



HAL
open science

Contribution à la caractérisation de collages de structures par ondes guidées ultrasonores de type SH

Khadidiatou Coné

► **To cite this version:**

Khadidiatou Coné. Contribution à la caractérisation de collages de structures par ondes guidées ultrasonores de type SH. Autre [cond-mat.other]. Université du Havre, 2013. Français. NNT : 2013LEHA0028 . tel-03485538

HAL Id: tel-03485538

<https://theses.hal.science/tel-03485538>

Submitted on 17 Dec 2021

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

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université du Havre

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Acoustique

Présentée par

Khadidiatou CONE

le 12 septembre 2013

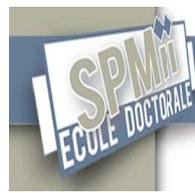
Contribution à la caractérisation de collages de structures par ondes guidées ultrasonores de type SH.

Membres du Jury :

M.	D. KOURTICHE	Professeur, Université de Lorraine, Nancy	<i>Rapporteur</i>
M.	E. MOULIN	Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis	<i>Rapporteur</i>
M.	G. DESPAUX	Professeur, Université de Montpellier	
M.	M. ECH CHERIF EL KETTANI	Maître de Conférences HDR, Université du Havre	
M.	D. LEDUC	Maître de Conférences, Université du Havre	
M.	P. PAREIGE	Professeur, Université du Havre	

A la mémoire de mon père qui a tout fait pour que je réussisse dans mes études.

A Adama et à Alioune qui m'ont supportée pendant tout ce temps.



Thèse

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université du Havre

Discipline : Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité : Acoustique

Présentée par

Khadidiatou CONE

le 12 septembre 2013

Contribution à la caractérisation de collages de structures par ondes guidées ultrasonores de type SH.

Membres du Jury :

M.	D. KOURTICHE	Professeur, Université de Lorraine, Nancy	<i>Rapporteur</i>
M.	E. MOULIN	Professeur, Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis	<i>Rapporteur</i>
M.	G. DESPAUX	Professeur, Université de Montpellier	
M.	M. ECH CHERIF EL KETTANI	Maître de Conférences HDR, Université du Havre	
M.	D. LEDUC	Maître de Conférences, Université du Havre	
M.	P. PAREIGE	Professeur, Université du Havre	

Remerciements

Ce petit chapitre est l'occasion pour moi de faire une petite pause pour penser à tous ceux et celles qui ont contribué à l'aboutissement de ce travail. Eh oui! C'est avec une grande émotion que j'écris ces quelques petites lignes pour vous dire tout simplement merci.

Ces travaux de thèse ont été menés au sein du Groupe Ondes Acoustiques (GOA) du Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMCUMR CNRS 6294) de l'Université du Havre et financés par la région Haute Normandie. Je tiens à remercier Monsieur Innocent MUTABAZI, Directeur du LOMC de m'avoir accueillie au sein du laboratoire. J'exprime toute ma reconnaissance envers Monsieur Pascal PAREIGE, Directeur adjoint du LOMC et Directeur du GOA qui n'a ménagé aucun effort pour me mettre dans de très bonnes conditions (pour ne citer que les démarches de la Sous-Préfecture entre autres).

Je tiens à remercier les membres du jury, Monsieur Gilles DESPAUX, Professeur à l'Université de Montpellier pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury, ainsi que les rapporteurs Monsieur Djilali KOURTICHE, Professeur à l'Université de Lorraine et Monsieur Emmanuel MOULIN, Professeur à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis qui ont accepté de consacrer une partie de leur temps à l'examen de ce mémoire et à sa présentation publique.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Mounsif ECH CHERIF EL KETTANI, Maître de Conférences HDR qui a dirigé mes travaux de thèse. Son expérience, ses connaissances et sa disponibilité ont facilité mes débuts de recherche, qu'il voit ici toute ma reconnaissance pour ses encouragements sans limite.

Je remercie très vivement Monsieur Damien LEDUC, Maître de Conférences, qui a co-encadré cette thèse. Il m'a appris à me servir des outils expérimentaux pour une novice que j'étais venant du milieu mécanique. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour sa patience et sa disponibilité.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur Jean-Louis IZBICKI, Professeur, qui a accepté de relire cette thèse sous un soleil de trente degrés. Je suis très reconnaissante pour sa disponibilité et son amabilité.

Avant de finir, je remercie tous les chercheurs et doctorants du GOA pour leur sympathie, leurs discussions animées et pour leur contribution à l'ambiance agréable du laboratoire. Je remercie notre secrétaire Madame Faroudja HADJAZ pour sa disponibilité et sa bonne humeur, tes tortures me manqueront.

Je remercie Monsieur Henry CAHINGT pour la fabrication de toutes les plaques utilisées durant ma thèse. Je remercie Monsieur Paul BENARD pour les nombreux dépannages de mon ordinateur.

Enfin une pensée profonde à toute ma famille qui m'a toujours soutenue et encouragée. Je tiens à remercier tous mes amis pour leurs encouragements et leur disponibilité de tous les moments.

Sommaire

INTRODUCTION.....	7
CHAPITRE I : ÉTUDE THEORIQUE.....	11
I. INTRODUCTION.....	11
II. RAPPELS SUR LA PROPAGATION DES ONDES DANS LES MILIEUX ELASTIQUES ISOTROPES	11
III. ONDE GUIDEE DE TYPE SH DANS UNE PLAQUE PLACEE DANS LE VIDE	15
III.1. <i>Cas d'une plaque dans le vide</i>	15
III. 1. 1 Position du problème.....	15
III. 1. 2 Equation de dispersion.....	16
III. 1. 3 Courbes de dispersion.....	18
III.2. <i>Cas d'une structure tricouche</i>	20
III. 2. 1 Position du problème.....	20
III. 2. 2 Équation de dispersion.....	21
III. 2. 3 Courbes de dispersion.....	24
III.3. <i>Structure tricouche symétrique aluminium/araldite/aluminium</i>	24
III.4. <i>Structure tricouche dissymétrique aluminium/araldite/verre</i>	26
III.5. <i>Comparaison des courbes de dispersion des structures symétrique et dissymétrique</i>	27
IV. COMPARAISON TRICOUCHE-PLAQUE SEULE	28
IV.1. <i>Comparaison tricouche aluminium/araldite/aluminium et plaque d'aluminium</i>	29
IV.2. <i>Comparaison tricouche aluminium/araldite/verre et plaque d'aluminium</i>	32
IV.3. <i>Comparaison tricouche aluminium/araldite/verre et plaque de verre</i>	36
IV.4. <i>Etude de la sensibilité des modes SH à la variation de l'épaisseur de l'adhésif dans une tricouche</i>	40
V. CONCLUSION.....	42
CHAPITRE II : MODELE RHEOLOGIQUE DE JONES	44
I. INTRODUCTION.....	44
II. POSITION DU PROBLEME.....	44
III. COURBES DE DISPERSION	48
IV. EVOLUTION DES COURBES DE DISPERSION EN FONCTION DE K_t	48
IV.1. <i>Cas où $K_t=10^{14}$ N/m³</i>	48
IV.2. <i>Cas où $K_t=10^{13}$ N/m³</i>	50
IV.3. <i>Cas où $K_t=10^{11}$ N/m³</i>	58
V. CONCLUSION.....	61
CHAPITRE III : SIMULATIONS NUMERIQUES PAR ELEMENTS FINIS	64
I. INTRODUCTION.....	64
II. ASPECTS GENERAUX DE LA METHODE DES ELEMENTS FINIS	65
III. MODELE UNIDIMENSIONNEL 1D APPLIQUE A UNE TRICOUCHE	65
III.1. <i>Description du modèle</i>	65
III.2. <i>Courbes de dispersion</i>	67
III.3. <i>Les champs de déplacements</i>	70
III.4. <i>Evolution du champ de déplacement entre les deux vitesses limites. Cas du mode SHO</i>	71
IV. MODELE 2D EN REGIME TRANSITOIRE APPLIQUE A UNE TRICOUCHE	78
IV.1. <i>Description de la simulation</i>	78
IV. 1. 1 Géométrie et maillage.....	78
IV. 1. 2 Génération de modes.....	79
IV.2. <i>Traitement des résultats numériques</i>	83
IV. 2. 1 Récupérations des données	83
IV. 2. 2 Traitements des données	84

IV. 2.2.1	Double Transformée de Fourier FFT2D	84
IV. 2.2.2	FFT spatiale à fenêtre glissante	84
IV.3.	Propagation d'une onde SH dans une plaque d'aluminium	85
IV.4.	Propagation d'une onde SH dans une tricoche aluminium/araldite/aluminium	87
IV.5.	Propagation d'une onde SH dans une tricoche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur de colle constante	92
IV.6.	Propagation d'une onde SH dans une tricoche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur de colle variable	96
V.	CONCLUSION	99
CHAPITRE IV : ÉTUDE EXPERIMENTALE		101
I.	INTRODUCTION	101
II.	SENSIBILITE DES ONDES SH A LA QUALITE DE L'ADHESIF	101
II.1.	Structures étudiées	101
II.2.	Principe de l'EMAT	102
II.3.	Dispositif expérimental	103
II.4.	Résultats expérimentaux	109
II.5.	Cas des modes SH1* et SH2	109
II. 5.1.1	Tricoche avec 100% d'araldite, interférence de modes au cours de la propagation.....	109
II. 5.1.2	Tricoche avec 90% d'araldite et 10% de graisse.....	112
II. 5.1.3	Tricoche avec 70% d'araldite et 30% de graisse.....	114
II. 5.1.4	Tricoche avec 50% d'araldite et 50% de graisse.....	117
II.4.2.	Cas du mode SH1	119
II. 5.1.5	Tricoche avec 100% d'araldite	119
II. 5.1.6	Tricoche avec 90% d'araldite et 10% de graisse.....	120
II. 5.1.7	Tricoche avec 80% d'araldite et 20% de graisse.....	121
III.	CAS D'UNE STRUCTURE ALUMINIUM/ARALDITE/VERRE A EPAISSEUR DE FILM DE COLLE VARIABLE.	122
III.1.	Structures étudiées	122
III.2.	Dispositif expérimental	123
III.3.	Résultats expérimentaux	126
III. 3. 1	Représentation spatio-temporelle des signaux.....	126
III. 3. 2	Identification du mode SH1*	128
III. 3. 3	Évolution du mode SH1* dans les deux structures	131
III. 3.3.1	Cas de la structure de référence	131
III. 3.3.2	Cas de la tricoche à épaisseur de film de colle variable	132
IV.	CONCLUSION	134
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		136
REFERENCES		139

Introduction

Le collage est de plus en plus utilisé dans les industries de pointe telles que l'aéronautique, l'automobile, l'aérospatiale, etc. Cette technique offre la possibilité d'assembler des matériaux de nature et d'épaisseurs différentes. Du point de vue esthétique le collage est plus avantageux que les méthodes d'assemblages traditionnelles telles que le soudage, le rivetage ou le boulonnage qui altèrent les surfaces à assembler par des trous percés par exemple. L'assemblage par collage permet d'éviter les concentrations des contraintes qui sont causées par ces trous. Pour aboutir à une bonne qualité de collage, il est nécessaire de comprendre les phénomènes qui se produisent au niveau des interfaces et les propriétés physiques des matériaux qui jouent un rôle fondamental dans les phénomènes d'adhésion. L'assemblage par collage présente aussi quelques limites qui freinent son utilisation, comme sa durée de vie ou sa tenue à la température. Le contrôle de qualité et la caractérisation de l'adhésion au cours du cycle de vie des structures collées sont donc d'un grand intérêt pour les industriels.

Il existe plusieurs méthodes de caractérisation des collages et des matériaux qui constituent ces structures. Parmi ces méthodes, on peut citer l'évaluation et le contrôle non destructifs (END/CND) qui permettent de caractériser les structures sans les dégrader et à différentes phases de leur cycle de vie. Les méthodes non destructives basées sur les ultrasons sont parmi les plus utilisées pour caractériser le collage, et ont donné lieu à de nombreux travaux théoriques, expérimentaux et numériques [1-17]. La plupart de ces travaux sont dédiés aux ondes de Lamb [1-8] car ces ondes sont plus facilement excitables et détectables lors des études expérimentales, et on trouve moins de travaux faisant appel aux ondes guidées de type transversale horizontale SH (Shear Horizontal). En effet, vu que les collages sont plus sensibles aux efforts de cisaillement que de compression, ces ondes semblent plus adaptées à une caractérisation fine de l'adhésion des structures. Par contre, les moyens d'excitation et de réception, essentiellement par contact, n'ont pas permis leur utilisation courante jusqu'à une période récente.

Tenter une bibliographie exhaustive des travaux concernant des structures planes collées serait long et ennuyeux. La multitude des publications depuis de nombreuses années montre d'ailleurs que le problème est très complexe. Encore aujourd'hui (juillet 2013) la compréhension des phénomènes se produisant lors de la propagation d'ondes guidées dans des structures collées n'est pas un problème résolu. Ce travail se situe dans un cadre scientifique qui est rapidement précisé ci-dessous.

Brotherhood et al. [1] ont utilisé trois techniques ultrasonores (ondes longitudinales, ondes transverses et les ultrasons à haute puissance) pour détecter les défauts de non-adhésion, ou "kissing bonds". Une comparaison entre ces trois inspections a été faite. Ils ont montré que les ondes transverses étaient plus sensibles que les ondes longitudinales pour détecter les surfaces les plus lisses et sous contraintes moyennes. Silvio de Barros et al. [2] utilisent l'approximation quasi-statique pour décrire l'interaction des ondes de Lamb et des ondes SH avec des défauts d'adhésion dans une structure où les deux matériaux collés sont identiques. Après avoir déterminé les courbes de dispersion des modes de Lamb et SH dans l'hypothèse d'adhésion

parfaite (continuité des déplacements et des contraintes aux interfaces), une modélisation rhéologique, plus connue sous le nom du modèle de Jones[3], de l'adhésion par un système de ressorts (deux dans le cas des ondes de Lamb, et un seul dans le cas des ondes SH) a été développée. En fonction des constantes de raideur, les modes de Lamb se trouvent systématiquement modifiés, alors que seuls les modes SH antisymétriques varient. Toujours avec le modèle rhéologique, N. Ismaili Alaoui[4] résout un problème inverse en partant des courbes de dispersion expérimentales des ondes de Lamb relevées sur une tricouche où les deux métaux collés sont identiques. Elle détermine les constantes de raideur dont la valeur est décroissante quand l'ajout de graisse dans l'adhésif est de plus en plus important. Z. Fan et al [5] ont étudié numériquement et expérimentalement les ondes guidées dans une structure composée d'un raidisseur en "T" collé à une plaque. Leur modèle numérique a identifié l'existence et les propriétés des modes dominants d'onde transverse dont l'énergie est concentrée au niveau du raidisseur et de la couche adhésive. Expérimentalement, ils ont trouvé que la vitesse de phase dans la couche adhésive changeait de façon significative pendant le processus de prise de colle et que les valeurs correspondaient à celles trouvées par le modèle numérique. M. Schoenberg [6] a également modélisé l'interface d'une structure collée par un ressort, en imposant une condition de glissement linéaire (slip condition). Les coefficients de réflexion et de transmission des ondes SH au niveau des interfaces ont été étudiés. Il a montré que la constante de raideur pouvait être connue en mesurant les coefficients de réflexion et/ou de transmission. C. H. Yew et X. W. Weng [7] ont estimé la qualité des couches adhésives dans des structures collées en utilisant les ondes SH. Ils ont montré que la fréquence de coupure du second mode de la tricouche dépendait de l'épaisseur et des propriétés mécaniques de la couche de colle. L'étude expérimentale par transducteurs de contact, a été réalisée en considérant différents types de colles, les plaques collées étant identiques. B. Le Crom [8] a utilisé les ondes SH pour évaluer la qualité de collage dans des structures collées aluminium/ adhésif / patch composite. Numériquement, elle a développé un modèle SAFE (Semi Analytical Finite Element) modélisant l'interface aluminium/adhésif par une condition aux limites de type densité surfacique de ressorts pour déterminer les courbes de dispersion de la structure collée. L'étude a montré que les ondes guidées SH0 et SH1 étaient capables d'évaluer de manière quantitative le module de cisaillement d'un joint de colle. Les études expérimentales ont été réalisées par transducteur de contact en émission, et vibromètre laser en réception. L'excitation des ondes SH0 et SH1 est faite sur une couche, et sa transmission à travers la structure métal/adhésif/patch a été étudié.

Le travail présenté dans ce document est consacré à la caractérisation de structures collées métal/adhésif/métal par ondes guidées de type SH. Il présente des aspects théoriques, expérimentaux et de modélisations numériques par éléments finis. L'étude théorique consiste à déterminer les courbes de dispersion de structures tricouche, aussi bien quand les deux matériaux collés sont identiques ou de natures différentes. Le modèle rhéologique de Jones sera également appliqué pour caractériser la qualité de l'interface. Les modèles numériques par éléments finis permettront l'obtention des courbes de dispersion d'une tricouche. Ces courbes seront confrontées à celle de l'étude théorique. Un modèle 2D en régime transitoire a été développé permettant la génération et la propagation d'un mode de la tricouche. Une application particulière de ce modèle sera donnée, dans le cas d'une structure où l'épaisseur du film de colle est faiblement variable. En effet, dans de nombreux collages industriels, rien n'assure l'uniformité d'un joint de colle dans une structure, d'où l'intérêt de pouvoir détecter la possible variation de l'épaisseur de l'adhésif dans un assemblage. Enfin, l'étude expérimentale

utilise deux dispositifs distincts, adaptés à deux cas. Des tricouches où la qualité de la colle a été dégradée ont été étudiées par un dispositif EMAT en émission et un transducteur de contact en réception. La structure où l'épaisseur du film de colle est faiblement variable a été étudiée par un dispositif émission par transducteur de contact-réception par vibromètre laser. Les résultats sont comparés aux prévisions théoriques et numériques.

Ce travail est divisé en quatre chapitres. Le premier chapitre porte sur l'étude théorique dont l'objectif est de rappeler la propagation d'onde transversale horizontale dans les milieux homogènes et isotropes. L'étude permettra de d'obtenir les courbes de dispersion d'abord pour une plaque d'aluminium, puis sur deux structures différentes. La première structure sera une tricouche symétrique composée de deux plaques planes collées entre elles par une couche d'araldite. Les deux plaques seront en aluminium. La seconde structure collée sera une tricouche dissymétrique composée d'une plaque d'aluminium et d'une plaque de verre d'épaisseurs différentes collées entre elles par une couche d'araldite. Une étude de la sensibilité des modes à la variation de l'épaisseur du film de colle sera faite.

Le deuxième chapitre concernera l'étude d'un modèle rhéologique de Jones dont l'objectif est de caractériser la qualité de l'adhésion au niveau des interfaces substrat/adhésif. Chaque interface sera modélisée par un ressort de constante de raideur donnée travaillant en cisaillement pour les ondes SH. Cette constante de raideur nous renseignera sur la qualité d'adhésion au niveau des interfaces métal/adhésif.

Le troisième chapitre sera destiné à la description par la méthode des éléments finis de la propagation des ondes SH dans les guides d'onde étudiés dans le premier chapitre. Deux modèles prédictifs seront utilisés. Le premier est un modèle 1D ou Semi Analytical Finite Element method (SAFE) et le deuxième est un modèle 2D. Le premier modèle consiste à résoudre numériquement un problème aux valeurs propres permettant d'obtenir les courbes de dispersion et le champ de déplacements des modes SH dans la structure. Le deuxième modèle consiste à étudier la propagation des ondes en régime transitoire et permettra de simuler et de visualiser la propagation des ondes SH. Le cas d'une tricouche d'aluminium/araldite/verre où l'épaisseur du film de colle est faiblement et variable sera comparé au cas d'une tricouche où l'épaisseur du film de colle est constante. Ces résultats seront comparés à ceux de l'étude expérimentale du quatrième chapitre.

Le dernier et quatrième chapitre décrira l'étude expérimentale des différents guides d'onde étudiés dans les chapitres précédents. Deux dispositifs expérimentaux serviront à étudier la propagation des ondes SH. Le premier, où un EMAT servira d'émetteur et un transducteur de contact de récepteur, concernera l'étude des tricouches où l'épaisseur du film de colle est constante, mais dont les propriétés physiques ont été modifiées par ajout d'une proportion de graisse. Le second dispositif où un transducteur de contact servira d'émetteur et un vibromètre laser de récepteur, sera dédié à l'étude d'une structure où l'épaisseur du film est variable.

Une conclusion et des perspectives seront données en fin du manuscrit.

Chapitre I : Étude théorique

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la propagation des ondes dans les milieux homogènes, élastiques et isotropes. Nous étudierons les ondes transversales horizontales ou ondes SH (Shear Horizontal) pour caractériser une plaque seule dans un premier temps puis deux plaques collées dans un second temps. Le premier assemblage étudié est une tricouche symétrique formée de deux plaques planes de même nature collées entre elles par une couche d'adhésif. Le deuxième assemblage étudié est une tricouche dissymétrique formée de deux plaques planes de natures différentes collées entre elles par une couche d'adhésif. Parmi les différentes méthodes existant pour caractériser les structures collées, les ondes guidées[18] paraissent bien adaptées du fait de leur capacité de se propager sur plusieurs longueurs d'onde. En particulier les ondes SH, dont la polarisation est perpendiculaire à la direction de propagation sont sensibles aux propriétés en cisaillement des structures collées. On tracera les courbes de dispersion pour identifier les modes et mettre en évidence leur caractère dispersif. Ces courbes de dispersion seront utiles pour les études expérimentales et numériques à venir.

II. Rappels sur la propagation des ondes dans les milieux élastiques isotropes

Un solide élastique reprend sa forme initiale quand toutes les charges qui lui sont appliquées sont retirées. Toute contrainte appliquée à un solide élastique, isotrope et homogène, provoque une déformation et inversement. Dans l'hypothèse des petites déformations, la loi de Hooke établit une relation biunivoque entre les contraintes et les déformations :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} S_{kl} \quad (I.1)$$

où σ_{ij} représente les composantes du tenseur des contraintes $\overline{\overline{\sigma}}$ d'ordre 2 du matériau,

C_{ijkl} représente les composantes du tenseur des constantes élastiques $\overline{\overline{\overline{C}}}$ d'ordre 4 du matériau,

S_{kl} représente les composantes du tenseur des déformations $\overline{\overline{S}}$ d'ordre 2.

Les tenseurs $\overline{\overline{\sigma}}$ et $\overline{\overline{S}}$ sont symétriques, cela signifie que les composantes C_{ijkl} ne changent pas lors d'une permutation des deux premiers ou des deux derniers indices :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{klij} = C_{ijlk}$$

Le tenseur des constantes élastiques étant de rang 4, il possède donc $3^4=81$ composantes dont 21 sont indépendantes.

Dans le cas d'un solide élastique isotrope, les composantes C_{ijkl} peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de Lamé λ et μ :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \quad (I.2)$$

δ_{ij} est le symbole de Kroneckertel que :

$$\delta_{ij} = 0 \text{ si } i \neq j \text{ et } \delta_{ij} = 1 \text{ si } i = j.$$

En substituant l'équation (I.2) dans (I.1), la loi de Hooke devient :

$$\sigma_{ij} = \lambda \Delta \delta_{ij} + 2\mu S_{ij} \quad (I.3)$$

où $\Delta = S_{11} + S_{22} + S_{33}$ représente la dilatation volumique.

En prenant $j = i$ dans (I.3), on obtient les contraintes normales telles que :

$$\sigma_{ii} = \lambda \Delta \delta_{ii} + 2\mu S_{ii} \quad (I.4)$$

Et si $i \neq j$, on obtient les contraintes tangentielles données par:

$$\sigma_{ij} = 2\mu S_{ij} \quad (I.5)$$

Pour obtenir l'équation du mouvement de la propagation d'une onde, on applique à un solide élastique, homogène et isotrope, le principe fondamental de la dynamique où l'action de la pesanteur est négligée :

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} \quad (I.6)$$

$U_i = U_i(x_k, t)$ représente le déplacement subi par chaque point du solide et dépend de ses coordonnées x_k et du temps, et ρ est la masse volumique du matériau.

Les déformations S_{kl} peuvent s'écrire en fonction des déplacements :

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_k}{\partial x_l} + \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \right] \quad (\text{I.7})$$

Le tenseur des déformations est symétrique donc (I.7) devient :

$$S_{kl} = \frac{\partial U_l}{\partial x_k} \quad (\text{I.8})$$

En tenant compte de la loi de Hooke (I.1), l'équation du mouvement (I.6) devient :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (\text{I.9})$$

En tenant compte de l'écriture de C_{ijkl} dans (I.2), (I.9) s'écrit :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \frac{\partial^2 U_l}{\partial x_j \partial x_k}$$

Finalement, en respectant la définition du symbole de Kronecker, l'équation précédente prend la forme :

$$\rho \frac{\partial^2 U_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 U_k}{\partial x_i \partial x_k} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (\text{I.10})$$

Sachant que $\frac{\partial U_k}{\partial x_k} = \text{div} \vec{U}$ et que $\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} = \Delta \vec{U}$ donc, sous forme vectorielle, l'équation devient :

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{U}}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \overline{\text{grad}}(\text{div} \vec{U}) - \mu \overline{\text{rot}}(\overline{\text{rot}} \vec{U}) \quad (\text{I.11})$$

où Δ est l'opérateur Laplacien.

