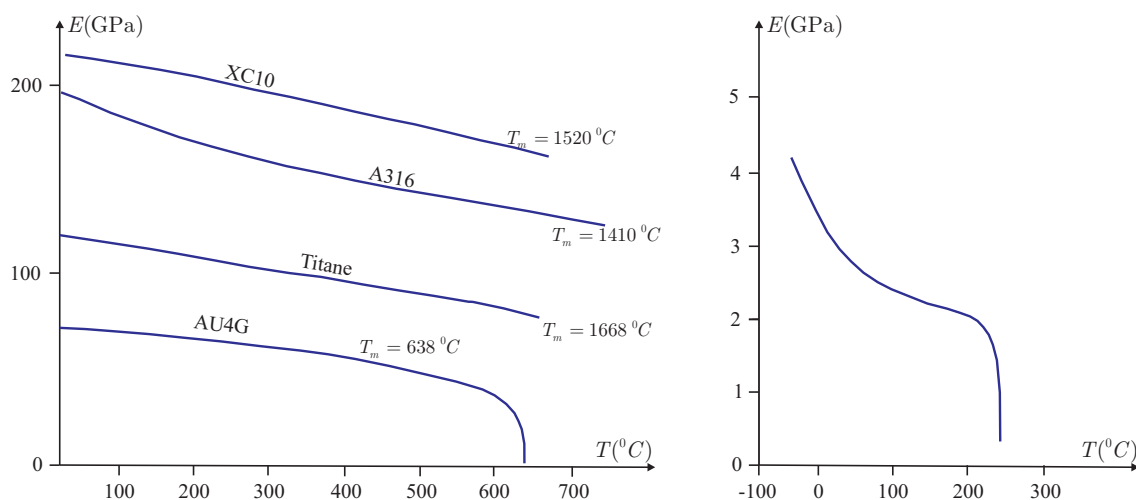


FIG. 4.31. Variation du module d'élasticité en fonction de la température : les métaux [27] (à gauche) avec T_m la température de fonte (melting temperature) et la résine PEI [41] (à droite)

la variation du module d'Young des composites à souder en fonction de la température.

Une recherche a été réalisée avec des composites dont la matrice est en polypropylène, ou en polystyrène, et dont les renforts sont de courtes fibres de bois, de paille ou de verre [42]. L'évolution en température du module d'Young a été comparée pour ces différents composites. Un exemple est donné dans la Fig. 4.32. Ces courbes en température montrent que les trois matériaux ont le même comportement. On observe une transition secondaire aux alentours de -60°C liée à la phase amorphe, et la transition vitreuse (T_g) vers 10°C . Cette étude montre également que les renforts n'ont d'influence que sur le module, et non sur les températures de transition [42]. Cependant, la vitesse de chauffage influence la valeur de la température de transition vitreuse. Ce phénomène se retrouve également lorsqu'on mesure la T_g par d'autres techniques expérimentales [42].

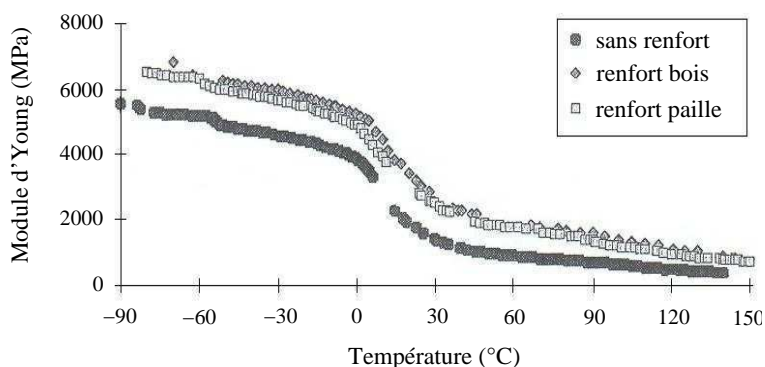


FIG. 4.32. Evolution en température du module d'Young des échantillons de polypropylène avec et sans renfort

Ces résultats sont conformes à ceux trouvés avec d'autres composites comme le polyuréthane sans renfort ou avec renfort de verre. Ceci est confirmé pour nos composites C200 et C280 pour lesquels $T_g = 210^{\circ}\text{C}$ (cf. le Tab. 3.3). Cette température de transition vitreuse est similaire à celle de la matrice PEI dans la Fig. 4.31.

4.4.4.2 Dépendance en température du module d'Young hors plan des composites

Comme on a identifié la dépendance en fréquence du module d'Young et du facteur de perte, on s'intéresse aux caractéristiques des composites selon la direction de soudure (la direction hors plan). Dans cette partie, on cherche à déterminer la dépendance en température du module d'Young selon cette direction. Pour ce faire, on réalisera les mesures de module d'Young selon la direction hors plan des composites par un essai de compression à différentes températures. Les résultats obtenus nous permettent de déterminer la dépendance en température du module d'Young de chaque composite. Ceci est indispensable afin de compléter le couplage thermomécanique du processus de la soudure par ultrasons. De plus, on peut également établir l'équivalence "fréquence - température".

Principe et dispositifs

Le principe de l'essai de compression tenant compte de la rigidité des deux plateaux de la machine est présenté dans l'identification du module d'Young hors plan. Dans ce cas, la même procédure sera réalisée aux différentes températures. La température est appliquée en utilisant un four tubulaire. De plus, cette température est contrôlée par un contrôleur. Ces deux dispositifs et la mise en place sont montrés dans la Fig. 4.33. Le programme du contrôleur est composé de quatre séquences numérotées 1 à 4. Chaque séquence comporte deux segments : **a** (chauffage) et **b** (maintien) ainsi que la température nominale correspondante **T**. On règle dans le segment **a** quelle est la durée impartie pour atteindre la température nominale **T** et le segment **b** nous permet de déterminer combien de temps la température nominale **T** sélectionnée doit être maintenue.



FIG. 4.33. Dispositifs de chauffage et la mise en place

Dans ce cas, il suffit d'avoir deux plateaux qui sont adaptés avec le cylindre chauffé dans le four. Les deux cylindres en acier ont un diamètre de 40 mm. Une température sera imposée, les valeurs de la force F et du déplacement du plateau supérieur U seront enregistrées au cours du chargement à cette température pour deux cas : avec éprouvette et sans éprouvette. Le module d'Young dans la direction hors plan est calculé par la formule (4.2) :

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon} = \frac{F/S}{(U^t - U^m)/h} = \frac{h}{S} \frac{1}{\frac{1}{F/U^t} - \frac{1}{F/U^m}}$$

Dans laquelle :

- h est la hauteur de l'éprouvette
- S est l'aire de l'éprouvette
- U^t est le déplacement global (avec éprouvette) mesuré
- U^m est le déplacement dû à la rigidité de la machine (sans éprouvette)
- F/U^t et F/U^m seront remplacés respectivement par les tangentes aux courbes $F - U^t$ et $F - U^m$

Réalisation et résultats

On présente la procédure d'identification de la dépendance en température du module d'Young dans la direction hors plan des composites à souder. Pour chaque composite, un échantillon de section constante est utilisé de sorte qu'il concorde avec deux barreaux de compression, voir la Fig. 4.34. Les dimensions des éprouvettes composites sont données dans le Tab. 4.14. Cet échantillon est mis au milieu du four tubulaire pendant une durée suffisante pour atteindre l'uniformité de sa température interne.

TAB. 4.14. Dimensions des échantillons composites pour les expériences de la dépendance en température

Composite	Section (mm×mm)	Hauteur (mm)
C200	26.74×26.93	41.54
C280	26.16×27.74	51.92
V100	24.76×29.37	40.94
V300	26.73×29.07	43.30

On présente dans la suite l'exemple avec le composite C 200. Son échantillon est montré dans la Fig. 4.34. A chaque température imposée, la variation de la force en fonction du déplacement est enregistrée pour deux cas : avec éprouvette et sans éprouvette. Dans la Fig. 4.35, ces deux évolutions sont illustrées. On s'intéresse à la tangente de deux courbes à partir d'une valeur nominale de la force parce que lorsque la force est inférieure à cette valeur, elle n'est pas linéaire par rapport au déplacement.



FIG. 4.34. Echantillon composite C 200 et sa mise en place

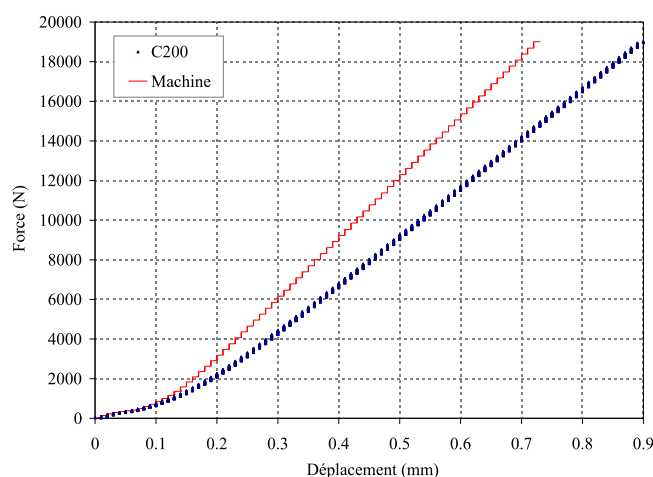


FIG. 4.35. Relation entre la force et le déplacement de l'éprouvette C200 à 30°C

TAB. 4.15. Résultats des essais en compression de l'éprouvette C200 aux différentes températures

Température (°C)	F/U^t (N/mm)	F/U^m (N/mm)	E_n (MPa)
20	23877	30580	6284
29	23850	30580	6252
37	23805	30580	6200
53	23732	30580	6113
71	23585	30580	5948
88	23458	30580	5811
107	23392	30580	5741
126	23206	30580	5551
143	22770	30580	5144
160	22386	30580	4819
179	21955	30580	4490
197	21507	30580	4181
216	19888	30580	3281
225	19068	30580	2922
244	18404	30580	2666

A partir de ces expériences, la variation du module d'élasticité selon la direction hors plan du composite C 200 est identifiée. La courbe de ce paramètre en fonction de la température est illustrée dans la Fig. 4.2. On trouve bien que la dépendance en température du module d'Young dans ce cas est quasiment identique par rapport à celle décrite dans [42], voir la Fig. 4.32. La température de transition vitreuse pour le composite C200 est : $T_g \approx 210^\circ\text{C}$ - la température de transition vitreuse de la résine PEI. Ce résultat coïncide avec les études théoriques de la température de transition vitreuse des composites : cette température caractéristique ne dépend que de la résine, elle est égale à la température de transition vitreuse de la résine. Cela a été déjà illustré dans la Fig. 4.32 pour le cas de différents types de renfort et sans renfort (il n'y a que la résine).

Cependant, s'il n'y a que la résine, à la température de transition vitreuse T_g , la valeur

du module d'Young de PEI diminue très rapidement. On voit bien dans la Fig. 4.31 qu'il y a une chute soudaine de ce paramètre à $T_g = 210^\circ\text{C}$. Tandis qu'avec le composite C 200, cette diminution est moins importante. Elle se produit au cours de la variation de température. Cela peut être expliqué par le renforcement des fibres de carbone. Si l'on dépasse la température de transition vitreuse, la rigidité mécanique de la résine diminue rapidement mais celle des fibres est beaucoup moins diminuée. Le module d'Young du composite est donc moins diminué que celui de la résine.

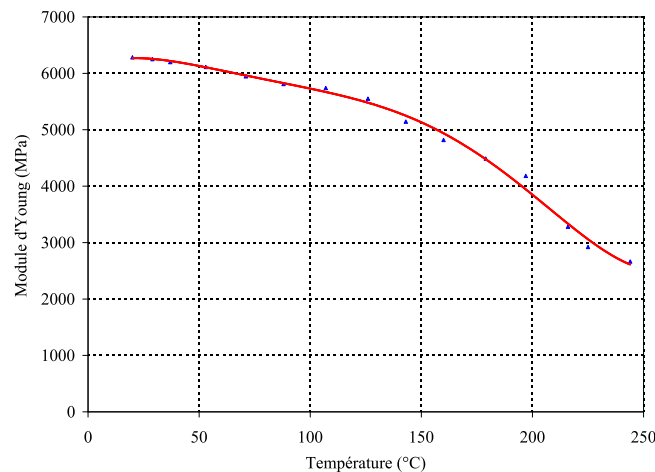


FIG. 4.36. Variation du module d'Young dans la direction hors plan du composite C 200 en fonction de la température

4.5 Conclusion

Les principes d'identification du module d'Young dans la direction hors plan des composites à souder sont présentés dans la première partie de ce chapitre. Celui-ci est le paramètre le plus important lorsqu'on modélise l'aspect mécanique du processus de soudure par ultrasons. Cette grandeur est identifiée par une expérience de compression prenant en compte la rigidité des deux plateaux de la machine. Ensuite, par une expérience de traction et en utilisant la jauge pour capter la déformation, on a identifié le module d'Young des composites dans les deux autres directions (dans leur plan).

Pour compléter l'aspect mécanique du processus de soudure, on a effectué la mesure du facteur de perte dans la direction hors plan des composites à souder en utilisant le modèle de barre en vibration traction - compression à une fréquence propre correspondante. Cette méthode a également été développée afin de déterminer la dépendance en fréquence du module d'Young et aussi du facteur de perte.

L'aspect thermique du processus de soudure par ultrasons est calculé tout d'abord par la dissipation d'énergie dans les matériaux à souder. Puis, la propagation de la chaleur lors de la soudure est modélisée en considérant l'isotropie des propriétés de diffusion des matériaux à souder. Cette hypothèse est acceptable du fait que les composites ont une faible épaisseur. Elle nous permet d'utiliser le modèle unidirectionnel afin d'identifier le coefficient thermique de ces matériaux.

Cependant, lors des mesures réalisées, la dépendance en température et en fréquence des paramètres n'a pas été prise en compte. Il faudra donc étudier ces effets dans les chapitres suivants

afin de compléter la modélisation du processus de soudure. Nous avons présenté la variation des caractéristiques des composites selon la température et la fréquence. Cette dépendance est étudiée tout d'abord par un rappel théorique de la température de transition vitreuse. En dessous de cette température, le comportement du matériau est vitreux de haut module et au dessus, le comportement du matériau est caoutchouteux de bas module. Cette notion de température de transition vitreuse est très importante pour les polymères et les composites. C'est la raison pour laquelle on a cherché différentes méthodes permettant de déterminer cette température.

De plus, la détermination de la température de transition vitreuse montre bien la dépendance en fréquence et en température des caractéristiques des matériaux. D'ailleurs, il existe des liens entre la dépendance de chacun de ces paramètres. On a donc établi une équivalence entre la dépendance en fréquence et celle en température. Cette équivalence nous permet de prédire le champs de chaque caractéristique en fonction de la fréquence et de la température en même temps. Cela signifie qu'elle permet d'éviter de déterminer l'évolution de cette caractéristique en fréquence à toutes les températures (et inversement).

La dépendance en fréquence du module d'Young et du facteur de perte dans la direction hors plan des composites a été identifiée en prenant en compte la fonction de réponse en fréquence (**FRF**) pour le mode propre longitudinal d'une barre. Les résultats trouvés sont très conformes à ceux des études théoriques. On a bien vu la variation du module d'Young avec le maximum de son gradient dans l'intervalle de fréquence considéré ainsi que le pic de la courbe $\tan\delta - f$. Ceci explique les différentes qualités de la soudure qu'on a réalisé.

Une partie importante, la dépendance en température du module d'Young, est aussi réalisée. A partir de cette dépendance, on a déterminé la température de transition vitreuse des composites à souder. Les résultats trouvés confirment que la température de transition vitreuse d'un composite dépend seulement de la valeur correspondante de la matrice. Cette dépendance sera implantée dans le couplage thermomécanique du processus de soudure par ultrasons.

Troisième partie

**Modélisation du processus de
soudure par ultrasons**

Chapitre 5

Modélisation de l'ensemble acoustique

5.1 Introduction

Comme mentionné précédemment, l'ensemble acoustique comprend trois composantes : un convertisseur, un booster et une sonotrode. Afin de modéliser le processus de la soudure par ultrasons, il s'agit tout d'abord de modéliser cet ensemble. On a étudié le couplage électromécanique des piézoélectriques du convertisseur et discrétisé par éléments finis les équations de ce couplage. Dans ce chapitre, on propose les modélisations de l'ensemble acoustique en assemblant le convertisseur avec le booster et la sonotrode.

Le premier but de cette modélisation est de calculer les modes propres de l'ensemble acoustique. En réalité, l'ensemble acoustique travaille en résonance à la fréquence propre de la vibration longitudinale. Ensuite une tension électrique sera donc imposée aux anneaux piézoélectriques. On étudiera ce comportement dynamique chargé de l'ensemble acoustique. L'amplitude de la vibration en sortie de la sonotrode et le champs de contrainte seront considérés. Ces résultats nous permettront de comparer avec ceux observés en réalité et d'éviter la rupture de la machine. Ils seront utilisés ensuite dans la modélisation de la soudure avec les matériaux thermoplastiques.

5.2 Eléments finis unidirectionnels de l'ensemble acoustique

5.2.1 Modélisation unidirectionnelle des anneaux piézoélectriques

Le noyau du convertisseur est constitué par 6 anneaux piézoélectriques comme illustré dans la Fig. 5.1 suivante. On impose le potentiel ϕ et les charges électriques n'existent pas ($q_0 = 0$).

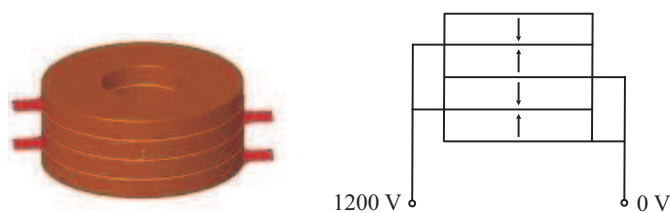


FIG. 5.1. Partie piézoélectrique pour l'ensemble acoustique 30 KHz et schéma de polarisation

On peut écrire les équations globales en séparant les variables potentiels imposés ϕ^d et des variables de potentiels inconnus ϕ^v :

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} [M_{uu}] & [0] \\ [0] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\ddot{u}\} \\ \{\ddot{\phi}^v\} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} [C_{uu}] & [0] \\ [0] & [0] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{\dot{u}\} \\ \{\dot{\phi}^v\} \end{Bmatrix} \\ & + \begin{bmatrix} [K_{uu}] & [K_{u\phi}^v] \\ [K_{u\phi}^v]^T & [K_{\phi\phi}^v] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{\phi^v\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} -[K_{u\phi}^d] \{\phi^d\} \\ -[K_{\phi\phi}^d] \{\phi^d\} \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

5.2.2 Modélisation unidirectionnelle de l'ensemble acoustique

L'ensemble acoustique est modélisé en assemblant des éléments piézoélectriques et les autres composants mécaniques de section variable. L'ensemble acoustique travaille en régime harmonique à la fréquence de résonance. Les équations dynamiques globales peuvent être écrites sous la forme :

$$([K] - \Omega^2 [M] + i\Omega [C]) \{U\} = \{F\} \quad (5.1)$$

où $\Omega = 2\pi f$ et $\{U\} = \{u \quad \phi\}^T$.

Fréquences propres de l'ensemble acoustique

Pour calculer la fréquence propre du système, il faut résoudre l'équation homogène de (5.1) (le membre de droite est égal à zéro). En supposant le système non amorti, on peut écrire sous la forme matricielle :

$$\left(\begin{bmatrix} [K_{uu}] & [K_{u\phi}] \\ [K_{u\phi}]^T & [K_{\phi\phi}] \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} [M_{uu}] & [0] \\ [0] & [0] \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} \{u\} \\ \{\phi\} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (5.2)$$

Cependant, on ne peut pas résoudre directement ce système à cause de la présence des masses nulles correspondantes aux variables potentielles. Mais à partir de la deuxième équation, on peut exprimer $\{\phi\}$ selon $\{u\}$:

$$\{\phi\} = -[K_{\phi\phi}]^{-1} [K_{u\phi}]^T \{u\}$$

En remplaçant cette relation dans la première équation de (5.2) on obtient :

$$([K] - \omega^2 [M]) \{u\} = 0 \quad (5.3)$$

avec $[K] = [K_{uu}] - [K_{u\phi}] [K_{\phi\phi}]^{-1} [K_{u\phi}]^T$ et $[M] = [M_{uu}]$.

La relation (5.3) doit être satisfaite avec n'importe quelle valeur de u . Ceci se produit lorsque le déterminant de $[K] - \omega^2 [M]$ est égal à zéro :

$$\det([K] - \omega^2 [M]) = 0 \quad (5.4)$$

La condition (5.4) nous permet de calculer des fréquences propres.

5.3 Modélisation axisymétrique de l'ensemble acoustique avec Abaqus

La modélisation unidirectionnelle ci-dessus nous donne les modes propres de l'ensemble acoustique ainsi que les résultats du comportement chargé. Mais elle ne peut pas tenir compte de la géométrie des composantes de cette structure. C'est la raison pour laquelle on propose dans cette section une modélisation axisymétrique qui est réalisée par Abaqus. Ce logiciel nous permet de dessiner en introduisant les coordonnées. Cela signifie que nous pouvons réaliser les calculs avec la géométrie réelle.

En réalité, l'ensemble acoustique surtout celui de 30 KHz n'est pas complètement axisymétrique. Le convertisseur et le booster sont fabriqués normalement en axisymétrie mais la sonotrode (en acier ou en titane) n'a pas cette propriété. Cependant, une modélisation axisymétrique de l'ensemble acoustique avec Abaqus nous permet de prévoir la fréquence propre longitudinale de cette structure. La précision sera discutée ultérieurement. Ce modèle en outre nécessite un temps de calcul beaucoup moins important que celui d'une modélisation tridimensionnelle.

5.3.1 Fréquences propres et modes propres

Dans Abaqus, les fréquences propres et les modes propres correspondants d'une structure sont calculées en utilisant la procédure **Linear perturbation**, l'option **Frequency** dans le module **Step**. Cette option nous permet de calculer les fréquences propres dans une intervalle $[f_{\min}, f_{\max}]$ par différentes méthodes comme celle de Lanczos, la méthode Subspace Les caractéristiques des matériaux constitutifs de l'ensemble doivent être données comme dans le Tab. 5.4. En réalité, l'ensemble acoustique de 30 KHz pour la soudure par ultrasons est maintenu au niveau de l'anneau du booster. Ceci impose une condition aux limites de ce calcul. L'autre condition est l'axisymétrie de l'ensemble acoustique dans ce modèle.

Dans la Fig. 5.2, on présente la modélisation axisymétrique de l'ensemble acoustique de 30 KHz dont la sonotrode est en acier. On cherche les fréquences et modes propres dans l'intervalle [20 - 30 KHz]. Comme le calcul du modèle axisymétrique est rapide, on peut utiliser un maillage fin de cette structure pour atteindre des fréquences propres réelles. Une étude de la convergence sur la fréquence propre correspondant à la vibration longitudinale nous donne les résultats dans le Tab. 5.1.

TAB. 5.1. *Etude de convergence sur la fréquence propre en mode longitudinal du modèle axisymétrique*

Taille du maillage (mm)	Nombre d'élément	Fréquence propre (Hz)
2.0	1220	30026.9
1.5	2107	30028.4
1.0	4790	30020.6

Grâce à la rapidité du programme, on décide d'utiliser une taille de maillage de 1.0 mm pour cette modélisation. En Fig. 5.2, le mode propre de vibration longitudinale est montré, il correspond à la fréquence propre $f = 30020.6$ Hz. La valeur de cette fréquence propre mesurée par le fréquencesmètre est de 30021 Hz. La modélisation axisymétrique est donc satisfaisante.

Cependant, on trouve que ce calcul ne nous permet pas d'obtenir les modes propres de flexion ou de torsion. Dans l'intervalle [20 - 35 KHz], il y a deux fréquences propres correspondant aux deux vibrations longitudinales : l'une de tout l'ensemble acoustique et l'autre du

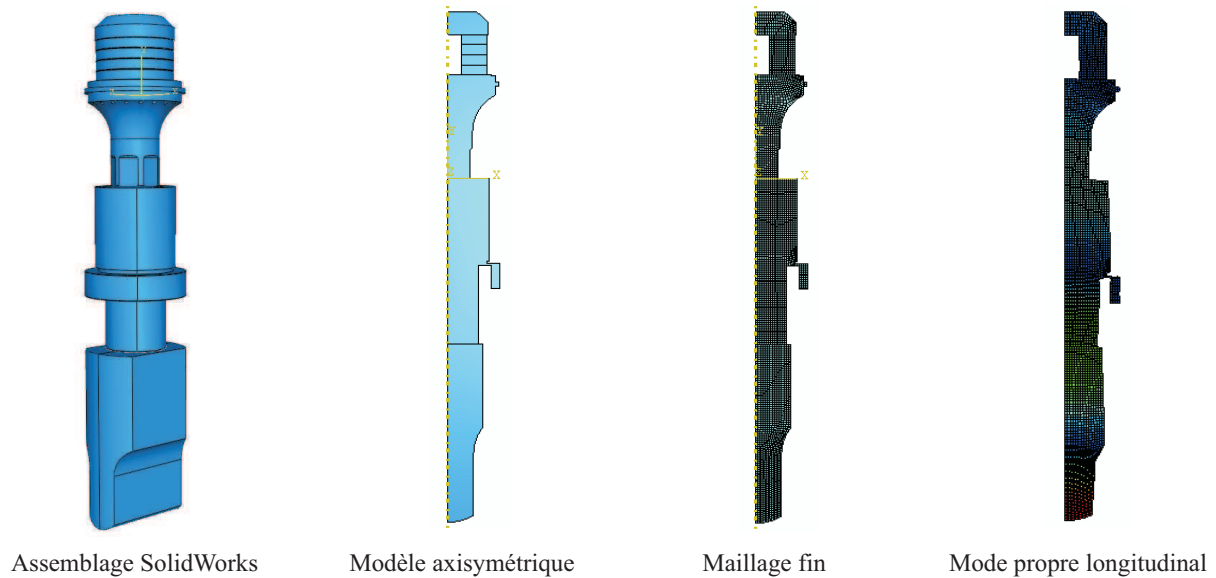


FIG. 5.2. Modélisation axisymétrique de l'ensemble acoustique de 30 KHz

convertisseur. Comme on s'intéresse au comportement longitudinal en résonance de l'ensemble, cette modélisation est donc utilisable. Les autres modes tridimensionnels peuvent être trouvés ultérieurement par une modélisation tridirectionnelle.