Le théorème de Helmholtz permet la décomposition d'un champ vectoriel en une somme d'une composante longitudinale \vec{U}_L et d'une composante transversale \vec{U}_T .

$$\vec{U} = \vec{U}_L + \vec{U}_T \quad (\text{I.12})$$

La composante longitudinale est irrotationnelle $\overline{\text{rot}}(\vec{U}_L) = \vec{0}$. Elle est le gradient d'un potentiel scalaire ϕ tel que $\vec{U}_L = \overline{\text{grad}} \phi$. La composante transversale est sans divergence : $\text{div} \vec{U}_T = 0$. Elle est le rotationnel d'un potentiel vecteur ψ tel que $\vec{U}_T = \overline{\text{rot}} \psi$. Soit :

$$\vec{U} = \overline{\text{grad}} \phi + \overline{\text{rot}} \psi \quad (\text{I.13})$$

L'équation (I.11) devient :

$$\frac{\partial^2 \overline{U}_L}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \overline{U}_T}{\partial t^2} = \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \overline{\text{grad}}(\text{div} \overline{U}_L) - \frac{\mu}{\rho} (\overline{\text{rot}} \overline{U}) \quad (\text{I.14})$$

soit :

$$\left(\frac{\partial^2 \overline{U}_L}{\partial t^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \Delta \overline{U}_L \right) + \left(\frac{\partial^2 \overline{U}_T}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \overline{U}_T \right) = 0 \quad (\text{I.15})$$

D'où :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \overline{U}_T}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \overline{U}_T = 0 \\ \frac{\partial^2 \overline{U}_L}{\partial t^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho} \Delta \overline{U}_L = 0 \end{cases} \quad (\text{I.16})$$

Ou encore :

$$\frac{\partial^2 \overline{\psi}}{\partial t^2} - C_T \Delta \overline{\psi} = 0 \quad (\text{I.17})$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - C_L \Delta \phi = 0 \quad (\text{I.18})$$

On obtient donc deux équations de propagation découplées des composantes \overline{U}_L et \overline{U}_T , auxquelles sont respectivement associés les potentiels Φ et Ψ . Il existe donc deux types d'ondes qui se propagent dans un milieu élastique homogène et isotrope : une onde transversale se propageant à vitesse de phase $C_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ (onde de cisaillement) et une onde longitudinale à la vitesse de phase $C_L = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$ (onde de dilatation).

L'onde longitudinale est polarisée parallèlement à la direction de propagation de l'onde.

L'onde de cisaillement est polarisée perpendiculairement à la direction de propagation, et peut être de deux natures :

- transverse verticale SV (Shear Vertical) qui est polarisée verticalement et perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde.
- transverse horizontale SH (Shear Horizontal) qui est polarisée horizontalement et perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde.

C'est l'onde transverse horizontale SH qui sera l'objet de notre étude.

III. Onde guidée de type SH dans une plaque placée dans le vide

III.1. Cas d'une plaque dans le vide

III. 1. 1 Position du problème

On étudie la propagation d'une onde guidée transverse SH dans une plaque élastique, homogène et isotrope placée dans le vide. La plaque est caractérisée par son épaisseur $2h$, sa masse volumique ρ et la vitesse de phase des ondes transversales C_T . La direction de propagation est prise selon l'axe Ox et l'épaisseur selon Oz . Par conséquent vue la nature de l'onde SH, le champ de déplacement de celle-ci est porté par l'axe Oy et est fonction de z . La figure I.1 montre la géométrie du problème.

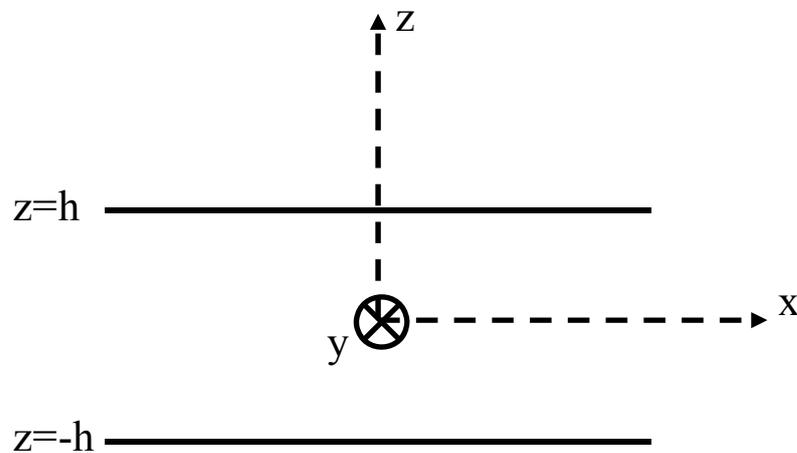


Figure I.1 : Géométrie de la plaque.

Le champ de déplacement de l'onde guidée SH peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\begin{cases} U_x = 0 \\ U_y = F(z)e^{i(k_x x - \omega t)} \\ U_z = 0 \end{cases} \quad (\text{I.19})$$

où $F(z)$ est la solution recherchée.

Le nombre d'onde k_x est lié à la vitesse de phase par la relation $k_x = \frac{\omega}{V_{ph}}$. Il correspond à la projection dans la direction de propagation du vecteur d'onde \vec{k}_T des ondes de volume SH se propageant dans la plaque.

La vitesse de groupe est définie par la relation $V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k_x}$. Elle correspond à la vitesse de propagation d'un paquet d'ondes et indique son caractère dispersif. En l'absence d'atténuation, la vitesse de groupe correspond à la vitesse de transport de l'énergie de l'onde [19, 20].

III. 1. 2 Equation de dispersion

En remplaçant l'équation (I.19) dans l'équation du mouvement, il vient :

$$\frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial z^2} = \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2 U_y}{\partial t^2} \quad (\text{I.20})$$

En remplaçant l'équation (I.19) dans (I.20), on obtient :

$$\left(\frac{\omega^2}{C_T^2} - k_x^2 \right) F(z) = - \frac{\partial^2 F(z)}{\partial z^2} \quad (\text{I.21})$$

On pose :

$$q^2 = \frac{\omega^2}{C_T^2} - k_x^2 \quad (\text{I.22})$$

D'où

$$\frac{d^2 F(z)}{dz^2} + q^2 F(z) = 0 \quad (\text{I.23})$$

Les solutions bien connues de cette équation différentielle sont de la forme:

$$F(z) = A \cos(qz) + B \sin(qz) \quad (\text{I.24})$$

dont les inconnues sont les constantes A et B. Pour les déterminer, nous écrivons les conditions de continuité à l'interface $z = \pm h$: la plaque est libre de toute contrainte. Les contraintes tangentielles σ_{yz} sont par conséquent :

$$\sigma_{yz} = \mu \frac{\partial U_y}{\partial z} = 0 \quad (\text{I.25})$$

Ceci conduit un système de deux équations:

$$\begin{cases} A \cos qh + B \sin qh = 0 \\ A \cos qh - B \sin qh = 0 \end{cases} \quad (\text{I.26})$$

Le système (I.26) ne possède une solution non triviale que si son déterminant est nul, soit :

$$-\frac{\cos qh}{\sin qh} = \frac{\cos qh}{\sin qh} \quad (\text{I.27})$$

Cette équation donne la relation de dispersion suivante :

$$\cos qh \sin qh = 0 \quad (\text{I.28})$$

Deux solutions existent pour cette relation :

$$\sin qh = 0 \text{ et donc } q = \frac{n\pi}{h} \quad (\text{I.29})$$

$$\cos qh = 0 \text{ et donc } q = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{h} \quad (\text{I.30})$$

Quand n est pair, les modes vibrent en conservant un plan de symétrie (Oxy), l'allure de la surface déformée de la couche est alors symétrique par rapport au plan de symétrie[21], donc on a des modes symétriques. Quand n est impair, on a des modes antisymétriques par rapport au plan de symétrie. La figure I.2 est un exemple d'illustration du comportement des modes.

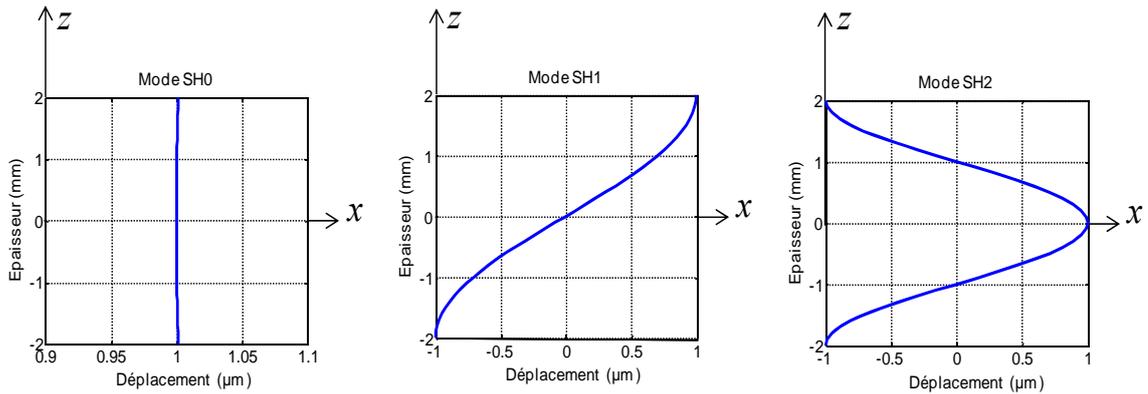


Figure I.2 : Déplacement des modes symétriques (SH0 et SH2) et des modes antisymétriques (SH1) dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 4 mm à la fréquence de 1 MHz.

La substitution de l'équation (I.23) dans les équations (I.28) et (I.29) permet de tracer les courbes de dispersion.

III. 1. 3 Courbes de dispersion

La résolution numérique avec le logiciel Matlab de l'équation de dispersion permet d'obtenir les courbes de dispersion. Ces courbes représentent les nombres d'onde, la vitesse de phase et la vitesse de groupe en fonction de la fréquence. Elles ont été déterminées dans le cas d'une plaque d'aluminium dont les caractéristiques sont dans le tableau suivant :

Matériau	Masse volumique ρ (kg / m^3)	Vitesse C_T (m / s)	Épaisseur $2h$ (mm)
Aluminium	2800	3100	4

Tableau I.1 : Caractéristiques physiques de la plaque d'aluminium.

Les différents modes sont numérotés par un indice. Cet indice correspond au nombre de nœuds du champ de déplacement à la fréquence de coupure.

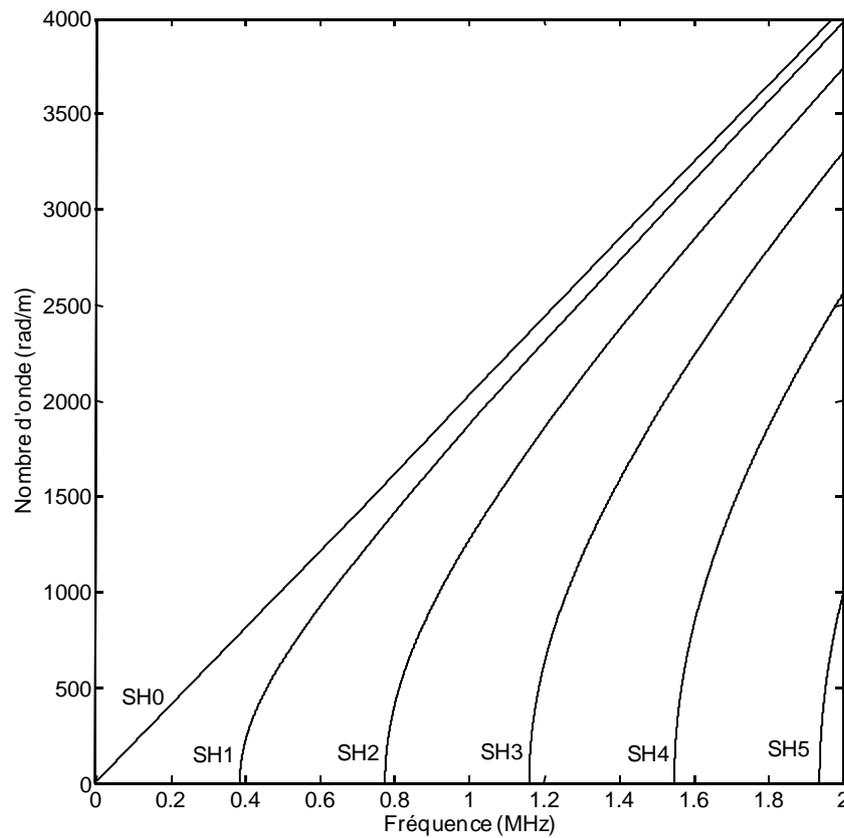


Figure I.3 :Evolution du nombre d'onde en fonction de la fréquence pour une plaque d'aluminium d'épaisseur 4 mm.

La figure I.3 montre l'évolution du nombre d'onde en fonction de la fréquence. Dans cette gamme de fréquence, on constate que seul le mode SH0 n'a pas de fréquence de coupure et est non dispersif.

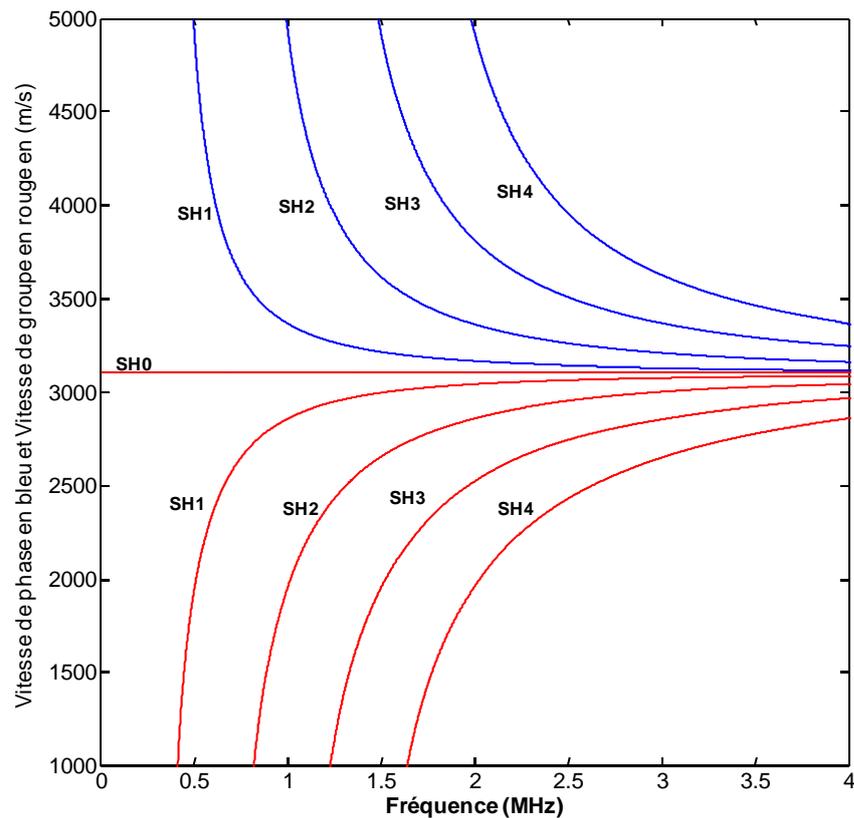


Figure I.4 : Evolution des vitesses de phase (—) et des vitesses de groupe (—) en fonction de la fréquence pour une plaque d'aluminium épaisse de 4 mm.

La figure I.4 montre l'évolution des vitesses de phase en bleu et des vitesses de groupe en rouge en fonction de la fréquence. On voit que le mode SH0 a ses vitesses de phase et de groupe égales à la vitesse de l'onde transversale dans l'aluminium. Ceci s'explique par le fait que ce mode n'a pas de fréquence de coupure et est non dispersif. Les autres modes sont dispersifs et leurs vitesses de phase et de groupe tendent toutes vers la vitesse transversale de l'onde dans l'aluminium en haute fréquence. Ces modes ont des fréquences de coupure en dessous desquelles ils ne peuvent exister.

III.2. Cas d'une structure tricouche

III. 2. 1 Position du problème

On se propose dans ce paragraphe d'étudier les modes guidés de type SH pouvant se propager dans une structure plane tricouche métal/adhésif/métal. Les trois couches sont supposées isotropes, homogènes et élastiques. Elles sont considérées en parfaite adhésion, et donc il y a continuité des déplacements et des contraintes aux interfaces. Nous considérerons aussi bien le cas général où les deux plaques métalliques sont différentes, que le cas particulier où elles sont identiques. Une comparaison sera faite entre les courbes de dispersion d'une tricouche et celles d'une seule des couches composant la structure collée. Le but de cette comparaison est de mettre en évidence le dédoublement de modes qui se produit lorsque deux plaques de même nature ou de natures différentes sont couplées par un liant [4][22]. La figure I.5 donne la configuration géométrique de l'étude.

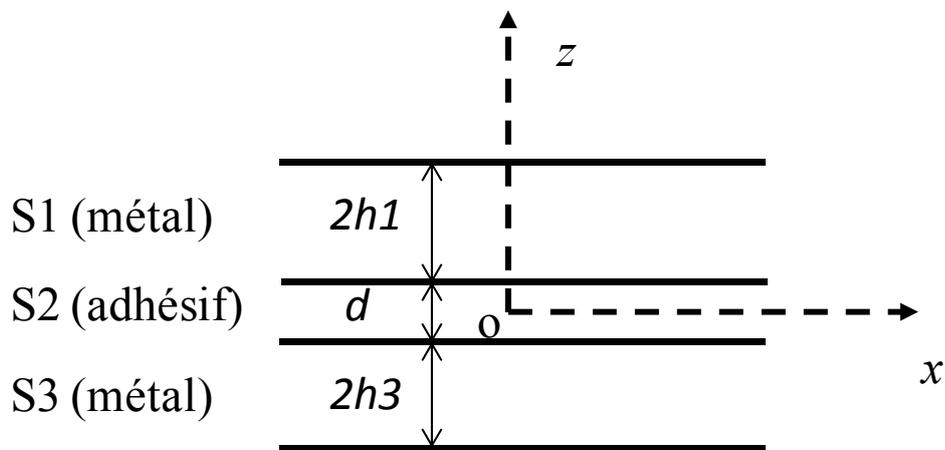


Figure I.5 : Géométrie de la tricouche.

Les deux plaques métalliques 1 et 3 sont respectivement de masse volumique ρ_1 et ρ_3 , d'épaisseur $2h_1$ et $2h_3$, et de célérité des ondes transversales C_{T_1} et C_{T_3} . L'adhésif, qui sera de l'araldite dans tous les cas de figure, est de masse volumique ρ_2 , d'épaisseur d et de célérité des ondes transversales C_{T_2} .

III. 2. 2 Équation de dispersion

Les conditions aux limites imposent la condition de surfaces libres en $z = \pm(2h_i + \frac{d}{2})$ et la condition de contact parfait aux interfaces $z = \pm \frac{d}{2}$.

$$\begin{cases} U_{y1} = F_1(z)e^{i(k_x x - \omega t)} \\ U_{y2} = F_2(z)e^{i(k_x x - \omega t)} \\ U_{y3} = F_3(z)e^{i(k_x x - \omega t)} \end{cases} \quad (\text{I.31})$$

Les solutions recherchées sont du type :

$$\begin{cases} F_1(z) = A_1 \cos(q_1 z) + B_1 \sin(q_1 z) \\ F_2(z) = A_2 \cos(q_2 z) + B_2 \sin(q_2 z) \\ F_3(z) = A_3 \cos(q_3 z) + B_3 \sin(q_3 z) \end{cases} \quad (\text{I.32})$$

Les conditions aux limites aux interfaces extrêmes et aux interfaces collées permettent d'obtenir les équations suivantes :

$$\begin{cases} \sigma_{yz_1} = 0 & \text{en } z = 2h_1 + \frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_1} = \sigma_{yz_2} & \text{en } z = \frac{d}{2} \\ U_{y1} = U_{y2} & \text{en } z = \frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_2} = \sigma_{yz_3} & \text{en } z = -\frac{d}{2} \\ U_{y2} = U_{y3} & \text{en } z = -\frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_3} = 0 & \text{en } z = -2h_3 - \frac{d}{2} \end{cases} \quad (\text{I.33})$$

En injectant les relations (I.31) et (I.32) dans les équations(I.33), on obtient le système suivant :

$$\begin{cases}
 -A_1 \sin q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) + B_1 \cos q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) = 0 \\
 -\mu_1 q_1 A_1 \sin \left(q_1 \frac{d}{2}\right) + \mu_1 q_1 B_1 \cos \left(q_1 \frac{d}{2}\right) + \mu_2 q_2 A_2 \sin \left(q_2 \frac{d}{2}\right) - \mu_2 q_2 B_2 \cos \left(q_2 \frac{d}{2}\right) = 0 \\
 A_1 \cos \left(q_1 \frac{d}{2}\right) + B_1 \sin \left(q_1 \frac{d}{2}\right) - A_2 \cos \left(q_2 \frac{d}{2}\right) - B_2 \sin \left(q_2 \frac{d}{2}\right) = 0 \\
 \mu_2 q_2 A_2 \sin \left(q_2 \frac{d}{2}\right) + \mu_2 q_2 B_2 \cos \left(q_2 \frac{d}{2}\right) - \mu_3 q_3 A_3 \sin \left(q_3 \frac{d}{2}\right) - \mu_3 q_3 B_3 \cos \left(q_3 \frac{d}{2}\right) = 0 \\
 A_2 \cos \left(q_2 \frac{d}{2}\right) - B_2 \sin \left(q_2 \frac{d}{2}\right) - A_3 \cos \left(q_3 \frac{d}{2}\right) + B_3 \sin \left(q_3 \frac{d}{2}\right) = 0 \\
 A_3 \sin q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right) + B_3 \cos q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right) = 0
 \end{cases} \quad (\text{I.34})$$

Ou encore, écrit sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix}
 -\sin q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) & \cos q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 -\mu_1 q_1 \sin q_1 \frac{d}{2} & \mu_1 q_1 \cos q_1 \frac{d}{2} & \mu_2 q_2 \sin q_2 \frac{d}{2} & -\mu_2 q_2 \cos q_2 \frac{d}{2} & 0 & 0 \\
 \cos q_1 \frac{d}{2} & \sin q_1 \frac{d}{2} & -\cos q_2 \frac{d}{2} & -\sin q_2 \frac{d}{2} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & \mu_2 q_2 \sin q_2 \frac{d}{2} & \mu_2 q_2 \cos q_2 \frac{d}{2} & -\mu_3 q_3 \sin q_3 \frac{d}{2} & -\mu_3 q_3 \cos q_3 \frac{d}{2} \\
 0 & 0 & \cos q_2 \frac{d}{2} & -\sin q_2 \frac{d}{2} & -\cos q_3 \frac{d}{2} & \sin q_3 \frac{d}{2} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \sin q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right) & \cos q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right)
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 A_1 \\
 B_1 \\
 A_2 \\
 B_2 \\
 A_3 \\
 B_3
 \end{bmatrix} = 0 \quad (\text{I.35})$$

III. 2. 3 Courbes de dispersion

L'annulation du déterminant de la matrice 6x6 permet d'obtenir l'équation de dispersion. Cette équation est résolue numériquement sous Matlab grâce à un algorithme basé sur la méthode de Newton-Raphson. Les solutions de cette équation correspondent aux modes propagatifs dans la structure étudiée. Nous présentons ci-dessous les courbes de dispersion obtenues pour des structures dites symétriques (les deux métaux collés sont de même nature) et dissymétriques (les deux métaux sont de natures différentes).

III.3. Structure tricouche symétrique aluminium/araldite/aluminium

On étudie une structure tricouche aluminium/araldite/aluminium dont le plan de symétrie se situe sur l'axe (Ox) donc $2h_1 = 2h_3 = 2h$. Les caractéristiques de cette tricouche sont les suivantes :

$\rho_1 = \rho_3 (kg / m^3)$	$\rho_2 (kg / m^3)$	$C_{T_1} = C_{T_3} (m / s)$	$C_{T_2} (m / s)$	$2h_1 = 2h_3 = 2h (mm)$	$d (mm)$
2800	1160	3100	1356	4	0.5

Tableau I.2 : Caractéristiques de la tricouche.

Les courbes de dispersion donnant la vitesse de phase en fonction de la fréquence sont données ci-dessous :

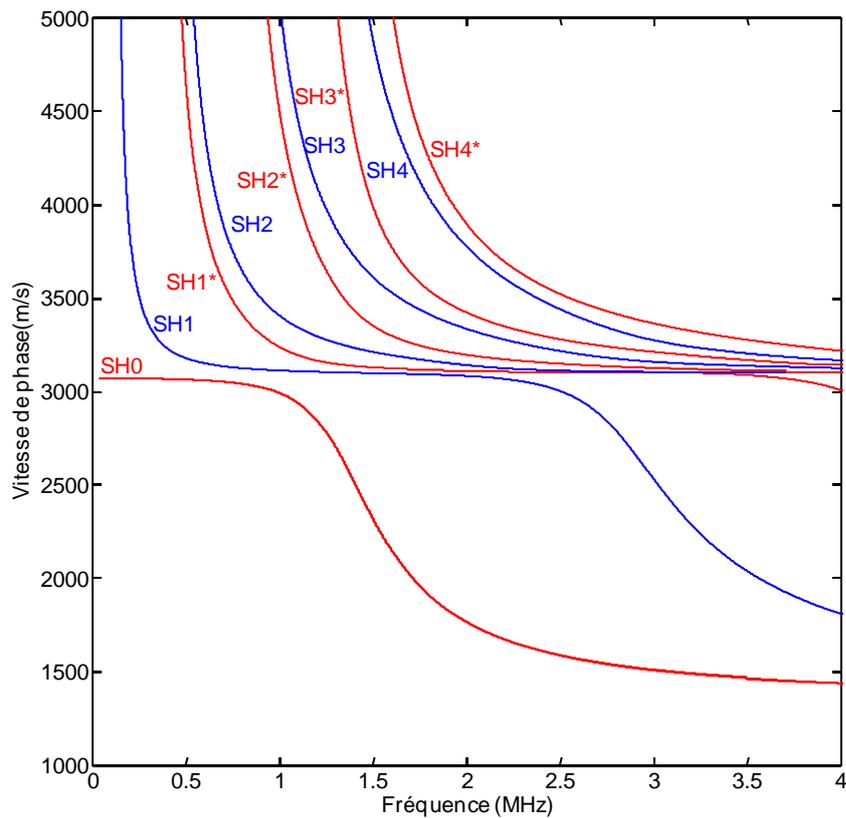


Figure I.6 : Courbes de dispersion d'une tricouche aluminium/araldite/aluminium.