5.3.2 Comportement dynamique de l'ensemble acoustique

5.3.2.1 Identification de l'amortissement des matériaux constitutifs

Le principe de cette identification est présenté dans le chapitre 4 pour déterminer le facteur de perte des composites à souder. Avec le logiciel PULSE, on peut mesurer la fréquence de résonance f et le coefficient d'amortissement ξ de la structure pour cette fréquence. En utilisant des pièces homogènes de chaque matériau, on déterminera l'amortissement de ce matériau. Les résultats expérimentaux sont présentés dans le Tab. 5.2 où la valeur correspondante de l'aluminium et du PZT à la fréquence 20 KHz est interpolée à partir des valeurs données dans la bibliographie.

TAB. 5.2. Coefficient d'amortissement des matériaux constitutifs de l'ensemble acoustique

Matériau	Fréquence propre	ξ
Acier	20.81 KHz	2.50×10^{-4}
Aluminium	20.00 KHz	5.0×10^{-5}
PZT	20.00 KHz	5.0×10^{-5}
Titane	20.33 KHz	8.00×10^{-4}

La théorie de la méthode des éléments finis ne sera pas présentée ici, regarder dans [43]. On cherche à résoudre l'équation du système EF dynamique classique :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}}_n + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}_n + \mathbf{K}\mathbf{u}_n = \mathbf{F}_n^a \quad (5.5)$$

où \mathbf{M} représente la matrice globale de masse, \mathbf{C} est la matrice globale d'amortissement, \mathbf{K} est la matrice globale de raideur, \mathbf{u}_n représente le déplacement nodal et \mathbf{F}_n^a est le vecteur de

chargement externe appliqué à l'instant t_n . La matrice d'amortissement \mathbf{C} a la forme suivante :

$$\mathbf{C} = \alpha\mathbf{M} + \beta\mathbf{K}$$

Ceci nous donne la relation entre les paramètres α , β et le coefficient d'amortissement ξ :

$$\eta(\omega) = 2\xi(\omega) = \frac{\alpha}{\omega} + \beta\omega \quad (5.6)$$

Dans la plupart des études de comportement dynamique surtout pour le contact dynamique [44], on considère que le paramètre d'amortissement de Rayleigh qui est relié à la masse vérifie $\alpha = 0$. Cela peut être expliqué car ce paramètre représente l'amortissement du mouvement d'un corps rigide. L'autre paramètre β sera calculé à partir du facteur d'amortissement ξ .

5.3.2.2 Analyse dynamique harmonique

Un calcul dynamique harmonique à la fréquence propre trouvée précédemment est réalisé. Ce type d'analyse permet d'éviter de calculer selon le temps. Le chargement dans l'équation (5.5) est écrit sous la forme :

$$\mathbf{F}_n^a = F_0 e^{i\omega t}$$

où $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire. La réponse forcée en régime stabilisé est :

$$\mathbf{u} = u_0 e^{i\omega t}$$

Ceci nous permet de calculer seulement la réponse en espace : $u_0 = u_0(\mathbf{x})$. En appliquant un potentiel aux anneaux piézoélectriques, on obtient les résultats comme présentés dans le Tab. 5.3. Clairement, la vibration et la contrainte sont maximales dans la sonotrode, voir la Fig. 5.3.

TAB. 5.3. Résultats du calcul harmonique du modèle axisymétrique de l'ensemble acoustique 30 KHz, la sonotrode en acier

Paramètres	Résultat
Fréquence propre (Hz)	30021
Tension imposée (V)	347.0
Amplitude sortie (μm)	17.50
Piézo	9.53
S_{22} (MPa) Booster	34.8
Sonotrode	137.3

5.3.2.3 Analyse dynamique implicite

L'analyse dynamique harmonique à la fréquence propre présentée ci-dessus nous donne les résultats en régime harmonique. On cherche à réaliser un autre modèle du comportement dynamique de l'ensemble acoustique dans cette partie. Un calcul temporel sera effectué dans cette section. Ce type de calcul nous permet d'observer les régimes transitoire et stable du comportement dynamique. De plus, il est capable de modéliser un contact avec les matériaux à souder. Ceci est très utile pour la modélisation de la soudure.

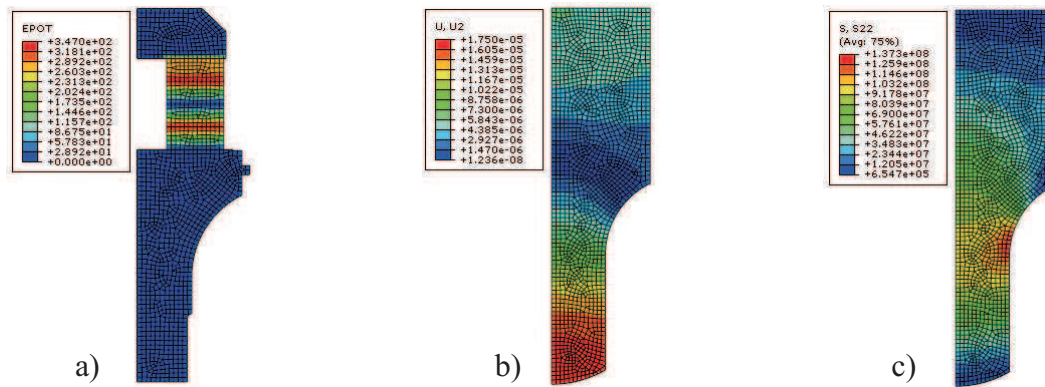


FIG. 5.3. Calcul dynamique harmonique à la fréquence propre du modèle axisymétrique de l'ensemble acoustique de 30 KHz. a) Le potentiel électrique imposé au niveau du convertisseur, b) L'amplitude de vibration mécanique et c) L'amplitude de contrainte longitudinale dans la sonotrode

Cet opérateur est implicite : la matrice de l'opérateur d'intégration doit être inversée et un ensemble d'équations d'équilibre dynamiques non-linéaires doit être résolu à chaque incrément de temps. Cette méthode de l'intégration directe est appelé l'opérateur Hiller-Hughes-Taylor (HHT). Son avantage principal est qu'elle est stable sans condition pour les systèmes linéaires. En conséquence, il n'y a pas de limite sur la taille de l'incrément du temps. Cependant, il est difficile d'établir les résultats stables pour les équations non-linéaires. Mais pour des raisons pratiques, les résultats linéaires stables donnent une bonne indication des propriétés de la méthode d'intégration pour les systèmes non-linéaires.

D'ailleurs, il y a deux types de l'incrémentation de temps : une incrémentation automatique et une autre directe. Mais cette dernière n'est pas généralement recommandée à cause de la stabilité sans condition du calcul. En revanche, l'incrémentation automatique nécessite d'introduire la **tolérance résiduelle de mi-étape** $R_{t+\Delta t/2}$. Cette grandeur a l'unité de force, elle est choisie fréquemment en comparant avec la valeur type de la force actuelle P [43]. En général, le pas de temps d'incrément maximal lors du calcul Δt est inférieur à $T/10$ pour obtenir des résultats fiables.

Grâce aux résultats obtenus, on trouve que la valeur de tolérance résiduelle influe sur l'incrément de temps de calcul. Il s'agit donc de choisir une valeur de $R_{t+\Delta t/2}$ telle que $\Delta t < T/10$. On montre dans la Fig. 5.4 le déplacement longitudinal à la sortie de l'ensemble acoustique au cours du temps sous une tension électrique harmonique d'amplitude 347.0 V, voir le Tab. 5.3. On trouve que cette vibration est quasi-harmonique, son amplitude est calculée : $U_2 = 17.41 \mu\text{m}$. Cette valeur est cohérente par rapport au résultat de l'analyse dynamique directe présenté dans le Tab. 5.3.

Cette analyse est utilisable afin de modéliser l'ensemble acoustique avec une application de la tension électrique aux piézoélectriques. Cependant, elle est un peu sensible parce qu'il faut introduire la tolérance résiduelle de mi-étape satisfaisante. De plus, elle est coûteuse parce c'est un calcul temporel. On peut donc l'utiliser dans la modélisation de la soudure : l'ensemble acoustique avec les matériaux à souder.

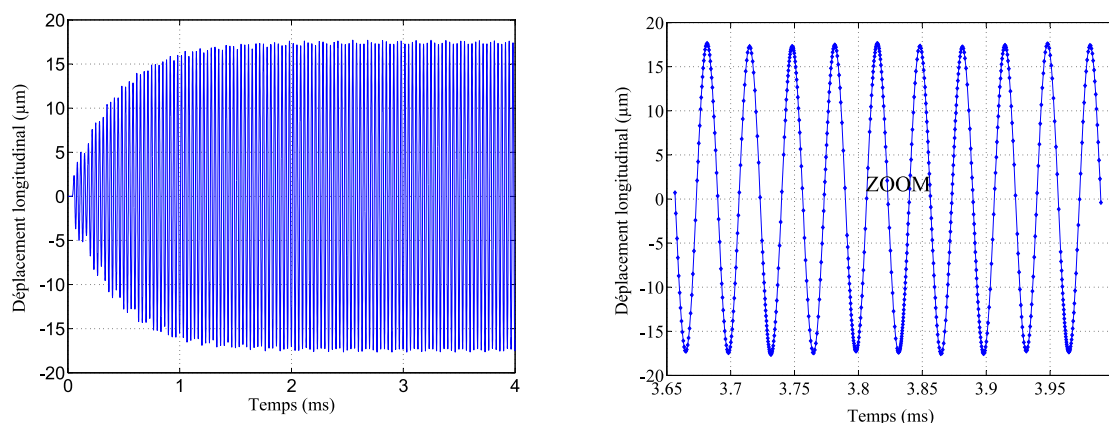


FIG. 5.4. Déplacement longitudinal sorti de l'ensemble acoustique par l'analyse dynamique implicite : $R_{t+\Delta t/2} = 0.2$

5.4 Modélisation tridimensionnelle de l'ensemble acoustique avec Abaqus

Nous remarquons que la modélisation unidirectionnelle proposée dans la section 5.2 s'applique uniquement aux structures dont la section est constante. Elle est utile pour une étude globale préliminaire. Nous proposons donc dans cette partie une modélisation éléments finis (EF) détaillée en 3D de l'ensemble acoustique. Ce modèle permettra d'avoir de meilleurs résultats tel que le champ d'amplitude de la vibration ultrasonique (qui servira à expliquer des effets de bord mécaniques) et la concentration de contrainte dans la structure. De plus, ce modèle sera utilisé également afin de modéliser le processus couplé thermomécanique dans le chapitre suivant.

Nous utilisons le code de calcul Abaqus en tenant compte de la connexion SolidWorks - Abaqus. En effet, SolidWorks est un logiciel mécanique qui est très utile pour dessiner les structures tridimensionnelles de façon mobile et précise. Avec Abaqus, nous pouvons calculer statiquement ou dynamiquement des structures sous différents types de chargements comme la force mécanique, la pression, la tension électrique ... avec des conditions aux limites comme la fixation d'un mouvement, la température à une surface ... Cette connexion nous permet de modéliser les composants réels en 3D et l'ensemble acoustique sera donc calculé dans ce cas avec les dimensions réelles.

Les anneaux piézoélectriques sont modélisés avec les propriétés mécaniques et électro-statiques car ce sont des matériaux électromécaniques non homogènes. Pour les autres composants, ils sont composés de différents métaux homogènes : l'acier, l'aluminium, le titane avec leurs propriétés mécaniques. Ces propriétés sont présentées dans le Tab. 5.4. Les éléments de l'ensemble acoustique sont assemblés dans Abaqus dans le module **Assembly** par un encastrement de type **Tie**.

5.4.1 Fréquences propres de l'ensemble acoustique

Comme montré dans les études bibliographiques, l'ensemble acoustique travaille en résonance lors de la soudure. Pour étudier le comportement vibratoire ou bien le processus mécanique de soudure par ultrasons, il suffit donc de calculer la fréquence propre qui correspond à la vibration longitudinale de l'ensemble acoustique. C'est la raison pour laquelle le problème aux

TAB. 5.4. *Différentes propriétés des matériaux introduits dans Abaqus*

Propriétés mécaniques	Propriétés électrostatiques
Densité	Piézoélectrique
Module d'Young	Diélectrique
Module de cisaillement	
Coeff Poisson	
Amortissement	

valeurs propres sera étudié dans un premier temps. Avec le modèle EF 3D, on peut obtenir des modes propres très nombreux par rapport au modèle de barre (1D) comme la torsion, la flexion...

Comme présenté dans le modèle axisymétrique, pour l'ensemble acoustique de 30 KHz, on cherche des fréquences propres qui sont comprises entre 25000 et 35000 Hz. Le maillage utilisé, voir la Fig. 5.5, après une étude de convergence, contient au total 182210 éléments de type C3D4 (contrainte 3D, 4 noeuds linéaire tétraèdre), qui sont des éléments ordinaires, et 25280 éléments de type C3D4E (contrainte 3D, 4 noeuds linéaires piézoélectriques tétraèdre) qui sont des éléments piézoélectriques.

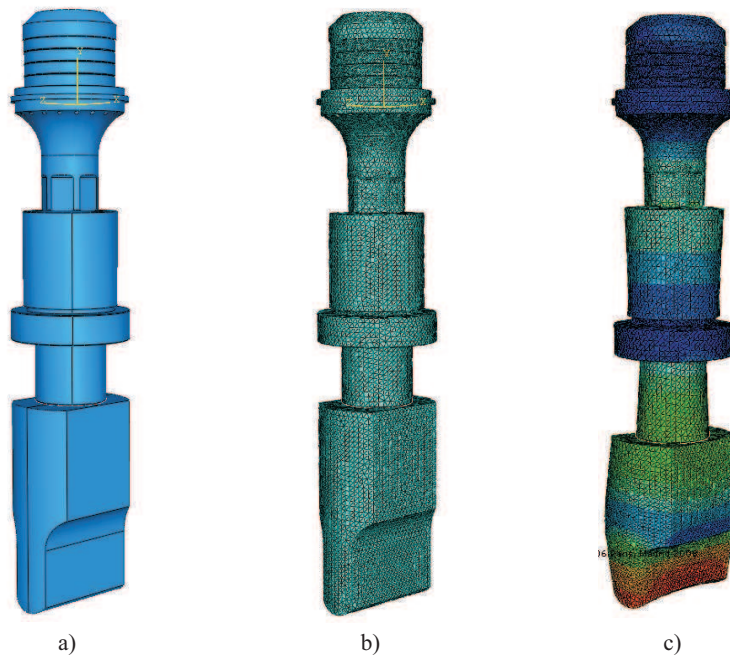


FIG. 5.5. *Ensemble acoustique 30 KHz avec la sonotrode en acier : a)Modélisation 3D d'Abaqus, b)Maillage et c)Mode propre longitudinal*

Les fréquences propres représentatives et leurs modes correspondants sont indiqués dans le Tab. 5.5. La fréquence propre du mode de vibration longitudinale trouvée est de 30043.1 Hz pour l'ensemble acoustique US2 avec la sonotrode en acier. La fréquence de résonance de cet ensemble a été mesurée avec un fréquencesmètre, le résultat est de 30021 Hz. L'erreur commise est de 0.07%. Ceci prouve l'efficacité de la modélisation éléments finis 3D.

TAB. 5.5. Modes propres représentatifs de l'ensemble acoustique 30 KHz avec la sonotrode titane

Fréquence propre (Hz)	Mode propre
27498.7	Torsion de tout l'ensemble acoustique 1
27548.0	Flexion de tout l'ensemble acoustique 1
30043.1	Traction-compression longitudinale
30919.6	Flexion de tout l'ensemble acoustique 2
32470.4	Torsion de tout l'ensemble acoustique 2
33667.0	Compression - Flexion du convertisseur

5.4.2 Comportement chargé de l'ensemble acoustique

Le comportement chargé de l'ensemble acoustique dépend de l'amortissement de cette structure. Autrement dit, les champs des résultats comme les contraintes surtout l'amplitude de vibration longitudinale dépendent de l'amortissement des matériaux constitutifs de l'ensemble acoustique. En outre, cet amortissement qui est dû à la viscoélasticité des matériaux engendre une dissipation d'énergie sous la forme de chaleur dans toutes les pièces de l'ensemble. Il faut donc réaliser les études de dissipation d'énergie en parallèle avec celles de vibration forcée.

5.4.2.1 Vibration forcée de l'ensemble acoustique

La partie piézoélectrique dans le convertisseur transforme une vibration électrique ultrasonique en une vibration mécanique à même fréquence. Dans la modélisation, on imposera une tension électrique (V_e) à la fréquence de résonance de l'ensemble acoustique trouvée précédemment. Cette vibration sera amplifiée par le corps du convertisseur, le booster et la sonotrode telle que la vibration mécanique à la sortie de la sonotrode possède l'amplitude attendue.

Dans la Fig. 5.6, la tension électrique alternative est appliquée sur les anneaux piézo-électriques. Pour l'instant, on considère que la sonotrode est libre à la sortie. En réalité, la présence des bandes de matériaux lors de la soudure fait changer la fréquence propre longitudinale de cette structure. Ceci sera étudié dans la suite. De plus, la contrainte maximale dans chaque composant de l'ensemble sera recherchée pour tenir compte de la rupture à la fatigue de ce matériau.

Les différents résultats de l'analyse dynamique directe à la fréquence de résonance de l'ensemble acoustique sont présentés dans le Tab. 5.6. Le but est de sortir une vibration ultrasonique d'amplitude $17.50 \mu\text{m}$. On constate qu'il y a des différences importantes entre la sonotrode en acier et celle en titane.

TAB. 5.6. Résultats de l'analyse dynamique directe de l'ensemble acoustique 30 KHz

		Ensemble acoustique de 30 KHz	
		Sono en acier	Sono en titane
Fréquence propre (Hz)		30043.1	30040.5
Tension imposée (V)		411.0	396.0
Amplitude sortie (μm)		17.53	17.50
Piézo		27.36	30.79
S_{22} (MPa)	Booster	76.80	82.58
	Sonotrode	145.7	91.51

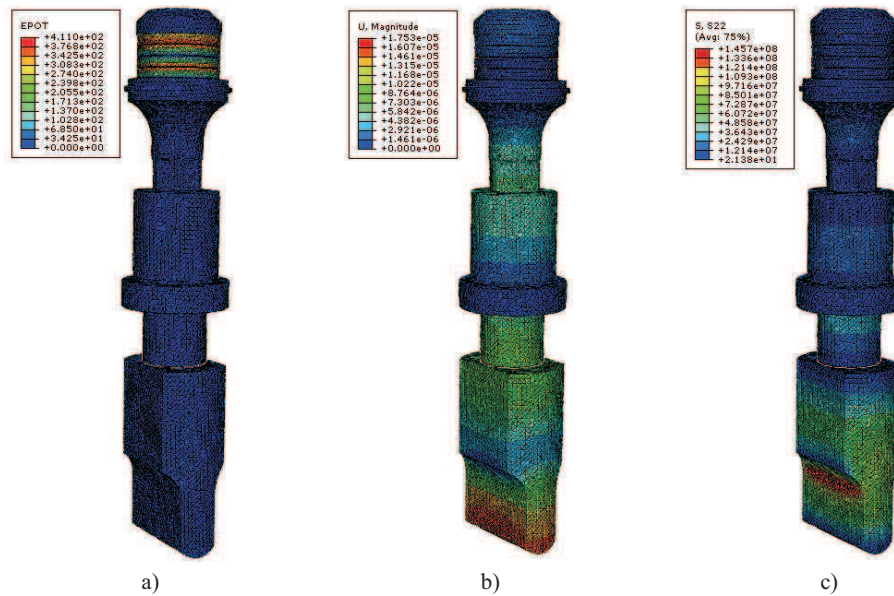


FIG. 5.6. Résultats du comportement vibratoire de la modélisation EF de l'ensemble acoustique 30 KHz avec la sonotrode en acier : a) Le potentiel imposé, b) L'amplitude de vibration longitudinale, c) La contrainte longitudinale

5.4.2.2 Dissipation d'énergie dans l'ensemble acoustique

On a introduit l'amortissement des matériaux constitutifs de l'ensemble, dans cette section, on calculera l'énergie dissipée le long de cet ensemble pour qu'il sorte une amplitude de vibration ultrasonique de la sonotrode $U_2 = 17.5\mu\text{m}$. Cette énergie totale sera calculée par la commande **ALLVD** dans le History Output du Module Step d'Abaqus. De plus, il est également possible de calculer l'énergie dissipée par viscoélasticité pour chaque élément volumique par la commande **ELVD**, voir la Fig. 5.7. Cette option nous permet d'observer la dissipation dans les différentes zones ou dans les différentes pièces de la structure.

L'énergie dissipée par viscoélasticité dans l'ensemble acoustique ainsi que sa distribution sont présentées dans le Tab. 5.7. On trouve que la puissance de l'énergie dissipée dans l'ensemble pour les deux cas, sonotrode en acier et sonotrode en titane, est de l'ordre de 70 W. Cette valeur coïncide bien avec la puissance électrique mesurée lors de la vibration libre de l'ensemble. Il s'agit ensuite de calculer cette dissipation lors de la soudure. Autrement dit, il faut déterminer l'énergie dissipée dans l'ensemble acoustique et dans les matériaux à souder.

TAB. 5.7. Dissipation d'énergie et sa distribution dans l'ensemble acoustique 30 KHz en vibration libre

Composante	Ensemble acoustique de 30 KHz	
	Sonotrode acier	Sonotrode titane
Convertisseur	0.63 W	0.73 W
Booster	12.70 W	14.73 W
Sonotrode	57.47 W	57.91 W
Total	70.80 W	73.37 W

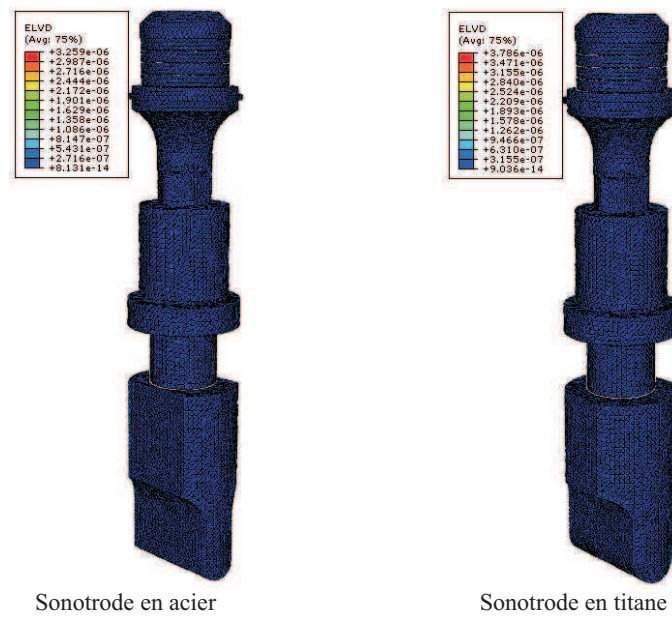


FIG. 5.7. Magnitude de la dissipation d'énergie dans l'ensemble acoustique

5.4.3 Effets tridimensionnels de l'ensemble acoustique

Cette modélisation par éléments finis en trois dimensions avec Abaqus nous permet d'observer des effets tridimensionnels surtout pour la vibration ultrasonique à la sortie de la sonotrode. En mesurant l'amplitude de cette vibration, on trouve qu'elle n'est pas uniforme le long de la largeur de cette sortie. Ceci est confirmé et illustré en regardant l'amplitude de la vibration longitudinale U_2 obtenue par l'analyse dynamique directe précédente.