La figure I.6 montre les courbes de dispersion de la tricouche aluminium/araldite/aluminium. On remarque que tous les modes sont dispersifs et possèdent une fréquence de coupure sauf le mode SH0 qui n'a pas de fréquence de coupure. On remarque aussi la présence de deux vitesses limites. En basse fréquence, la vitesse limite est celle de l'onde transversale dans l'aluminium et en haute fréquence celle dans l'araldite. Les modes possèdent donc deux zones dispersives. On remarque par exemple qu'à basse fréquence, le mode SH0 est très peu dispersif et sa vitesse tend vers la vitesse transversale de l'aluminium (3100 m/s). Il a donc un comportement d'onde de surface de type Rayleigh, comme nous le confirmera l'étude des déplacements dans la section de la structure, qui sera réalisée dans le chapitre III. A partir de la fréquence de 1 MHz, ce mode devient très fortement dispersif puis sa vitesse finit par tendre vers la vitesse transversale dans l'araldite (1356 m/s). Il a donc un comportement d'une onde de type Stoneley, avec un déplacement confiné dans la couche de colle, comme on le verra plus tard dans le chapitre III. Les modes d'ordres supérieurs présentent le même comportement, sauf qu'ils sont fortement dispersifs après leur fréquence de coupure, avant de tendre vers l'onde transversale dans l'aluminium. On retrouve le phénomène de dédoublement de mode bien connu lorsque deux résonateurs sont couplés[23, 24, 25, 26]. Il a ainsi été établi qu'on retrouve le même nombre de fréquences de résonance de chaque résonateur, mais avec un décalage fréquentiel qui dépend de la nature et de l'épaisseur du couplant. Nous avons donc choisi de numéroter ces modes SH i et SH i * dans le sens des fréquences croissantes,

pour garder l'aspect dédoublement du mode SHi d'une seule plaque. Nous reviendrons sur ce phénomène dans §IV en comparant les courbes de dispersion d'une tricouche et celles d'une seule couche.

Nous venons de voir le cas de deux métaux identiques collés. Or le collage entre métaux différents est assez courant dans les applications industrielles. Nous proposons donc d'étudier un exemple de ce type de collage.

III.4. Structure tricouche dissymétrique aluminium/araldite/verre

Cette partie est consacrée à l'étude d'une structure tricouche dissymétrique où les deux plaques collées ont des caractéristiques différentes. Nous avons choisi le cas aluminium/araldite/verre car les deux matériaux sont facilement disponibles au laboratoire, et donc une confrontation théorie-expérience peut être envisagée. Les caractéristiques de chacune des couches sont rappelées dans le tableau suivant :

$\rho_1(kg / m^3)$	$\rho_2(kg / m^3)$	$\rho_3(kg / m^3)$	$C_{T_1}(m / s)$	$C_{T_2}(m / s)$	$C_{T_3}(m / s)$	$2h_1(mm)$	$2h_3(mm)$	$d(mm)$
2800	1160	2490	3100	1356	3485	4	3	0.5

Tableau I.3 : Caractéristiques de la tricouche.

Les courbes de dispersion obtenues sont représentées sur la figure I.7.

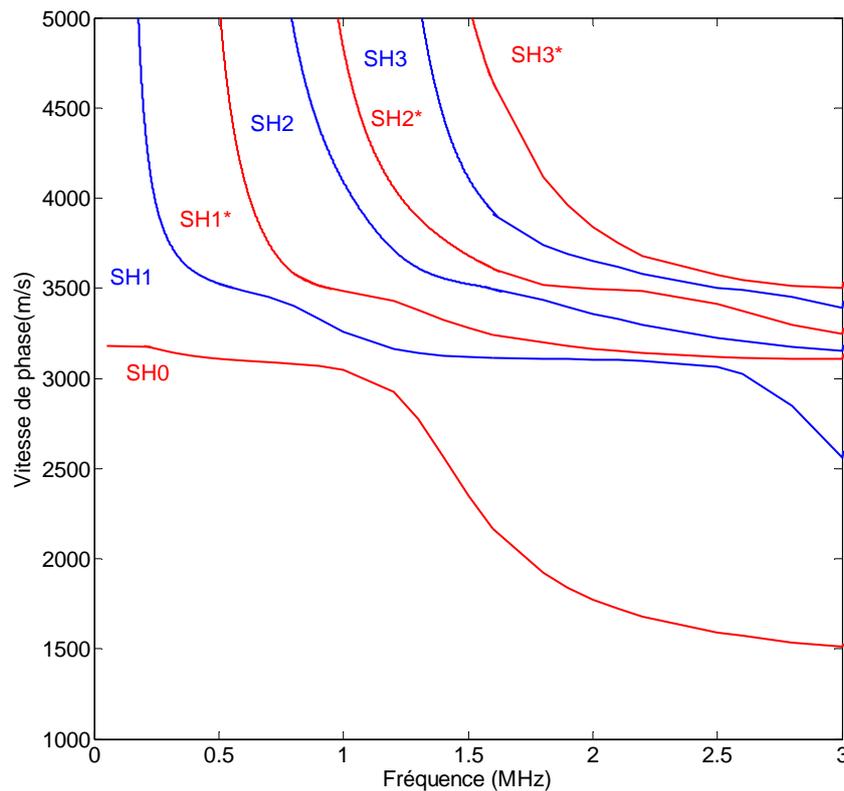


Figure I.7 : Courbes de dispersion d'une tricouche aluminium/araldite/verre.

Ici, on note que l'étude est arrêtée à la fréquence de 3 MHz du fait qu'à partir de cette fréquence la convergence de l'algorithme de Newton-Raphson n'est plus obtenue. Il semble que l'on retrouve les deux vitesses limites des ondes transversales dans l'aluminium en basse fréquence et dans l'araldite en haute fréquence. Le caractère dispersif du mode SH0 et des modes d'ordres supérieurs est similaire au cas de la tricouche symétrique, mais les modes sont obtenus à des fréquences différentes et l'écart fréquentiel entre les modes dédoublés est plus important.

III.5. Comparaison des courbes de dispersion des structures symétrique et dissymétrique

La dissymétrisation de la structure est réalisée en remplaçant une couche d'aluminium par une couche de verre, d'épaisseur différente (3 mm au lieu de 4 mm). L'étude de la structure dissymétrique présente plusieurs intérêts. D'abord elle peut représenter des situations réelles dans les applications industrielles où les matériaux collés sont souvent de nature différente. Ensuite elle rend possible un contrôle visuel de la présence éventuelle de bulles ou de défaut de collage, permettant ainsi de sélectionner la zone "saine" à explorer expérimentalement. La figure I.8 montre cette comparaison.

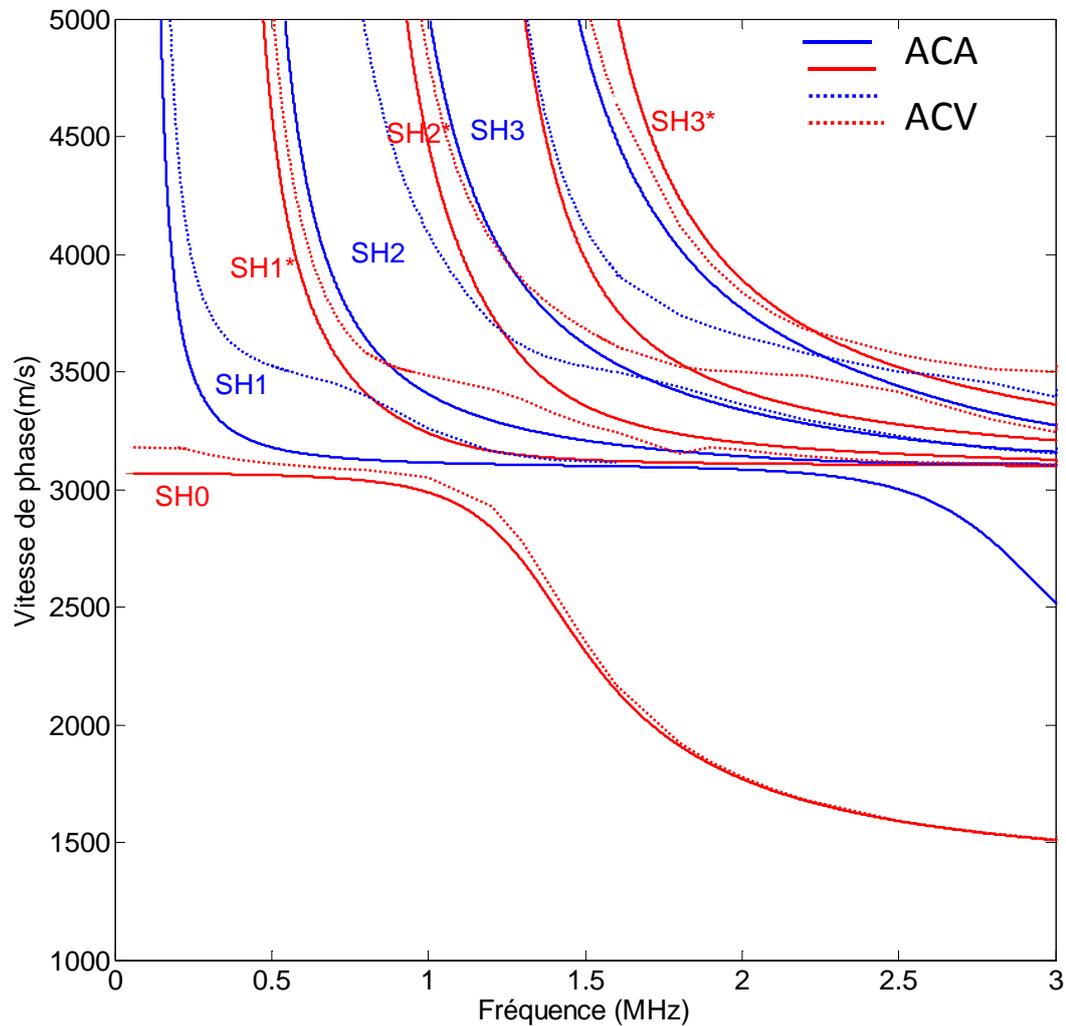


Figure I.8 : Comparaison des courbes de dispersion des tricouches symétrique (—, —) et dissymétrique (---, ---).

La figure montre que l'écart en fréquence entre les modes SH1 et SH1* de chaque structure est quasi constant. Par contre, on constate que pour la structure symétrique, le mode SH2 est très proche du SH1*, alors que ces deux modes sont nettement plus séparés dans le cas de la structure dissymétrique. La même remarque est faite pour les modes suivants. Cette séparation des modes sera utile lors des études expérimentales dans le chapitre IV, afin de générer la propagation d'un mode unique donné. Notons enfin que l'aluminium et le verre ont des caractéristiques similaires (voir tableau I.3) avec un rapport d'impédances acoustiques très voisin de l'unité. Cette comparaison constitue donc en soi, une étude de sensibilité des ondes guidées SH lorsque les caractéristiques physiques d'un matériau varient légèrement.

IV. Comparaison tricouche-plaque seule

Dans ce paragraphe, nous proposons de comparer les courbes de dispersion des structures précédemment étudiées avec celles d'une couche unique constituant ces structures, dans le but de mettre en évidence le dédoublement des modes introduit par le couplant.

IV.1. Comparaison tricouche aluminium/araldite/aluminium et plaque d'aluminium

Nous comparons ici les courbes de dispersion de la tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/aluminium (4 mm) avec celle d'une couche d'aluminium de 4 mm d'épaisseur.

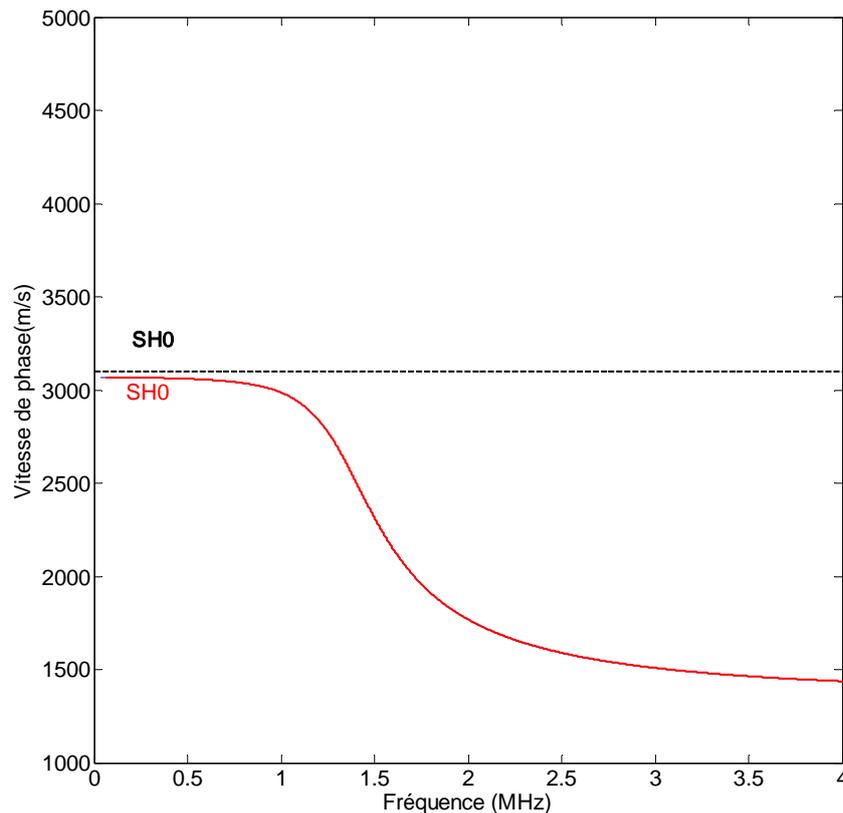


Figure I.9 : Courbes de dispersion du mode SH0 d'une plaque d'aluminium (----) et d'une tricouche (aluminium/araldite/aluminium) (—).

La figure I.9 montre l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence des modes SH0 de la tricouche aluminium/araldite/aluminium (en rouge) et d'une plaque d'aluminium (en pointillés noirs). Le couplage de deux couches d'aluminium par

l'araldite dans la tricouche rend donc ce mode dispersif. Nous notons en plus que sa vitesse de phase en basse fréquence, très peu dispersive, est légèrement inférieure à celle dans l'aluminium, ce qui est caractéristique d'une onde de surface de type Rayleigh. Par contre, en comparaison avec les modes d'ordres supérieurs d'une tricouche, le mode SH0 n'est pas dédoublé.

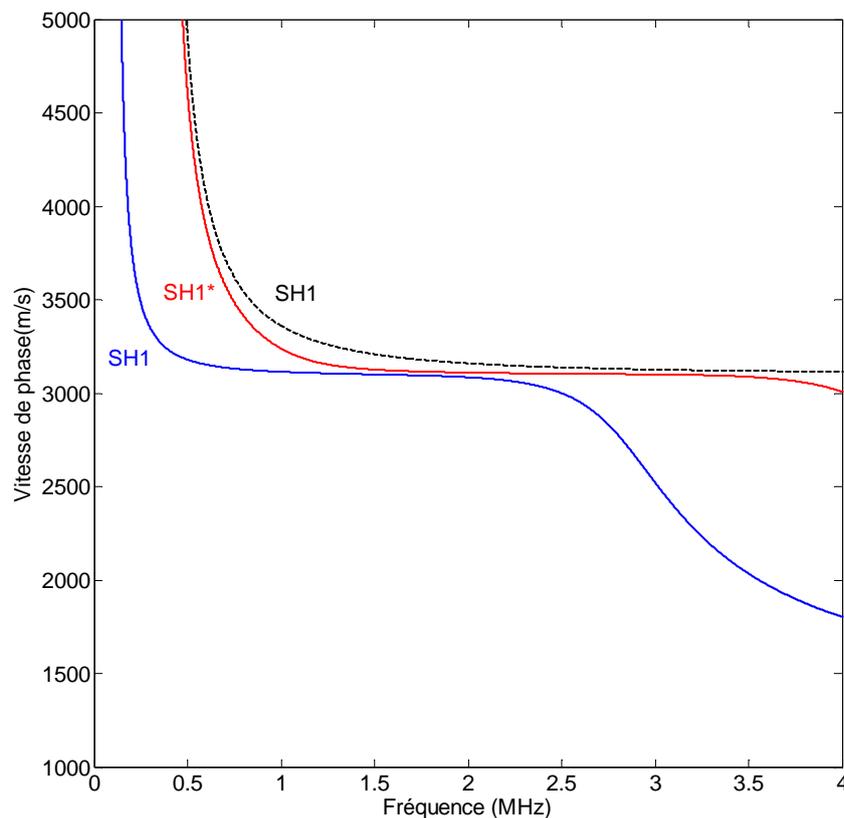


Figure I.10 : Courbes de dispersion du mode SH1 d'une plaque d'aluminium (----) et d'une tricouche (aluminium/araldite/aluminium) (—, —).

La figure I.10 montre la comparaison du mode SH1 de la plaque d'aluminium (en pointillés noirs) avec le couple de modes SH1 et SH1* de la tricouche aluminium/araldite/aluminium. Nous remarquons un dédoublement de modes dans la tricouche par rapport à la plaque d'aluminium. Sur les deux modes dédoublés de la tricouche, le mode SH1* est le plus proche du SH1 de la monocouche, dont il a une fréquence de coupure très voisine. Les deux modes de la tricouche sont en plus basse fréquence par rapport au mode SH1 de la monocouche.

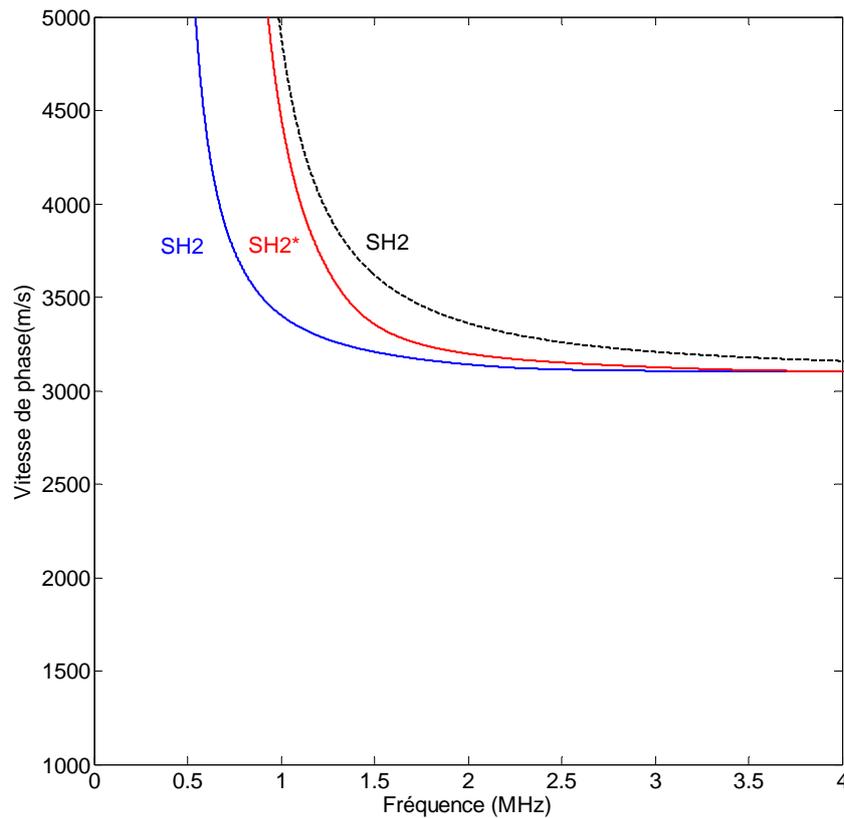


Figure I.11 : Courbes de dispersion du mode SH2 d'une plaque d'aluminium (----) et d'une tricouche (aluminium/araldite/aluminium) (—, —).

La figure I.11 représente les modes SH2 d'une tricouche (en rouge et bleu) et d'une plaque d'aluminium (en noir). On remarque que la fréquence de coupure du mode SH2* (en rouge) tend vers celle du mode de la plaque d'aluminium. On constate que le mode SH2 de la plaque d'aluminium est proche du mode SH2* de la tricouche, mais avec un écart fréquentiel plus important. Comme constaté précédemment, les deux modes de la tricouche sont encore une fois en plus basse fréquence par rapport au mode de la monocouche.

Les remarques faites précédemment s'appliquent aux modes supérieurs.

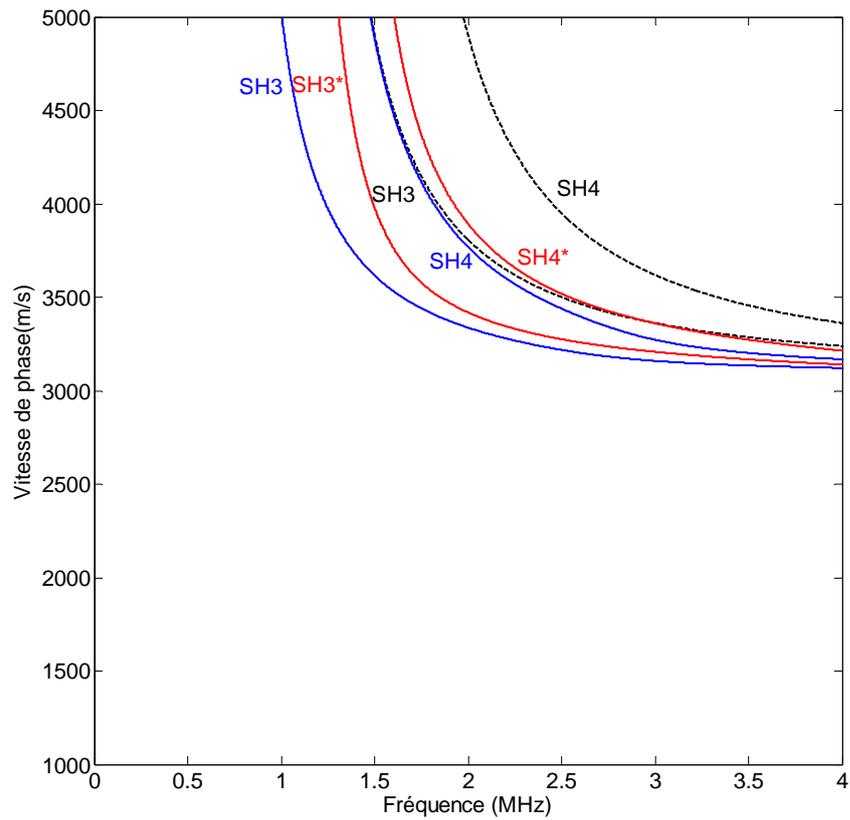


Figure I.12 : Courbes de dispersion du mode SH3 d'une plaque d'aluminium (----) et d'une tricouche (aluminium/araldite/aluminium) (—, —).

IV.2. Comparaison tricouche aluminium/araldite/verre et plaque d'aluminium

Nous comparons ici les courbes de dispersion de la tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/verre (3 mm) avec celle d'une couche d'aluminium de 4 mm d'épaisseur.

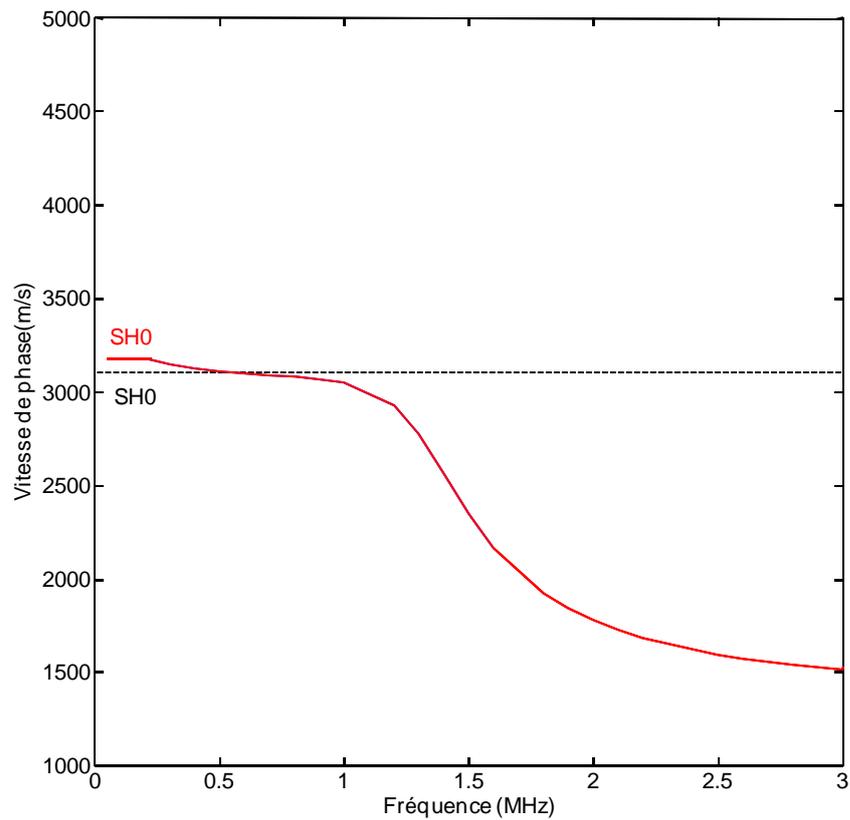


Figure I.13 : Courbes de dispersion du mode SH0 d'une plaque d'aluminium (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—).

La figure I.13 montre l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence du mode SH0 d'une tricouche et celui d'une plaque en aluminium de 4 mm d'épaisseur. On remarque que la vitesse du mode SH0 de la tricouche (en rouge) est légèrement supérieure à celle du mode SH0 de la plaque d'aluminium et à la fréquence de 0,6 MHz les deux vitesses sont égales, puis la vitesse du mode SH0 de la tricouche décroît et tend vers la vitesse de phase dans l'araldite.

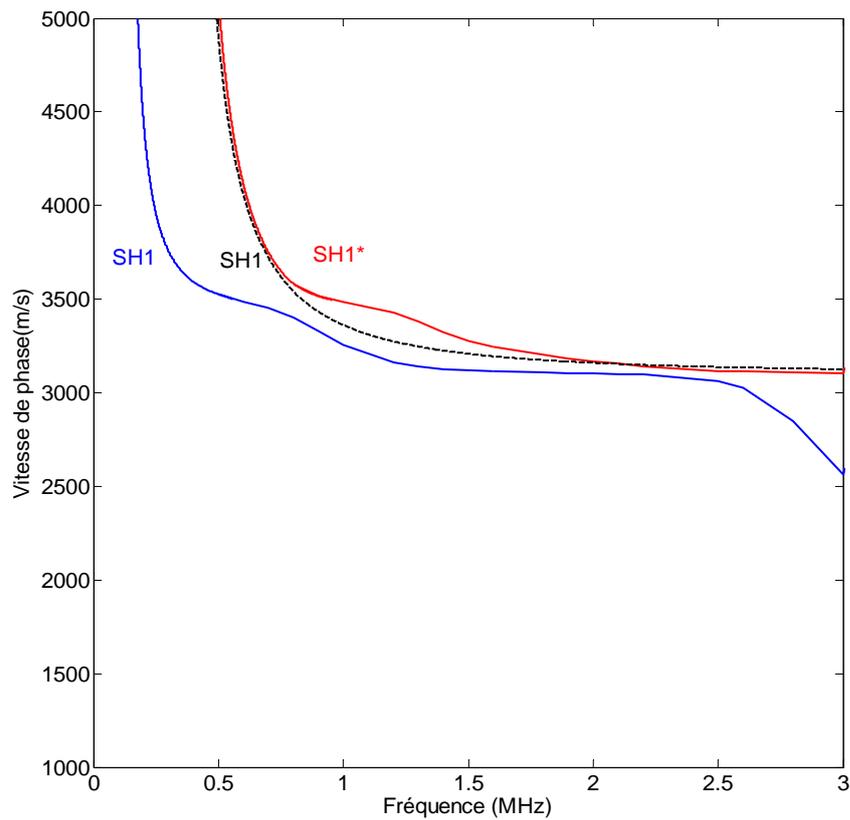


Figure I.14 : Courbes de dispersion du mode SH1 d'une plaque d'aluminium (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

La figure I.14 montre l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence du mode SH1 dans une plaque d'aluminium et des modes SH1 et SH1* dans la tricouche aluminium/araldite/verre. Outre la proximité du mode SH1* de la tricouche avec le mode de la monocouche avec des fréquences de coupure sensiblement égales, le mode de la monocouche se trouve cette fois-ci encadré par les modes de la tricouche, ce qui n'était pas le cas dans la structure symétrique aluminium/araldite/aluminium.

Des remarques analogues sont valables pour les modes d'ordre supérieur (voir figures I.15 et I.16).

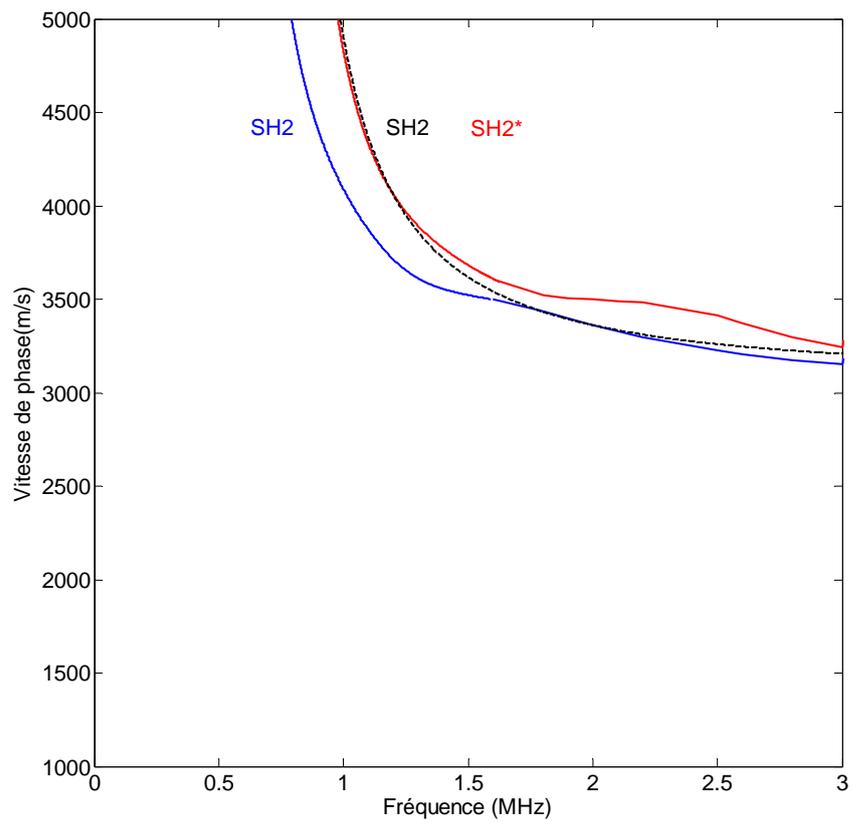


Figure I.15 : Courbes de dispersion du mode SH2 d'une plaque d'aluminium (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

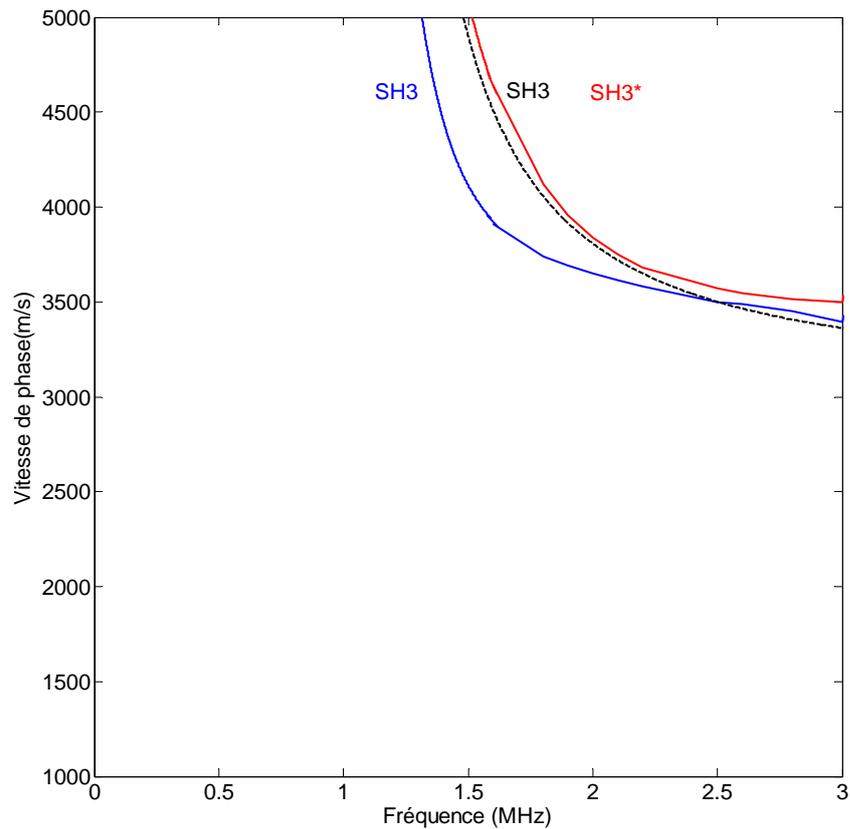


Figure I.16 : Courbes de dispersion du mode SH3 d'une plaque d'aluminium (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

IV.3. Comparaison tricouche aluminium/araldite/verre et plaque de verre

Nous comparons ici les courbes de dispersion de la tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/verre (3 mm) avec celle d'une couche de verre de 3 mm d'épaisseur.

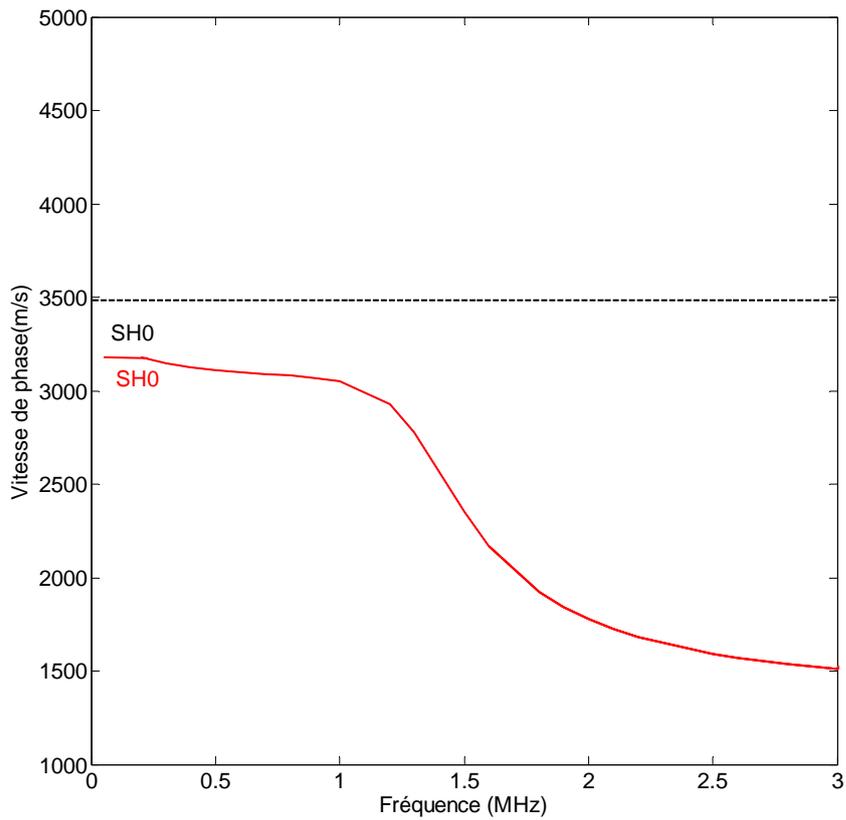


Figure I.17 : Courbes de dispersion du mode SH0 d'une plaque de verre (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—).

La figure I.17 montre l'évolution de la vitesse de phase en fonction de la fréquence du mode SH0 de la plaque de verre (en pointillés noirs) et de la tricouche (en rouge). On remarque que la vitesse de phase du mode SH0 de la tricouche est nettement inférieure à celle de la monocouche de verre, puisqu'on avait vu précédemment qu'elle était plus proche de celle dans l'aluminium.

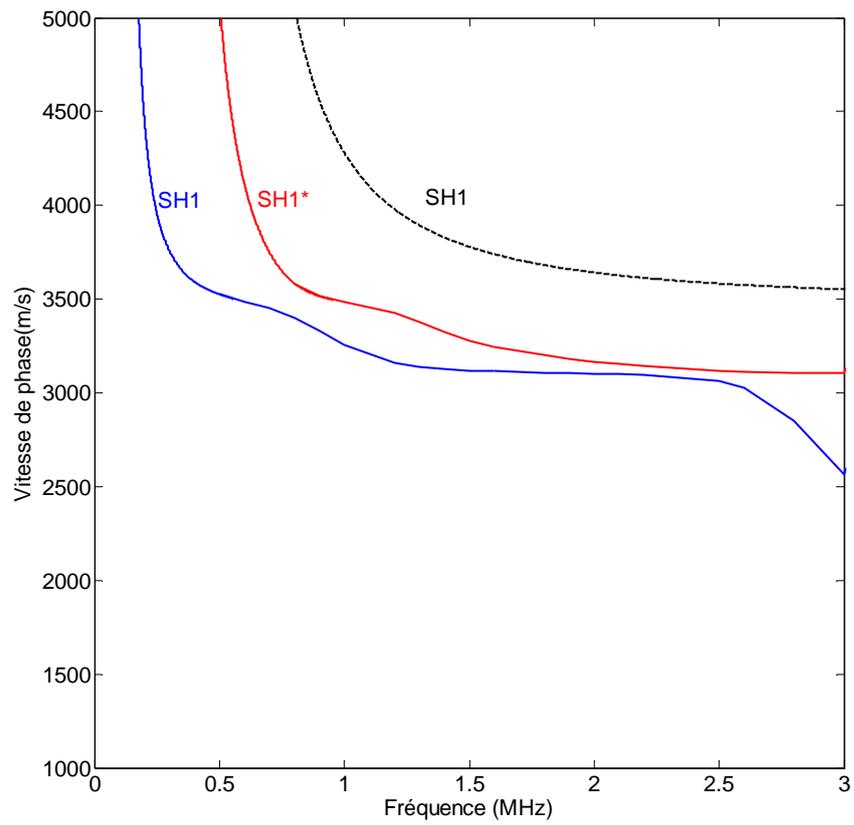


Figure I.18 : Courbes de dispersion du mode SH1 d'une plaque de verre (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

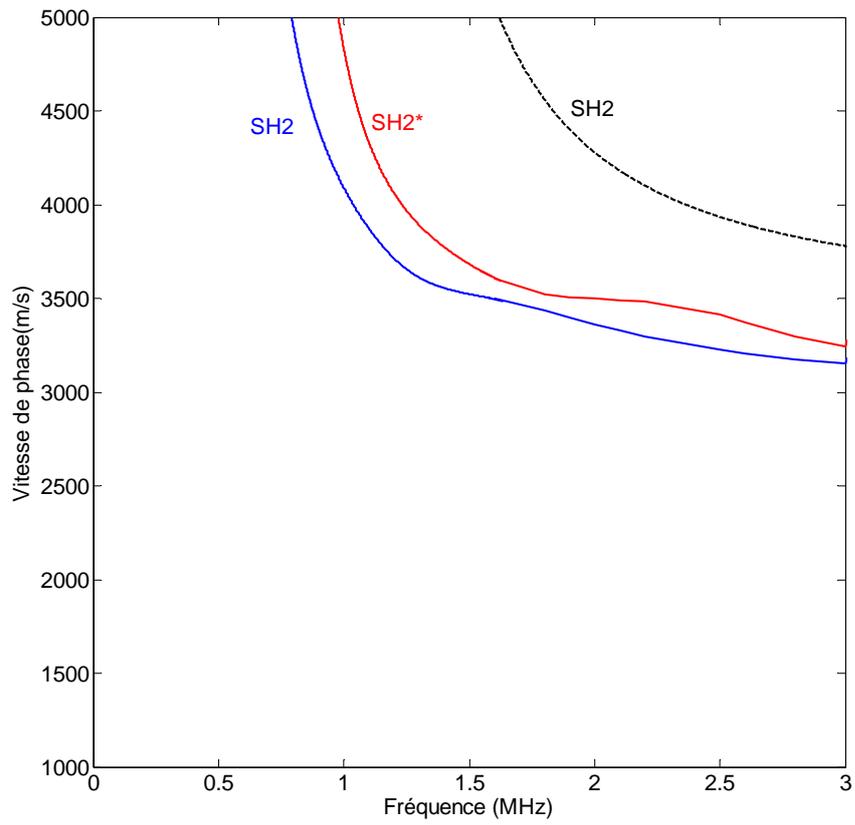


Figure I.19 : Courbes de dispersion du mode SH2 d'une plaque de verre (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

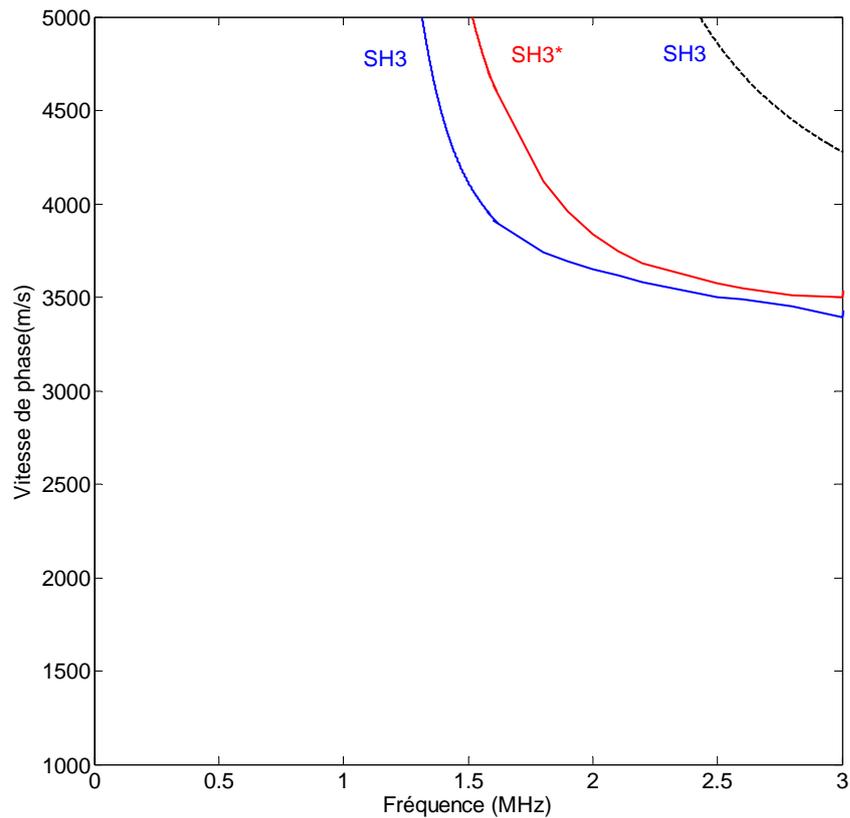


Figure I.20 : Courbes de dispersion du mode SH3 d'une plaque de verre (---) et d'une tricouche (aluminium/araldite/verre) (—, —).

Sur les figures I.18 et I.19, on constate que les modes de la tricouche se trouvent nettement en plus basse fréquence que le mode de la monocouche de verre, en comparaison avec la monocouche d'aluminium (figures I.13 et I.14). Cette tendance s'accroît à fréquence croissante.

IV.4. Etude de la sensibilité des modes SH à la variation de l'épaisseur de l'adhésif dans une tricouche

Dans ce paragraphe, nous étudions la sensibilité des ondes guidées SH à la variation de l'épaisseur de l'adhésif. En effet, un des points qui sera étudié numériquement par éléments finis dans le chapitre III et expérimentalement dans le chapitre IV est la détection d'une faible variation de l'épaisseur de l'adhésif par ondes guidées de type SH. Cette étude est motivée par le fait que lors de l'élaboration

industrielle de collages, il est difficile de respecter une épaisseur de couche de colle constante.

Nous considérons différentes structures aluminium (4 mm) /araldite/verre (3 mm) avec à chaque fois une épaisseur d'araldite de 0,2 mm, 0,4 mm, 0,5 mm, 0,6 mm, 0,8 mm et 1 mm. Nous considérons la tricouche avec une épaisseur d'araldite de 0,5 mm comme la structure de référence. Cette étude a été faite aussi bien en basse fréquence (à 300 kHz et 500 kHz), qu'à haute fréquence (à 1 MHz). Ce choix d'étude à haute fréquence s'explique car nous avons constaté lors de l'analyse des courbes de dispersion, que le mode SH0 marque une transition entre une onde de surface dans la couche d'aluminium et une onde de Stoneley à l'interface métal/araldite. Cette zone de transition devrait traduire une sensibilité aux caractéristiques de la colle.

Nous avons regroupé dans les tableaux I.4 à I.6 les valeurs des nombres d'onde des différents modes aux trois fréquences d'étude. Pour quantifier la sensibilité des modes à la variation de l'épaisseur de l'araldite, nous avons calculé un écart Δk qui est la différence entre les nombres d'onde de la tricouche d'épaisseur d'araldite égale à 1 mm et celle d'épaisseur égale à 0,2 mm. On a reporté ensuite sur la dernière colonne de chaque tableau l'écart relatif par rapport au nombre d'onde dans la structure de référence, noté $k_{\text{référence}}$.

d_{araldite} (mm)	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	1	$\Delta k/k_{\text{référence}}$
k_{SH0} (rad/m)	590,3	596,1	598,6	601	605,6	610,2	3,32%
k_{SH1} (rad/m)	458,3	492,6	502,4	509,9	520,8	528,9	14,05%

Tableau I.4 Nombres d'onde des modes SH0 et SH1 en fonction de l'épaisseur de la couche d'araldite d_{araldite} à la fréquence de 300 kHz.

Seuls les modes SH0 et SH1 existent à 300 kHz. Nous pouvons voir que le mode SH0 est peu sensible à l'épaisseur de colle comparé au mode SH1.

d_{araldite} (mm)	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	1	$(\Delta k/k_{\text{référence}})$
k_{SH0} (rad/m)	997,1	1006	1010	1014	1023	1040	4,25%
k_{SH1} (rad/m)	868,3	885,1	891,2	896,7	907,9	922	6,03%
k_{SH1^*} (rad/m)	537,5	596,6	614,9	630,6	659,8	694,7	25,5%

Tableau I.5 : Nombres d'onde des modes SH0, SH1 et SH1* en fonction de l'épaisseur de la couche d'araldite d_{araldite} à la fréquence de 500 kHz.

Trois modes existent à 500 kHz. Le mode SH1* est le plus sensible et donc devrait être choisi pour détecter la variation de l'épaisseur de l'adhésif.

d_{araldite} (mm)	0,2	0,4	0,5	0,6	0,8	1	$\Delta k/k_{\text{référence}}$
k_{SH0} (rad/m)	2019	2037	2060	2147	2898	3539	73,78%
k_{SH1} (rad/m)	1864	1900	1929	1968	2008	2023	8.24%
k_{SH1^*} (rad/m)	1772	1794	1804	1814	1843	1873	5.6%

Tableau I.6: Nombres d'onde des modes SH0, SH1 et SH1* en fonction de l'épaisseur de la couche d'araldite d_{araldite} à la fréquence de 1 MHz.

A la fréquence de 1 MHz, le mode SH0 est de loin le plus sensible, comme prévu, vu que sa vitesse de phase à cette fréquence est dispersive tendant vers la vitesse de phase dans l'araldite. Le problème qui se poserait dans une étude expérimentale, est l'excitabilité et l'observabilité de ce mode, car comme le montrera l'étude numérique dans le chapitre III, son déplacement est confiné dans la couche de colle.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, une partie est consacrée à quelques rappels sur la propagation des ondes dans les milieux élastiques et isotropes. Ces rappels ont permis de déterminer les équations de dispersion pour une plaque seule et de deux tricouches aluminium/araldite/aluminium et aluminium/araldite/verre. Ces équations ont été résolues numériquement sous Matlab pour tracer les courbes de dispersion. Les courbes de dispersion ont permis de voir la dispersion du mode SH0 à basse fréquence pour les tricouches et sa non dispersion pour une plaque seule. Nous avons vu aussi que toutes les vitesses des modes dans les tricouches tendent vers deux vitesses limites, la vitesse transversale dans la plaque d'aluminium et la vitesse transversale dans l'araldite. Les courbes de dispersion des modes des tricouches étudiées ont été comparées à celles des modes d'une monocouche constituant l'assemblage. On a montré par ailleurs que la structure dissymétrique présente une meilleure séparation des modes que la structure symétrique. Une étude de sensibilité des modes à la variation de l'épaisseur de l'adhésif a été développée en basse et haute fréquence. Elle a permis de dégager le mode approprié expérimentalement pour détecter cette variation d'épaisseur. Le mode SH1* présente le meilleur compromis entre une sensibilité suffisamment importante pour être mesurée, et une excitabilité expérimentale, même si le mode SH0 est beaucoup plus sensible à plus haute fréquence, mais son excitabilité expérimentale à cette fréquence risque d'être irréalisable.

Chapitre II :

Modèle rhéologique de Jones

I. Introduction

Le but de cette étude est de caractériser une tricouche par un modèle rhéologique de Jones[3]. Le modèle rhéologique est une autre façon d'étudier la qualité d'adhésion au niveau des interfaces collées. Il existe deux types de modèle rhéologique [27]. Pour caractériser la qualité de l'adhésion au niveau de l'interface, on parle de modèle de Jones adhésif. Pour caractériser la qualité de la colle, on parle de modèle de Jones cohésif[28]. Selon la nature des ondes guidées se propageant dans la structure collée (ondes SH, ondes de Lamb), l'interface ou la colle sont remplacées par une distribution d'un ou de deux ressorts. La constante de raideur des ressorts est indicative de la qualité de collage : une valeur infinie indique une adhésion parfaite et une valeur nulle aucune adhésion. Les valeurs intermédiaires correspondent à une qualité d'adhésion plus ou moins bonne. V. Vlasie [22][29] a comparé un modèle tricouche aluminium/époxy/aluminium à un modèle rhéologique. Son modèle décrit la couche de colle par une distribution surfacique de ressorts longitudinaux et transversaux avec ou sans masse. Le modèle est utilisé pour étudier des conditions de limites imparfaites entre des solides. N. Ismaili Alaoui [30] a utilisé un modèle cohésif pour estimer les constantes de raideur dans une structure bicouche. Elle a déterminé ces constantes de raideur par problème inverse à partir de courbes de dispersion expérimentales d'une structure où la qualité de la colle a été progressivement dégradée. Notre but est de caractériser la qualité de l'adhésion par ondes guidées SH. Le modèle rhéologique adhésif est donc utilisé, où l'on remplace chaque interface métal/adhésif par un ressort de constante de raideur K_i travaillant en cisaillement. Les courbes de dispersion obtenues pour différentes valeurs de K_i seront comparées aux courbes de dispersion d'une tricouche métal/colle/métal supposée en adhésion parfaite, ainsi qu'à celles d'une seule plaque pour mettre en évidence un délaminage total de la structure.

II. Position du problème

La figure II.1 représente la structure étudiée. La structure est composée de deux plaques en métal S1 et S3 liées par une couche d'adhésif S2, placée dans le vide. Chaque couche (S1 et S3) est respectivement caractérisée par son épaisseur ($2h_1, 2h_3$), sa masse volumique (ρ_1, ρ_3) et la vitesse de propagation des ondes transversales (

C_{T1}, C_{T3}). Les interfaces S1/S2 et S2/S3 sont remplacées par des ressorts travaillant en cisaillement, notés K_{t1} et K_{t3} respectivement.