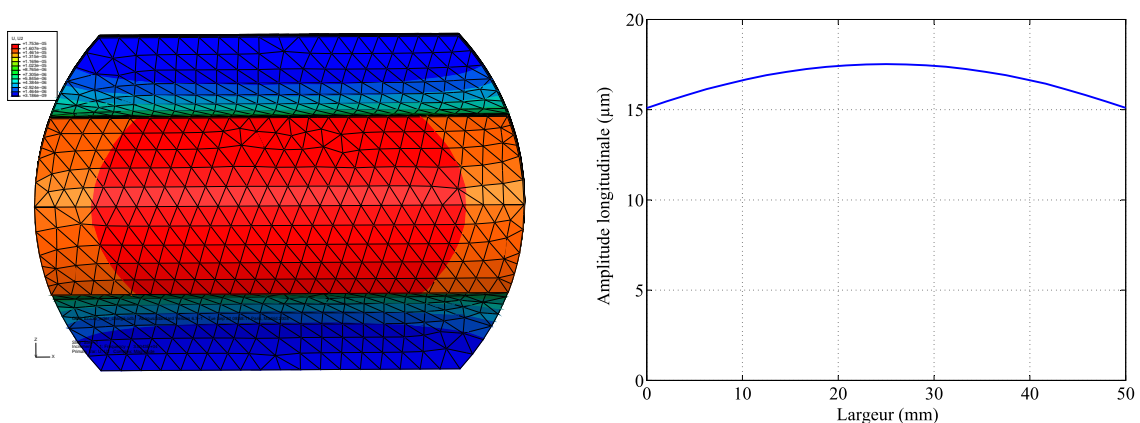


FIG. 5.8. Amplitude de la vibration longitudinale à la sortie de la sonotrode

Comme montré dans la Fig. 5.8, l'amplitude longitudinale de sortie U_2 est maximale au centre et diminue au fur et à mesure aux deux extrémités le long de la largeur. Cette différence renforce des effets tridimensionnels mécaniques lors de la soudure : aux deux bords des bandes de matériaux à souder, la déformation est inférieure à celle au centre [28].

5.5 Influence de la fréquence des chargements

Les machines actuelles du soudage par ultrasons travaillent à la fréquence de résonance. Ceci signifie que la fréquence de la tension imposée est égale à celle de vibration longitudinale propre de l'ensemble acoustique. Cette régulation est réalisée par le générateur électrique. Pour l'ensemble acoustique de 30 KHz, le générateur peut fournir une fréquence variable dans l'intervalle ± 200 Hz.

Dans cette section, on effectue des études sur l'influence de la fréquence de la tension électrique imposée aux anneaux piézoélectriques sur la vibration mécanique à la sortie de sonotrode. On garde tout d'abord la tension qui correspond à l'amplitude attendue de la vibration sortie puis on change la fréquence de cette charge. Ceci est réalisé dans le calcul dynamique harmonique direct en introduisant une bande de fréquence. Cette bande de fréquence est divisée en n points de fréquence qui sont distribués suivant un facteur de densification $p \geq 1$. Dans la Fig. 5.9, on représente un exemple de la bande de fréquence avec les deux derniers paramètres.

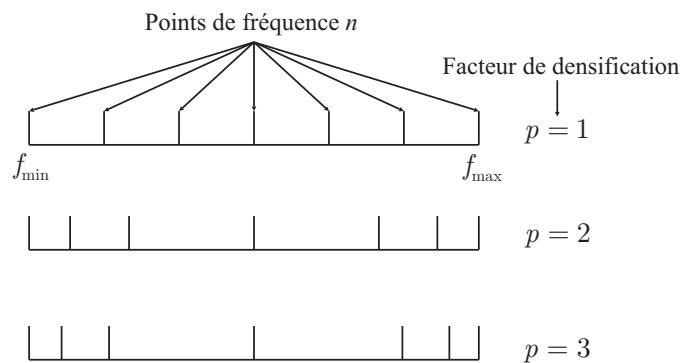


FIG. 5.9. Effet des points de fréquence et du facteur de densification dans le calcul dynamique harmonique direct

Une fréquence calculée dans la bande de fréquence est déterminée selon la formule (5.7).

$$f_k = \frac{1}{2}(f_{\min} + f_{\max}) + \frac{1}{2}(f_{\max} - f_{\min})|y|^{1/p}\text{sign}(y) \quad (5.7)$$

où $y = -1 + 2(k - 1)/(n - 1)$.

Cependant, il est également possible d'utiliser le calcul dynamique harmonique direct à chaque fréquence différente f autour de la fréquence propre qui est trouvée dans la section précédente. En récapitulant les résultats obtenus, la courbe de l'amplitude de vibration sortie de la sonotrode est tracée en fonction de la fréquence de la tension imposée en Fig. 5.10. On trouve que l'amplitude de vibration sortie diminue rapidement si la fréquence de tension électrique ne coïncide pas avec la fréquence propre de l'ensemble acoustique. Par exemple, si cette différence est égale à 5 Hz, l'amplitude sortie est diminuée environ 38%.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, on a abordé la modélisation numérique de l'ensemble acoustique. Tout d'abord, la discrétisation mathématique des équations qui décrivent l'équilibre, le comportement et le couplage électromécanique de tout l'ensemble acoustique. Cette discrétisation nous permet

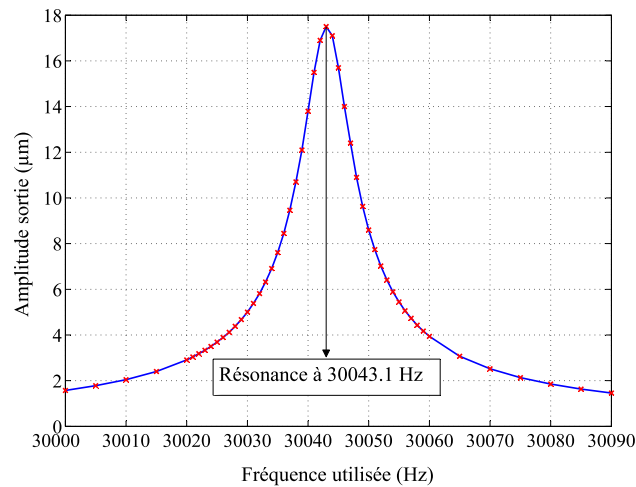


FIG. 5.10. Amplitude de vibration sortie de la sonotrode acier de l'ensemble acoustique 30 KHz en fonction de la fréquence de tension imposée

de déterminer analytiquement des fréquences propres et des modes propres correspondants, ainsi que le comportement chargé pour le cas unidimensionnel. Ensuite, le modèle axisymétrique par éléments finis a été présenté. Ce modèle est acceptable pour les études préliminaires comme les modes propres, l'ordre de grandeur des résultats dans le comportement vibratoire chargé. On a également introduit deux méthodes pour modéliser mécaniquement cet ensemble acoustique : l'analyse dynamique directe et l'analyse dynamique implicite.

La modélisation tridimensionnelle des éléments finis a été présentée soigneusement à cause de son importance. Ce modèle est perfectionné grâce à la connexion SolidWorks - Abaqus. Il nous permet de calculer les modes propres tridimensionnels avec les dimensions géométriques réelles. En conséquence, nous pouvons obtenir les résultats plus précis que ceux des modèles précédents. L'analyse dynamique directe appliquée pour cette structure nous donne les bons résultats : la propagation d'onde le long de l'ensemble acoustique, le champ de l'amplitude de vibration, le champ des contraintes ... sous une tension électrique imposée aux anneaux piézoélectriques.

Cette modélisation nous donne également la dissipation d'énergie par viscoélasticité des matériaux constitutifs de l'ensemble. Ceci permet un calcul préliminaire du rendement de la soudure (en considérant que la vibration sortie de la sonotrode ne change pas fortement en vibration libre et en vibration lors de la soudure). Ce modèle tridimensionnel sera utilisé pour modéliser les processus de la soudure dans les chapitres suivants.

Chapitre 6

Modélisation du soudage par ultrasons pour les thermoplastiques

6.1 Introduction

Le processus de soudure est en général très compliqué. Il s'agit d'un mouvement des bandes de matériaux à souder avec une vitesse contrôlable. Ce mouvement est perpendiculaire à la direction de vibration de l'ensemble acoustique. De plus, ces matériaux à souder sont soumis à une vibration ultrasonique qui sort de l'ensemble acoustique. Sous cette vibration, ces matériaux sont déformés et cette déformation ultrasonique engendre une énergie sous forme de chaleur. Le comportement des matériaux devient compliqué car leurs caractéristiques mécaniques et thermiques ne sont plus constantes.

Comme dans le chapitre précédent, on a modélisé seulement l'ensemble acoustique en vibration libre pour les modèles unidirectionnel, axisymétrique et tridimensionnel. Lors de la soudure par ultrasons, cet ensemble acoustique est en contact avec les matériaux à souder. C'est la raison pour laquelle au début de ce chapitre, on effectuera des recherches sur l'influence des matériaux à souder sur le comportement vibratoire de l'ensemble acoustique ainsi que les changements engendrés. Ceci permettra d'expliquer quelques phénomènes qui apparaissent lors de la soudure avec la sonotrode en acier et celle en titane.

Ensuite, il faut modéliser le couplage thermomécanique lors de la soudure. Pour ce faire, l'aspect dynamique sera tout d'abord pris en compte en modélisant la propagation des vibrations mécaniques ultrasoniques de l'ensemble acoustique aux matériaux à souder. Celui-ci est réalisé en tenant compte du contact entre l'ensemble acoustique et les bandes à souder, ainsi que la déformation dans les bandes composites. A partir de ces résultats, l'aspect thermique de la soudure ultrasonique sera modélisé par le calcul de l'énergie dissipée due à la viscosité des composites, celle-ci sera calculée et introduite dans un modèle thermique. Dans cette modélisation, la dépendance en fréquence et en température des caractéristiques des composites sera également prise en compte.

6.2 Influence des matériaux à souder sur la fréquence de résonance

Les fréquences propres dans le chapitre précédent sont calculées pour la vibration libre de l'ensemble acoustique. Cependant, lors de la soudure, la présence des matériaux à souder modifie la fréquence de résonance de l'ensemble acoustique. Afin de calculer cette fréquence, il s'agit de

modéliser le contact entre l'ensemble acoustique, les bandes de matériaux à souder et l'enclume. En revanche, ce contact dynamique dépend de la période de vibration ou bien de la fréquence propre : il y a une durée de vrai contact et une autre de non-contact dans cette période. On ne peut donc pas calculer rigoureusement la fréquence propre pour ce cas.

Pour illustrer l'influence des matériaux à souder sur la fréquence propre de résonance, on introduit la liaison entre des parties en contact. Dans Abaqus, cette liaison est définie dans le module **Interaction** avec l'option **Small sliding** entre deux surfaces de contact. Les zones en contact sont ensuite raffinées. On montre dans la Fig. 6.1 la configuration de la soudure US2 (Sonotrode en acier/ Wiremesh/ Thermoplastique/ Enclume). On constate qu'il y a un collage entre certains noeuds de la bande de wiremesh et ceux de la sonotrode. Ceci est un "contact fermé" entre ces surfaces de contact. Cependant, le mode propre trouvé concorde bien avec la vibration longitudinale de l'ensemble acoustique.

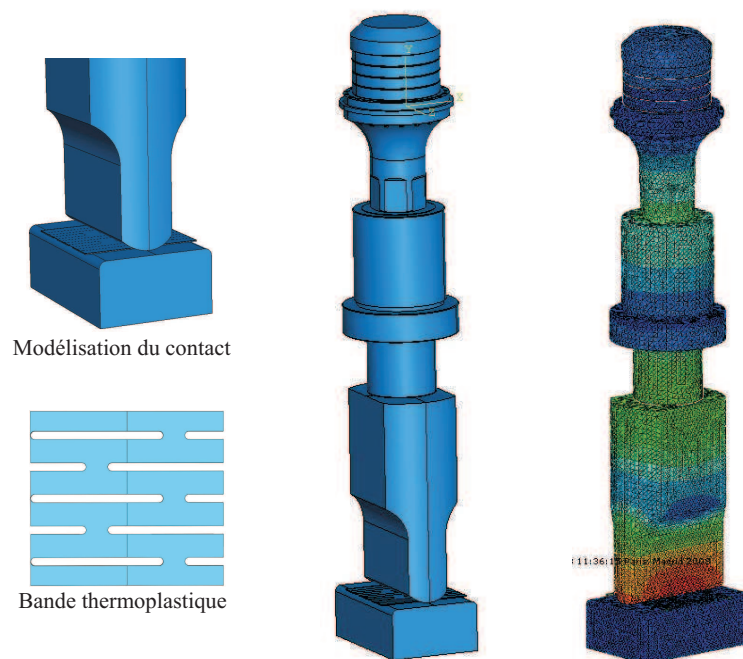


FIG. 6.1. Modélisation EF de l'ensemble acoustique avec les matériaux à souder

En introduisant les différentes valeurs du module d'Young du composite, la dépendance de la fréquence propre longitudinale de l'ensemble acoustique à cette grandeur est mise en évidence. On constate bien que cette fréquence croît avec la raideur des matériaux à souder, voir le Tab. 6.1. De plus, cette dépendance est plus importante si l'on introduit la force de maintien. Ceci sera étudié ultérieurement avec le contact dynamique.

6.3 Modèle analytique du contact dynamique lors de la soudure

6.3.1 Problématique

Certains processus ultrasoniques sont basés sur le contact mécanique des pièces en oscillation. Par exemple pour la soudure par ultrasons, l'ensemble acoustique effectue les vibrations à la fréquence ultrasonique (20, 30 ou 40 KHz). Il est en contact avec les bandes de matériau à souder. Ce contact joue un rôle très important pour transmettre des vibrations mécaniques ultrasoniques

TAB. 6.1. Dépendance de la fréquence propre longitudinale à la raideur du thermoplastique de la soudure US2 (E_c le module d'Young du composite, E_{wm} celui du wiremesh)

E_c (Pa)	Fréquence longitudinale (Hz)	
	$E_{wm} = 10^9$ Pa	$E_{wm} = 10^{10}$ Pa
1×10^8	30042	30045
5×10^8	30050	30058
1×10^9	30056	30067
2×10^9	30066	30088
3×10^9	30071	30105
4×10^9	30075	30120
5×10^9	30078	30132
6×10^9	30081	30145
Libre	30041	30041

de l'ensemble acoustique aux pièces à souder et, de plus, il participe à la propagation de la chaleur qui est engendrée par la viscoélasticité des matériaux.

Par conséquent, ce contact a beaucoup d'influence sur la qualité de la soudure. Une première étape pour optimiser le mécanisme de contact est de comprendre son comportement et ses dépendances aux variations des paramètres comme l'amplitude de vibration, la précontrainte sur les pièces en contact. Le but de ce travail est de déterminer la durée de contact - non contact pour chaque période de vibration ainsi que sa dépendance par rapport à la raideur du matériau, de la force de précontrainte ...

6.3.2 Modèle analytique simplifié

Un modèle analytique simplifié est construit en considérant le contact lors de la soudure entre l'ensemble acoustique et la bande des matériaux à souder comme montré dans la Fig. 6.2. La bande thermoplastique et l'enclume sont modélisées par un ressort. De plus, la précontrainte est réalisée par une force de maintien F .

Nous nous limitons pour ce modèle au cas où la surface de contact est plane. Cela nous permet de calculer facilement la force de contact. En acceptant que ce contact soit parfaitement élastique, cette force de contact peut être calculée :

$$F_{ct} = \begin{cases} -(K u_A + C \dot{u}_A) & \text{si } K u_A + C \dot{u}_A \leq 0 \text{ et } u_A \leq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (6.1)$$

où u_A est le déplacement du point A associé à la sonotrode, K est la raideur et C est l'amortissement du modèle équivalent comme montrés en Fig. 6.2. L'équation mécanique de mouvement de l'ensemble acoustique est donc écrite :

$$m\ddot{u}(t) = F_{ct} - F \quad (6.2)$$

où $u(t)$ est le mouvement du centre de gravité de l'ensemble acoustique. Pour le point A, on a :

$$u_A(t) = u(t) - \frac{L_0}{2} + U_2 \sin \omega t \quad (6.3)$$

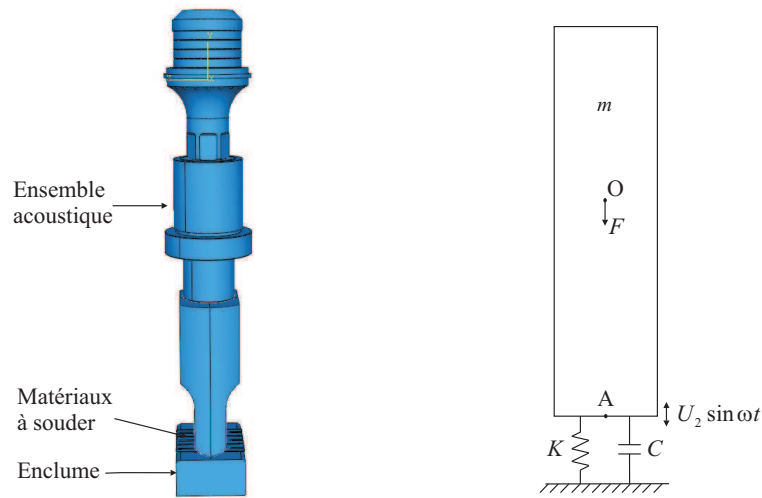


FIG. 6.2. *Modèle analytique du contact dynamique entre l'ensemble acoustique et les matériaux à souder*

où L_0 est la hauteur initiale de l'ensemble acoustique et U_2 est l'amplitude de vibration ultrasonique à la sortie de la sonotrode. En supposant qu'à l'instant $t = 0$, ce système est à la position d'équilibre, l'ensemble acoustique est ensuite en expansion.

En remplaçant $u(t)$ de (6.3) à (6.2), on obtient alors :

$$m (\ddot{u}_A(t) + \omega^2 U_2 \sin \omega t) = F_{ct} - F \quad (6.4)$$

6.3.2.1 Détermination de la raideur équivalente

La raideur dans le modèle précédent peut être calculée à partir de la combinaison entre la bande des matériaux à souder et l'enclume. Dans ce paragraphe, on propose un modèle de calcul de la raideur équivalente K . Ce calcul est effectué pour trois couches de matériau parce qu'en réalité, la bande de matériaux à souder (TP1) est composée d'une couche composite et d'une couche de wiremesh, voir l'illustration dans la Fig. 6.3.

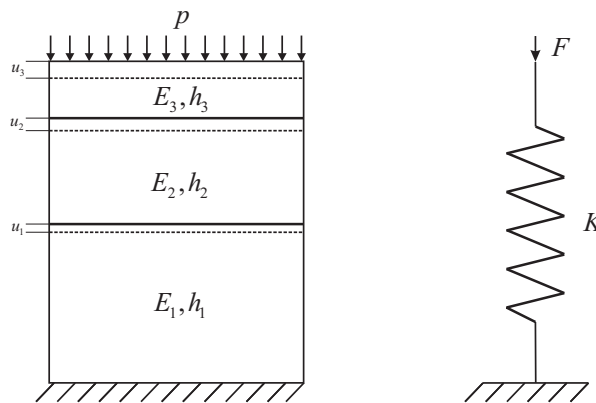


FIG. 6.3. *Calcul de la raideur équivalente dans le modèle analytique du contact dynamique*

Avec le schéma 6.3, la loi de Hooke s'écrit pour chaque couche de matériau 1, 2 ou 3 :

$$\sigma = p = E_1 \frac{u_1}{h_1} = E_2 \frac{u_2 - u_1}{h_2} = E_3 \frac{u_3 - u_2}{h_3}$$

La force de contact est calculée d'ailleurs pour la combinaison des trois couches de matériaux et pour le modèle de ressort équivalent :

$$F_{ct} = p S = K u_3$$

où S est la surface de contact entre l'ensemble acoustique et la bande de matériaux à souder. A partir de ces deux relations, la raideur équivalente K peut être déterminée :

$$K = \frac{S}{\frac{h_1}{E_1} + \frac{h_2}{E_2} + \frac{h_3}{E_3}} \quad (6.5)$$

L'amortissement C dans la relation (6.1) sera calculé en fonction de la raideur et de la masse de la structure.

6.3.2.2 Statique - position d'équilibre

L'équilibre sans charge ultrasonique est déterminé statiquement par :

$$F_{ct} - F = m\ddot{u} = 0$$

Alors, $F_{ct} = -Ku_A = F$. La position d'équilibre du point A est :

$$u_A(0) = -\frac{F}{K}$$

6.3.2.3 Dynamique - contact et vibration

• Cas 1 : avec le contact

Le problème devient :

$$\begin{cases} Ku_A(t) + C\dot{u}_A(t) \leq 0 \\ u_A(t) \leq 0 \\ m\ddot{u}_A(t) + C\dot{u}_A(t) + Ku_A(t) = -m\omega^2 U_2 \sin\omega t - F \end{cases} \quad (6.6)$$

Selon [36], en posant :

$$+ \omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m}} : \text{pulsation propre}$$

$$+ \xi = \frac{C}{2\sqrt{Km}} : \text{taux d'amortissement}$$

La dernière relation de (6.6) devient alors :

$$\ddot{u}_A(t) + 2\xi\omega_0\dot{u}_A(t) + \omega_0^2 u_A(t) = -\frac{1}{m}(m\omega^2 U_2 \sin\omega t + F) \quad (6.7)$$

En supposant que les matériaux à souder soient un système à amortissement sous-critique : $\xi < 1$, on introduit la **pulsation propre amortie** :

$$\omega_D = \omega_0 \sqrt{1 - \xi^2}$$

La réponse de l'équation homogène correspondant à (6.7) (le membre de droite est égal à zéro) s'écrit :

$$u_A^h(t) = (A \cos(\omega_D t) + B \sin(\omega_D t)) e^{-\xi \omega t} \quad (6.8)$$

Une solution particulière de l'équation (6.7) est cherchée sous la forme :

$$u_A^p(t) = \lambda \sin(\omega t) + \mu \cos(\omega t) - \frac{F}{K}$$

En posant : $\beta = \frac{\omega}{\omega_0}$, la solution particulière est trouvée :

$$u_A^p(t) = -\frac{\omega^2 U_2}{\omega_0^2} \frac{1}{(1 - \beta^2)^2 + (2\xi\beta)^2} [(1 - \beta^2) \sin(\omega t) - 2\xi\beta \cos(\omega t)] - \frac{F}{K} \quad (6.9)$$

Le mouvement du point A est :

$$\begin{aligned} u_A(t) &= u_A^h(t) + u_A^p(t) \\ &= (A \cos(\omega_D t) + B \sin(\omega_D t)) e^{-\xi \omega t} \\ &\quad - \frac{\omega^2 U_2}{\omega_0^2} \frac{1}{(1 - \beta^2)^2 + (2\xi\beta)^2} [(1 - \beta^2) \sin(\omega t) - 2\xi\beta \cos(\omega t)] - \frac{F}{K} \end{aligned} \quad (6.10)$$

où les deux constantes A et B sont trouvées grâce aux conditions données, par exemple à $t = 0$: $u_A(t = 0)$ et $\dot{u}_A(t = 0)$ ou en moment du contact.

• Cas 2 : sans contact

L'ensemble acoustique fait des vibrations libres sous la force F car $F_{ct} = 0$. L'équation de mouvement du point A est réécrite :

$$\begin{cases} u_A(t) > 0 \text{ ou } K u_A(t) + C \dot{u}_A(t) > 0 \\ m \ddot{u}_A(t) = -m \omega^2 U_2 \sin \omega t - F \end{cases} \quad (6.11)$$

La deuxième équation de la relation (6.11) est résolue :

$$u_A(t) = U_2 \sin(\omega t) - \frac{F}{2m} t^2 + Ct + D \quad (6.12)$$

Les deux constantes en ce cas C et D sont déterminées grâce à la continuité de la position et de la vitesse en moment du décollage de l'ensemble acoustique.

6.3.2.4 Résolution numérique

On trouve que les solutions dans la période de contact et de décollage (sans contact) nécessitent la détermination des constantes selon les conditions données. Avec Matlab, on peut résoudre ce problème en posant directement :

$$y = \begin{pmatrix} u_A \\ \dot{u}_A \end{pmatrix} \quad (6.13)$$

L'équation (6.2) devient une équation différentielle du premier ordre de la variable vectorielle y . Sous la condition (6.1), cette équation différentielle est résolue numériquement. Cependant, en réalité, le contact dynamique entre l'ensemble acoustique et la bande des matériaux à souder est beaucoup plus compliqué. La rigidité K n'est pas constante, elle change en fonction du niveau de ce contact : l'aire de contact et la situation des deux surfaces en contact. De même façon, l'amortissement C dépend de plusieurs facteurs. Dans les exemples ci-dessous, les données sont :

- + la fréquence de travail : $f = 30000$ Hz
- + la masse de l'ensemble acoustique : $m = 1.5$ kg
- + l'amplitude de vibration sortie de l'ensemble acoustique : $U_2 = 17.5$ μ m

On a présenté un modèle pour déterminer la raideur du ressort équivalent (6.5). Afin de calculer cette valeur, il faut avoir la surface de contact S . En réalité, la surface de contact lors de la soudure varie selon le temps puisque les chargements sont en fonction du temps. La formule (6.5) nous permet donc de prévoir l'ordre de grandeur de cette raideur et ensuite de calculer la valeur de l'amortissement C . Ce modèle est simple mais on peut utiliser les deux paramètres K et C pour que l'on obtienne un bon ordre de grandeur du déplacement du point A et de la force de contact. Cette modification est réalisée en comparant les résultats du modèle analytique simplifié avec ceux du modèle des éléments finis avec Abaqus qui sera présenté ultérieurement.