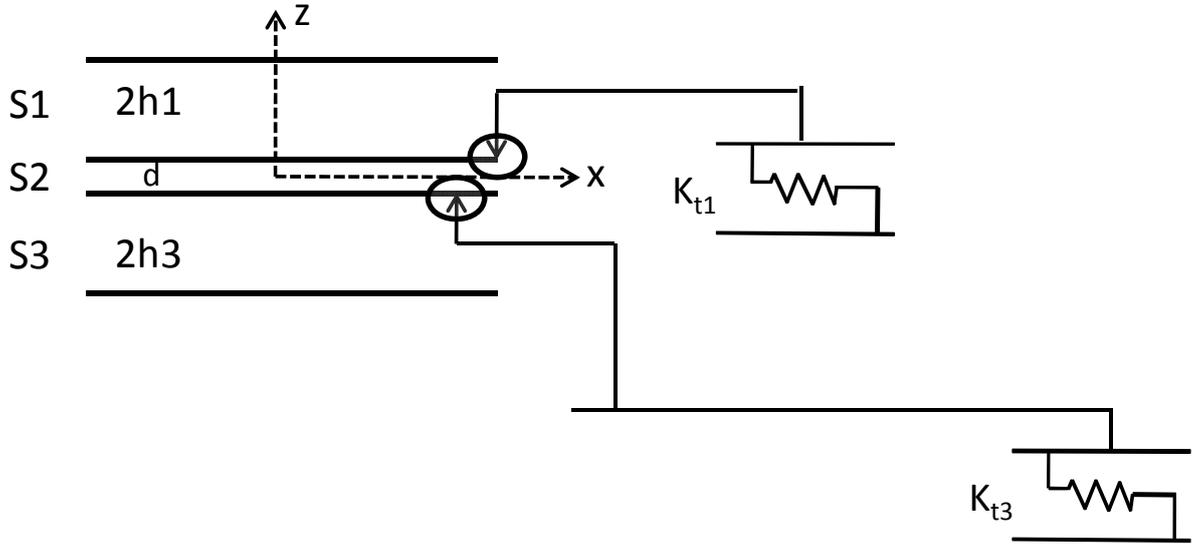


Figure II.1 : Géométrie du modèle rhéologique.

Les conditions aux limites imposent la condition de surface libre sur les surfaces extrêmes et la condition de saut de déplacement au niveau des interfaces collées[3][29][31][32], ce qui se traduit par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sigma_{yz_1} = 0 & \text{en } z = 2h_1 + \frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_1} = \sigma_{yz_2} = K_{t1}(U_{y1} - U_{y2}) & \text{en } z = \frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_2} = \sigma_{yz_3} = K_{t3}(U_{y3} - U_{y2}) & \text{en } z = -\frac{d}{2} \\ \sigma_{yz_3} = 0 & \text{en } z = -2h_3 - \frac{d}{2} \end{array} \right. \quad (\text{II.1})$$

Le déplacement U_{yi} avec $i = 1, 2, 3$ dans chaque couche s'écrit sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{y1} = (A_1 \cos q_1 z + B_1 \sin q_1 z) e^{i(k_x x - \omega t)} \\ U_{y2} = (A_2 \cos q_2 z + B_2 \sin q_2 z) e^{i(k_x x - \omega t)} \\ U_{y3} = (A_3 \cos q_3 z + B_3 \sin q_3 z) e^{i(k_x x - \omega t)} \end{array} \right. \quad (\text{II.2})$$

$$\text{avec } q_i^2 = \frac{\omega^2}{C_{ti}^2} - k_x^2.$$

En remplaçant les déplacements (II.2) dans les équations (II.1), on obtient le système 6x6 suivant :

$$\begin{bmatrix}
 -\sin q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) & \cos q_1 \left(2h_1 + \frac{d}{2}\right) & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 -\mu_1 q_1 \sin q_1 \frac{d}{2} - K_{t1} \cos q_1 \frac{d}{2} & -\mu_1 q_1 \cos q_1 \frac{d}{2} - K_{t1} \sin q_1 \frac{d}{2} & K_{t1} \cos q_2 \frac{d}{2} & K_{t1} \sin q_2 \frac{d}{2} & 0 & 0 \\
 -q_1 \sin q_1 \frac{d}{2} & q_1 \cos q_1 \frac{d}{2} & q_2 \sin q_2 \frac{d}{2} & -q_2 \cos q_2 \frac{d}{2} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & K_{t3} \cos q_2 \frac{d}{2} & -K_{t3} \sin q_2 \frac{d}{2} & \mu_3 q_3 \sin q_3 \frac{d}{2} - K_{t3} \cos q_3 \frac{d}{2} & \mu_3 q_3 \cos q_3 \frac{d}{2} + K_{t3} \sin q_3 \frac{d}{2} \\
 0 & 0 & q_2 \sin q_2 \frac{d}{2} & q_2 \cos q_2 \frac{d}{2} & -q_3 \sin q_3 \frac{d}{2} & -q_3 \cos q_3 \frac{d}{2} \\
 0 & 0 & 0 & 0 & \sin q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right) & \cos q_3 \left(2h_3 + \frac{d}{2}\right)
 \end{bmatrix}
 \begin{bmatrix}
 A_1 \\
 B_1 \\
 A_2 \\
 B_2 \\
 A_3 \\
 B_3
 \end{bmatrix}
 = 0 \quad (\text{II.3})$$

L'équation de dispersion est obtenue par annulation du déterminant du système (II.3).

III. Courbes de dispersion

Les courbes de dispersion sont obtenues à partir de la résolution de l'équation de dispersion. Une étude paramétrique en fonction de K_t sera faite. Les courbes de dispersion ainsi obtenues seront comparées à celles du modèle tricouche en adhésion parfaite étudiées dans le chapitre I. Le but est d'estimer des valeurs de K_t indiquant une plus ou moins bonne adhésion et de limiter le cas idéal d'une adhésion parfaite pour laquelle la valeur de K_t est théoriquement infinie, et d'un délaminage total de la structure pour lequel la valeur de K_t est théoriquement nulle. Dans la littérature, on trouve les valeurs des constantes de raideur variant dans un intervalle entre 10^{16} N/m³ dans le cas d'une adhésion parfaite, et 10^8 N/m³ pour un délaminage total [33, 34]. Dans le cas d'un modèle cohésif avec caractérisation par ondes de Lamb, N. Ismaili Alaoui et al [30][35] ont montré expérimentalement qu'une bonne adhésion était caractérisée par des constantes de raideur de l'ordre de 10^{13} N/m³, et un délaminage total par des valeurs de l'ordre de 10^9 N/m³. Il a en outre été démontré que la décroissance des constantes de raideur était logarithmique afin de décrire une dégradation nette de la qualité de collage.

Nous considérons le cas de la structure aluminium/araldite/aluminium. Les caractéristiques des plaques sont rappelées dans le tableau suivant :

$\rho_1 = \rho_3 [kg / m^3]$	$\rho_2 [kg / m^3]$	$C_{T_1} = C_{T_3} [m / s]$	$C_{T_2} [m / s]$	$2h_1 = 2h_3 = 2h [mm]$	$d [mm]$
2800	1160	3100	1356	4	0.5

Tableau II.1: Caractéristiques des matériaux.

IV. Evolution des courbes de dispersion en fonction de K_t

IV.1. Cas où $K_t = 10^{14}$ N/m³

Les figures II.2 et II.3 donnent les courbes de dispersion en nombre d'onde et en vitesse de phase. Les courbes en pointillés noirs sont issues du modèle rhéologique et sont obtenues pour une constante de raideur $K_t = 10^{14}$ N / m³. Sur les mêmes figures, ces courbes sont superposées aux courbes de dispersion d'une tricouche aluminium/araldite/aluminium en rouge et bleu.

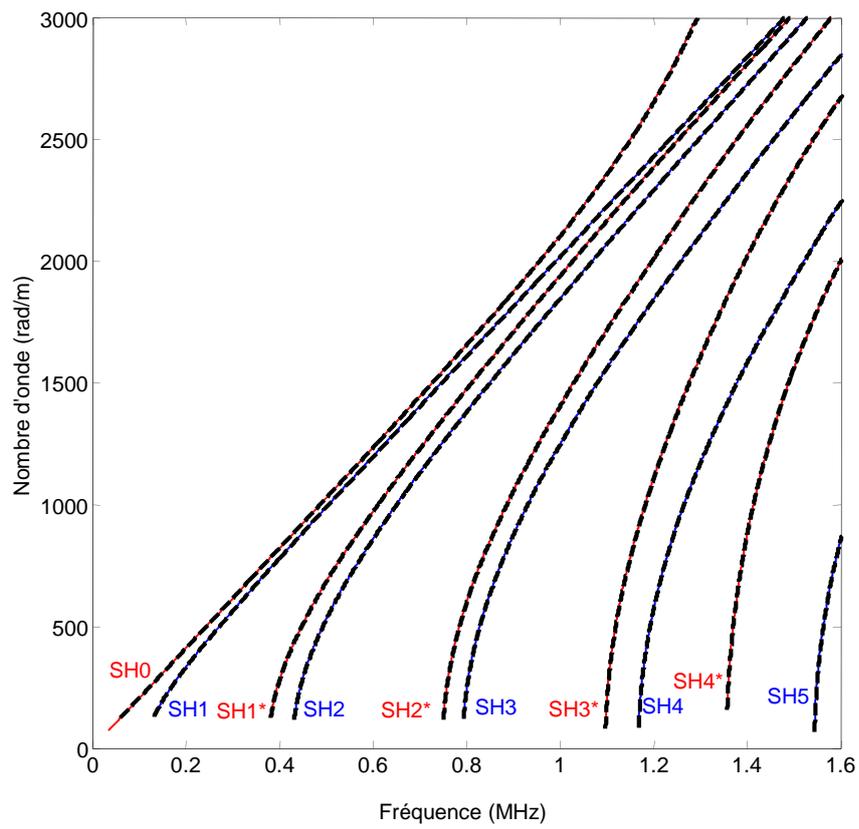


Figure II.2 : Courbes de dispersion en nombre d'onde :

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_t = 10^{14} \text{ N / m}^3$.

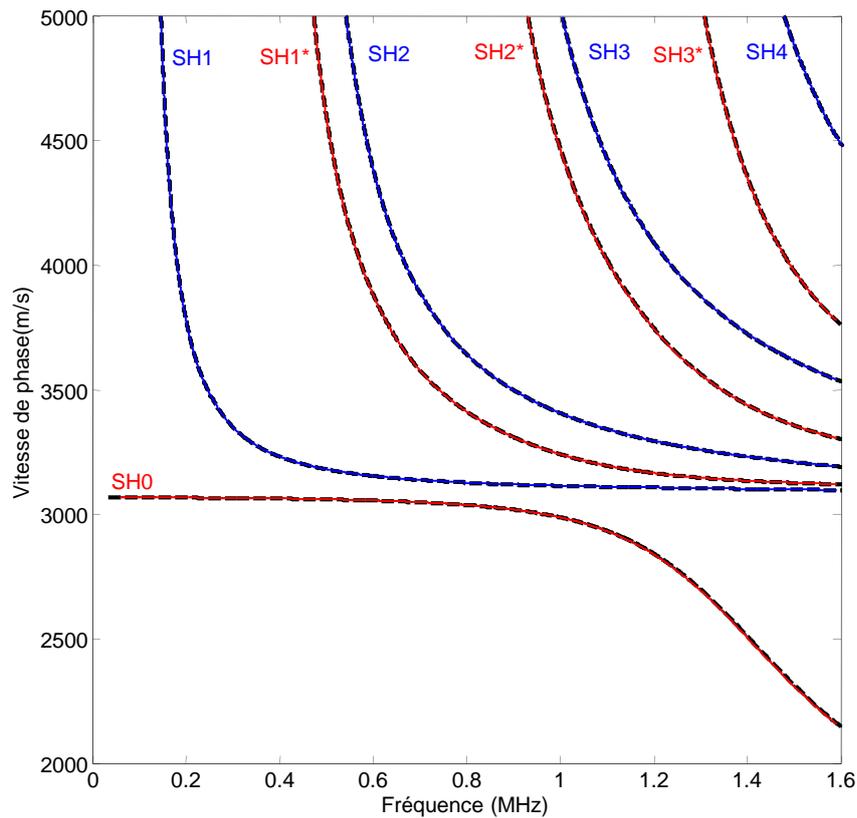


Figure II.3 : Courbes de dispersion en vitesse de phase :

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_t = 10^{14} \text{ N} / \text{m}^3$.

Nous remarquons une parfaite superposition entre les courbes issues du modèle rhéologique et celles de la tricouche aluminium/araldite/aluminium. Ceci montre que la valeur de $K_t = 10^{14} \text{ N} / \text{m}^3$ choisie est suffisante pour indiquer une adhésion parfaite.

IV.2. Cas où $K_t = 10^{13} \text{ N} / \text{m}^3$

Les figures II.4 et II.5 montrent l'évolution du nombre d'onde et de la vitesse de phase issue du modèle rhéologique (en pointillés noirs) et de la tricouche aluminium/colle/aluminium (en rouge et bleu) en fonction de la fréquence pour une épaisseur de colle de 0.5 mm. Le modèle rhéologique est calculé avec une constante de raideur $K_t = 10^{13} \text{ N} / \text{m}^3$.

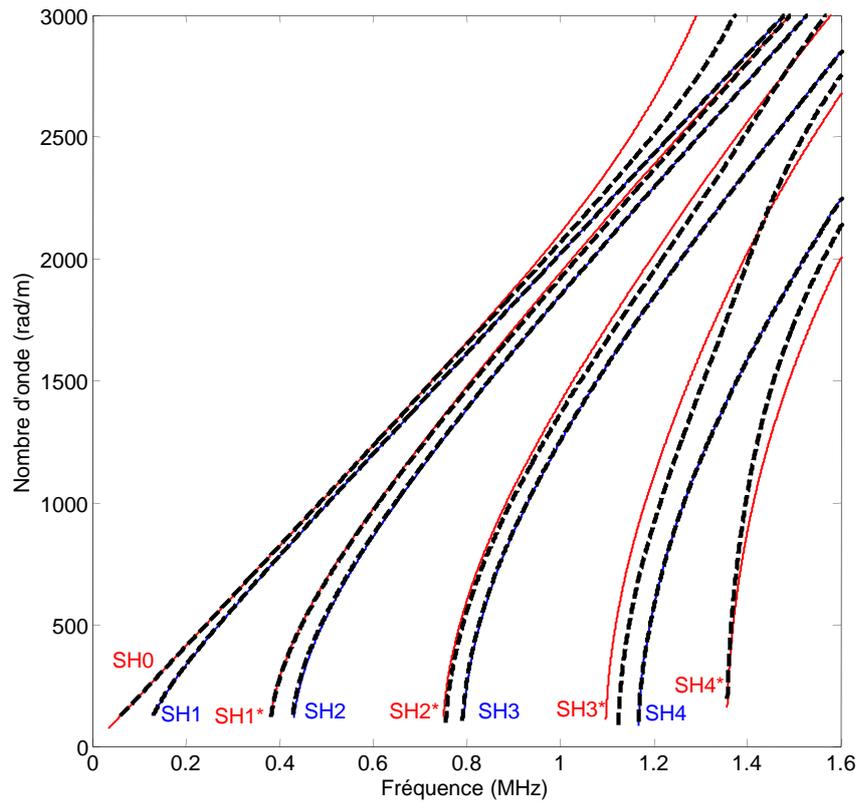


Figure II.4 : Courbes de dispersion en nombre d'onde :

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_r = 10^{13} \text{ N/m}^3$.

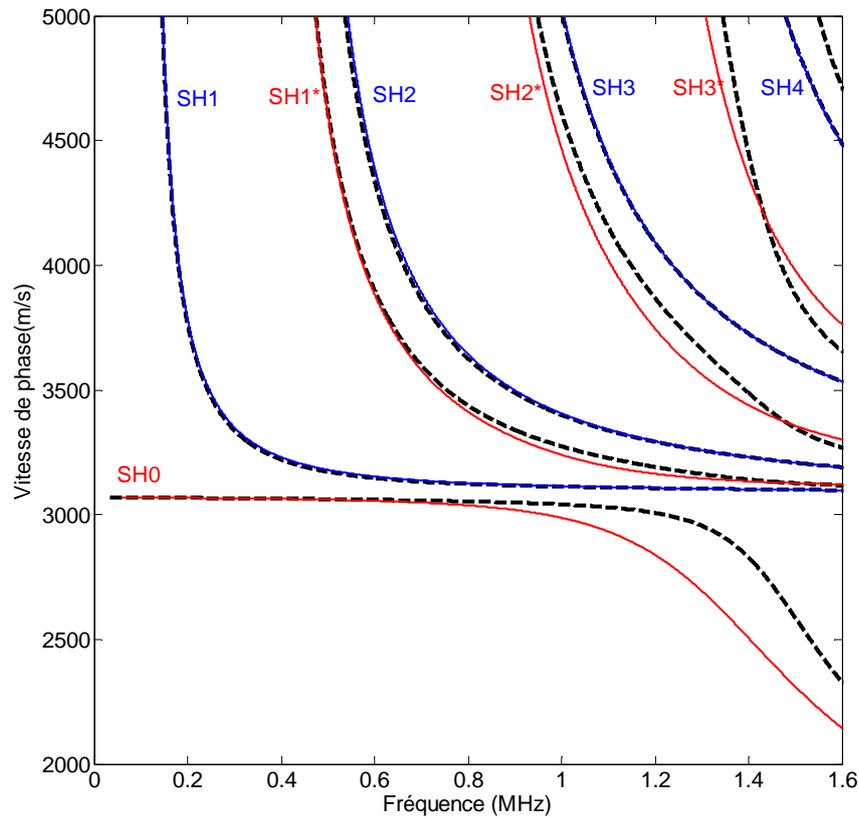


Figure II.5 : Courbes de dispersion en vitesse de phase:

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_r = 10^{13} \text{ N/m}^3$.

La comparaison entre le modèle rhéologique et le modèle théorique d'adhésion parfaite dépend de la fréquence. D'une manière générale et dans la gamme de fréquence considérée, la différence entre les deux modèles est mise en évidence en haute fréquence, mais pas de la même manière pour tous les modes. En basse fréquence, le mode SH0 ne rend pas compte de la qualité de l'adhésion, mais à partir d'une fréquence de l'ordre de 0,8 MHz ce mode devient sensible à la qualité de l'interface. Pour les modes d'ordres supérieurs, on constate que tous les modes SHi coïncident parfaitement, alors que ce n'est pas le cas des modes SHi*. Autrement dit, les modes SHi ne rendent pas compte de la qualité d'adhésion de l'interface, alors que les modes SHi* y sont sensibles. Nous rappelons que les modes SHi* de la tricouche sont les modes les plus proches de ceux d'une seule plaque. Ce résultat intéressant permet une meilleure sélection des modes pour l'évaluation de la qualité de l'interface.

Afin de mieux rendre compte de ces remarques, nous avons isolé dans les figures II.6 à II.10 suivantes, les différents modes issus de chaque modèle.

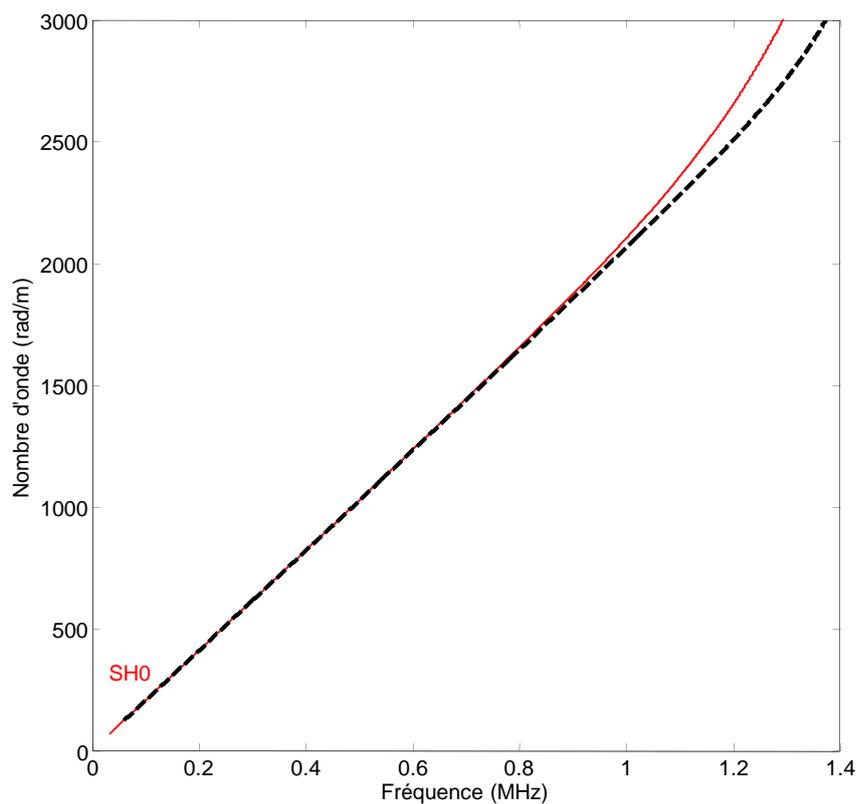


Figure II.6 : Courbes de dispersion du mode SH0 d'une tricouche aluminium/colle/aluminium (—) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{13} N / m^3$.

Sur la figure II.6, nous constatons que le mode SH0 de la tricouche en adhésion parfaite et celui du modèle rhéologique correspondent jusqu'à la fréquence de 0,8 MHz, à partir de cette fréquence les courbes représentatives des modes deviennent différentes.

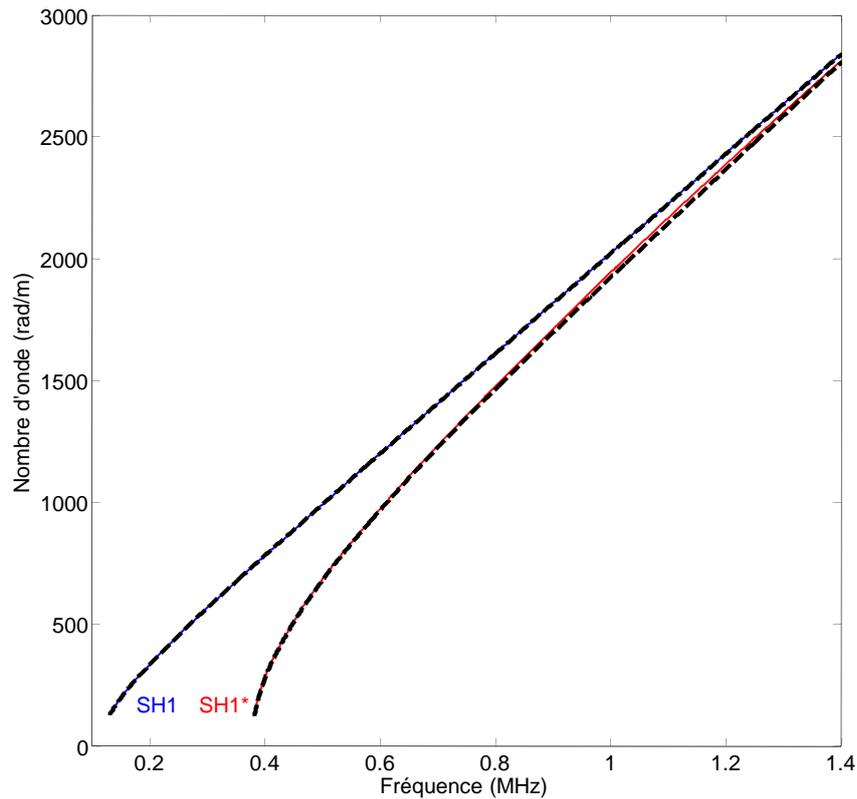


Figure II.7 : Courbes de dispersion du mode SH1 d'une tricouche aluminium/colle/aluminium

(—, —) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{13} \text{ N / m}^3$.

Sur la figure II.7, nous constatons que le premier mode SH1 de la tricouche en adhésion parfaite et celui du modèle rhéologique correspondent parfaitement sur toute la gamme de fréquence d'étude. Alors que pour le mode SH1*, nous avons une correspondance des modes jusqu'aux environs de la fréquence de 1MHz. A partir de cette fréquence, nous observons une petite différence de nombre d'onde de l'ordre de 0,7% entre les modes. Mais vues les faibles variations, le mode SH1* demeure un mauvais candidat pour l'évaluation de l'état de l'interface, dans la gamme de fréquence considérée.

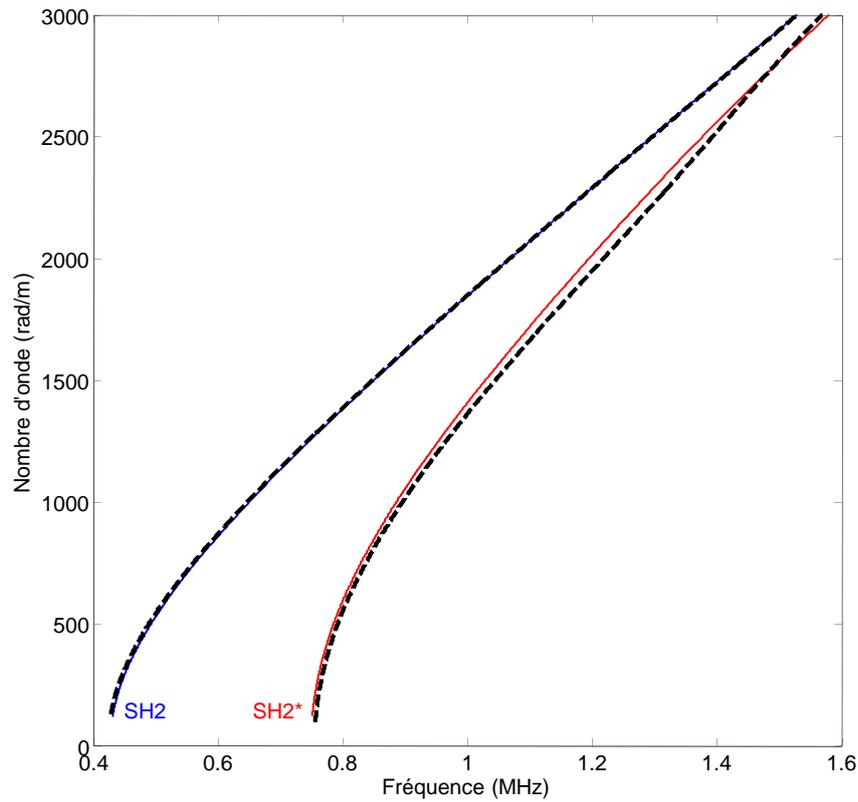


Figure II.8 : Courbes de dispersion du mode SH2 d'une tricouche aluminium/colle/aluminium

(—, —) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{13} \text{ N / m}^3$.

La figure II.8 montre que le mode SH2 de la tricouche en adhésion parfaite correspond à celui du modèle rhéologique sur la gamme de fréquence d'étude. Pour les modes SH2*, nous constatons une bonne superposition au voisinage de la fréquence de coupure, mais aussi sur une faible gamme de fréquence centrée sur 1,5 MHz. Ces deux zones sont donc à éviter pour évaluer l'adhésion d'interface avec le mode SH2*. Sur le reste de la gamme de fréquence, le mode SH2* présente une sensibilité qui reste assez faible.

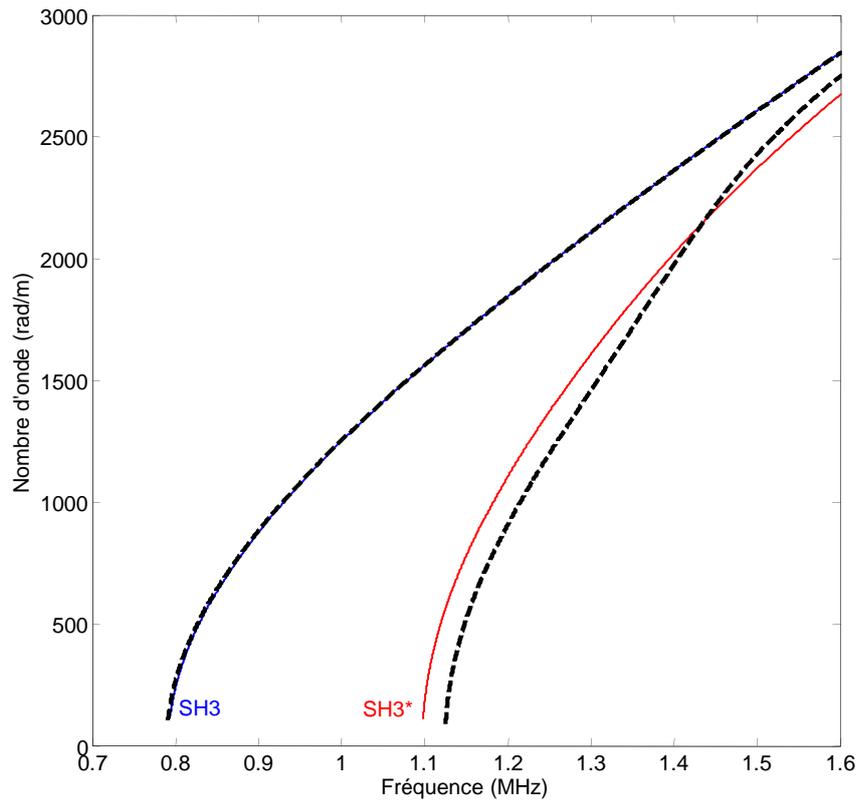


Figure II.9 : Courbes de dispersion du mode SH3 d'une tricouche aluminium/colle/aluminium

(—, —) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{13} \text{ N} / \text{m}^3$.

Sur la figure II.9, le mode SH3 de la tricouche en adhésion parfaite correspond à celui du modèle rhéologique sur la gamme de fréquence d'étude. Les modes SH3* présentent par contre une différence notable éventuellement mesurable, et ce dès la fréquence de coupure. A noter, comme pour le mode SH2* de la figure II.8, un croisement des deux modes, cette fois-ci au voisinage de 1,4 MHz. Cette fréquence particulière propre à la nature de la structure et à celle du mode, doit donc être évitée dans une étude expérimentale pour caractériser l'adhésion d'interface. En dehors de cette fréquence particulière, le mode SH3* est un bon candidat pour évaluer la qualité de l'interface.

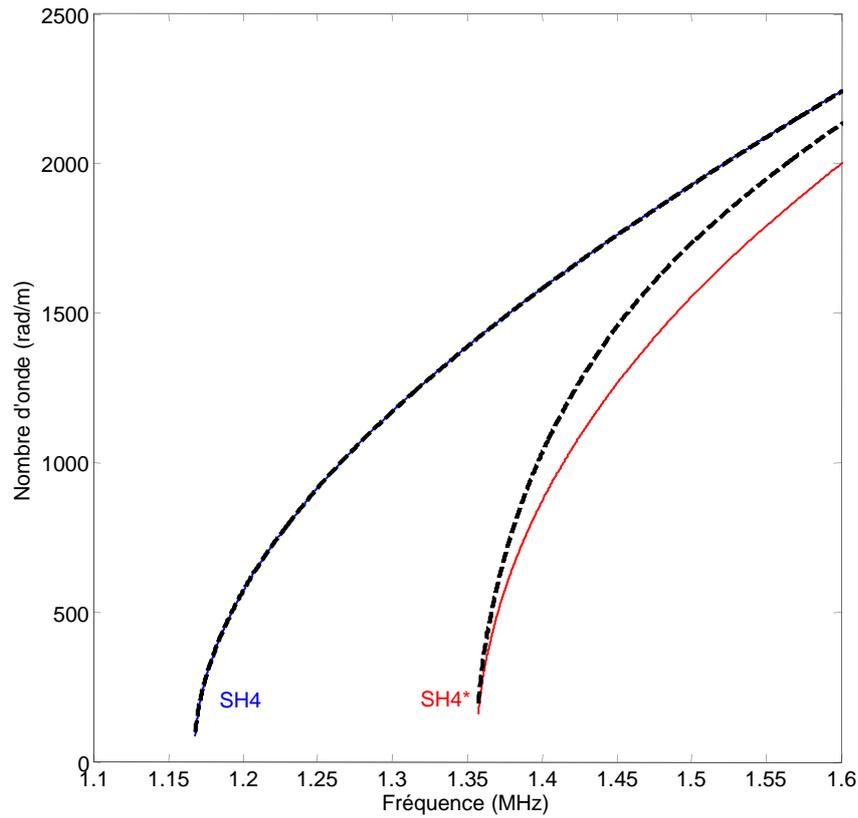


Figure II.10: Courbes de dispersion du mode SH4 d'une tricoche aluminium/colle/aluminium

(—, —) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{13} \text{ N} / \text{m}^3$.

Sur la figure II.10, nous observons encore une fois la bonne coïncidence des modes SH4. Pour les modes SH4*, la seule coïncidence se situe au voisinage de la fréquence de coupure, à partir de laquelle les deux modes sont nettement différents. Ce mode est donc un bon indicateur sur la qualité de l'adhésion d'interface

En conclusion, il est donc possible de dégager des modes sensibles à K_t et donc sensibles à la qualité de l'adhésion.

IV.3. Cas où $K_t = 10^{11} \text{ N/m}^3$

De même que précédemment, nous superposons sur les figures II.11 et II.112 les courbes de dispersion en nombre d'onde et en vitesse de phase respectivement, issues du modèle de Jones calculé pour $K_t = 10^{11} \text{ N/m}^3$ (en pointillés noirs) et du modèle de la tricouche en adhésion parfaite.

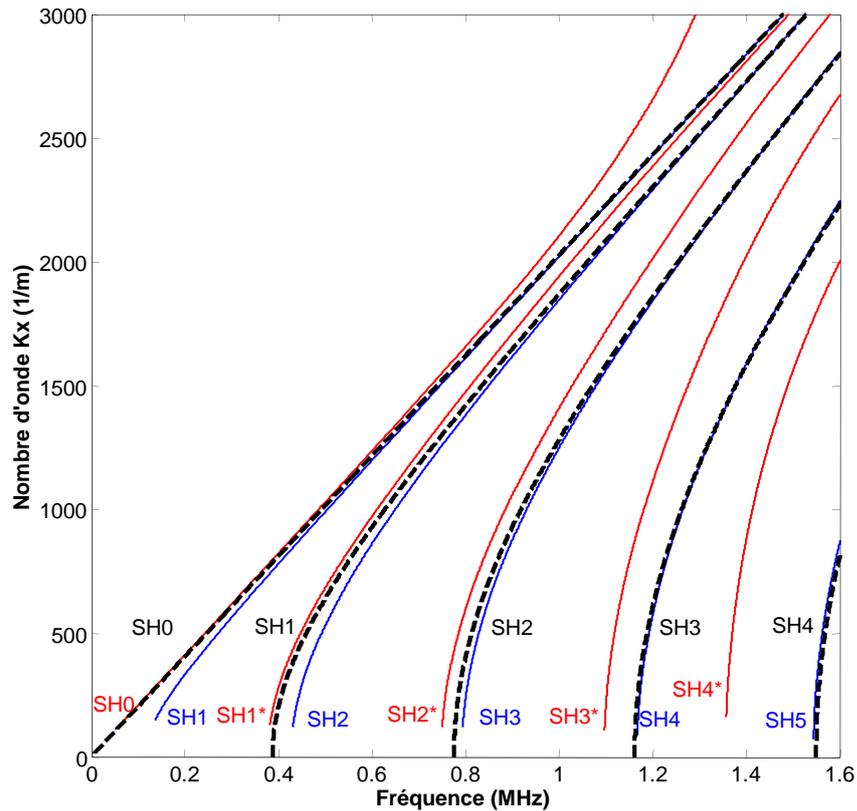


Figure II.11: Courbes de dispersion en nombre d'onde :

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_t = 10^{11} \text{ N/m}^3$.

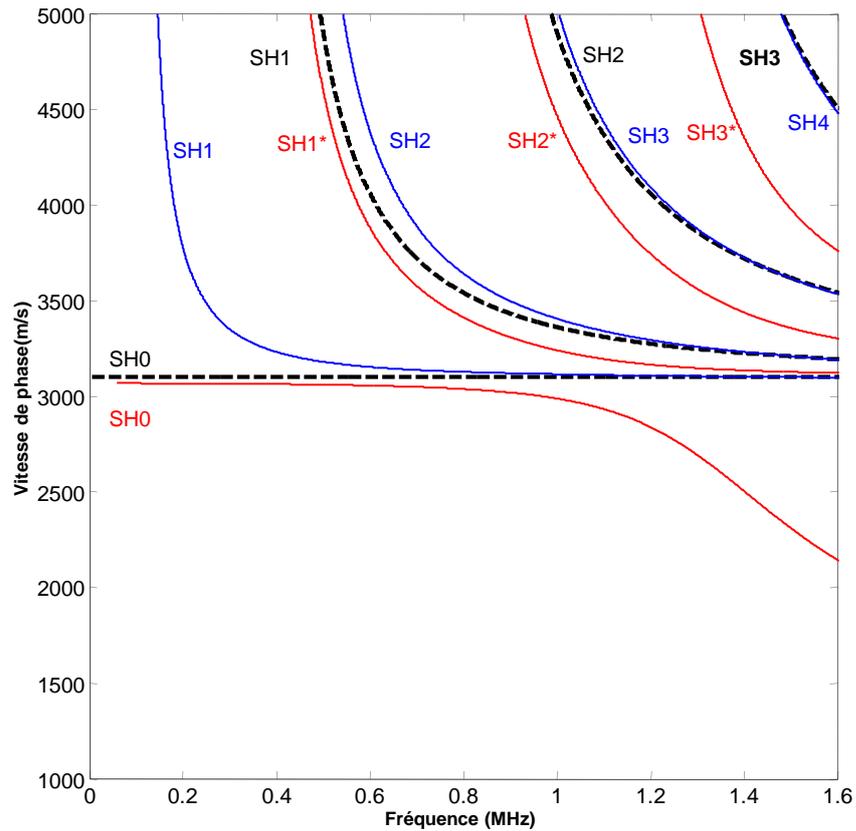


Figure II.12: Courbes de dispersion en vitesse de phase:

(—, —) : modèle tricouche aluminium/araldite/aluminium en adhésion parfaite

(----) modèle de Jones avec $K_t = 10^{11} \text{ N} / \text{m}^3$.

La première remarque est que le nombre de modes issus du modèle de Jones sont deux fois moins nombreux que ceux du modèle de la tricouche. Ici, le modèle de Jones fournit les courbes de dispersion d'une seule couche d'aluminium, et donc tout se passe comme s'il n'y avait plus de couplage entre les deux plaques de métal.

Pour vérifier ceci, nous représentons sur les figures II.13 et II.14, les courbes de dispersion issues du modèle rhéologique pour une constante de raideur de $K_t = 10^{11} \text{ N} / \text{m}^3$ (en pointillés noirs) et les courbes de dispersion rouges d'une plaque d'aluminium d'épaisseur de 4 mm (en rouge).

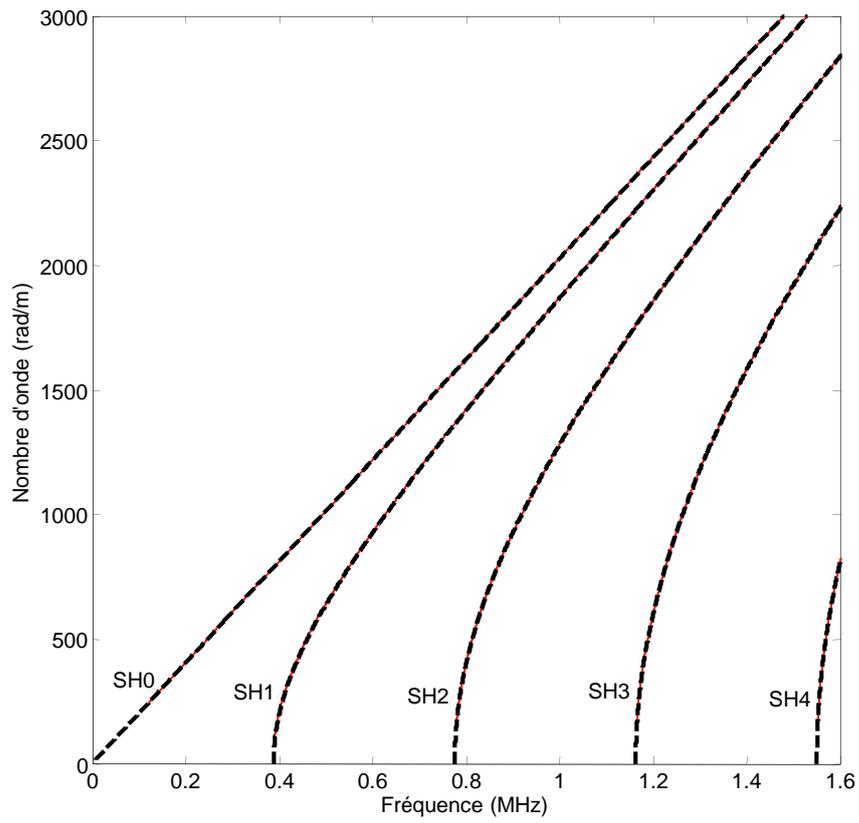


Figure II.13 : Courbes de dispersion en nombre d'onde d'une plaque d'aluminium (—) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{11} \text{ N} / \text{m}^3$.

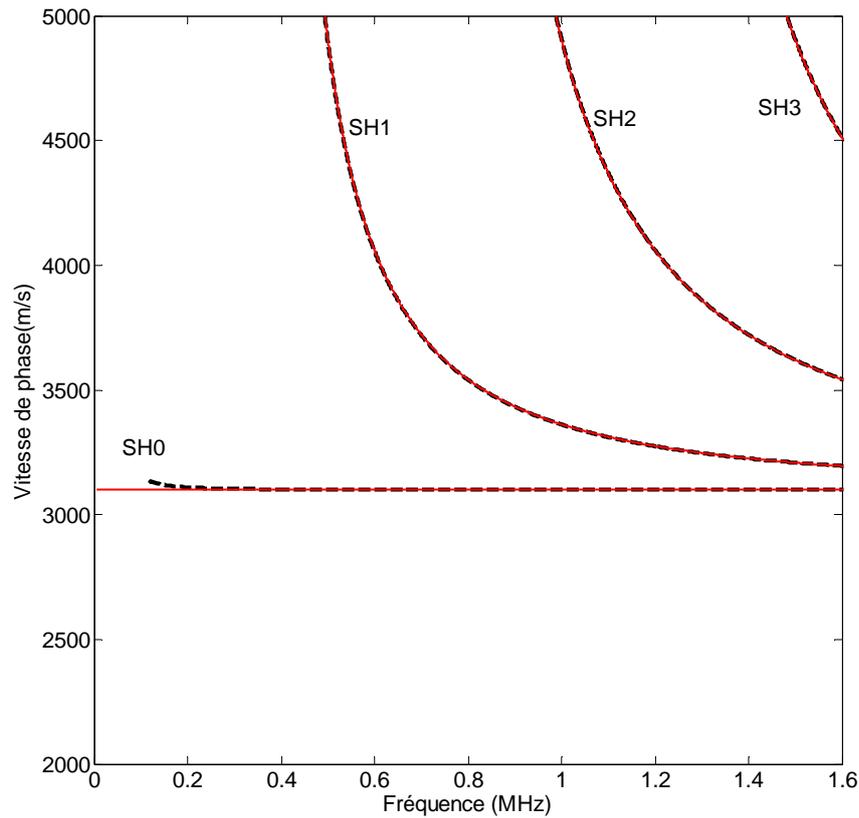


Figure II.14 : Courbes de dispersion en vitesse de phase d'une plaque d'aluminium (—) et du modèle de Jones (----) avec $K_t = 10^{11} N / m^3$.

Nous constatons une parfaite superposition, ce qui prouve que pour cette valeur de K_t le délaminage est quasi total.

V. Conclusion

Cette étude a été menée pour trois types de contact au niveau des interfaces dans les structures collées. Chaque contact est matérialisé par un ressort d'une constante de raideur K_t . Dans le but de comparer les courbes de dispersion obtenues théoriquement dans le chapitre I et les courbes issues du modèle rhéologique, trois valeurs de constante de raideur ont été retenues $K_t = 10^{14} N / m^3$, $K_t = 10^{13} N / m^3$ et $K_t = 10^{11} N / m^3$. Ces valeurs sont inspirées des précédentes études qui ont été faites au laboratoire, notamment N. Ismaili Alaoui [4]. Pour chaque constante de raideur, une comparaison est faite avec la tricouche aluminium/araldite/aluminium. Nous avons remarqué que dans le cas où la constante de raideur $K_t = 10^{14} N / m^3$, il y a une parfaite superposition entre les courbes de dispersion du modèle rhéologique et de la tricouche. Cela démontre un contact parfait au niveau des interfaces de la tricouche. Dans le cas où la constante de

raideur $K_i = 10^{11} N / m^3$, les courbes du modèle rhéologique sont d'abord comparées à celles de la tricouche puis à celles de la plaque d'aluminium. Ceci a permis de constater que le délaminage de la structure était total. Pour la valeur intermédiaire $K_i = 10^{13} N / m^3$, nous avons constaté que les modes SHi se comportent comme dans le cas d'une adhésion parfaite, et donc ne rendent aucunement compte de la qualité de l'interface. Ces modes ne sont donc pas intéressants lors d'une étude expérimentale pour une structure de ce type. Par contre, les modes SHi* présentent des sensibilités croissantes avec la fréquence. Ce cas est particulièrement intéressant et met en évidence que dans le cas d'une tricouche, les modes dédoublés par rapport aux modes d'une seule couche, peuvent avoir des comportements totalement opposés vis-à-vis d'une même sollicitation. Les modes SHi* sont donc les meilleurs candidats pour caractériser l'adhésion au niveau des interfaces. Cette étude permet ainsi d'orienter des expérimentations de caractérisation de collages.

Chapitre III : Simulations numériques par éléments finis

I. Introduction

De plus en plus, la modélisation numérique est utilisée dans divers domaines scientifiques et technologiques comme la mécanique des structures, la science des matériaux, l'astrophysique, l'aéronautique, la physique théorique, chimie, etc. La modélisation numérique est devenue un outil privilégié d'investigation dans ces domaines, notamment grâce à la conjugaison de deux facteurs qui sont des méthodes de résolutions de plus en plus fines et la présence des calculateurs de plus en plus puissants sur le marché. La plupart des modèles décrits sont constitués d'équations aux dérivées partielles. Ces équations correspondent à la traduction mathématique de lois physiques. La compréhension de ces lois est donc nécessaire pour aboutir à la résolution numérique. Il existe différentes méthodes de modélisation numériques telles que les différences finies, les éléments de frontière, les volumes finis et les éléments finis. Dans ce travail, nous utilisons la méthode des éléments finis, assez bien développée dans notre laboratoire [36, 37, 38, 39]. Par ailleurs, elle est largement appliquée pour approximer des problèmes divers [40, 41, 42].

Ce chapitre est consacré à l'étude de modèles prédictifs pour nos structures collées, par éléments finis avec le code Comsol. Il s'agit dans un premier temps de construire un modèle nommé 1D, qui consiste à déterminer les modes propres correspondant aux ondes SH dans une monocouche, puis dans une structure tricouche. Ce modèle nous fournira dans chaque cas les courbes de dispersion ainsi que les champs de déplacement. Dans un deuxième temps, nous développerons un modèle dit 2D, qui rend compte de la propagation d'une onde guidée de type SH dans les deux structures. Le cas particulier d'un collage avec une faible variation de l'épaisseur de la couche de colle sera étudié. L'objectif est de simuler certains cas où l'uniformité de la couche de colle lors de la fabrication des échantillons, n'est pas assurée. Il s'agit de voir si les ondes SH peuvent rendre compte de cette variation d'épaisseur. La confrontation des modèles numérique-expérience sera réalisée dans le chapitre IV. Avant d'entamer les modèles 1D puis 2D, nous commencerons par un bref rappel sur la méthode des éléments finis.

II. Aspects généraux de la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est utilisée pour approximer les problèmes continus par des problèmes discrets. Le but est de rendre cette approximation la plus proche possible de la solution continue. Il existe différents types d'éléments finis suivant leur géométrie (unidimensionnelle 1D, bidimensionnelle 2D, tridimensionnelle 3D, axisymétrique,...)[43]. La méthode des éléments finis se définit selon les étapes suivantes : la représentation du domaine de volume par un ensemble de sous domaines de volume, la discrétisation, l'assemblage puis la résolution.

La discrétisation du domaine d'étude permet la subdivision du domaine complexe en domaines élémentaires qui sont des éléments finis géométriquement simples, appelés mailles[44]. Cette partition du modèle en sous domaines constitue le maillage. Les éléments ainsi obtenus sont composés de nœuds. Ces derniers appelés aussi nœuds de calcul ou nœuds d'interpolation, sont pour lesquels les variables essentielles du problème seront calculées. La discrétisation du domaine est une étape essentielle, car de la taille des mailles et du nombre de nœuds, dépend la précision de la solution. Une fois la physique du domaine et les conditions aux limites renseignées, on procède à la résolution du problème.

III. Modèle unidimensionnel 1D appliqué à une tricouche

III.1. Description du modèle

Le modèle unidimensionnel 1D ou le plus souvent appelé SAFE (Semi Analytical Finite Element method) [8][45, 46, 47] décrit une équation linéaire aux dérivées partielles. L'équation linéaire représente l'équation du mouvement des ondes et sera résolue numériquement par un problème aux valeurs propres. La méthode consiste à représenter la structure par sa coupe transversale droite selon sa section. La méthode SAFE est une méthode alternative aux méthodes théoriques pour obtenir les solutions modales des structures complexes comme la tricouche. Pour chaque fréquence donnée, on obtient un ensemble de valeurs propres correspondant aux nombres d'onde complexes des modes des ondes SH. La résolution de problèmes aux valeurs propres est détaillée dans le livre de J.L Batoz [48].

Notre modèle simule une tricoche aluminium/colle/verre dont les caractéristiques sont les mêmes que celles données dans le chapitre I, et que nous rappelons dans le tableau ci-dessous :

$\rho_1(kg / m^3)$	$\rho_2(kg / m^3)$	$\rho_3(kg / m^3)$	$C_{T_1}(m / s)$	$C_{T_2}(m / s)$	$C_{T_3}(m / s)$	$2h_1(mm)$	$2h_3(mm)$	$d(mm)$
2800	1160	2490	3100	1356	3485	4	3	0.5

Tableau III.1 : Caractéristiques de la tricoche.

L'aluminium a une épaisseur de 4mm, l'araldite a une épaisseur de 0.5mm alors que le verre fait une épaisseur de 3mm. Le modèle est maillé avec 128 éléments dans la couche d'aluminium, 96 éléments dans la couche de verre et 16 éléments dans la couche de colle. La figure III.1 illustre le modèle maillé.

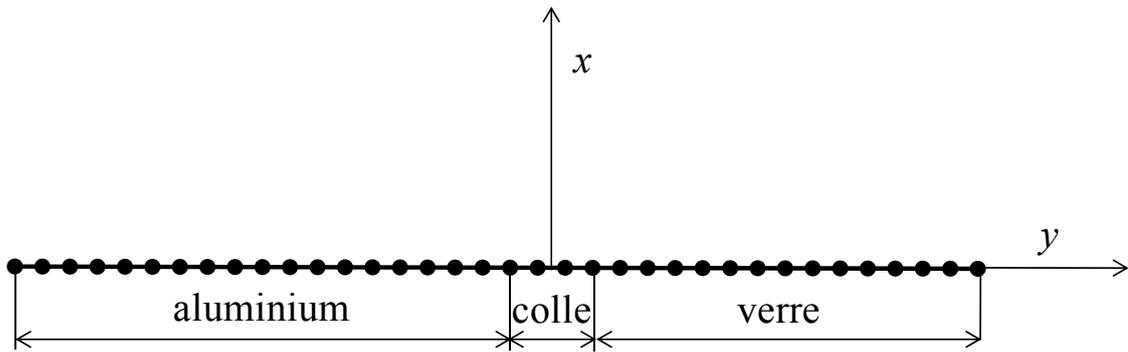


Figure III.1 : Représentation de la section de la structure tricoche.

On considère une propagation d'une onde SH le long de l'axe (Ox) de la figure précédente, donc les déplacements correspondant aux modes SH sont portés par l'axe (Oz). Pour des matériaux isotropes, homogènes par sous-domaines, on peut écrire pour chaque sous-domaine (aluminium, colle et verre) les équations différentielles du type :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[C_{55} \frac{\partial w}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[C_{44} \frac{\partial w}{\partial y} \right] = \rho_j \ddot{w} \quad (\text{III.1})$$

On note les déplacements des ondes SH par $w(x, y, t) = U_y e^{i(k_x x - \omega t)}$ et en les remplaçant dans l'équation précédente, on trouve :

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[C_{44} \frac{dU_y}{dy} \right] - k^2 C_{55} U_y = -\rho_j \omega^2 U_y \quad (\text{III.2})$$

On note par ρ_j la masse volumique du milieu homogène, dans ce cas, l'indice $j=1, 2, 3$ et par $\omega=2\pi f$, f étant la fréquence et k_x le nombre d'onde de l'onde SH.