En Fig. 6.4, on présente le déplacement du point A ainsi que la force de contact en fonction du temps avec un zoom satisfaisant. Les paramètres utilisés sont : la raideur $K = 1.94 \times 10^8$ N/m, l'amortissement $C = 400$ Ns/m et la force de maintien $F = 800$ N. On trouve qu'en régime stable, le point A suit deux mouvements harmoniques selon le temps : l'un du au mouvement ultrasonique sortant de l'ensemble acoustique, l'autre du au changement "contact-décollage".

On trouve également que le comportement du modèle "ressort + amortisseur" permet d'expliquer le mouvement de la pointe de la sonotrode. Il y a des rebonds de l'ensemble acoustique comme montré dans la Fig. 6.4. Cela est convenable car l'on ne fixe pas cet ensemble, on impose seulement la force de maintien. En fait, il faut fixer au niveau des points nodaux de l'ensemble acoustique. Ceci permet de garder la machine de soudure sans changer sa vibration mécanique propre. La partie négative du déplacement du point A se produit à la compression du modèle équivalent. Elle est importante afin de calculer la déformation ultrasonique dans la bande des matériaux à souder qui est la source de chaleur dissipée lors de la soudure.

D'ailleurs, l'amortissement C influe de façon considérable sur le temps pour atteindre le régime permanent : plus la valeur de C est grande, plus la convergence est rapide. Ce paramètre joue également un rôle important sur la compression de la sonotrode dans les matériaux à souder : plus l'amortissement est grand, plus la compression est petite. Cependant, ces deux aspects sont liés. Ces influences sont illustrées dans la Fig. 6.5.

De même façon, l'influence de la force de maintien est étudiée. Ce paramètre est un des facteurs les plus importants avec le contact entre l'ensemble acoustique et la bande à souder. Pour ce modèle simplifié, elle décide d'ailleurs le rebond de cet ensemble car on ne fixe pas cette structure. En Fig. 6.6 on présente les résultats du modèle analytique avec différentes valeurs de la force de maintien. Les études de l'influence de ce paramètre montrent qu'une valeur de force de maintien plus grande établit le régime stabilisé plus rapidement. Evidemment, elle donne une compression dans les matériaux à souder également plus grande. Ces conclusions seront validées ultérieurement dans les études par éléments finis.

Grâce aux résultats numériques ci-dessus, on trouve que ce modèle nous permet de prendre en compte le contact dynamique. On a modélisé seulement une vibration mécanique harmonique à la sortie de l'ensemble acoustique. La vibration longitudinale de cet ensemble n'a pas encore

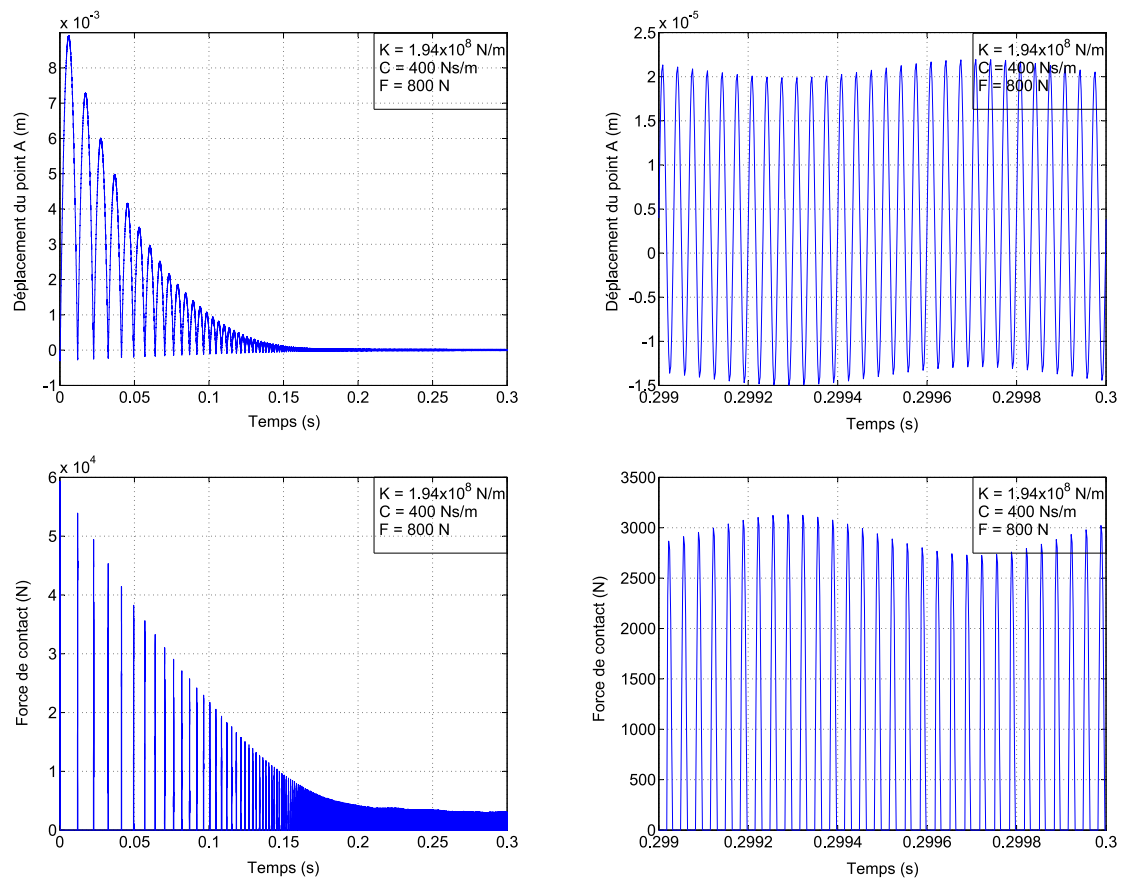


FIG. 6.4. Déplacement du point A et force de contact obtenus par le modèle analytique simplifié

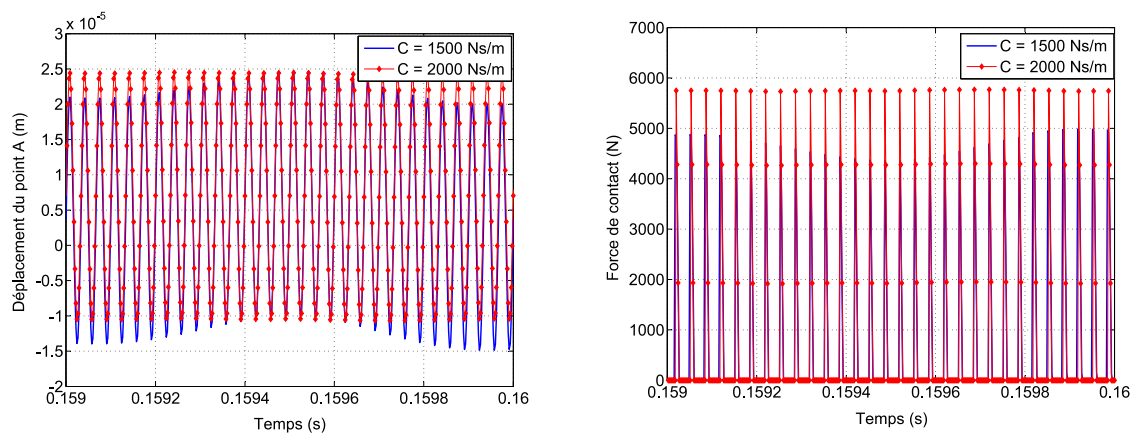


FIG. 6.5. Influence de l'amortissement sur la convergence et sur la compression dans les matériaux à souder ($K = 1.2 \times 10^8$ et $F = 800$ N)

été prise en compte. Cependant, ce modèle simplifié montre bien les influences des paramètres sur les résultats attendus comme la compression dans les matériaux à souder, le temps de contact . . . Il s'agit d'introduire les paramètres généraux d'un ordre de grandeur convenable. Celui-ci peut être complété en comparant les résultats représentatifs de ce modèle simplifié et du modèle des éléments finis 3D.

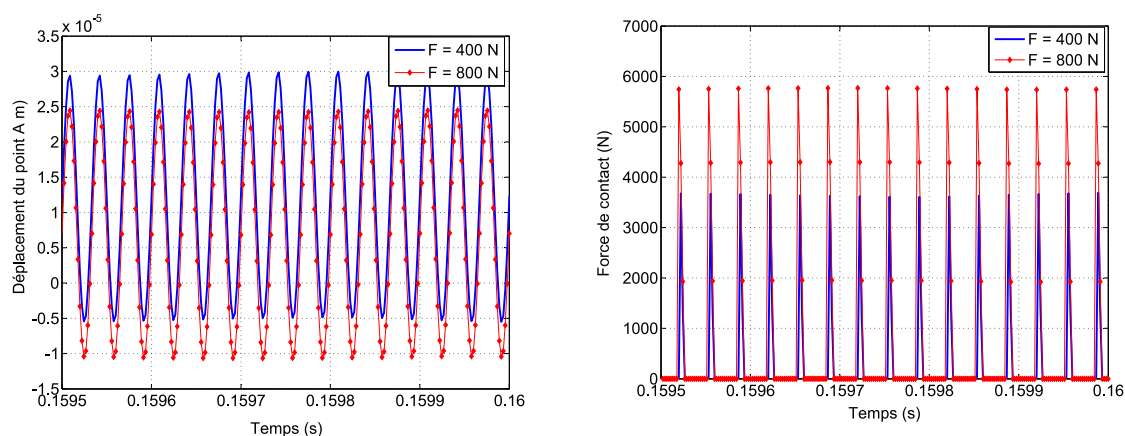


FIG. 6.6. Influence de la force de maintien dans le modèle simplifié : le déplacement du point A (à gauche) et la force de contact en régime stabilisé

6.4 Etude de la soudure par éléments finis avec Dynamique Explicite

6.4.1 Contact dynamique dans le calcul dynamique explicite

Le problème de contact dynamique peut être modélisé dans Abaqus en utilisant le mode de calcul **Dynamic Explicit**. Cette procédure nous permet de calculer dynamiquement tout l'ensemble des pièces qui sont en contact selon le temps. Cela signifie que nous pouvons effectuer les calculs et obtenir les réponses transitoires et les résultats en régime permanent. Cependant, ce type de calcul ne permet pas d'imposer le potentiel électrique. On ne peut donc pas modéliser tout l'ensemble acoustique en contact dynamique avec les matériaux à souder. Les résultats qui seront présentés ci-dessous sont réalisés avec une sonotrode de 30 KHz pour la configuration "Sonotrode/ Wiremesh/ C 280/ Enclume". Le contact entre la sonotrode et la bande de wiremesh est défini dans le module **Interaction** sous la forme **General contact (Explicit)** sans frottement. Cependant, le calcul permet seulement un contact dynamique explicite. L'interaction entre la bande des matériaux et l'enclume est donc modélisée comme liaison collée, voir la Fig. 6.7.

Pour ce modèle, les chargements extérieurs sont modélisés par une vibration mécanique à la fréquence de résonance de cette sonotrode $f = 30042 \text{ Hz}$ qui est imposée sur la surface de joint entre la sonotrode et le booster (l'entrée de la sonotrode) et par une force concentrée F au centre de cette surface. On étudiera l'influence de cette force de maintien sur le temps de contact ou bien sur le rapport $\frac{t_c}{t_d}$ ainsi que l'influence du matériau d'enclume sur ce temps. On rappelle que le temps de contact sera utilisé afin de calculer la dissipation d'énergie dans les thermoplastiques à souder. Il décide donc de la qualité de soudure par ultrasons.

6.4.2 Validation du calcul Dynamic Explicit

La validation de ce modèle est réalisée pour la sonotrode de 30 KHz en acier. On compare les résultats numériques obtenus entre une analyse dynamique directe (ADD) et une analyse dynamique explicite (ADE). Il est évident que l'analyse dynamique explicite nécessite beaucoup plus de temps de fonctionnement. On considérera donc le déplacement au centre de la sortie de

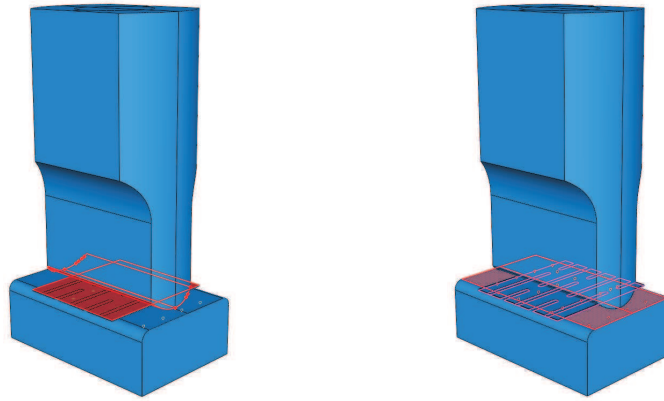


FIG. 6.7. *Contact dynamique dans le calcul dynamique explicite entre la sonotrode et la bande des matériaux à souder (à gauche); l'encastrement entre l'enclume et des matériaux (à droite)*

sonotrode et la puissance de l'énergie dissipée totale de cette structure. Ces deux grandeurs sont calculées en fonction du temps et présentées dans la Fig. 6.8.

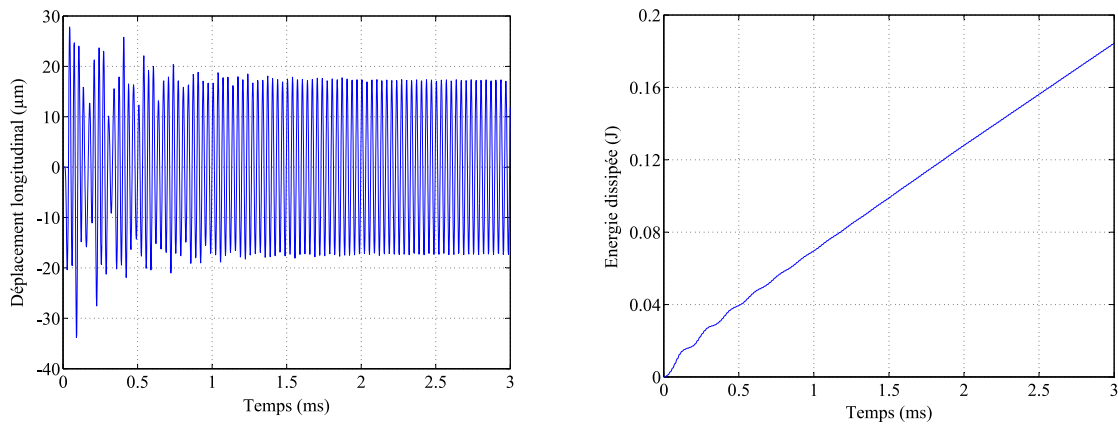


FIG. 6.8. *Calcul dynamique explicite : le déplacement longitudinal $U_2(\mu\text{m})$ au centre de la sortie de sonotrode (à gauche) et l'énergie viscoélastique dissipée dans cette pièce*

TAB. 6.2. *Comparaison des résultats numériques entre l'ADD et l'ADE de la sonotrode de 30 KHz en acier*

	ADD	ADE	Dans l'ensemble 30 KHz
Amplitude entrée $U_2(\mu\text{m})$	10.194	10.194	10.285
Amplitude sortie $U_2(\mu\text{m})$	17.50	17.46	17.52
Contrainte maximale $S_{22}(\text{MPa})$	146.8		144.0
Puissance dissipée (W)	57.50	57.70	57.47

On constate que l'analyse dynamique directe de la sonotrode donne des résultats numériques qui sont quasiment égaux à ceux de l'analyse dynamique directe de tout l'ensemble acoustique. La petite différence est due à l'application de la vibration mécanique à l'entrée de la sonotrode. Dans l'ADD de tout l'ensemble acoustique, on impose un potentiel électrique aux anneaux

piézoélectriques. La vibration ultrasonique mécanique est ensuite multipliée et propagée le long de cet ensemble. La vibration mécanique à l'entrée de la sonotrode (liaison entre le booster et la sonotrode) n'est donc pas uniforme. En revanche, cette vibration est introduite uniformément comme une charge extérieure.

D'ailleurs, il existe également des différences entre l'ADD et l'ADE de la sonotrode en vibration libre. Avec une même vibration mécanique imposée, l'ADD donne une amplitude de vibration en sortie plus grande que celle correspondant à l'ADE. A l'inverse, elle donne une puissance de dissipation d'énergie plus petite que celle de l'ADE. Cette différence peut être due au nombre d'enregistrements du calcul dynamique explicite et au régime transitoire que l'ADD ne peut pas modéliser.

6.4.3 La configuration Sonotrode/ Wiremesh/ Thermoplastique/ Enclume sous le chargement d'une vibration ultrasonique

Le contact dynamique est étudié en utilisant le calcul dynamique direct pour la combinaison "Sonotrode en acier/ Wiremesh/ Composite C 280/ Enclume en acier". Le but est de déterminer le temps de contact et le temps de non-contact dans une période (au régime permanent). Le chargement imposé est la vibration ultrasonique mécanique à l'entrée de la sonotrode comme modélisé ci-dessus.

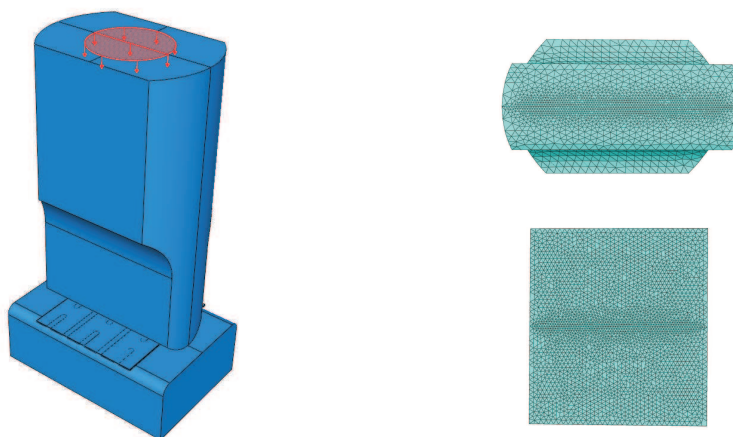


FIG. 6.9. Vibration ultrasonique imposée $u = U_e \sin 2\pi ft$ (à gauche) et le maillage dans la zone de contact (à droite)

Les régimes transitoire et stationnaire sont représentés dans la Fig. 6.10 avec le déplacement vertical du point A au centre de la sortie de la sonotrode et du point B au centre de la bande de wiremesh (ces deux points sont à la même position). On trouve bien que le point A fait une vibration quasiment périodique. Cependant, elle n'est pas harmonique comme dans le cas de vibration libre ci-dessus à cause de la présence des matériaux à souder. La valeur maximale positive de cette vibration et celle minimale négative ne sont pas égales :

$$U_{\max}(A) = 17.64 \mu\text{m} \text{ et } U_{\min}(A) = -16.34 \mu\text{m}$$

Le déplacement des points A et B montre clairement que le contact dynamique fonctionne bien dans ce cas. Il n'y a pas de pénétration de la sonotrode dans la bande des matériaux à souder. De plus, on observe également le mouvement libre du point B après le décollage de la sonotrode.

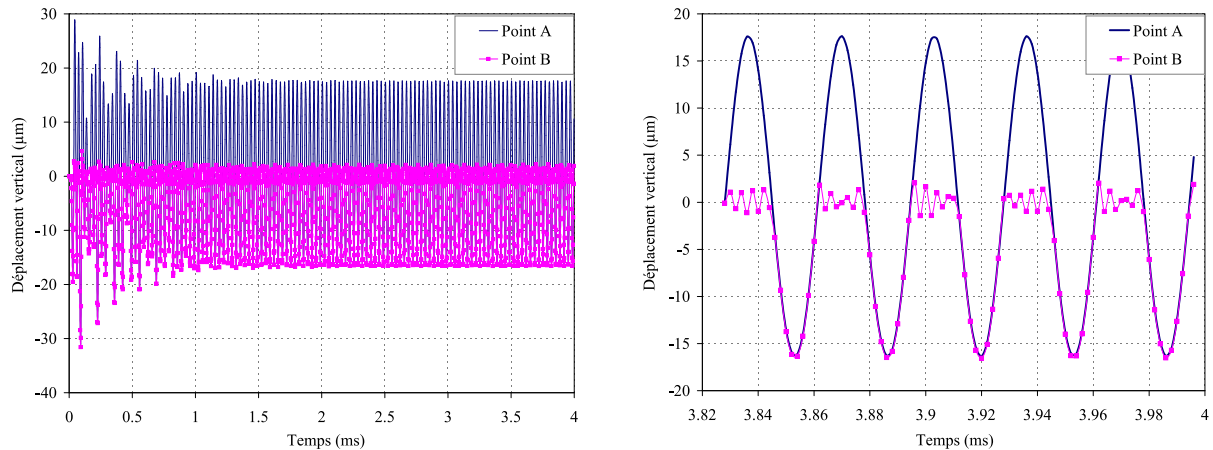


FIG. 6.10. Contact dynamique lors de la soudure au vu du déplacement des points A et B

6.4.4 La configuration Sonotrode/ Wiremesh/ Thermoplastique/ Enclume sous le chargement d'une pression ultrasonique

En réalité, on impose un potentiel électrique aux anneaux piézoélectriques. Cette source engendre une vibration ultrasonique à la sortie de la sonotrode. En contact avec les matériaux à souder, la vibration mécanique de l'ensemble acoustique (à l'entrée ou à la sortie de la sonotrode) est relative par rapport à la position initiale. Dans la modélisation ci-dessus, on a introduit une vibration mécanique absolue forcée. Cela signifie qu'on n'a pas tenu compte de l'équilibre des forces. La force de contact qui est due à la compression de la sonotrode à la bande des matériaux à souder poussera l'ensemble acoustique. Cette force de contact doit être équilibrée dynamiquement avec la force de maintien et la pesanteur de cette structure.

C'est la raison pour laquelle on effectue ci-dessous une autre approche pour étudier le contact lors de la soudure. Une pression ultrasonique sera imposée à l'entrée de la sonotrode :

$$p = p_0 \sin(2\pi ft)$$

où $f = 30042 \text{ Hz}$ et $p_0 = 13.67 \text{ MPa}$ pour que la vibration mécanique sortant à la sonotrode ait une amplitude de $17.5 \mu\text{m}$. On trouve bien, grâce à la Fig. 6.11, que s'il n'y a pas de force de maintien, la durée de contact est très faible en régime permanent. De plus, on peut observer un rebond de la sonotrode, dans cette durée la sonotrode fait des vibrations libres sans toucher la bande de matériaux. Ce phénomène est même une chute d'un solide élastiques sur un support.

Le mouvement du point A de la sortie de sonotrode est quasiment harmonique entre $-0.24 \mu\text{m}$ et $34.59 \mu\text{m}$. Son amplitude de vibration est donc égale à $17.42 \mu\text{m}$. En réalité, il est impossible de mesurer le mouvement au centre de la sortie de sonotrode ou bien à des points qui sont en contact. Cette modélisation permet donc prédire l'ordre de grandeur des paramètres dans la zone de contact lors de la soudure.

Comme le contact est très faible s'il n'y a pas de force de maintien, l'énergie dissipée dans les matériaux à souder est logiquement petite. En Fig. 6.11, l'énergie calculée est celle qui est dissipée dans toutes les parties mais elle est concentrée dans la sonotrode. Cette dissipation d'énergie sera étudiée ultérieurement mais on peut constater son changement avec les analyses dynamiques qu'on réalisera afin de calculer le champ de déplacement dans la zone de contact.

D'ailleurs, l'option **Contact** dans **Field Output** d'Abaqus nous permet d'observer la force de contact à un point en fonction du temps. Cette valeur montre clairement le contact entre la

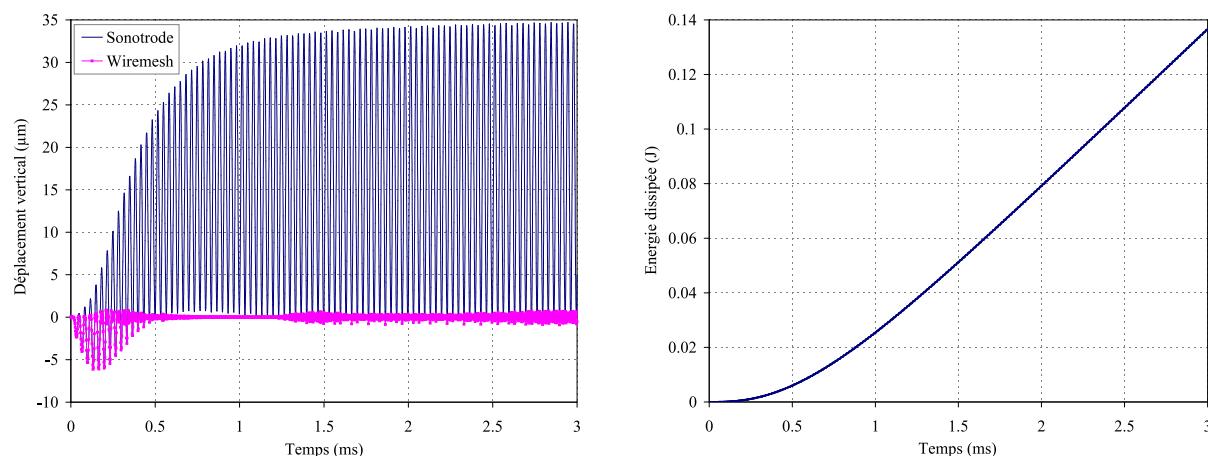


FIG. 6.11. Contact dynamique lors de la soudure sous une pression ultrasonique $p = p_0 \sin(2\pi ft)$

sonotrode et la bande de matériaux. En Fig. 6.12, on trouve bien que la composante de cette force au point A selon la direction verticale (direction de vibration) est beaucoup plus grande que celles de deux autres directions. Lorsqu'ils sont en contact, cette force est différente à zéro, elle varie selon le déplacement du point A. Sans contact, elle est égale à zéro.