L'équation aux dérivées partielles dont on cherche les valeurs propres λ , est donnée sous forme générale dans ce logiciel. En ne gardant que les coefficients non-nuls, elle est :

$$\nabla \cdot (-c\nabla U) + aU = -e_a \lambda^2 U \quad (\text{III.3})$$

L'équation ci-dessous peut être considérée comme équation de dispersion des ondes, écrite pour le déplacement U_y des ondes SH. Une simple comparaison entre les deux dernières équations, permet d'identifier les coefficients à mettre sous Comsol :

$$c = -C_{44}; e_a = -C_{55}; a = \rho \omega^2 \quad (\text{III.4})$$

Pour des matériaux orthotropes on a : $\sigma_{23} = C_{44}S_4$; $\sigma_{13} = C_{55}S_5$ avec les notations suivantes pour les déformations : $S_4 = S_{23} = \frac{\partial U_y}{\partial y}$; $S_5 = S_{13} = \frac{\partial U_y}{\partial x}$. Ici on est intéressé par les matériaux isotropes, donc $C_{44} = C_{55} = C_{66} = \mu$ en notant par μ le coefficient de Lamé qui correspond aux contraintes de cisaillement $\mu = \rho C_T^2$.

Pour un matériau isotrope, $C_{44} = C_{55} = \mu$ donc l'équation (III.3) devient :

$$\nabla \cdot (\mu\nabla U) + \rho\omega^2 U = \mu k_x^2 U \quad (\text{III.5})$$

L'équation (III.5) est valable dans chaque sous-domaine et correspond à l'équation de propagation des ondes (I.21) trouvée analytiquement dans le chapitre I, écrite en régime harmonique (équation de Helmholtz).

Pour respecter la condition aux limites de contrainte nulle aux surfaces extrêmes, la condition de Neumann est utilisée.

$$n \cdot (c\nabla U + \alpha U - \gamma) + qU = g \quad (\text{III.6})$$

Avec $q = g = 0$, l'équation (III.6) devient :

$$\nabla U = 0 \quad (\text{III.7})$$

III.2. Courbes de dispersion

La simulation est réalisée à plusieurs fréquences (de 0,2 MHz à 1,6 MHz). Pour chaque fréquence, nous obtenons des valeurs propres correspondant aux nombres d'onde des modes. Ces valeurs propres sont soit des solutions imaginaires correspondant à des

modes non propagatifs, soit des solutions réelles. Seules les solutions réelles nous intéressent car elles correspondent aux modes propagatifs des ondes guidées SH. Pour information, le temps de calcul à une fréquence donnée est de 63ms en utilisant un PC Intel Core 2 Quad CPU Q9650, 3 gigahertz avec 8 gigaoctets de mémoire vive.

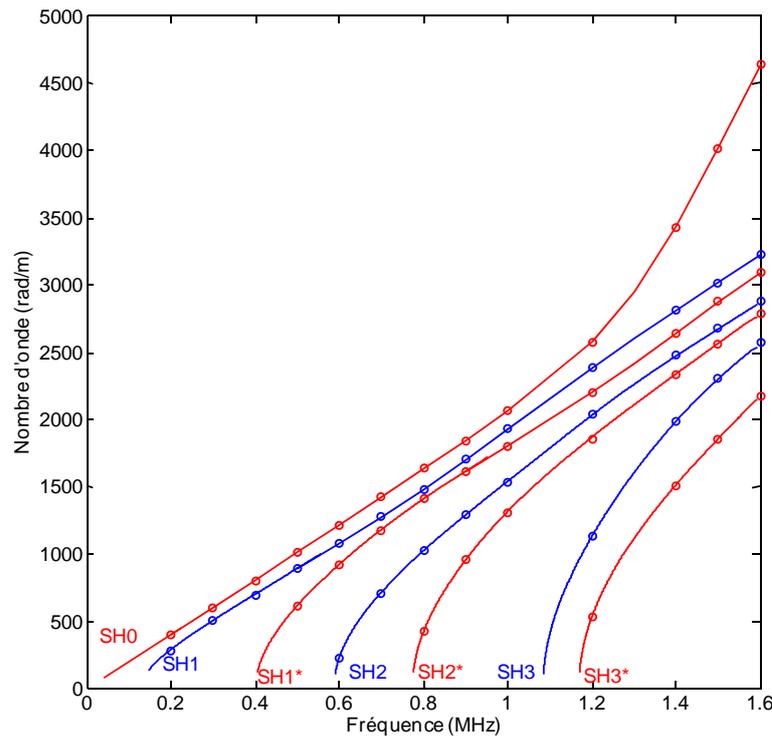


Figure III.2 : Courbes de dispersion numériques (o,o) et théoriques(—, —) d'une tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/verre (3 mm).

Sur la figure III.2, nous traçons les courbes de dispersion représentant les nombres d'ondes en fonction de la fréquence. Les courbes en traits pleins bleus et rouges correspondent aux courbes de dispersion de la tricouche obtenues théoriquement dans le chapitre I. Les ronds bleus et rouges représentent les courbes de dispersion obtenues par le modèle aux valeurs propres. Nous observons une parfaite concordance entre les deux méthodes de résolution.

D'autres résultats pour des tricouches avec des épaisseurs de colle différentes (0,2 mm, 0,4 mm et 0,6 mm) sont présentés sur les figures III.3 à III.5. Ces résultats seront utilisés dans la suite.

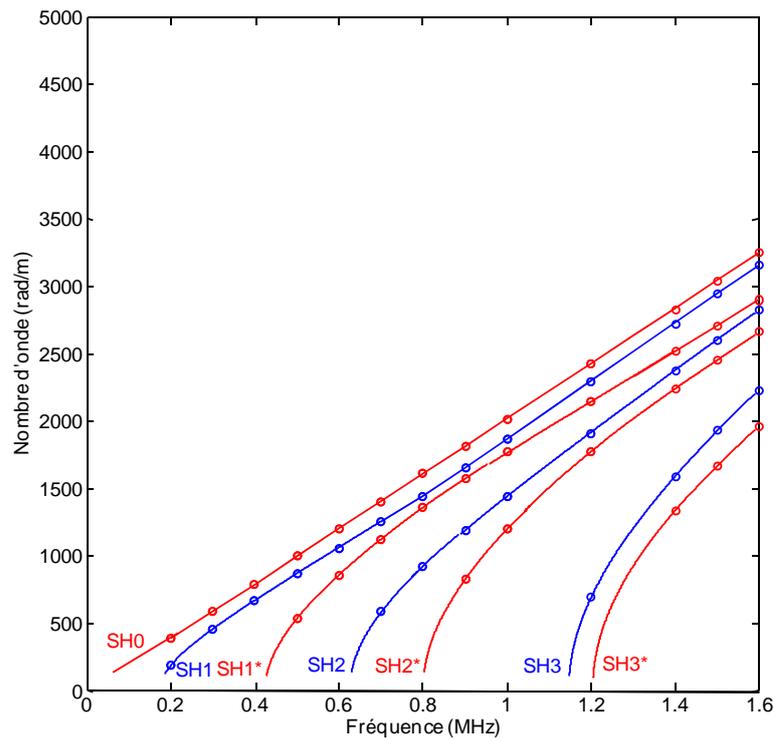


Figure III.3 : Courbes de dispersion numériques (o,o) et théoriques(—, —) d'une tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,2 mm)/verre (3 mm).

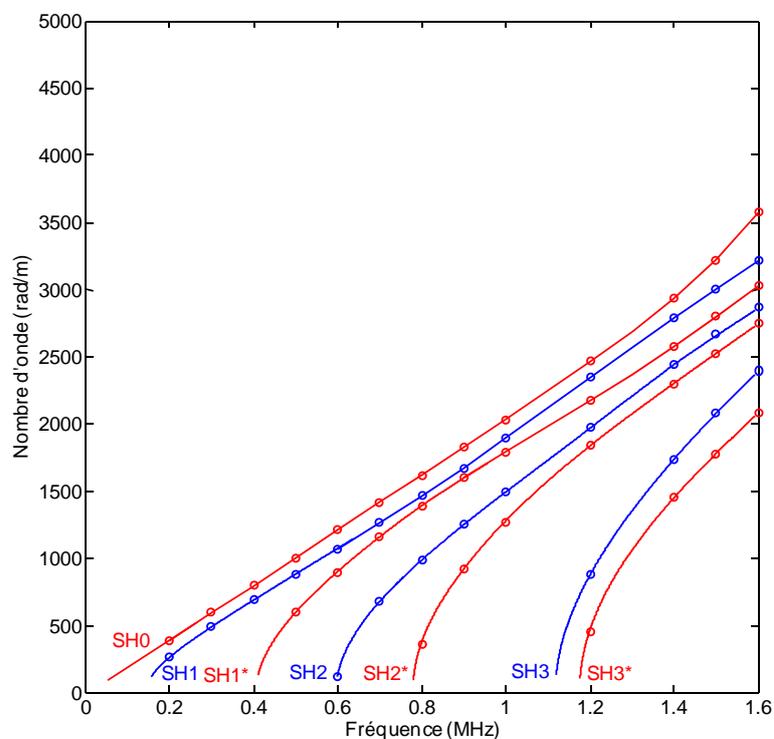


Figure III.4 : Courbes de dispersion numériques (o, o) et théoriques (—, —) d'une tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,4 mm)/verre (3 mm).

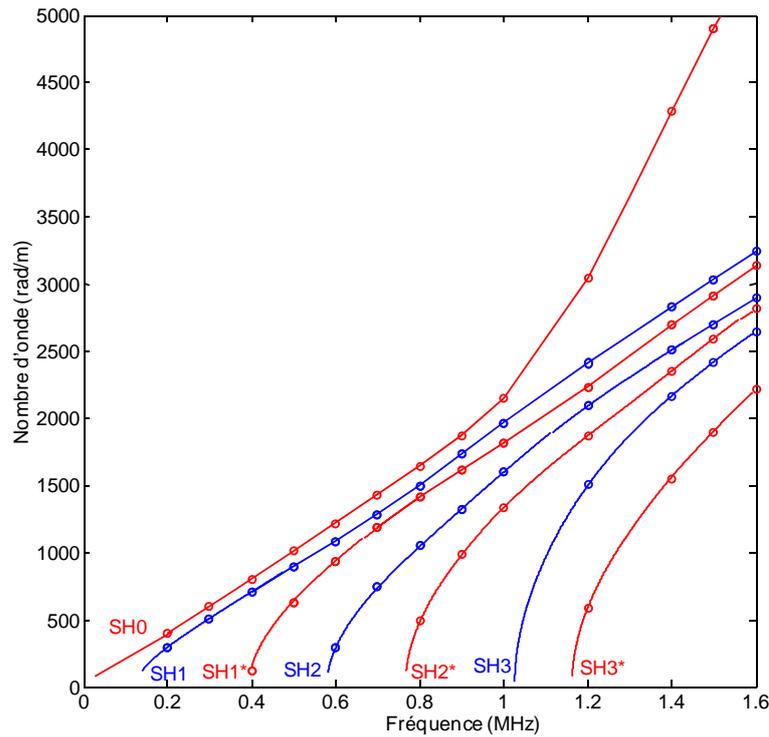


Figure III.5 : Courbes de dispersion numériques (o, o) et théoriques (—, —) d'une tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,6 mm)/verre (3 mm).

Nous remarquons encore une fois une parfaite concordance entre les courbes issues de la simulation numérique et celles issues de l'étude théorique. On remarque par ailleurs que le mode SH0 est dispersif à partir d'une certaine fréquence et cela dépend de l'épaisseur de la couche d'adhésif. Si l'épaisseur d'adhésif est petite comme sur la figure III.3 (0,2 mm) le mode SH0 est non dispersif dans cette gamme de fréquence d'étude. Plus l'épaisseur augmente, plus nous observons la dispersion du mode SH0 à basse fréquence.

III.3. Les champs de déplacements

La résolution permet également l'obtention du champ de déplacement dans la section pour un mode donné et à une fréquence donnée. La possession de ce champ est importante, pour générer et faire propager un mode donné. Ceci sera réalisé au § IV de ce chapitre. A titre d'exemple, la figure III.6 donne le champ de déplacement du mode SH1* dans la section de la tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur d'araldite de 0,5 mm à la fréquence $f=500$ kHz.

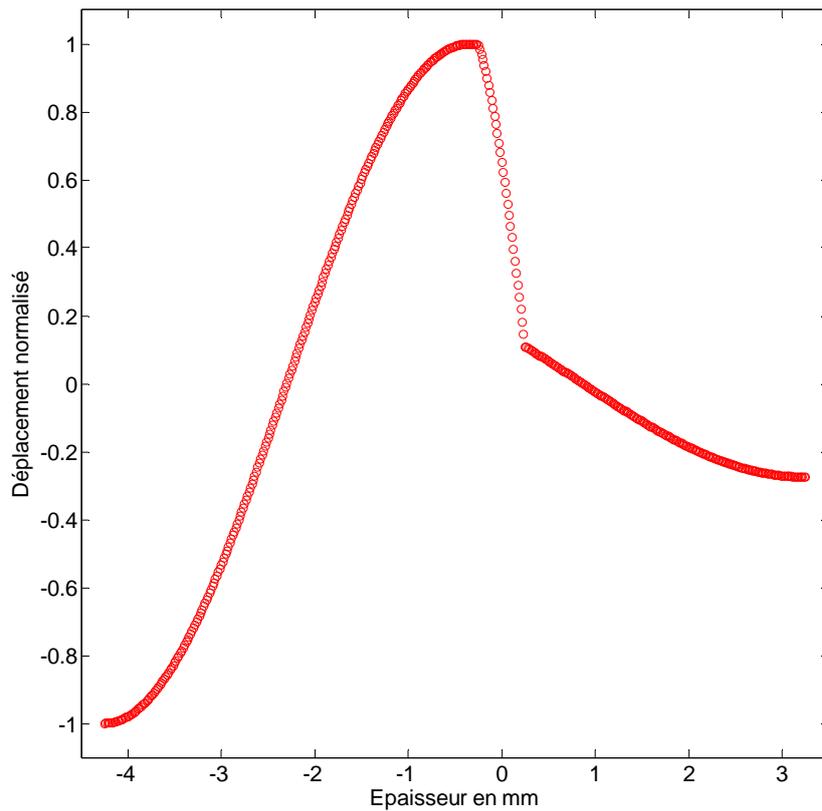


Figure III.6 Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH1* à la fréquence de 500 kHz

Nous remarquons qu'à cette fréquence, où ce mode est très dispersif, le déplacement est maximal dans la plaque d'aluminium.

III.4. Evolution du champ de déplacement entre les deux vitesses limites. Cas du mode SH0.

Nous avons vu dans le chapitre I que les courbes de dispersion montraient l'existence de deux vitesses limites : celle dans l'aluminium en basse fréquence et celle dans l'araldite en haute fréquence, comme nous le rappelons sur la figure III.7 qui représente la courbe de dispersion du mode SH0 dans la structure aluminium (4mm)/araldite (0,5 mm)/verre (3 mm).

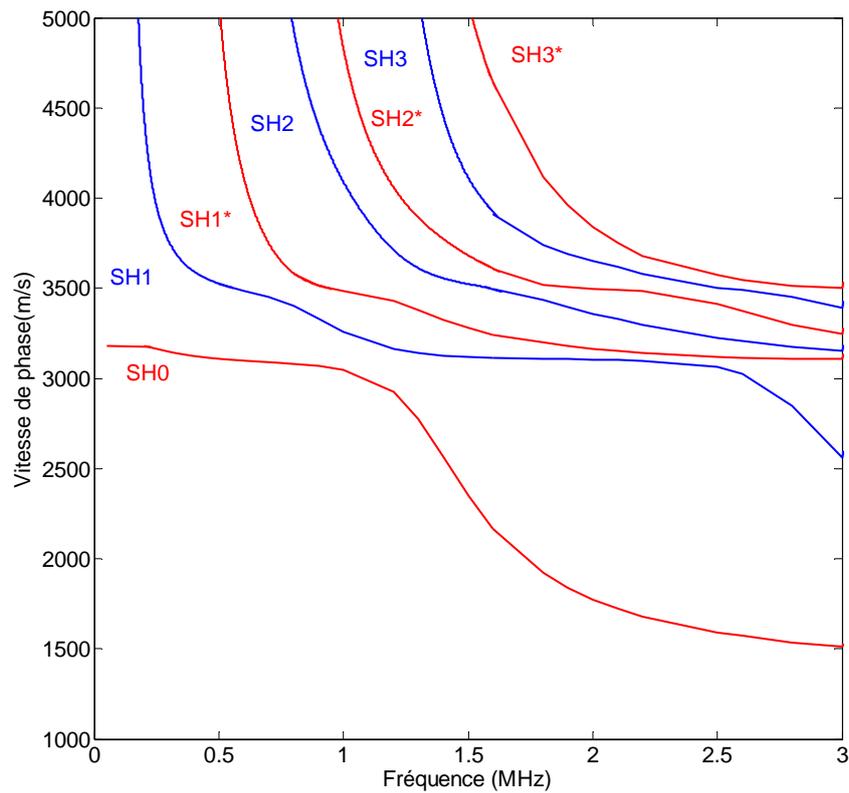


Figure III.7 : Courbes de dispersion d'une tricouche aluminium/araldite/verre.

Nous proposons dans ce paragraphe de suivre l'évolution du champ de déplacements du mode SH0 en fonction de la fréquence.

Les figures III.8 à III.11 donnent les déplacements dans la section de la tricouche pour les fréquences 0,5 MHz, 1 MHz, 1,2 MHz, 2 MHz et 3 MHz.

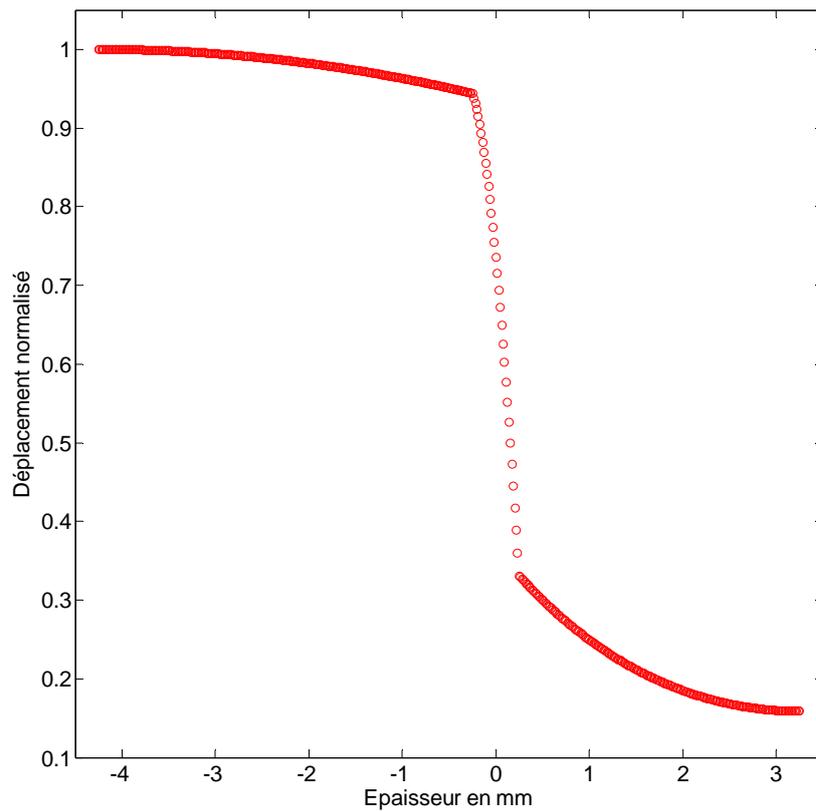


Figure III.8 : Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH0 à la fréquence de 500 kHz.

La figure III.8 obtenue à $f=0,5$ MHz, montre que le déplacement est maximal à la surface de la couche d'aluminium où il varie très peu, puis décroît brutalement dans l'épaisseur de la tricouche. Nous avons donc bien affaire à une onde de surface de type Rayleigh se propageant à une vitesse de phase légèrement inférieure à celle dans l'aluminium, et dont le déplacement est localisé à la surface de la structure. La vitesse de l'onde de Rayleigh sur l'aluminium est d'environ 2840 m/s.

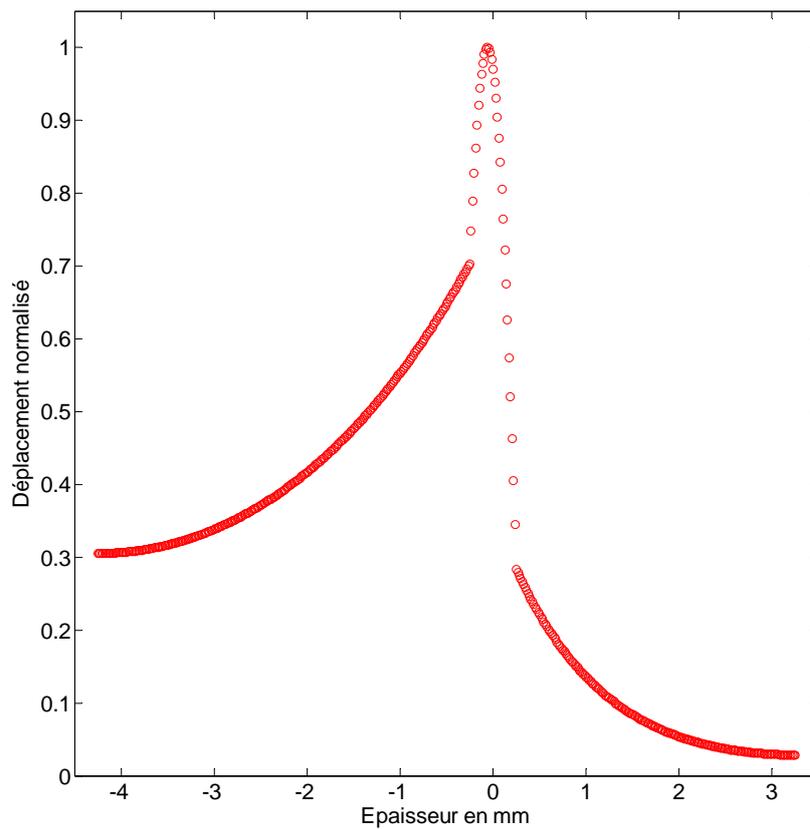


Figure III.9 : Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH0 à la fréquence de 1MHz.

La figure III.9 représente le déplacement du mode SH0 à $f=1$ MHz, où sa vitesse de phase commence à décroître. On constate que le déplacement est maximal dans la couche de colle, et que les déplacements dans l'aluminium ou dans le verre sont croissants quand on va depuis leur surface vers la couche de colle. Nous avons donc affaire à une onde qui a tendance à se localiser dans la couche de colle.

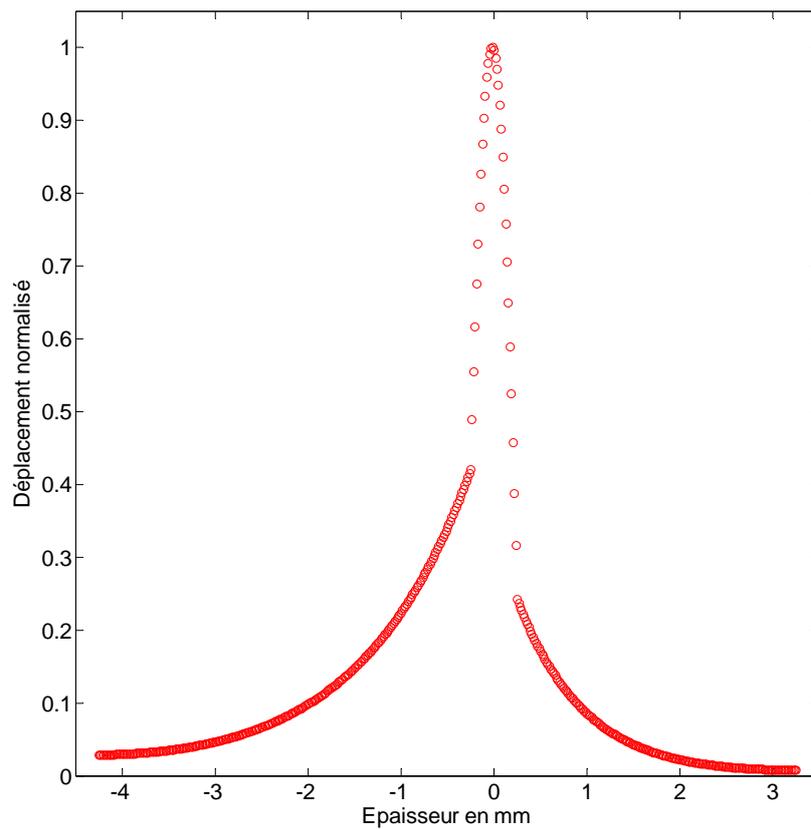


Figure III.10: Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH0 à la fréquence de 1.2MHz

La figure III.10 donne le déplacement du mode SH0 à $f=1,2$ MHz, fréquence où la vitesse de phase est très dispersive et décroissante et tend vers la vitesse dans l'araldite. La tendance constatée sur la figure III.9 est confirmée, avec un déplacement encore plus faible aux surfaces des couches d'aluminium et de verre, et encore plus important dans la couche de colle. L'onde se localise donc de plus en plus dans la couche de colle.