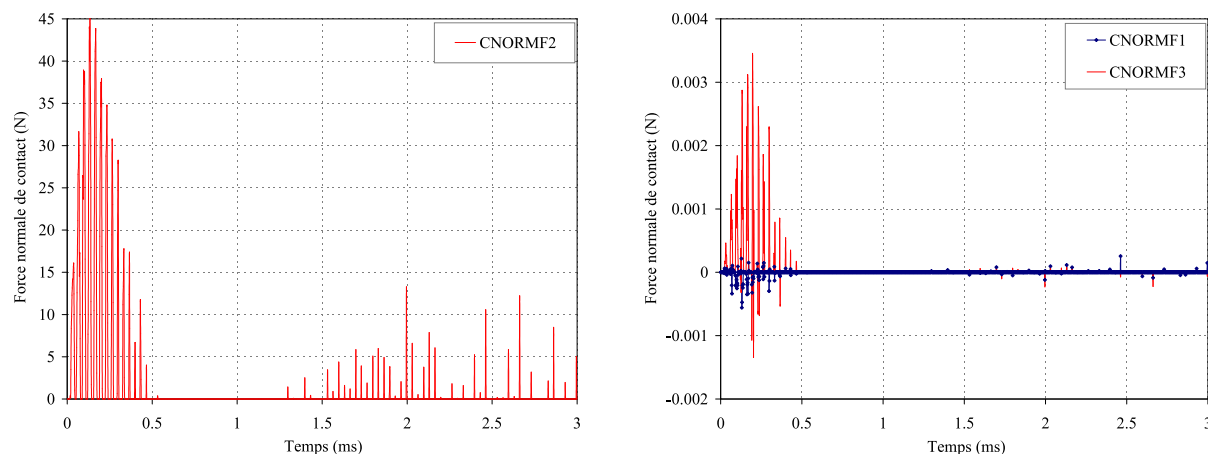


FIG. 6.12. Force normale de contact lors de la soudure sous une pression ultrasonique $p = p_0 \sin(2\pi ft)$

6.4.5 Influence de la force de maintien

Comme on a vu dans la Fig. 6.11, la sonotrode est très peu en contact avec la bande. Il est donc nécessaire d'ajouter une force afin de garder ce contact. Il s'agit d'éviter le rebond de la sonotrode et de faire augmenter la durée de contact. Cette augmentation assure une propagation de vibration de la sonotrode aux matériaux à souder. Ce contact influe donc sur la chaleur qui est produite dans les matériaux à souder par la viscosité.

Avec l'option **Contact** dans l'History Output d'Abaqus, on peut calculer la force de contact qui agit sur une surface de contact. Cette force de contact sur la surface de sortie de la sonotrode est présentée en Fig. 6.13. L'équilibre est établi entre cette force de contact et la force de main-

ten. Les résultats dans cette figure sont obtenus en appliquant seulement la force de maintien $F = 800\text{ N}$. On trouve également que le déplacement vertical U_2 du point A du comportement dynamique par le calcul dynamique explicite est proche de celui du comportement statique.

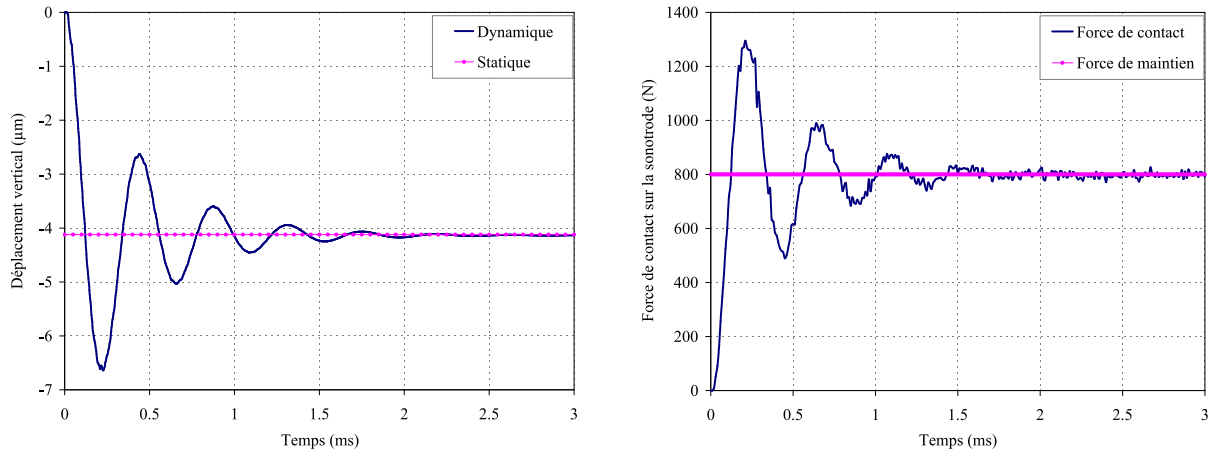


FIG. 6.13. Contact dynamique sous la force de maintien $F = 800\text{ N}$: le déplacement vertical du point A (à gauche) et la force de contact sur la surface de contact de la sonotrode (à droite)

Ensuite, le contact est étudié en imposant parallèlement une force de contact et une pression harmonique. Le mouvement des points A (sonotrode) et B (wiremesh) dans la Fig. 6.14 montre bien que le contact entre la sonotrode et la bande de matériaux est augmenté. Autrement dit, les matériaux sont comprimés considérablement dans la durée de contact. Celui-ci engendre une dissipation d'énergie selon le temps qui se sera traduite par une source de chaleur.

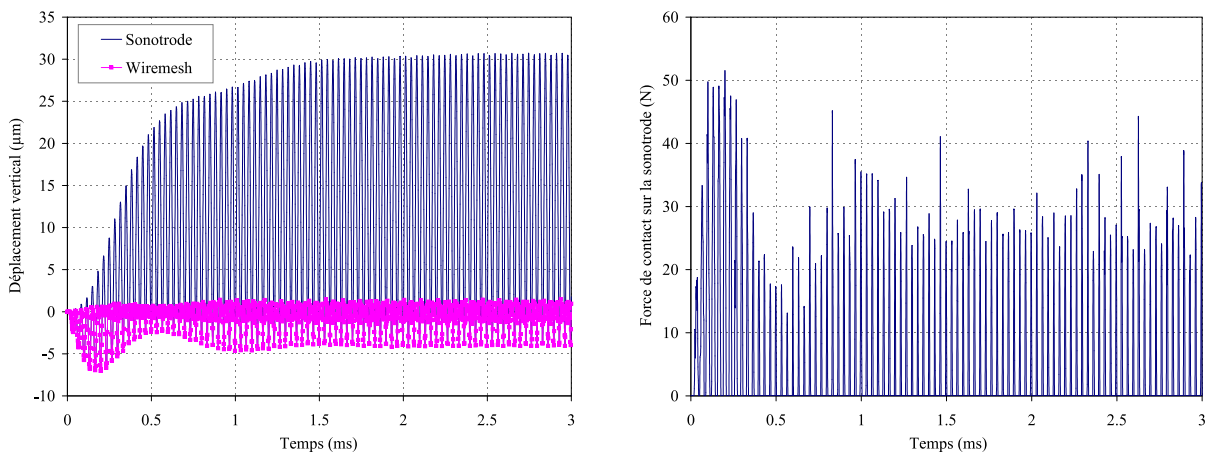


FIG. 6.14. Contact dynamique lors de la soudure avec une force de maintien $F = 100\text{ N}$

En Fig. 6.15, on présente les résultats avec la force de maintien $F = 800\text{ N}$ en imposant encore une pression ultrasonique à l'entrée de la sonotrode. Le point A à la sortie de sonotrode fait une vibration quasi-harmonique entre $-13.62\ \mu\text{m}$ et $17.92\ \mu\text{m}$. A cause d'une valeur plus importante de la force de maintien, l'amplitude de vibration mécanique sortant de la sonotrode est diminuée. Au contraire, la déformation des matériaux à souder est augmentée selon un temps de contact plus important. La force de contact joue donc un rôle important afin d'assurer le contact, de propager la vibration ultrasonique de l'ensemble acoustique aux matériaux à souder.

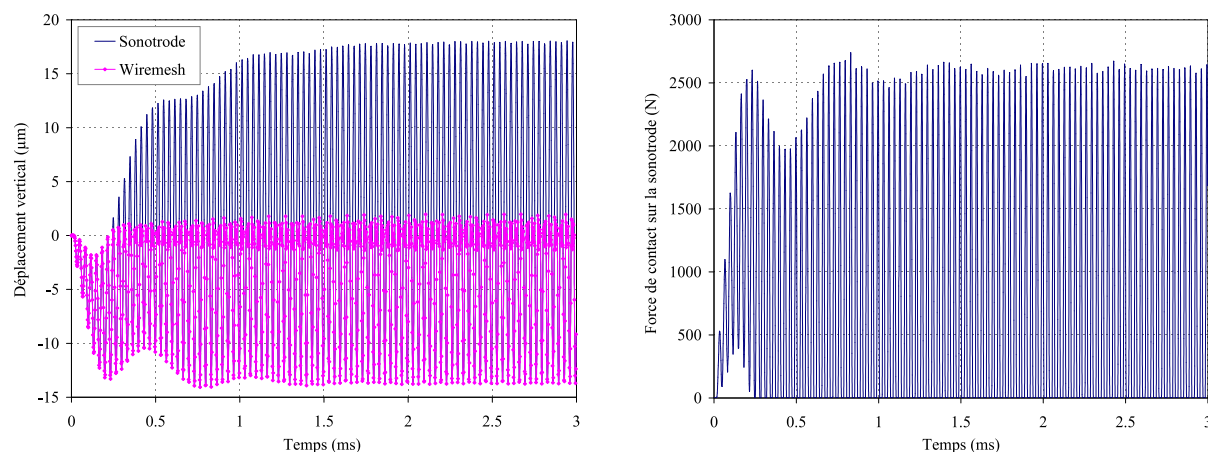


FIG. 6.15. Contact dynamique lors de la soudure avec une force de maintien $F = 800\text{ N}$

La force de maintien fait augmenter la durée de contact ou bien la déformation des matériaux à souder. Au contraire, cette force fait diminuer l'amplitude de la vibration mécanique à la sortie de la sonotrode si l'on garde le même chargement (la tension électrique). Dans le Tab. 6.3, on présente l'influence de la force sur les résultats considérés.

TAB. 6.3. Influence de la force de maintien lors de la soudure

Force de maintien (N)	Temps de contact (10^{-5} s)	Amplitude sortie (μm)	Force de contact (N)	Compression (μm)
0	0.030	17.40	30	0.21
100	0.685	17.35	700	4.07
200	0.811	17.20	1100	6.09
300	1.077	17.03	1400	7.76
400	1.175	16.76	1700	9.12
500	1.273	16.55	1950	10.37
600	1.371	16.34	2200	11.58
700	1.468	16.09	2400	12.65
800	1.566	15.77	2600	13.65

6.4.6 Influence du matériau de l'enclume

En réalité, on a utilisé l'enclume en acier ou en titane. Le choix de l'enclume dépend de la configuration des matériaux à souder. Avec une configuration donnée, l'enclume influence la qualité de la soudure parce que l'enclume en titane ou en acier possède des conductivités thermiques différentes. On étudiera donc des différences entre ces deux cas de l'enclume, tout d'abord pour l'aspect mécanique : le temps de contact et la compression dans les matériaux à souder.

On trouve clairement que le temps de contact change très peu mais la compression dans les matériaux à souder est différente entre les deux cas de l'enclume. Pour l'enclume en acier, cette compression est plus petite que celle correspondant à l'enclume en titane. Ceci est dû à la différence du module d'Young entre l'acier et le titane.

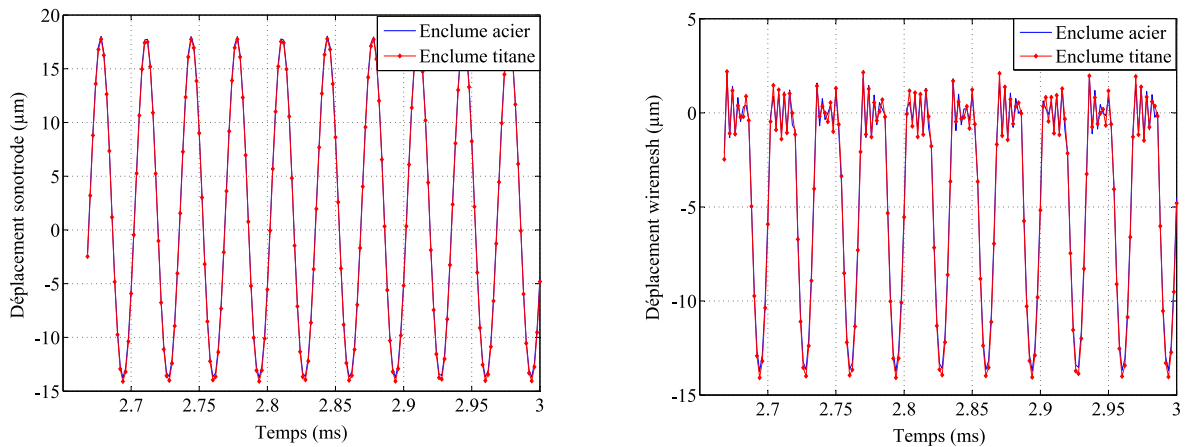


FIG. 6.16. Influence du matériau de l'enclume sur le contact lors de la soudure

6.5 Modélisation mécanique de la soudure par ultrasons

6.5.1 Déformation dans les matériaux lors de la soudure

Comme on a vu dans la modélisation du contact dynamique, lors de la soudure, les matériaux à souder sont déformés de façon non-harmonique. En régime stationnaire, dans chaque période ultrasonique, ces matériaux sont comprimés dans une durée τ . Le temps restant de la période $T - \tau$, on peut considérer que ces matériaux ne sont pas déformés à cause du décollage de l'ensemble acoustique par rapport à la bande des matériaux à souder. Cette déformation est illustrée dans la Fig. 6.17.

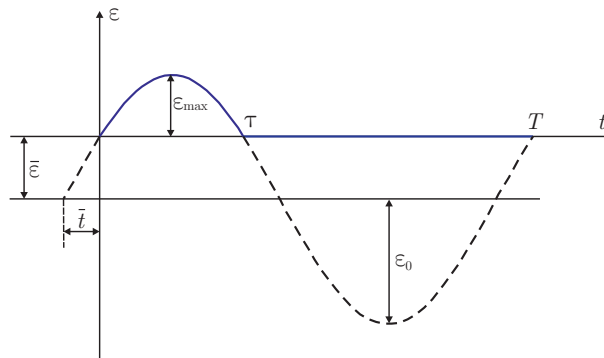


FIG. 6.17. Déformation dans les matériaux à souder lors de la soudure

Cette déformation s'écrit mathématiquement dans une période de vibration comme suit :

$$\varepsilon(t) = \begin{cases} \varepsilon_0 \sin \omega(t + \bar{t}) + \bar{\varepsilon} & 0 \leq t \leq \tau \\ 0 & \tau < t \leq T \end{cases} \quad (6.14)$$

Cette formule de déformation doit satisfaire les conditions suivantes :

$$\begin{cases} \varepsilon(t = 0) = \varepsilon(t = \tau) = 0 \\ \varepsilon_0 + \bar{\varepsilon} = \varepsilon_{\max} \end{cases} \quad (6.15)$$

où ε_{\max} est la déformation maximale due à la compression de la sonotrode, voir ses valeurs dans le Tab. 6.3 et τ est le temps de contact dans chaque période en régime stationnaire.

Les paramètres dans la formule de la déformation sont donc déterminés :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{t} = \frac{1}{2} \left(\frac{T}{2} - \tau \right) \\ \varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_{\max}}{1 - \cos\pi \frac{\tau}{T}} \\ \bar{\varepsilon} = - \frac{\cos\pi \frac{\tau}{T}}{1 - \cos\pi \frac{\tau}{T}} \varepsilon_{\max} \end{array} \right. \quad (6.16)$$

Dans la formule (6.16), le temps de contact τ est calculé à chaque valeur de la force de maintien F par le contact dynamique. Pour déterminer la déformation et ensuite calculer la diffusion thermique par viscosité dans les matériaux à souder, on doit donc déterminer la déformation maximale ε_{\max} au régime stationnaire. Cette valeur sera calculée pour différentes zones dans la section suivante.

6.5.2 Zone de déformation et zone de diffusion

Afin de modéliser le transfert de chaleur lors de la soudure, il faut déterminer la zone de diffusion thermique ainsi que la valeur de cette diffusion, voir la formule (6.20). Le calcul du contact dynamique peut nous donner des résultats comme la déformation, la contrainte ... de tous les noeuds de la structure. Ces résultats sont fonction du temps dans le calcul dynamique explicite. Ce calcul devient donc très lourd et coûteux. C'est la raison pour laquelle on cherche à déterminer la zone de déformation et à calculer la déformation maximale dans les matériaux à souder avec un calcul statique.

Les zones de diffusion de chaleur sont déterminées par la compression maximale des matériaux qui a été présentée dans le Tab. 6.3. Avec un calcul mécanique statique, on voit bien différentes zones de déformation dans les deux matériaux à souder. Ces déformations sont montrées à la gauche de la Fig. 6.18. On trouve que la déformation ε_{22} n'est pas uniforme dans la zone déformée pour chaque matériau (selon la largeur ainsi que l'épaisseur). Cependant, les deux matériaux à souder sont de faible épaisseur. On peut donc simplifier ce problème de calcul de la diffusion en considérant que cette déformation est constante selon l'épaisseur et qu'elle se produit seulement dans la zone rectangulaire, voir la droite de la Fig. 6.18.

Cette zone est celle de diffusion thermique et sera déterminée géométriquement par la forme de la sonotrode et la compression dans les matériaux. La largeur b est calculée en fonction du rayon de la sortie de sonotrode R et la compression des matériaux h :

$$b = \sqrt{2Rh - h^2} \quad (6.17)$$

Cette valeur dépend de la force de maintien F car le rayon R est fixé et la compression h dépend fortement de F .

La déformation ε_{\max} dans la formule (6.16) pour la bande thermoplastique est illustrée dans la Fig. 6.19 pour le cas où la force de maintien est égale à 800 N. Cette valeur est calculée en moyenne le long de la largeur de cette bande. Elle permet de calculer l'amplitude ε_0 selon la formule (6.16). On trouve bien que cette déformation dépend de la force de maintien F comme montré dans le Tab. 6.4.

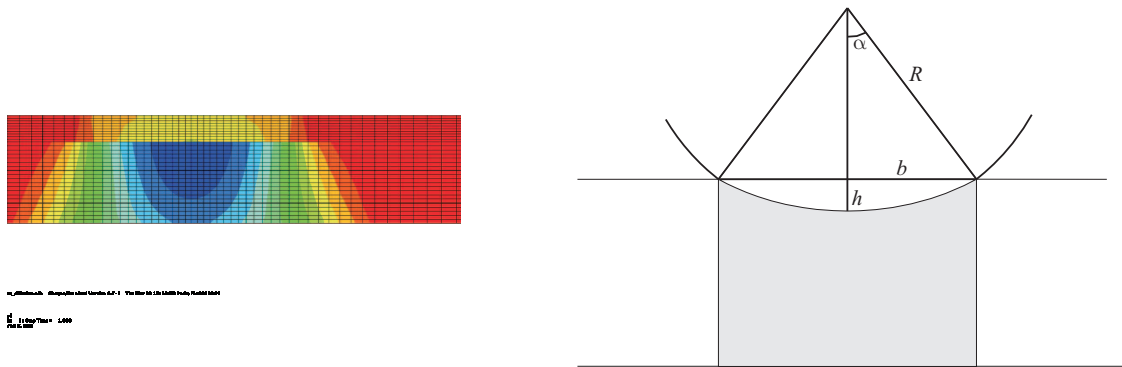
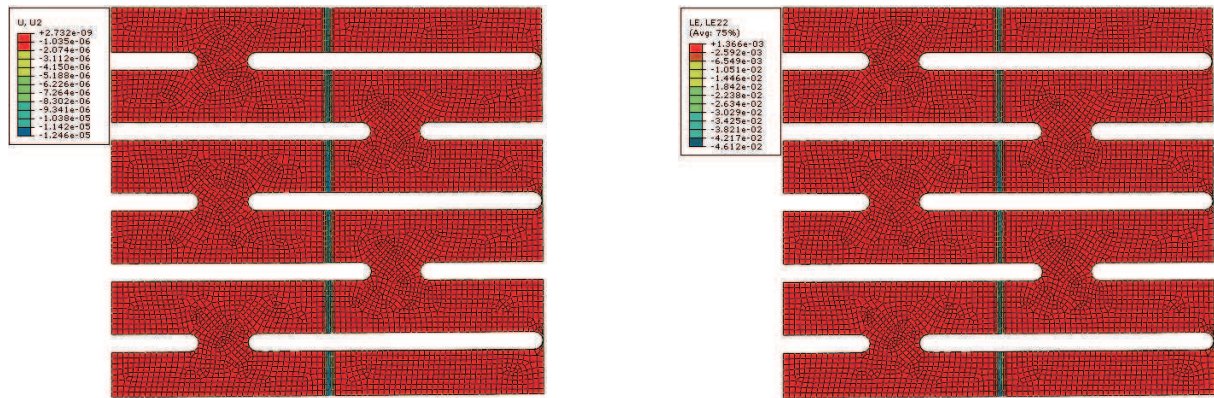


FIG. 6.18. Zone de diffusion de chaleur dans la modélisation thermique

FIG. 6.19. Déplacement et déformation maximales dans la bande thermoplastique sous la force de maintien $F = 800$ NTAB. 6.4. Déformation ε_{max} dans les matériaux à souder

Force de maintien (N)	Déformation ε_{max} (%)		Temps de contact τ/T
	Wiremesh	C 280	
0	0.003	0.010	0.0303
100	0.137	0.494	0.2059
200	0.239	0.844	0.2647
300	0.331	1.160	0.3235
400	0.411	1.428	0.3529
500	0.487	1.685	0.3824
600	0.566	1.943	0.4118
700	0.637	2.177	0.4412
800	0.704	2.396	0.4706

6.6 Modélisation thermique de la soudure par ultrasons

6.6.1 Dissipation d'énergie lors de la soudure

Comme montré dans le chapitre 3, le travail total réalisé pour chaque cycle est calculé pour une unité volumique :

$$W = \oint \sigma d\varepsilon = \int_0^T \sigma \dot{\varepsilon} dt = \int_0^{\tau} \sigma \dot{\varepsilon} dt \quad (6.18)$$

En utilisant le modèle de Kelvin - Voigt pour les matériaux thermoplastiques : $\sigma = E\varepsilon + \mu\dot{\varepsilon}$, avec la déformation dans les matériaux lors de la soudure sous la forme (6.14), on obtient alors :

$$W = \frac{1}{2} E_p \varepsilon_0^2 \left(2\pi \frac{\tau}{T} - \sin 2\pi \frac{\tau}{T} \right) \quad (6.19)$$

où le module de perte $E_p = E'' = \omega \mu = \tan \delta E$

On trouve que cette énergie dissipée dans chaque période de vibration ultrasonique est croissante avec le temps de contact. En régime stationnaire, on calcule la dissipation d'énergie en moyenne pour une unité de temps :

$$r = \frac{W}{T} = \frac{1}{4\pi} E_p \omega \varepsilon_0^2 \left(2\pi \frac{\tau}{T} - \sin 2\pi \frac{\tau}{T} \right) \quad (6.20)$$

Cette dissipation d'énergie est calculée dans les matériaux à souder pour les différentes valeurs de la force de maintien F . Elle est présentée dans le Tab. 6.5. On trouve que l'énergie dissipée dans le thermoplastique, par exemple le composite C 280, est beaucoup plus grande que celle dans le wiremesh. Ceci est dû à la différence du facteur de perte entre ces deux matériaux. Le wiremesh est un tissu métallique, sa propriété viscoélastique est donc faible. En revanche, ce composite comporte 50% de la résine polyétherimide, sa propriété viscoélastique est plus importante.

TAB. 6.5. Dissipation d'énergie dans les matériaux lors de la soudure

Force de maintien (N)	Energie dissipée (W/m ³)	
	Wiremesh	C 280
0	3.958×10^4	4.035×10^7
100	2.209×10^6	2.287×10^9
200	3.845×10^6	3.921×10^9
300	5.280×10^6	5.481×10^9
400	6.816×10^6	7.215×10^9
500	8.192×10^6	8.722×10^9
600	9.760×10^6	1.009×10^{10}
700	1.118×10^7	1.118×10^{10}
800	1.250×10^7	1.217×10^{10}

6.6.2 Modélisation du transfert de chaleur lors de la soudure

On constate que la déformation dans les composants de l'ensemble acoustique est très faible, voir le chapitre 5, la valeur maximale est de l'ordre de grandeur de 6×10^{-4} . La dissipation

d'énergie volumique r par viscosité dans ces parties est donc très faible par rapport à celle dans les matériaux à souder. Par conséquent, dans la modélisation du processus thermique de la soudure, on considère que les sources de chaleur sont seulement l'énergie dissipée dans les matériaux à souder qui est calculée précédemment.

La vibration ultrasonique est très rapide par rapport au mouvement des bandes de matériaux à souder. Ceci signifie que la déformation modélisée ci-dessus peut atteindre le régime stabilisé. On peut donc modéliser statiquement le transfert de chaleur en considérant deux positions en Fig. 6.20.

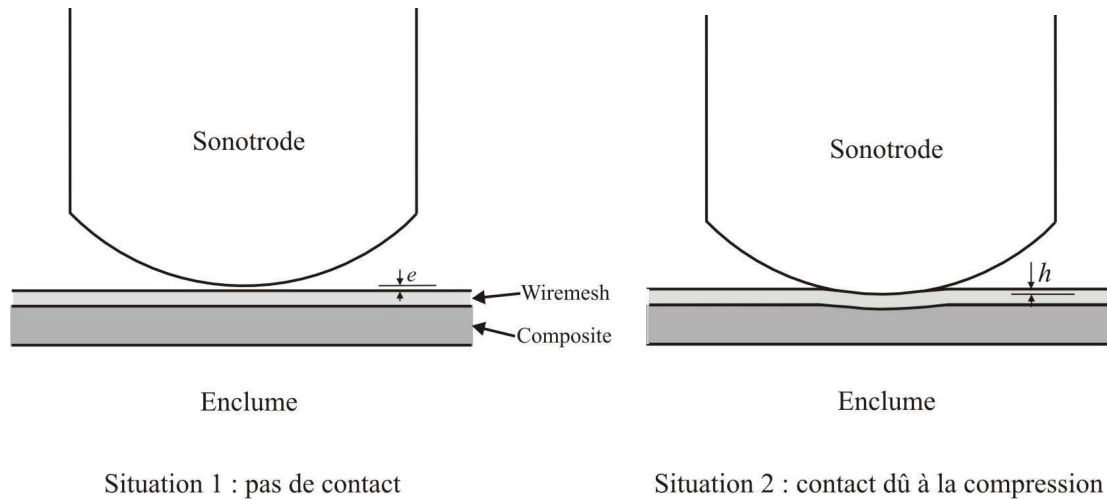


FIG. 6.20. Deux situations à modéliser du transfert de chaleur lors de la soudure

- Situation 1 : Les matériaux à souder ne sont pas comprimés. La sonotrode n'est pas en contact avec la bande de wiremesh. Cette situation correspond à l'état comprimé lors de la vibration de la sonotrode.
- Situation 2 : Les matériaux à souder sont comprimés. Cette position correspond à l'état dilaté lors de la vibration de la sonotrode.

La chaleur est propagée des zones de diffusion, cf Fig. 6.18, vers les autres zones de la structure lors de la soudure. On modélise cette propagation en régime permanent afin de rechercher la température maximale dans deux couches de matériaux et surtout la température à l'interface entre ces deux couches. La réalité montre bien que la température à l'interface décide la qualité de la soudure. Elle doit donc être supérieure à la température de la soudabilité du composite utilisé et être inférieure à la température de fusion.

Il s'agit de modéliser l'interaction entre les différentes parties de l'ensemble considéré. Ceci est réalisé en utilisant le contact thermomécanique dans Abaqus. Selon [43] on peut définir ce contact comme suit :

- Contact mécanique : le comportement tangentiel sans frottement
- Contact thermique : la conductance thermique avec la dépendance de la conductivité en fonction de la distance entre deux surfaces.

6.6.2.1 Modèle thermique 2D

Afin de pouvoir utiliser un même modèle d'éléments finis pour les deux situations montrées précédemment, on définit deux étapes pour le problème couplé thermomécanique :

- + Etape 1 : Définition du contact entre les différentes parties
- + Etape 2 : Calcul couplé thermomécanique

Dans la deuxième étape, le déplacement de la sonotrode et le flux de chaleur dans les deux matériaux à souder sont imposés à la fois. On appelle e le déplacement vers le haut et h le déplacement vers le bas. Ce modèle 2D nous permet d'utiliser un maillage raffiné. En Fig. 6.21, on voit bien la distribution du champ de température dans tout l'ensemble de la sonotrode, des matériaux à souder et de l'enclume. La température change beaucoup selon l'épaisseur de la couche composite et elle est plus stable dans la couche de wiremesh. De plus, la température se concentre essentiellement dans la zone de diffusion des deux matériaux à souder.

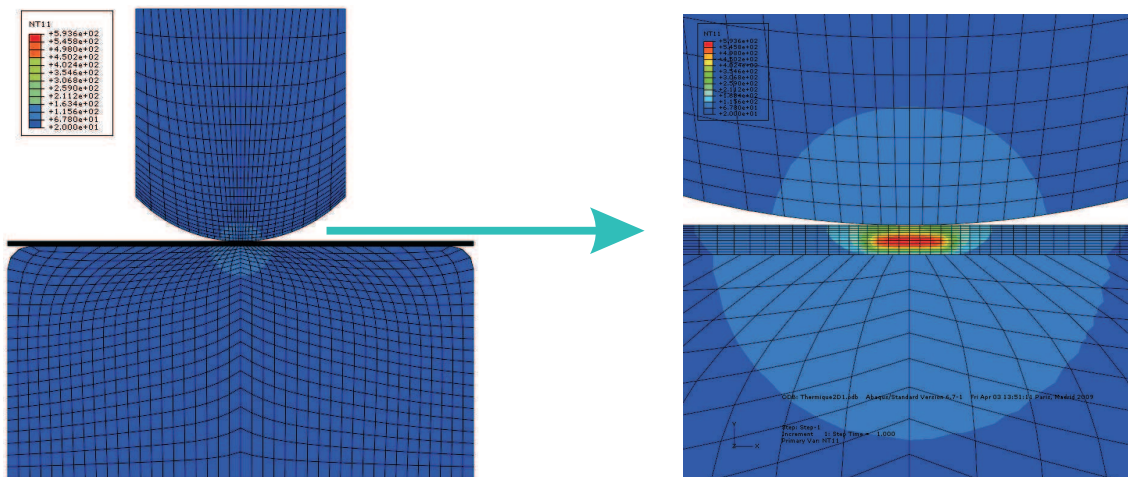


FIG. 6.21. Champ de température en 2D en régime permanent de la situation 1 avec $e = 0$

Au centre de la zone de diffusion, la température atteint sa valeur maximale. La coupe centrale verticale dans les deux couches de matériaux à souder nous montre le changement de la température dans ces deux matériaux, voir la Fig. 6.22. De plus, la température maximale et celle à l'interface entre les deux couches de matériaux à souder dépendent de la position de la sonotrode par rapport à la bande de wiremesh. On trouve que plus la sonotrode est loin de la bande de wiremesh, plus ces deux températures sont grandes. Ceci est entièrement logique parce qu'il y a une petite couche d'air entre la sonotrode et la bande de wiremesh si la distance e est supérieure à zéro.

Lorsqu'il y a le contact (les matériaux sont comprimés), la chaleur est propagée plus vers la sonotrode. Ceci fait diminuer la température dans la couche de wiremesh par rapport à celle de la première situation. En revanche, la température à l'interface entre le thermoplastique et l'enclume change très peu. La Fig. 6.23 montre les résultats du calcul couplé correspondant à la compression maximale.

D'ailleurs, ce modèle nous permet également de réaliser des calculs temporels. Ces calculs donnent l'évolution de la température dans l'espace et selon le temps. On montre dans la Fig. 6.24 la température dans l'épaisseur et celle à l'interface entre deux matériaux en fonction du temps. Le flux de chaleur est propagé des zones de diffusion aux deux bords des matériaux, à la sonotrode et à l'inclume. Ceci explique le fait que tout d'abord la température dans ces zones de diffusion augmente rapidement et ensuite, qu'elle monte plus lentement en se propageant ailleurs.

En prenant la température à l'interface, on trouve que :

- + A $t = 20$ s : $T(20 \text{ s}) = 97.86 \% T(\text{stabilisée})$

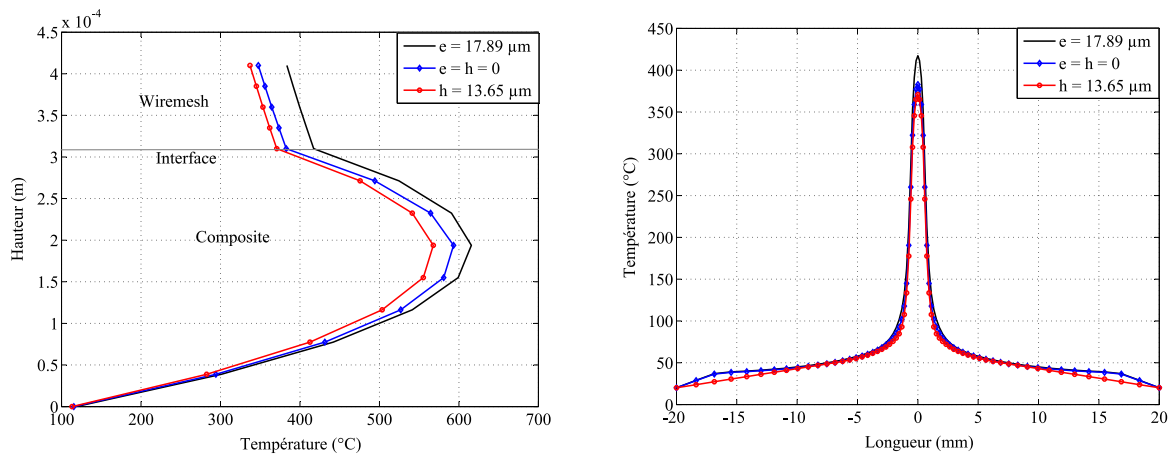


FIG. 6.22. Variation de la température dans l'épaisseur (à gauche) et à l'interface (à droite) entre deux couches de matériaux à souder

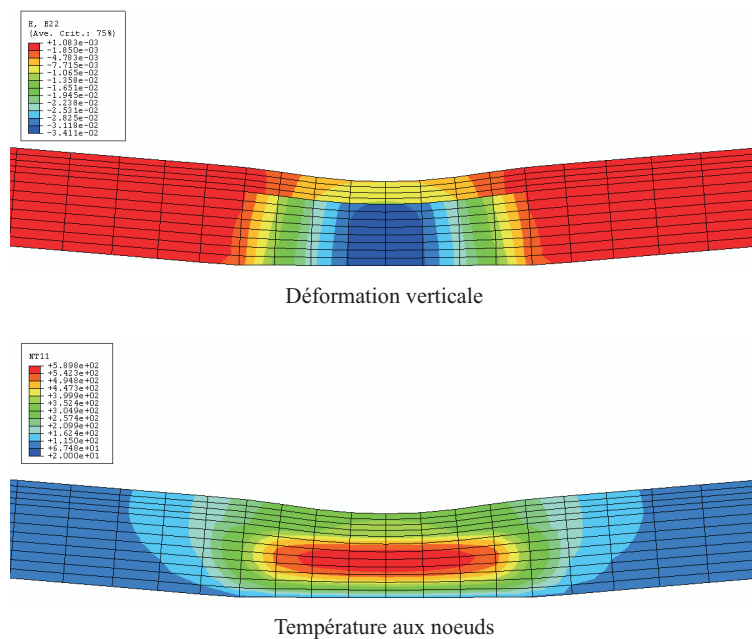


FIG. 6.23. Déformation et température dans les deux matériaux à souder sous la compression maximale $h = 13.65\mu\text{m}$ (facteur de déformé = 5)

$$+ \text{ A } t = 50 \text{ s} : T(50 \text{ s}) = 99.72 \% T(\text{stabilisée})$$

On trouve le temps nécessaire pour que l'on puisse atteindre le régime permanent du transfert thermique. Cependant, il faut souligner que cette valeur de temps de convergence est pour le cas 2D. De plus, la température à l'interface entre deux couches de matériaux est bien élevée par rapport à la température de transition vitreuse T_g de la résine. Ceci peut faire dégrader les matériaux à souder. Il faut donc tenir compte du mouvement des deux bandes de matériaux. Ce mouvement diminue certainement la température lors de la soudure.

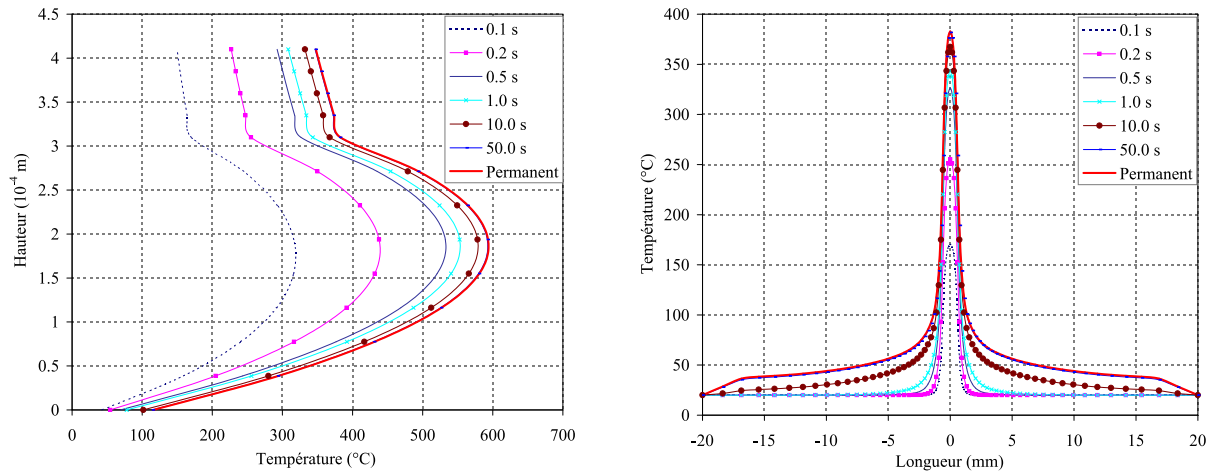


FIG. 6.24. Dépendance en temps de la température le long de la hauteur et à l'interface du cas $e = 0$ dans le calcul transitoire

6.6.2.2 Modèle thermique 3D

Le modèle thermique 2D présenté ci-dessus ne permet pas de montrer la distribution de la température sur la largeur de deux bandes de matériaux à souder surtout pour la bande thermoélastique perforée. Les effets de bord seront donc montrés en réalisant une modélisation thermique 3D. Comme pour la modélisation de couplage en 2D, il s'agit d'un calcul de couplage thermomécanique dans lequel on impose les chargements mécaniques et thermiques ainsi que les conditions aux limites mécaniques et thermiques. La configuration Sonotrode/Wiremesh/Thermoplastique/Enclume est étudiée, avec les mêmes données que celles utilisées dans le modèle de couplage en 2D, dans les situations : de contact puis non - contact pour une période de vibration ultrasonique. On réalise le calcul en régime permanent pour ce couplage.

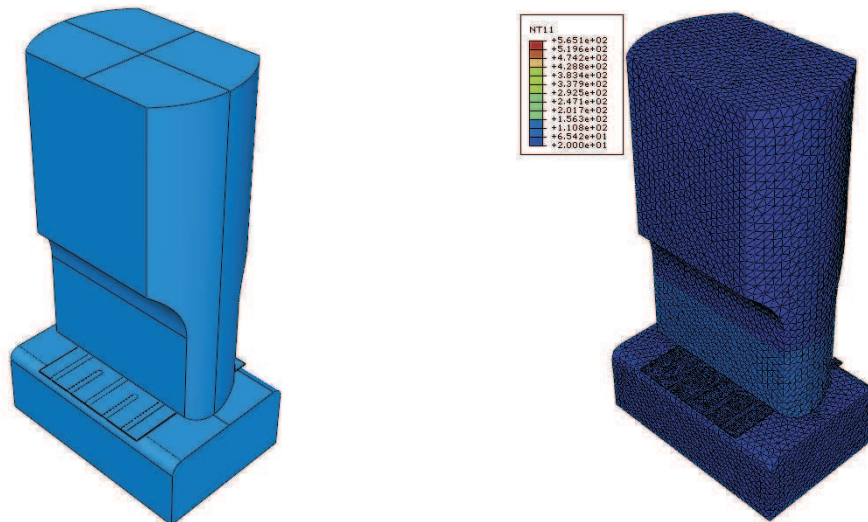


FIG. 6.25. Configuration du calcul de couplage thermomécanique 3D et le champ de température obtenu pour la compression $h = 13.65 \mu\text{m}$

Ce calcul de couplage thermomécanique nous donne des résultats mécaniques et thermiques. En tenant compte de la non-linéarité géométrique, on observe la déformation hors plan (selon

la direction de vibration ultrasonique) LE22 et la température NT11 dans les deux couches de matériaux à souder. Ces résultats sont montrés dans la Fig. 6.26 dans laquelle on voit bien la déformation LE22 et la température NT11 à l'interface entre ces deux couches pour le cas où la compression est maximale $h = 13.65 \mu\text{m}$. L'effet de bords est facilement observé pour la bande thermoplastique perforée (le trou entre différentes bandelettes) au niveau de la déformation ainsi que de la température.

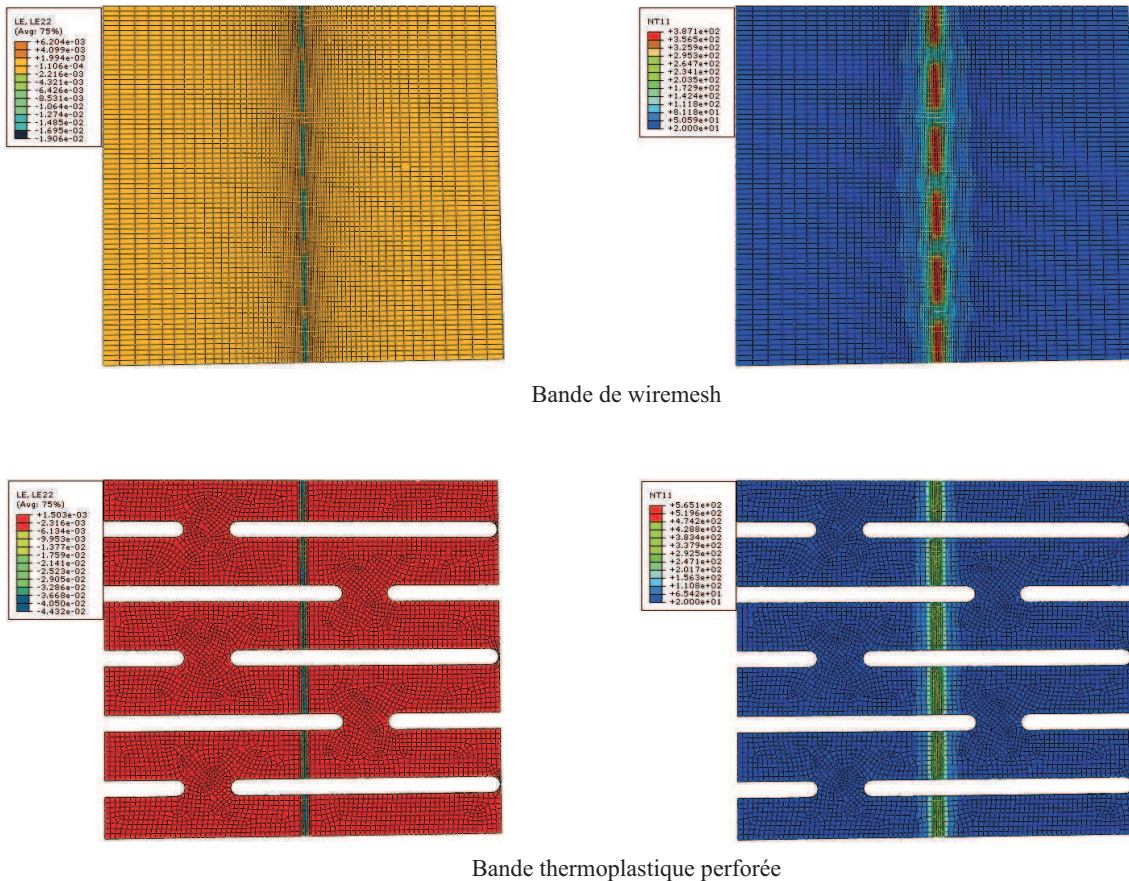


FIG. 6.26. Température et déformation dans des couches de matériaux à souder dans le cas de la compression $h = 13.65 \mu\text{m}$

On s'intéresse à la température à l'interface entre ces deux couches car cette grandeur décide la soudabilité ainsi que la qualité de la soudure. En Fig. 6.27, la courbe de température sur la longueur (Oz) au bord des bandes présente le même résultat que celui de la modélisation 2D ci-dessus, voir la Fig. 6.22. De plus, la température à l'interface sur la largeur (Ox) montre l'effet de bord thermique. La régularité de cette température traduit la qualité de la soudure.

En tenant compte des différentes positions de la sonotrode dans une période ultrasonique, on présente la température à l'interface entre les deux couches de matériaux à souder pour trois positions extrêmes dans la Fig. 6.28. L'évolution de la température sur la longueur (au bord de bandes) montre la variation de température maximale dans une période. Plus la sonotrode est loin de la bande de wiremesh, plus la température maximale est grande. Le même changement se produit dans la direction de largeur de bandes.

En comparant avec les résultats de la modélisation de couplage thermomécanique en 2D, on trouve en Fig. 6.29 que la température obtenue par ces deux modèles est identique à l'inter-

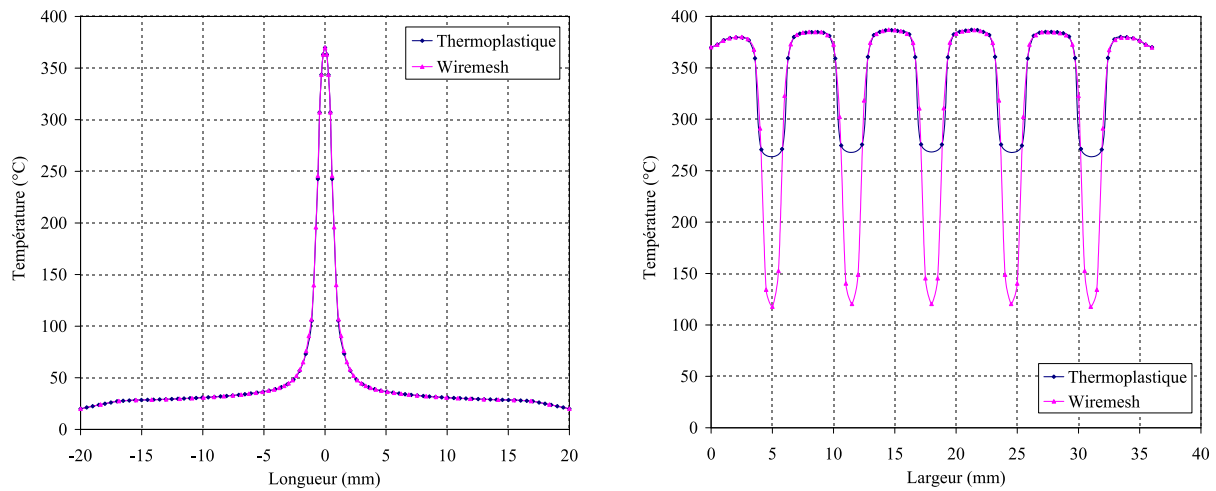


FIG. 6.27. Température à l'interface entre deux couches de matériaux le long de la longueur au bord (à gauche) et de la largeur au centre (à droite)

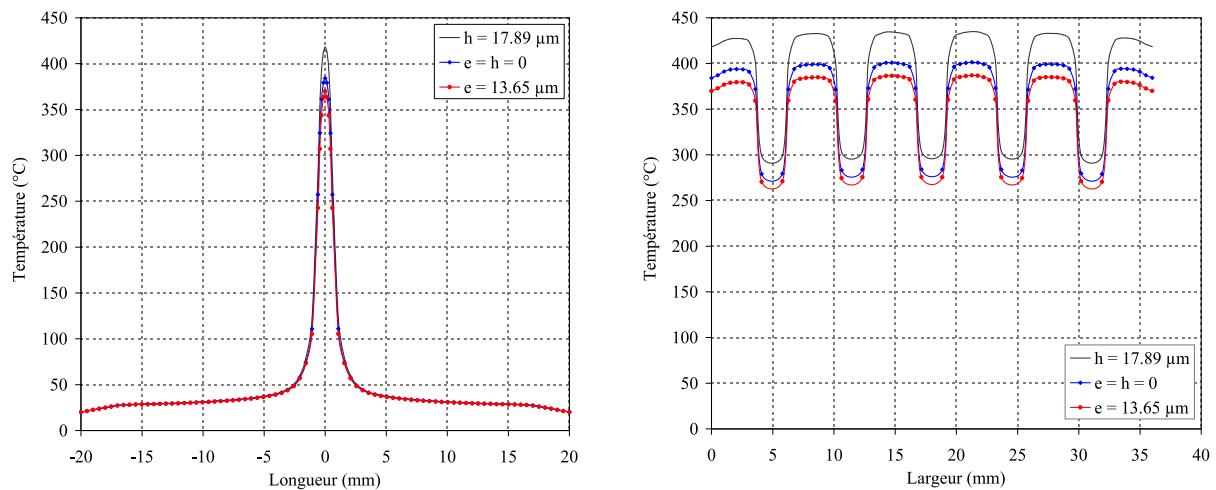


FIG. 6.28. Température à l'interface entre deux couches de matériaux à souder avec différentes positions de la sonotrode

face dans la zone de diffusion (zone de contact). Par contre, elle est un peu différente dans la couche thermoplastique et aux deux extrémités sur la longueur. Comme la température à l'interface décide la soudabilité des matériaux, on peut donc utiliser le modèle en 2D pour prédire la soudabilité. De plus, le modèle en 3D nous montre la distribution de température, l'effet tridimensionnel. La température sur la largeur n'est pas uniforme, le modèle en 3D montre réellement la qualité de la soudure.

Cependant, comme pour le modèle en 2D, la température maximale obtenue par le modèle de couplage thermomécanique en 3D est assez grande par rapport à la température qu'on a observée à l'aide d'une caméra infrarouge. Il faut donc introduire le mouvement de deux bandes de matériaux à souder dans le programme d'éléments finis. Ceci sera réalisé dans le chapitre suivant.

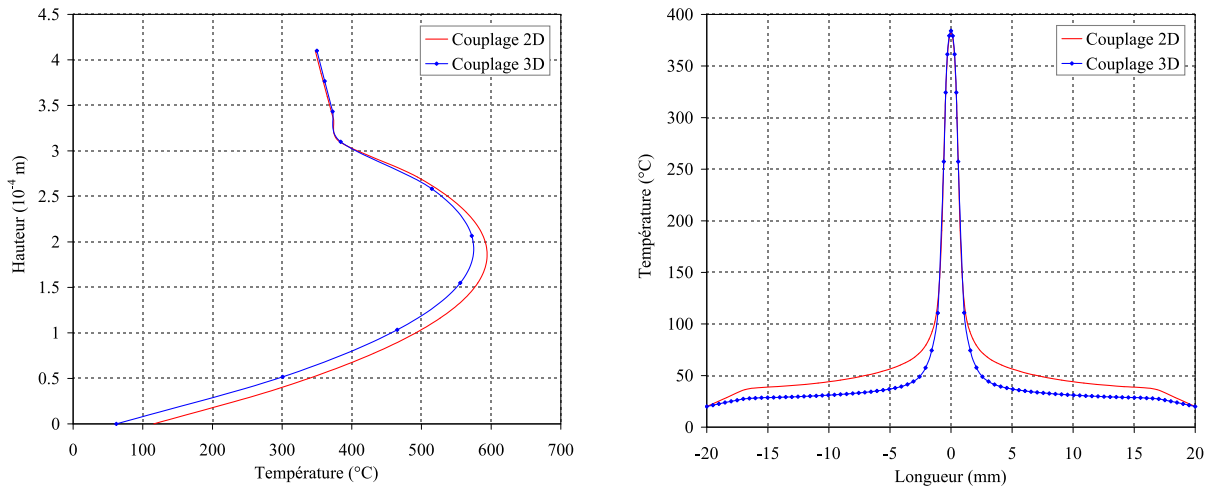


FIG. 6.29. Comparaison entre la modélisation de couplage en 2D et celle en 3D : la température dans l'épaisseur (à gauche) et celle sur la longueur de l'interface (à droite)

6.7 Conclusion

Ce chapitre a présenté la modélisation globale par éléments finis du processus de soudure. On a réussi à tenir compte du contact entre l'ensemble acoustique et les bandes de matériaux à souder. Ce contact devient dynamique et est compliqué lors de la soudure. Il est modélisé par un modèle théorique simplifié et par une étude tridimensionnelle d'Abaqus. Ces modèles nous permettent de calculer le temps de contact, la compression dans les matériaux à souder et surtout de tenir compte de l'influence de la force de maintien. Cette étude a amélioré considérablement la modélisation du processus de soudure par ultrasons.

Les résultats du calcul de contact dynamique nous permettent également de réaliser la modélisation mécanique de la compression dans les matériaux. Cette tâche a pour but de déterminer la zone de diffusion et la déformation dans les matériaux à souder. Cette valeur est utilisée pour calculer la dissipation thermique dans ces matériaux qui est nécessaire dans la modélisation thermique de la soudure.

Le transfert de chaleur est modélisé avec Abaqus pour les cas bidimensionnel et tridimensionnel. Le contact dynamique nous propose de modéliser ce transfert dans deux situations : avec ou sans contact entre la sonotrode et la bande de wiremesh. Ces deux situations ont montré la variation de la température à l'interface entre deux bandes de matériaux dans une période de vibration ultrasonique de la sonotrode en régime stabilisé. Cependant, on n'a pas encore tenu compte du mouvement des bandes de matériaux à souder, ceci explique pourquoi les températures obtenues sont hautes. Cette tâche sera réalisée dans le chapitre suivant afin d'améliorer la modélisation de la soudure.

Chapitre 7

Optimisation de la soudure

7.1 Introduction

Ce chapitre sera consacré à l'optimisation du processus de soudure par ultrasons. Il s'agit de compléter les modélisations dans le chapitre 6 ainsi que de chercher des combinaisons de paramètres principaux qui nous donnent la bonne qualité de soudure. Dans la première section, on introduira le mouvement des bandes de matériaux à souder dans le modèle thermique de la soudure. Il faut qu'on garde la zone de diffusion dans ces bandes sous la sonotrode lors de leur mouvement. Ceci sera réalisé par une méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) en modélisant un flux de matière dans chaque bande à souder.

7.2 Modélisation dynamique du transfert de chaleur

Comme commenté dans le modèle statique du transfert de chaleur dans le chapitre 6, les deux situations de contact et de non-contact en statique nous donnent un champ de température très élevé par rapport aux valeurs mesurées. C'est la raison pour laquelle on propose de modéliser le mouvement des deux bandes comme en réalité. Pour ce faire, il s'agit d'effectuer un calcul transitoire du transfert de chaleur. Tout d'abord, on étudie le cas unidirectionnel qui peut être résolu par la méthode analytique et celle des éléments finis.

7.2.1 Résolution analytique unidimensionnelle du transfert de chaleur

Dans cette partie, on cherche à résoudre le problème unidirectionnel du transfert de chaleur avec un mouvement. L'équation de transfert de chaleur en général dans le repère mobile \vec{X} s'écrit :

$$k\Delta T = \rho C \frac{dT}{dt} - r \quad (7.1)$$

où C est la chaleur spécifique du matériau et r est la source de chaleur qui dépend de la zone dans le matériau. Cette équation est valable dans le repère mobile avec un mouvement de la structure. Dans le repère fixé \vec{x} , on a :

$$\vec{x} = \vec{X} + \vec{v}t \quad (7.2)$$

ce qui nous donne pour le problème unidimensionnel :

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \rho C \left(\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial x} \right) - r(x) \quad (7.3)$$

En régime permanent : $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, l'équation (7.3) devient :

$$k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\rho C v \frac{\partial T}{\partial x} - r(x) \quad (7.4)$$

On peut résoudre cette équation différentielle du second ordre en posant $U = \frac{\partial T}{\partial x}$. On obtient une équation différentielle du premier ordre pour la variable $U(x)$:

$$kU'(x) + \rho C v U(x) = -r(x) \quad (7.5)$$

La solution homogène de cette équation est :

$$U^h(x) = A e^{-\frac{\rho C v}{k} x}$$

Pour le problème unidimensionnel, la source de chaleur r est une fonction de l'abscisse x . En supposant que cette source est constante dans une zone ($b_1 \leq x \leq b_2$) $r(x) = r$, une solution particulière de (7.5) est déterminée facilement :

$$U^p(x) = -\frac{r}{\rho C v}$$

La solution $U(x)$ est donc calculée :

$$U(x) = U^h(x) + U^p(x) = A e^{-\frac{\rho C v}{k} x} - \frac{r}{\rho C v} \quad (7.6)$$

Et la solution de la température en régime permanent est :

$$T(x) = -\frac{k}{\rho C v} A e^{-\frac{\rho C v}{k} x} - \frac{r}{\rho C v} x + B \quad (7.7)$$

où les deux constantes intégrales A et B sont déterminées grâce aux conditions aux limites. Pour un cas général, ces conditions peuvent être présentées de la façon suivante :

$T(x = l_1) = T_0$: température ambiante à gauche de la structure

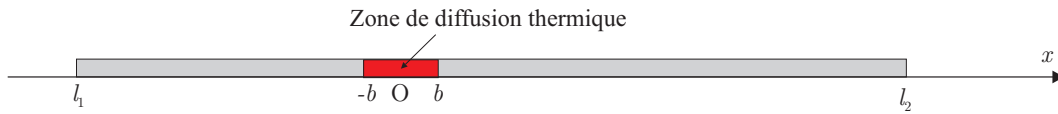
$T(x = l_2) = T_0$: température ambiante à droite de la structure

En supposant que la source de chaleur est constante seulement dans l'intervalle $[b_1, b_2]$, on a la condition de continuité de la température et du flux de chaleur \vec{q} aux interfaces $x = b_1$ et $x = b_2$. On a donc un système de six équations avec six constantes intégrales à déterminer. La résolution de ce système nous donne le champ de température en fonction de l'abscisse $T(x)$.

Pour illustrer cette résolution, on présente un exemple d'une poutre en acier. On choisit l'origine de l'abscisse au centre de la zone de diffusion : $b_1 = -b$ et $b_2 = b$. La température ambiante est la condition aux limites qui se situe suffisamment loin par rapport à la zone de

TAB. 7.1. Données de la poutre en acier pour le problème de transfert de chaleur unidimensionnel

Paramètre	Unité	Valeur
Demi-zone de diffusion b	m	10^{-3}
Extrémité gauche l_1	m	10^{-2}
Extrémité droite l_2	m	2×10^{-2}
Densité ρ	kg/m ³	7800.0
Conductivité thermique k	W/m ^{°K}	45.0
Chaleur spécifique C	J/kg ^{°K}	490.0
Température ambiante T_0	°C	20.0

FIG. 7.1. Poutre en acier avec un mouvement horizontal de vitesse v

diffusion thermique, voir la Fig. 7.1. Les paramètres géométriques et de matériau sont donnés dans le Tab 7.1.

L'influence de la vitesse sur la température le long de la poutre est montrée dans la Fig. 7.2. Lorsque la vitesse est petite ($v = 10^{-5}$ m/s), on peut considérer qu'on est en statique, le champ de température est linéaire à l'extérieur de la zone de diffusion. En Fig. 7.2, la vitesse $v = 10^{-2}$ m/s nous donne une valeur maximale de température qui est très petite par rapport à celle en régime quasi-statique. On trouve également que la température atteint la valeur maximale à l'extrémité de la zone de diffusion $x = b_2$. Ensuite, la température est quasiment stable. Ce palier de température dépend de la vitesse d'avancement.

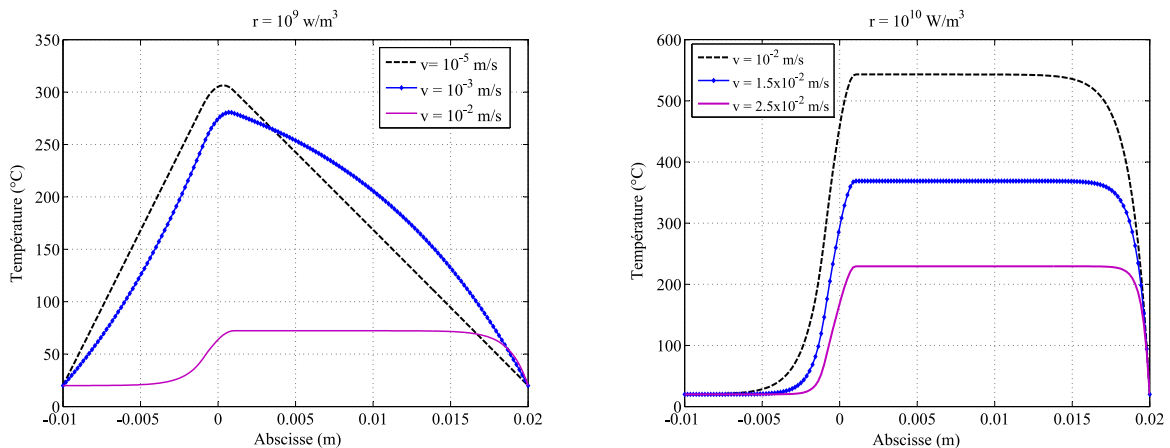


FIG. 7.2. Influence de la vitesse d'avancement sur le champ de température

7.2.2 Validation de la résolution analytique avec le calcul EF unidimensionnel

On a présenté la résolution analytique du problème unidimensionnel de transfert de chaleur. Cependant, pour des cas tridimensionnels, cette résolution n'est plus valable. La résolution

devient très difficile. Ce transfert de chaleur est donc étudié par la méthode des éléments finis avec Abaqus. Tout d'abord, on valide le calcul du transfert de chaleur par Abaqus avec le résultat de la résolution analytique pour le cas unidimensionnel.

Dans Abaqus, on doit modéliser un mouvement d'une structure dans laquelle il y a une zone de diffusion thermique fixée. Pour ce faire, on envisage de définir un mouvement de la matière en gardant le maillage. Cette conception est acceptable parce que pendant la soudure, les bandes de matériaux sont soudées de façon continue. Ce mouvement est défini dans Abaqus en utilisant la méthode ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian). On utilise le **maillage adaptatif** en définissant une surface d'entrée et une surface de sortie pour le flux de matière. Ces surfaces doivent être sous le type de frontières eulériennes qui permettent de passer un flux de matière. Le principe de définition du flux de matière est présenté dans la Fig. 7.3.

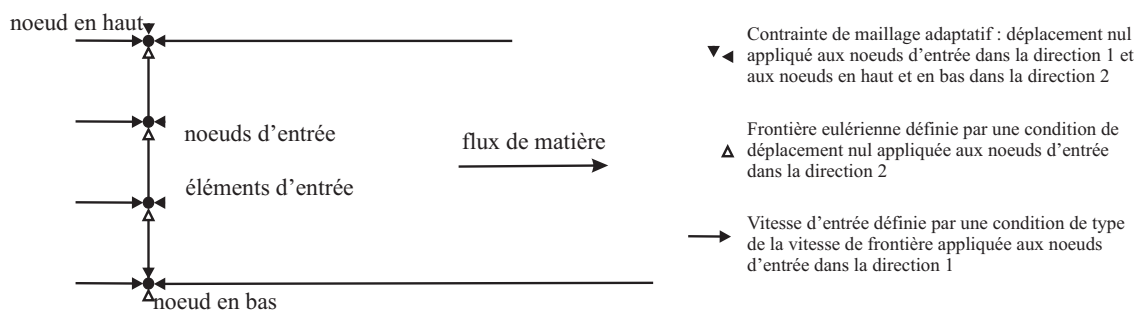


FIG. 7.3. Flux de matière dans le maillage adaptatif modélisé par Abaqus

L'exemple d'une poutre en acier est réalisé par Abaqus. Il s'agit d'un calcul **Dynamique explicite** avec le **Couplage température - déplacement** dans Abaqus. En Fig. 7.4, on présente une poutre symétrique où le maillage est de type CPE4RT (A 4-node plane strain thermally coupled quadrilateral) qui permet de calculer le couplage thermomécanique. Le maillage et la zone de diffusion sont uniformes selon la direction verticale Oy , ceci assure que le transfert de chaleur ne s'effectue que dans la direction horizontale Ox .

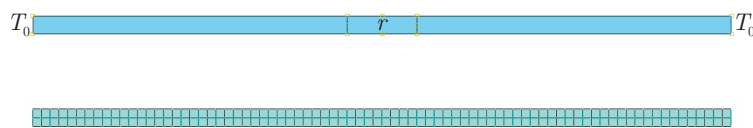


FIG. 7.4. Modélisation d'une poutre en acier avec Abaqus

Le calcul dynamique explicite avec le couplage température - déplacement est un calcul transitoire. Ceci nous permet d'observer la propagation de la chaleur au cours du temps comme présenté dans la Fig. 7.5. Au début, la température augmente rapidement mais plutôt dans la zone de diffusion. Ensuite, la chaleur est propagée, sous le flux de matière, elle établit un palier en aval de la zone de diffusion.

En Fig. 7.6, on montre la variation de la température le long de la poutre selon le temps. On trouve que sous une vitesse d'avancement de 2.5×10^{-2} m/s, après 1.0 s, 2.0 s et 3.0 s sont quasiment identiques). Elle est très proche de la courbe obtenue par la résolution analytique en régime permanent surtout la valeur de température au palier. Ces résultats nous permettent de valider la résolution analytique ainsi que la méthode ALE dans Abaqus lorsqu'on étudie le transfert de chaleur avec un mouvement.

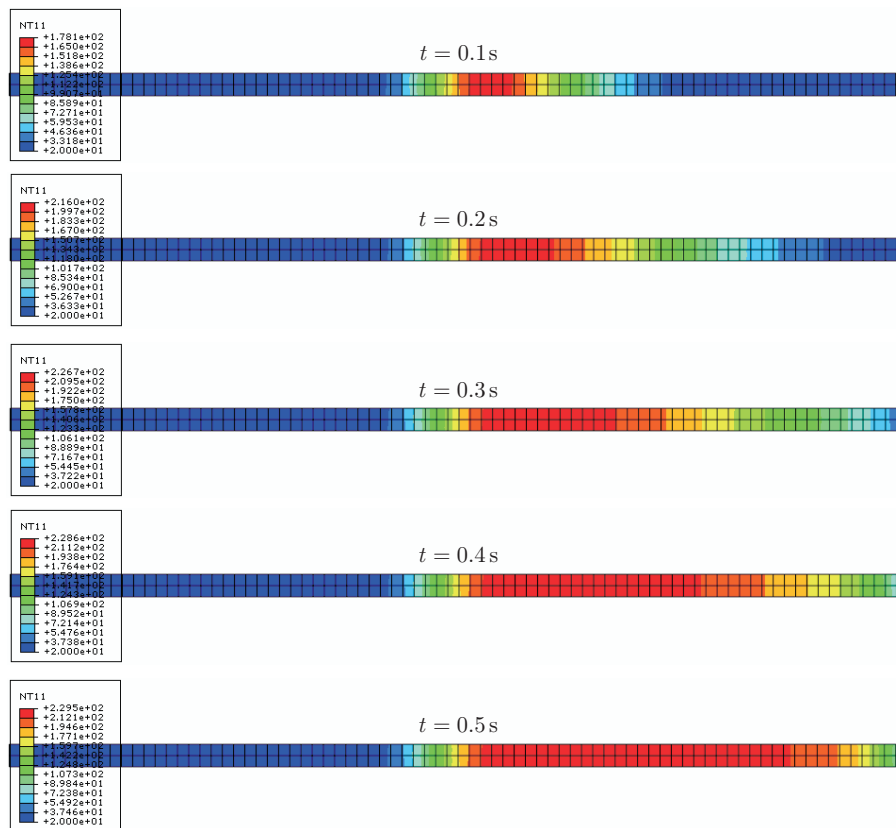


FIG. 7.5. Propagation de la chaleur d'une poutre en acier avec un mouvement de matière

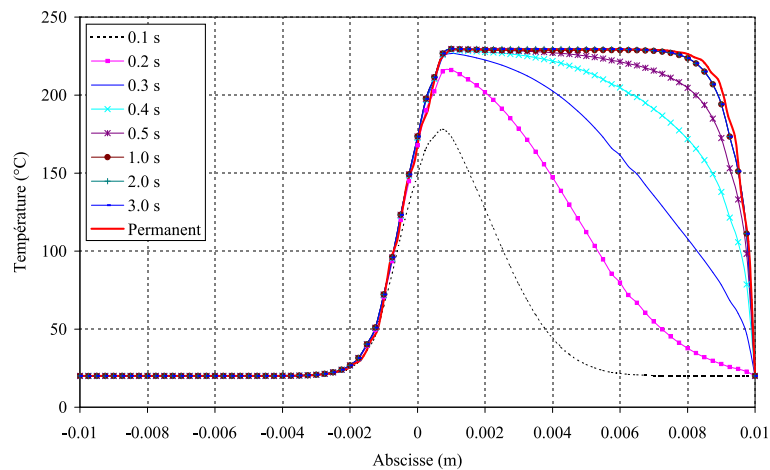


FIG. 7.6. Température le long de la poutre en régime transitoire sous une vitesse $v = 2.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$

7.2.3 Transfert de chaleur bidimensionnel lors de la soudure

Le calcul couplé thermomécanique du processus de soudure pour le cas 2D est refait en modélisant le mouvement des deux bandes de matériaux à souder. Ce travail est effectué par un calcul dynamique explicite d'Abaqus. C'est une modélisation temporelle, la chaleur est donc propagée dans l'espace et selon le temps. Afin de valider ce calcul, on compare l'évolution de la

température en fonction du temps entre le modèle 2D couplé thermomécanique (voir le chapitre 6), le calcul transitoire, avec le modèle 2D dynamique explicite couplé. Dans cette comparaison, les deux bandes de matériaux sont immobiles.

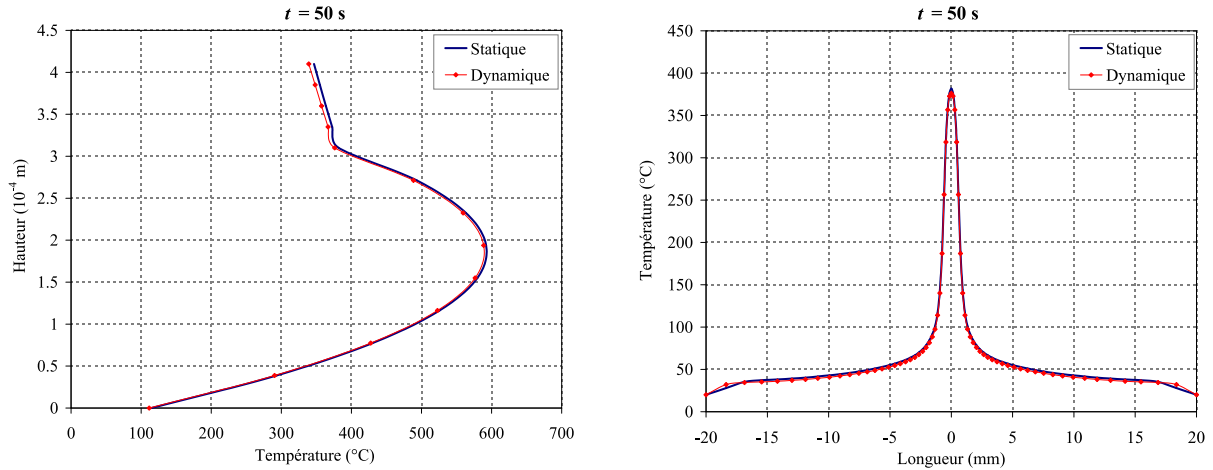


FIG. 7.7. Comparaison entre le calcul statique et le calcul dynamique pour le modèle couplé thermomécanique

On voit bien qu'à $t = 50$ s la température dans l'épaisseur et celle à l'interface entre les deux matériaux à souder sont très proches de celles du modèle de couplage thermomécanique en statique. Ceci permet de valider le modèle dynamique explicite pour modéliser le transfert de chaleur lors de la soudure. De plus, on peut également observer la propagation de chaleur en régime transitoire. Dans la Fig. 7.8, on montre l'évolution de la température comme cela avait été fait avec le modèle thermique 2D en statique.

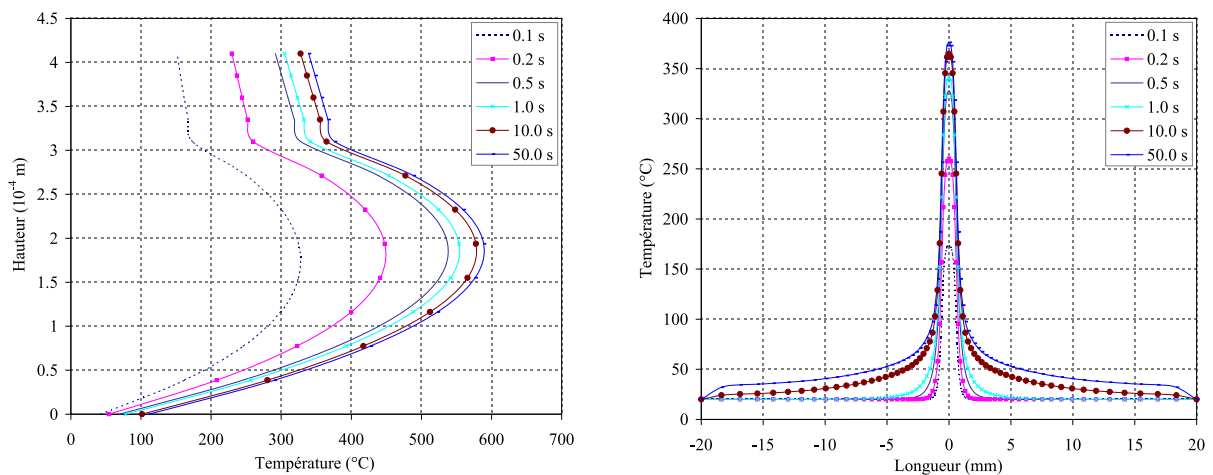


FIG. 7.8. Evolution de la température en épaisseur et à l'interface de deux couches dans le calcul dynamique $e = 0$ explicite

En utilisant la méthode ALE avec le calcul Dynamique Explicite, on introduit la vitesse d'avancement horizontale des bandes de wiremesh et du composite. On trouve que la vibration ultrasonique de la sonotrode est beaucoup plus rapide que le mouvement d'avancement des bandes de matériaux. On considère donc la position statique pour la sonotrode avec $e = 0$ pour

la première modélisation. Avec une vitesse de 0.015 m/s, on obtient le champ de température présenté dans la Fig. 7.9.

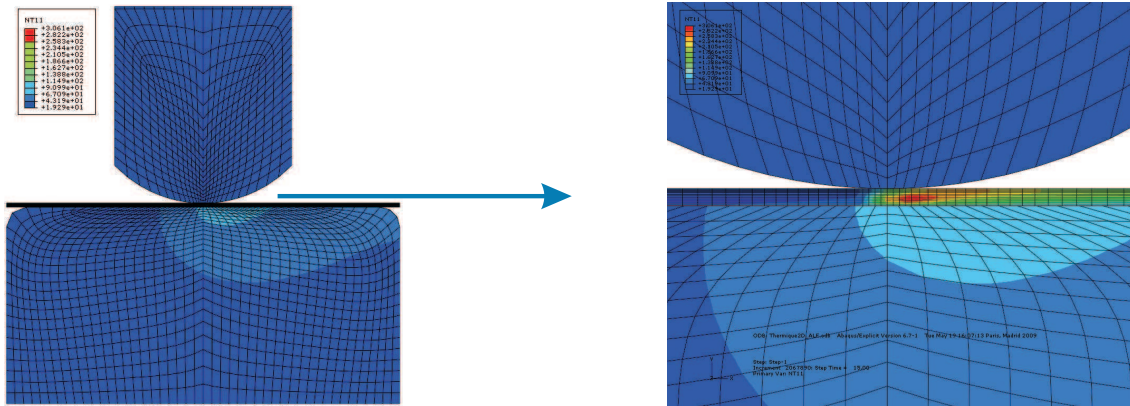


FIG. 7.9. Champ de température obtenu par la méthode ALE sous la vitesse 0.015 m/s avec $e = 0$

On remarque que cette vitesse change fortement le champ de température. Il n'est plus symétrique par rapport à l'axe central vertical. Ceci est illustré par l'évolution de la température le long de l'interface entre deux bandes de matériaux selon le temps. En Fig. 7.10, on trouve que la courbe de température à $t = 15$ s et celle à $t = 19$ s sont très proches. La vitesse d'avancement des bandes de matériaux fait diminuer la température maximale.

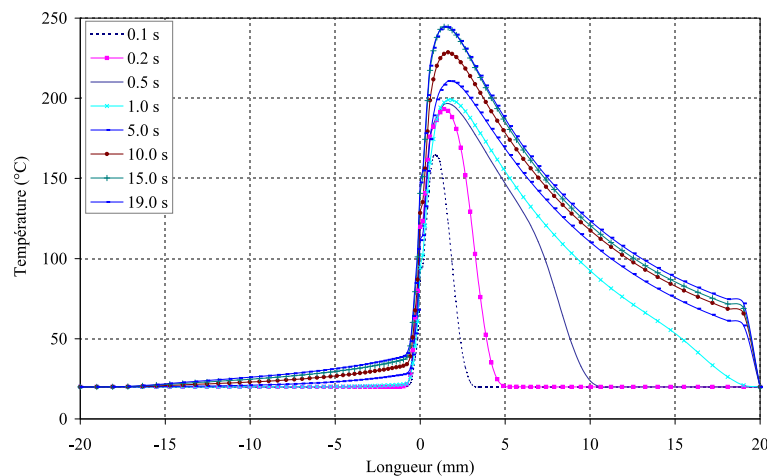


FIG. 7.10. Dépendance au temps de la température le long de l'interface du cas $e = 0$ dans la méthode ALE sous la vitesse 0.015 m/s

Dans ce cas, la température maximale à l'interface est supérieure à la température de transition vitreuse du thermoplastique ($T_g \approx 210^\circ\text{C}$). Ce thermoplastique se plastifie et se colle avec la bande de wiremesh. Grâce à ce résultat, on peut étudier l'influence de la vitesse d'avancement sur la qualité de la soudure. En Fig. 7.11, on présente la température à l'interface pour deux cas de vitesse d'avancement $v = 0.01$ m/s et $v = 0.02$ m/s. Avec une vitesse plus grande, on trouve que le temps mis pour atteindre le régime stabilisé est plus petit et la température maximale à l'interface est plus petite. Avec cette puissance ultrasonique, selon cette modélisation du processus thermique en 2D, on observe aussi la soudure avec la vitesse $v = 0.02$ m/s.

En réalité, on mesure la température à la surface supérieure ou inférieure de la bande de

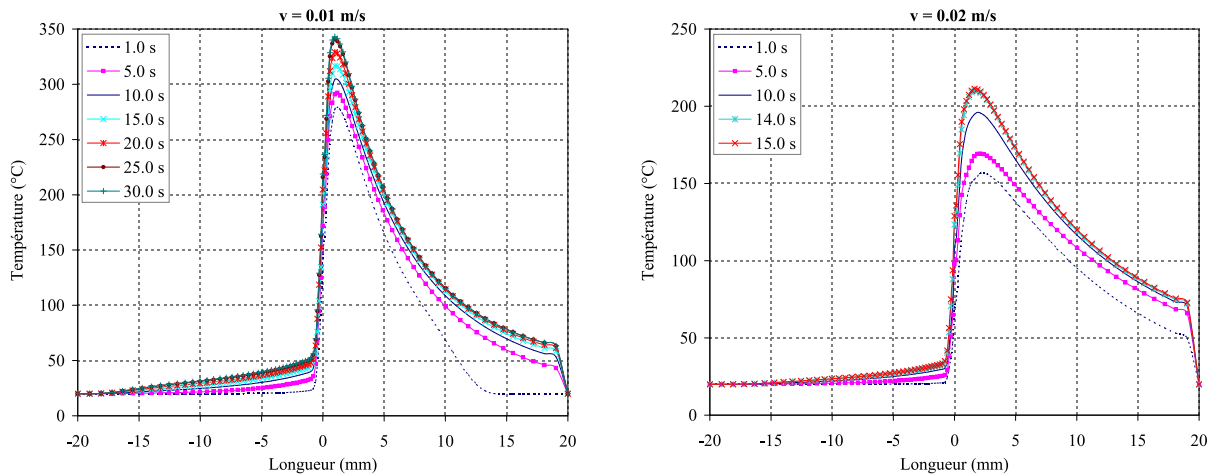


FIG. 7.11. Influence de la vitesse sur la température à l'interface, le cas $e = 0$

wiremesh-thermoplastique en aval de la soudure. Cette mesure nous permet de comparer avec la température obtenue par la modélisation EF. Les paramètres du contact thermomécanique sont donc bien déterminés. On ne peut pas mesurer expérimentalement la température à l'interface entre ces deux couches, par contre on est capable de la calculer numériquement. Cette température nous permet de prédire la qualité de la soudure.

7.3 Différentes configurations de la soudure

7.3.1 Position des matériaux à souder

En utilisant la méthode ALE ci-dessus, on étudie l'influence de la position de deux couches à souder. On montre dans la Fig. 7.12 la température à l'interface pour deux cas : le cas 1 - Sonotrode/Wiremesh/Thermoplastique/Enclume et le cas 2 - Sonotrode/Thermoplastique/Wiremesh/Enclume en prenant la sonotrode et l'enclume en acier. On trouve qu'il y a une grande différence de la température maximale entre ces deux cas. Le cas 1 donne une valeur maximale à l'interface est de 244.6°C tandis que le cas 2 donne 167.2°C .

On sait bien que l'énergie dissipée dans le thermoplastique est beaucoup plus importante que celle dans le wiremesh. De plus, le contact entre la sonotrode et les bandes est plus faible que celui entre l'enclume et ces bandes. La chaleur est transmise du thermoplastique vers le wiremesh et très peu vers la sonotrode dans le cas 1. En revanche, elle est propagée vers le wiremesh et ensuite vers l'enclume dans le cas 2 (très peu vers la sonotrode). Le cas 2 donne donc une température maximale dans le thermoplastique plus grande que celui du cas 1. Cependant, cette température peut dégrader ce matériau. Il faut donc choisir le cas 1 pour la soudure US2.

7.3.2 Matériau de la sonotrode et de l'enclume

On étudie dans cette section l'influence du matériau de la sonotrode et de l'enclume sur la qualité de la soudure au niveau de la modélisation thermomécanique. En réalisant la soudure avec différents types de sonotrode et d'enclume, on a observé que la sonotrode en titane a été utilisée lors du fonctionnement. Ceci est dû à l'interaction compliquée entre le titane et le thermoplastique

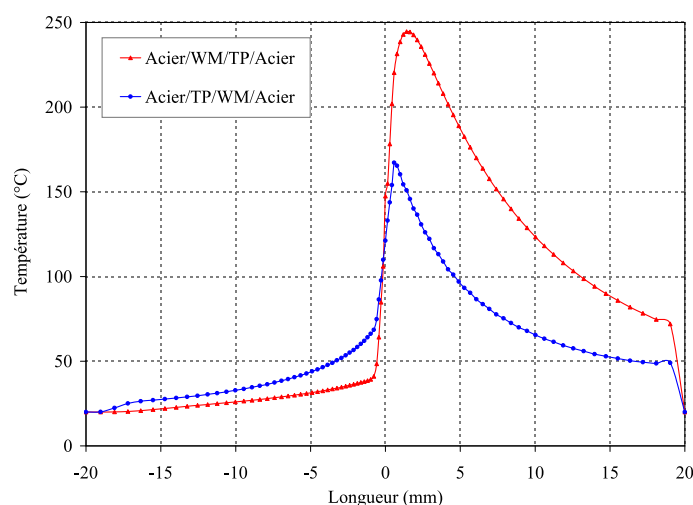


FIG. 7.12. Influence de la position des matériaux à souder sur la température à l'interface (la vitesse de 0.015 m/s)

à haute température. Il faut donc un traitement de la surface en sortie de la sonotrode comme pour la sonotrode en acier.

Dans un premier temps, on ne considère pas ce traitement surfacique ainsi que des réactions thermo-chimiques. Le transfert de chaleur avec le mouvement des bandes est modélisé en utilisant le modèle ALE présenté précédemment. La sonotrode et l'enclume sont en acier ou en titane, ils sont dans la configuration "Sonotrode/Wiremesh/Composite/Enclume". En Fig. 7.13, on montre la température le long de l'interface entre les deux couches de wiremesh et de composite en régime quasi-stabilisé.

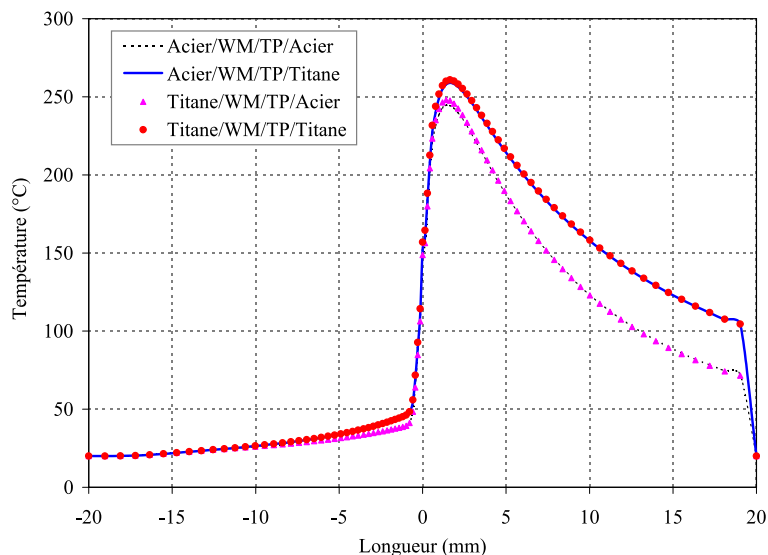


FIG. 7.13. Influence du matériau de la sonotrode et de l'enclume sur la température à l'interface (la vitesse de 0.015 m/s)

On trouve bien que le matériau de la sonotrode influence très peu sur la température à l'interface. Le contact entre la sonotrode et les bandes des matériaux à souder est beaucoup plus faible par rapport à celui entre l'enclume et ces bandes (la surface et le temps de contact). De

plus, comme vu dans les Figs. 7.13 et 7.9, la température maximale dans les matériaux à souder n'est pas dans la zone de contact avec la sonotrode. La chaleur est donc propagée vers l'enclume plus que vers la sonotrode. Ceci explique l'importance du choix du matériau de l'enclume sur les effets de la température ainsi que sur la qualité de la soudure.

7.4 Conclusion

On trouve bien que le mouvement de deux bandes de matériaux change fortement les résultats obtenus surtout le champ de température dans l'ensemble machine - matériaux. La variation de température sur la longueur (la direction de l'avancement) ainsi que sa valeur maximale sont différentes par rapport à celles du modèle statique de couplage température - déplacement. Cette forme de variation convient avec la réalité de soudure et elle montre bien l'importance de la vitesse d'avancement sur la température dans les matériaux à souder. Grâce à cette méthode, on peut ajuster la vitesse afin d'obtenir la bonne soudure.

En utilisant la méthode ALE pour modéliser le mouvement des matériaux, on a étudié les différentes configuration du matériau de la sonotrode et de l'enclume ainsi que la position des deux matériaux. Pour la soudure US2, si on peut éviter l'usure de la sonotrode en titane, la configuration "Sonotrode en titane/Wiremesh/Thermoplastique/Enclume en titane" nous donne la meilleure qualité.

Conclusions et Perspectives

On a eu une bonne vue globale sur la technique de soudage par ultrasons grâce aux études présentées dans ce mémoire de thèse. On a décrit les phénomènes, les processus de cette technique. A partir de ces connaissances, on a résolu les trois grandes parties définies pour ce problème.

La machine de soudure ou l'ensemble acoustique est bien étudiée. Elle est conçue et dessinée pour chaque cas de soudure. Elle comprend en général trois composantes : le convertisseur, le booster et la sonotrode dans lesquelles la sonotrode est la partie la plus étudiée parce qu'elle transmet l'énergie de la machine à des matériaux à souder. Pour ce faire, elle doit être fabriquée convenablement avec les pièces à souder. Son mode de vibration et sa fréquence correspondante décident le fonctionnement de tout l'ensemble acoustique. Par la modélisation par éléments finis en 3D, on a observé et étudié des différences entre le fonctionnement de l'ensemble acoustique à vide et celui en soudure (avec les matériaux à souder). Ces différences posent des questions de travail en résonance, de rendement de la soudure, de puissance ultrasonique . . .

Pour les matériaux à souder, on a bien identifié leurs paramètres mécaniques et thermiques qui sont nécessaires à la modélisation par éléments finis du processus de soudure par ultrasons. La dépendance de certains paramètres, surtout le module d'Young dans la direction de vibration ultrasonique, à la fréquence et à la température est présentée et mesurée. Cependant cette dépendance n'est pas encore implantée dans la modélisation numérique à cause de la non-uniformité du champ de température dans les matériaux à souder lors de la soudure.

La modélisation numérique est utilisée tout d'abord pour l'ensemble acoustique. On a construit le modèle axisymétrique pour des études de pré-traitement. Ensuite, le modèle tridimensionnel détaillé est réalisé avec l'aide de la connexion entre SolidWorks et Abaqus. Ce modèle permet de calculer et d'analyser tout l'ensemble acoustique avec les dimensions réelles. On a bien calculé des modes propres et des fréquences propres de cette structure. L'analyse dynamique à la fréquence de résonance est effectuée avec une tension électrique imposée. Cette analyse nous donne les champs de résultats comme l'énergie dissipée le long de l'ensemble, la contrainte et l'amplitude de vibration . . .

La présence des matériaux à souder demandait de tenir compte du contact entre l'ensemble acoustique et ces matériaux. Ce contact est modélisé tout d'abord par un modèle théorique simplifié et ensuite par un modèle d'éléments finis 3D. Cet avancement nous permet de déterminer la déformation dans les matériaux à souder ainsi que la durée de contact dans chaque période ultrasonique. Ces résultats donnent la nouvelle valeur de la dissipation d'énergie dans les matériaux par viscoélasticité. Il nous propose également de construire le modèle thermique correspondant.

La propagation de la chaleur lors de la soudure est modélisée avec le flux de chaleur calculé par le modèle mécanique. On a construit le calcul de couplage thermo-mécanique en 2D puis en 3D en imposant le mouvement de la sonotrode. Ceci nous permet de calculer la température dans tout l'ensemble de la machine et des matériaux dans chaque période ultrasonique. Le modèle

3D nécessite un temps de calcul beaucoup plus important que celui en 2D mais il nous permet d'introduire la géométrie réelle. En ce cas, on observe bien la distribution de la température ainsi que l'effet de bord thermique dans les deux couches de matériaux.

Le modèle thermique a été développé par la modélisation de l'avancement des bandes de matériaux comme dans la réalité. Ce mouvement est pris en compte par la méthode ALE dans Abaqus. Il a redistribué le champ de température lors de la soudure. Cela permet de comparer la température mesurée expérimentalement avec celle obtenue par la modélisation EF. De plus, cette comparaison complète le modèle numérique utilisé. Cette modélisation montre l'importance de la vitesse sur la soudabilité et la qualité de la soudure.

Cependant, on a utilisé une valeur constante du module d'Young pour chaque pièce matérielle. Lors de la soudure, la température varie dans l'ensemble de la machine et des matériaux. Il s'agit d'introduire le module d'Young en fonction de la température. Cette tâche devient difficile surtout quand la température n'est pas uniforme dans chaque zone, chaque pièce (de même matériau).

On peut également compléter le modèle du calcul de couplage pour la soudure en utilisant la dissipation d'énergie dans chaque élément des matériaux à souder comme le flux de chaleur local. Cette implantation est le réel couplage thermo-mécanique que l'on cherche pour modéliser la soudure par ultrasons.

Bibliographie

- [1] Damien Coudret. Bibliographie scientifique des machines de soudure par ultrasons. Technical report, 2006.
- [2] Oleg V. Abramov. *High-Intensity Ultrasonics : Theory and Industrial Applications*. Gordon and Breach science publishers, 1998.
- [3] H. P. C. Daniels. Ultrasonic welding. *Ultrasonics*, pages 190–196, 1965.
- [4] J. Tsujino. Recent developments of ultrasonic welding. In *IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1051–1060, 1995.
- [5] J. Tsujino, T. Ueoka, K. Hasegawa, Y. Fujita, T. Shiraki, T. Okada, and T. Tamura. New methods of ultrasonic welding of metal and plastic materials. *Ultrasonics*, 34 :177–185, 1996.
- [6] S. Krüger, G. Wagner, and D. Eifler. Ultrasonic welding of metal/composite joints. *Advanced Engineering Materials*, 6(3) :157–159, 2004.
- [7] S. Matsuoka. Ultrasonic welding of ceramics/metals using inserts. *Journal of Materials Processing Technology*, 75 :259–265, 1998.
- [8] S. Matsuoka. Ultrasonic welding and characteristics of glass-fiber reinforced plastic : comparison between the paper-making method and the impregnation method. *Journal of Materials Processing Technology*, 55 :427–431, 1995.
- [9] J. Tsujino and T. Ueoka. Ultrasonic multi-spot continuous welding of metal plate specimens using a two-vibration-system welding equipment. *Ultrasonics*, 34 :229–233, 1996.
- [10] J. Tsujino, T. Sano, H. Ogata, S. Tanaka, and Y. Harada. Complex vibration ultrasonic welding systems with large area welding tips. *Ultrasonics*, 40 :361–364, 2002.
- [11] J. Tsujino, T. Uchida, K. Yamano, N. Iwamoto, and T. Ueoka. Welding characteristics of ultrasonic plastic welding using two-vibration-system of 90 kHz and 27 or 20 kHz and complex vibration systems. *Ultrasonics*, 36 :67–74, 1998.
- [12] A. Benatar and T. G. Gutowski. Ultrasonic welding of PEEK graphite APC-2 composites. *Polymer engineering and science*, 29(23) :1705–1721, 1989.
- [13] A. Benatar. *Ultrasonic welding of advanced thermoplastic composites*. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1987.
- [14] R. J. Wise and A. D. H. Bates. Ultrasonic welding of pes to aluminium alloy. In *54th Annual Technical Conference (ANTEC)*, pages 1203–1207, 1996.
- [15] J. Tsujino, M. Hongoh, M. Yoshikuni, H. Hashii, and T. Ueoka. Welding characteristics of 27, 40 and 67 khz ultrasonic plastic weldling system using fundamental - and higher-resonance frequencies. *Ultrasonics*, 42 :131–137, 2004.
- [16] Z. N. Guo, T. C. Lee, T. M. Yue, and W. S. Lau. The design of an ultrasonic polishing tool by the transfer-matrix method. *Journal of Materials Processing Technology*, 102 :122–127, 2000.

- [17] X. S. Zhu, K. W. Xu, B. Zhao, and D. Z. Ma. Experimental and theoretical research on "local resonance" in an ultrasonic honing system. *Journal of Materials Processing Technology*, 129 :207–211, 2002.
- [18] S. G. Amin, M. H. M. Ahmed, and H. A. Youssef. Computer-aided design of acoustic horns for ultrasonic machining using finite-element analysis. *Journal of Materials Processing Technology*, 55 :254–260, 1995.
- [19] L. Parrini. New techniques for the design of advanced ultrasonic transducers for wire bonding. *IEEE Transactions on Electronics Packaging Manufacturing*, 26(1) :37–45, 2003.
- [20] J. David N. Cheeke. *Fundamentals and Applications of Ultrasonic Waves*. CRC PRESS, 2002.
- [21] Alain Cornet and Françoise Hlawka. *Propriétés et comportements des matériaux*. Ellipses, 2003.
- [22] Alain Ehrlacher. Mécanique de la rupture. Cours de Master Mécanique des Matériaux et des Structures, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2006.
- [23] Jean-Marie Haussonne. *Céramiques pour l'électronique et l'électrotechnique*. Presses polytechniques et universitaires romandes, 2002.
- [24] Ceramtec, Piezoceramics.
- [25] Morgan matroc limited, Piezoelectric ceramics - data book for designers.
- [26] Rosen, Hiremath, and Newnham. *Piezoelectricity*. American Institute of Physics, 1992.
- [27] Jean Lemaitre and Jean-Louis Chaboche. *Mécanique des matériaux solides*. Dunod, 2004.
- [28] Duc HAMINH. Etude mécanique et thermique de la soudure de matériaux composites. Master's thesis, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2006.
- [29] M. Necati Öziçik. *Heat Conduction*. A Wiley-Interscience Publication, 1993.
- [30] Richard Christensen. *Theory of viscoelasticity - an introduction*, chapter 3, pages 77–121. Academic press, 1982.
- [31] Daniel Gay. *Matériaux composites*. Hermes Science Publication, 2005.
- [32] J. P. Trotignon, J. Verdu, Dorbraczynski. A., and M. Piperaud. *Matières plastiques : structures-propriétés, mise en oeuvre, normalisation*. NATHAN, 1996.
- [33] Remko Akkerman. Laminate mechanics for balanced woven fabrics. *Composite Part B : Engineering*, 37 :108–116, April 2005-March 2006.
- [34] Jean-Paul Bâillon and Jean-Marie Dorlot. *Des Matériaux*. Presses internationales Polytechniques, 2000.
- [35] D. Duhamel, S. Erlicher, and V.T. Nguyen. Etude d'un outil de soudage par ultrasons. Technical report, Laboratoire Analyse des Matériaux et Identification, 2005.
- [36] Alain Pecker. *Dynamique des structures et des ouvrages*. Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, 2004.
- [37] Kliment Hadjov. Tenseurs effectifs de conductivité thermique des composites à texture arbitraire. *International Journal of Thermal Sciences*, 42 :407–416, 2003.
- [38] P. Ehrenfest. *Collected Scientific Papers*, 1959.
- [39] Bernard Garnier. Isolation antivibratoire et antichoc. Techniques de l'ingénieur.
- [40] John D. Ferry. *Viscoelastic properties of polymers*. Jonh Wiley & Son, INC, 1980.
- [41] Gottfried W.Ehrenstein and Fabienne Montagne. *Matériaux polymères : structures, propriétés et applications*. Hermes Science Publications, 2000.

-
- [42] S. Pautrot, F. Lagattu, and P. Gadaud. Influence des renforts sur l'évolution en température du module d'Young de différents composites. *Analyse de Chimie Science des Matériaux*, 28 :43–52, 2003.
- [43] Abaqus, User's manual.
- [44] Twiefel Potthast and Wallaschek. Modelling approaches for an ultrasonic percussion drill. *Journal of Sound and Vibration*, pages 405–417, 2007.