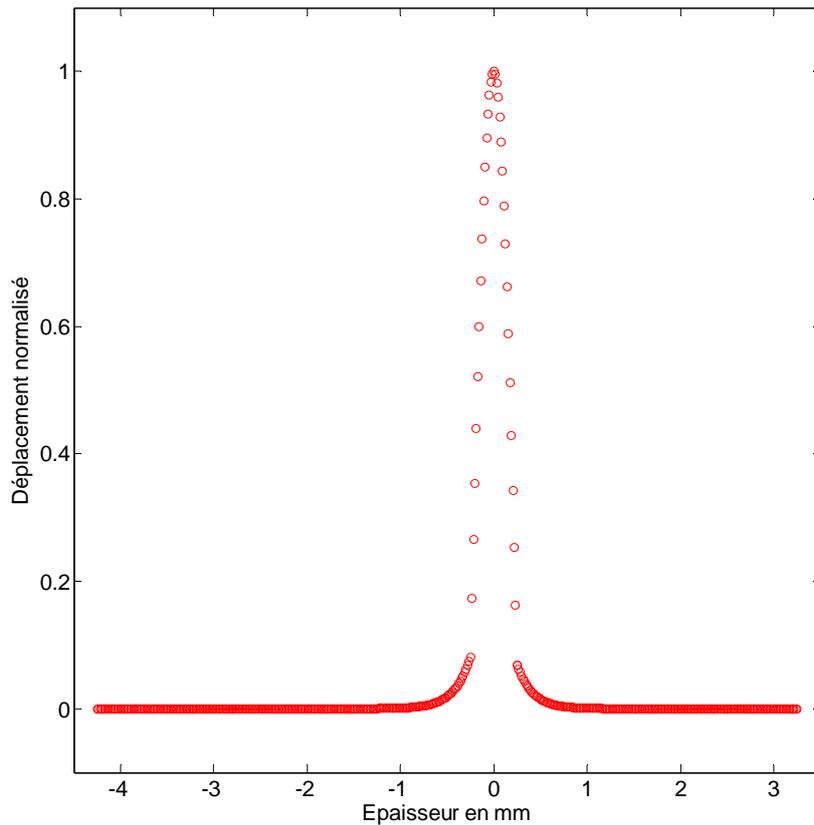


Figure III.11 : Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH0 à la fréquence de 2 MHz.

La figure III.11 est obtenue à la fréquence $f=2$ MHz, fréquence où la vitesse de phase est proche de la vitesse limite dans l'araldite. Nous constatons bien que le déplacement est quasi nul dans les couches métalliques, et qu'il est bien maximum dans la couche de colle. L'onde est donc totalement localisée dans l'araldite. Il est évident que si la fréquence augmente, l'onde devrait rester localisée dans la couche de colle, comme le confirme la figure III.12 obtenue à la fréquence $f=3$ MHz, fréquence où la vitesse de phase devient sensiblement égale à la vitesse dans l'araldite. Nous avons de plus superposé sur le déplacement obtenu à cette fréquence, celui du même mode à $f=2$ MHz (figure III.12) afin de bien vérifier le confinement total de l'onde dans la couche de colle.

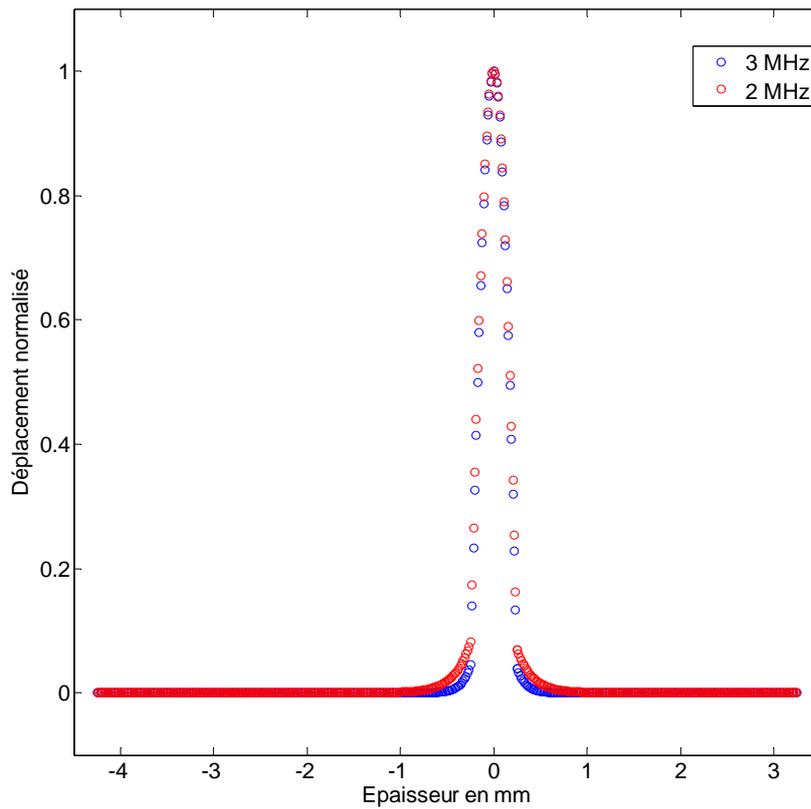


Figure III.12 : Déplacement normalisé dans la section de la tricouche en fonction de l'épaisseur du mode SH0 à la fréquence de 2 MHz et 3 MHz.

Nous avons donc montré à travers le tracé des déplacements obtenus grâce au modèle 1D, ce qui était prévu dans le chapitre 1 sur la nature de l'onde guidée quand la vitesse de phase évolue entre les deux vitesses limites. Ces profils de champs de déplacement serviront à la génération d'onde SH dans le modèle 2D pour les tricouches, que nous développons dans le paragraphe suivant.

IV. Modèle 2D en régime transitoire appliqué à une tricouche

Dans le but de comparer aux expériences, un modèle 2D en régime transitoire a été développé. L'inconvénient de la résolution en régime transitoire est le temps de calcul important qu'elle peut demander, puisque la résolution est faite à chaque pas de calcul temporel, mais l'avantage est de pouvoir simuler la propagation d'un mode donné dans la structure en vue d'une comparaison directe avec les études expérimentales. Différentes simulations sont réalisées. Nous étudions d'abord le cas d'une seule plaque d'aluminium d'épaisseur 4mm, puis généraliserons le modèle au cas d'une tricouche aluminium/araldite/aluminium, puis aluminium/araldite/verre. Une application originale au cas d'une structure où l'épaisseur de colle est variable sera traitée en fin du chapitre. L'étude de la sensibilité des modes réalisée dans le premier chapitre au § IV.4 a orienté le choix du bon mode. Les résultats obtenus seront comparés aux résultats expérimentaux du chapitre suivant.

IV.1. Description de la simulation

IV. 1. 1 Géométrie et maillage

La figure III.13 représente un exemple du modèle 2D. Ce modèle consiste à représenter le plan de la section de la tricouche considérée (plan Oxz), et cherche à déterminer le déplacement d'une onde SH orthogonal à ce plan, selon l'axe Oy. Le modèle est résolu en régime temporel. Les champs de déplacement obtenus dans le modèle 1D sont appliqués sur la section gauche du modèle 2D. A noter que dans le cas simple d'une seule couche, il n'est pas nécessaire de recourir au champ de déplacement fourni par le modèle 1D, puisque son expression analytique est simple et a été obtenue au chapitre I. Les éléments choisis sont triangulaires car le maillage triangulaire est capable de mieux s'adapter aux géométries complexes d'une structure. Le fait d'avoir trois sous-domaines d'épaisseurs différentes explique ce choix. Pour éviter les irrégularités des maillages, il est nécessaire que les éléments de chaque sous-domaine respectent un minimum de 2 éléments par épaisseur de la couche de colle. Nous avons respecté la condition d'avoir au moins entre 10 et 20 mailles par longueur d'onde[49]. Cette condition permet d'avoir la stabilité des calculs et leur convergence vers une solution physique.

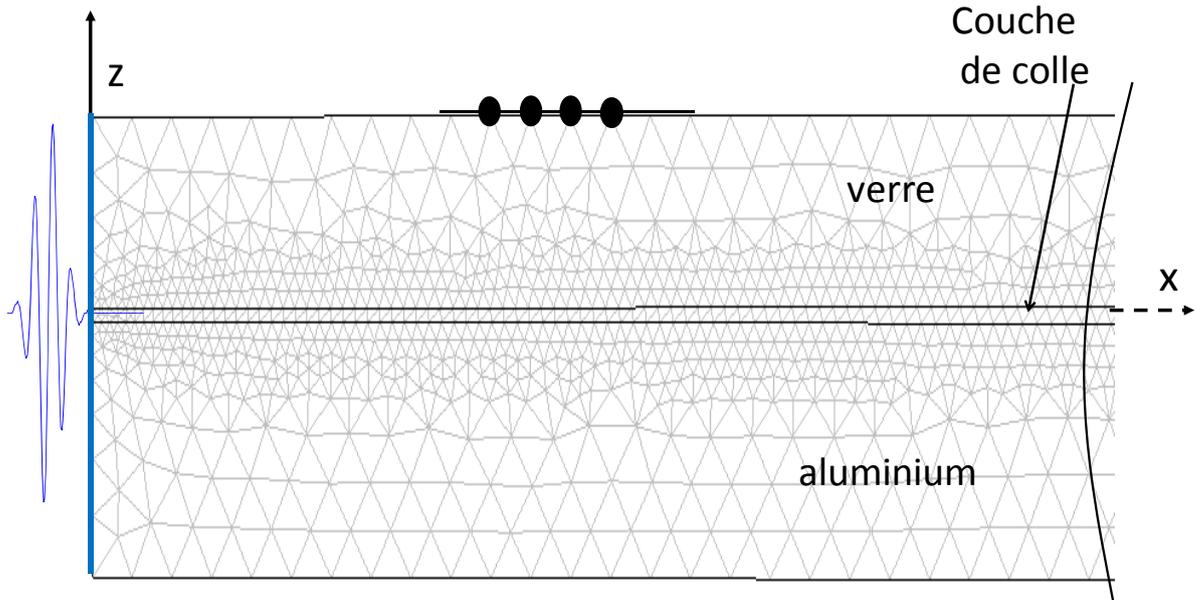


Figure III.13 : Maillage d'une structure tricouche.

IV. 1. 2 Génération de modes

Pour générer un mode donné, son déplacement U_y est multiplié par un signal harmonique de n périodes modulé par une gaussienne est appliqué sur la section gauche de la tricouche. La fonction spatio-temporelle décrivant le signal appliqué est donnée par :

$$g(y, t) = U_y \sin(2\pi f(t - t_0)) \exp\left(-\left(\frac{t - t_c - t_0}{\alpha}\right)^2\right) (t > t_0)(t < nT + t_0)$$

où t_0 est le temps de silence avant l'application de l'excitation, t_c est l'instant correspondant au maximum du signal, α est lié à l'amortissement de la gaussienne, et nT est la durée de l'excitation. Le tableau III.2 récapitule ces paramètres. Les deux dernières parenthèses représentent des conditions logiques : si la condition de la parenthèse est vraie, alors sa valeur est égale à 1 et 0 dans le cas contraire. La première assure l'intervalle du "temps de silence", qui assure une meilleure stabilité de la solution numérique, ayant moins d'oscillations rémanentes en bout de la structure après la durée de l'excitation. La deuxième parenthèse a pour but d'arrêter les oscillations après une durée fixée à n périodes après le temps de silence. Puisque la forme gaussienne de l'enveloppe a seulement une évolution asymptotique vers zéro, l'extrémité de la structure continuerait à osciller.

A noter que certains auteurs génèrent les ondes SH sans cette modulation[27].

Les principaux paramètres sont l'amplitude A , la fréquence centrale f , la période du signal T et le nombre de périodes nT . Le coefficient α permet d'ajuster la largeur à la mi-hauteur de la gaussienne.

Période du signal, T	$T = \frac{1}{f}$
Nombre de périodes du signal, n	4
Durée du silence avant le signal d'excitation	$t_0 = \frac{1}{4}T$
Moment du maximum du signal	$t_c = \frac{nT}{2}$
Coefficient proportionnel à la déviation standard de la gaussienne (largeur à la mi-hauteur)	α

Tableau III.2 : Paramètres de la simulation.

Les figures III.14 et III.15 représentent un exemple du signal d'excitation et son spectre à la fréquence centrale de 500 kHz.

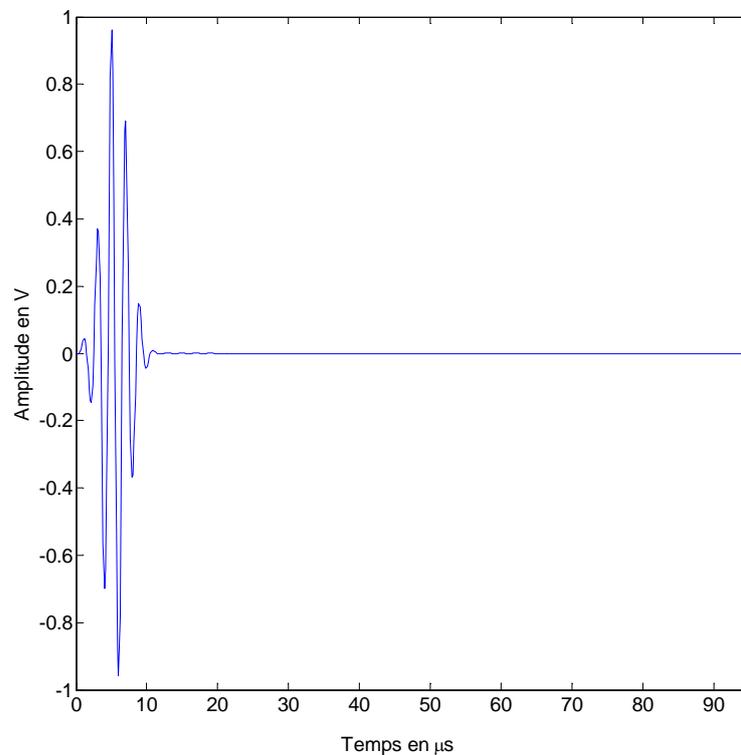


Figure III.14 : Signal d'excitation de 4 périodes.

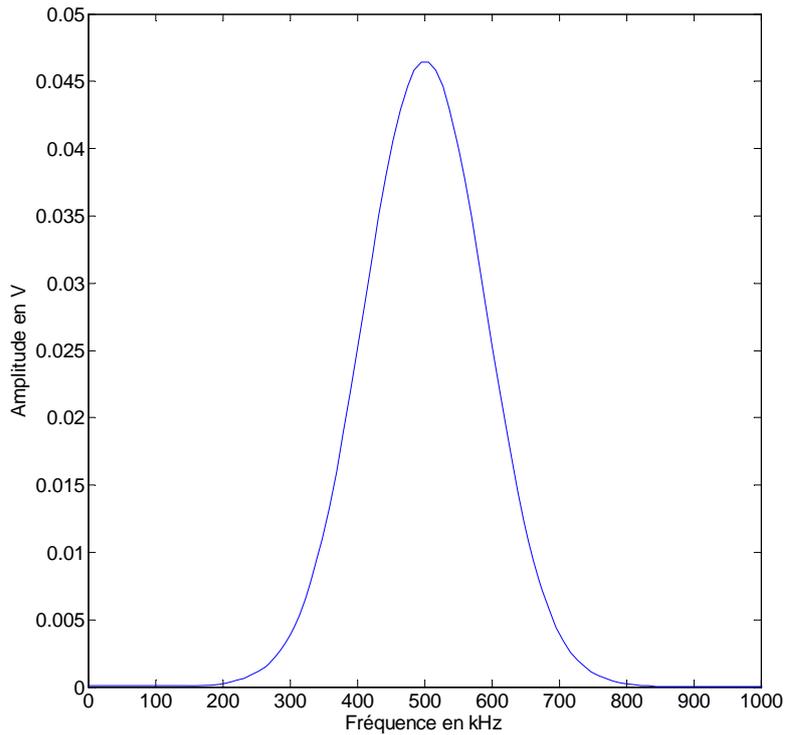


Figure III.15 : Spectre du signal d'excitation.

L'échantillonnage temporel est tel que $\Delta t \leq \frac{T}{12}$ qui est un bon compromis entre une précision et une rapidité correctes des calculs.

Pour le champ de déplacement U_y , son expression analytique obtenue au chapitre 1 est appliquée dans le cas de la génération d'un mode dans une plaque seule. Dans le cas d'une tricouche, nous nous servons du champ de déplacement fourni par le modèle 1D. Le déplacement dans chaque couche est isolé, puis approximé par un polynôme. Chaque polynôme constitue alors le déplacement U_y appliqué sur la section de la couche correspondante. Nous reprenons pour illustrer cette démarche le cas du mode SH1* traité dans §III.3 sur la figure III.3. Le déplacement dans la section de chacune des couches est isolé et représenté dans les figures III.16, III.17 et III.18 (ronds rouges), ainsi que les polynômes approximant ces déplacements (traits bleus). Le degré du polynôme est choisi de manière à assurer un coefficient de corrélation R^2 le plus proche de 1.

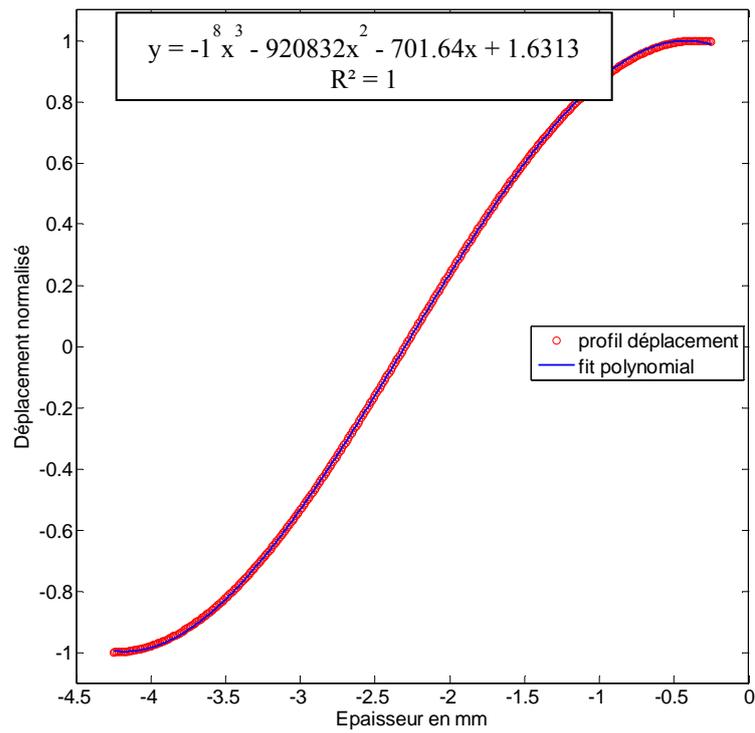


Figure III.16 : Déplacement normalisé en fonction de l'épaisseur du mode SH1* à la fréquence de 500 kHz dans la plaque d'aluminium.

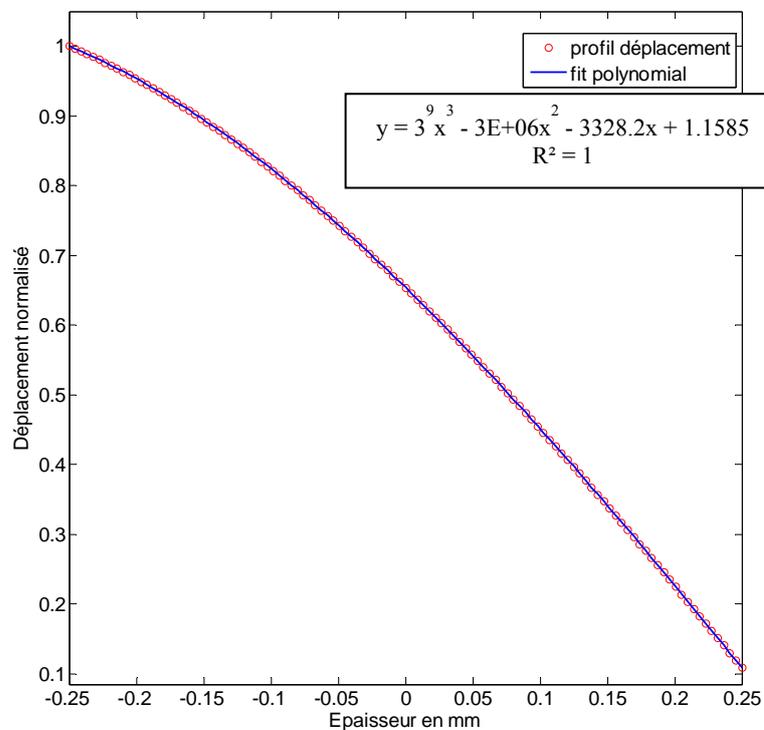


Figure III.17 : Déplacement normalisé en fonction de l'épaisseur du mode SH1* à la fréquence de 500 kHz dans lacouche d'araldite.

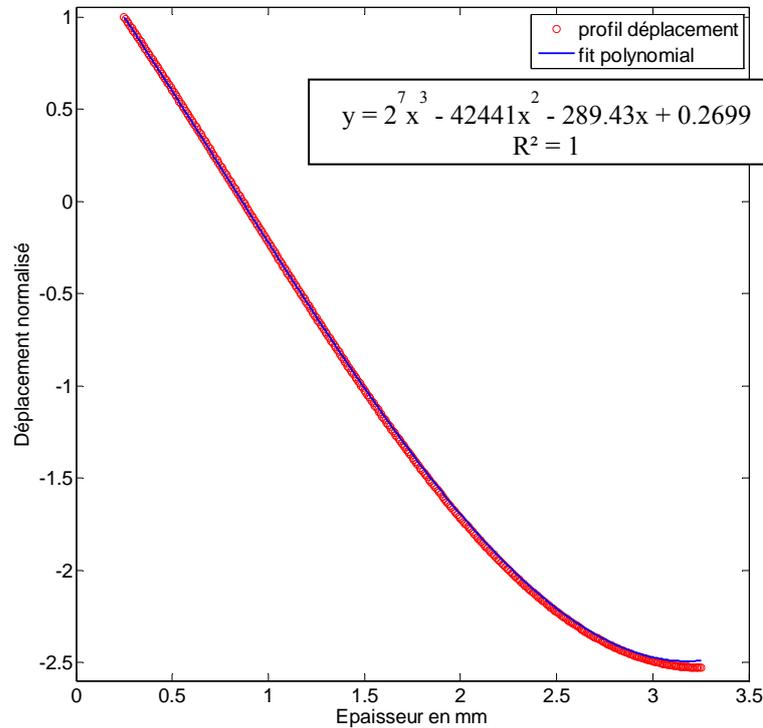


Figure III.18 : Déplacement normalisé en fonction de l'épaisseur du mode SH1* à la fréquence de 500 kHz dans la plaque verre.

IV.2. Traitement des résultats numériques

IV. 2. 1 Récupérations des données

Les déplacements sont récupérés à la surface de la plaque d'aluminium sur toute sa longueur. Ces déplacements en fonction du temps sont extraits en chaque nœud des mailles. Un fichier Matlab permet cette récupération et met ces données sous forme matricielle. Chaque position des nœuds correspond à un signal temporel et est placée dans une colonne de la matrice. Cette forme matricielle permet la représentation en niveau de couleurs d'une figure nommée temps-position. Cette figure décrit l'évolution spatio-temporelle du déplacement à la surface de la structure maillée. Cette représentation ne permet pas d'identifier le mode de propagation généré. Cette identification est réalisée par une double transformée de Fourier spatio-temporelle, ainsi que par FFT spatiale à fenêtre glissante.

IV. 2. 2 Traitements des données

IV. 2.2.1 Double Transformée de Fourier FFT2D

La méthode de la double FFT consiste à représenter les ondes SH dans une espace nombre d'onde k_x et fréquence f [50]. Elle consiste à transformer le signal spatio-temporel (x, t) récupéré en un signal appelé "tout-fréquence" (k_x, f) en deux étapes. La première étape consiste à faire une Transformée de Fourier FFT temporelle pour obtenir une matrice spatio-fréquentielle (x, f) . La FFT temporelle est calculée en utilisant la méthode de "zéro padding". Celle-ci consiste à ajouter des zéros au vecteur temporel pour obtenir un nombre de points N_t bien supérieur au nombre de points du signal acquis. L'ajout de zéros permet d'améliorer le pas d'échantillonnage fréquentiel Δf . La seconde étape est une FFT spatiale appliquée sur l'ensemble des positions x pour obtenir une matrice nombre d'onde et fréquence (k_x, f) d'où l'appellation "tout-fréquence". L'ajout de zéros à la matrice position permet d'obtenir un nombre de points N_l . Ce nombre de points N_l permet une meilleure résolution en nombre d'onde Δk .

IV. 2.2.2 FFT spatiale à fenêtre glissante

La double FFT ne suffit pas pour renseigner l'évolution des modes au cours de leur propagation. La FFT spatiale à fenêtre glissante est réalisée dans le but d'examiner le comportement des modes au cours de leur propagation. La FFT temporelle donne une matrice spatio-fréquentielle (x, f) , puis une fréquence est fixée. Cette fréquence correspond à une colonne extraite de la matrice. Ce vecteur colonne contient donc l'ensemble des positions à la fréquence choisie. Une fenêtre glissante de taille m et de forme gaussienne est appliquée à ce vecteur[37, 38]. Une FFT spatiale est appliquée à la taille de la fenêtre complétée par des zéros de telle sorte à avoir une bonne résolution. Ce résultat de la FFT spatiale est affecté au milieu de la fenêtre d'étude. La fenêtre est translatée tout au long du vecteur positions suivant un pas spatial Δl . Le vecteur positions $(0, x_{max})$ se trouve donc tronqué au début et à la fin par la moitié de la taille de la fenêtre $m/2$. La zone d'étude de la fenêtre glissante est $\left(\left(\frac{m}{2}\right)\Delta l, x_{max} - \left(\frac{m}{2}\right)\Delta l\right)$.

Chaque position est par conséquent associée à un nombre d'onde, ce qui permet de suivre l'évolution du nombre d'onde dans la structure à la fréquence fixée. Un compromis doit être trouvé entre la précision sur la position et sur le nombre d'onde. En effet, plus la taille de la fenêtre est petite, plus la précision sur la position est meilleure mais celle sur le nombre d'onde est moins bonne, et inversement. Ce compromis conduit à choisir généralement au moins trois longueurs d'ondes dans la fenêtre. Nous présentons par la suite les différents résultats obtenus avec ces traitements, sur la génération et propagation d'ondes guidées SH dans une plaque seule dans un premier temps, puis dans des structures collées.

IV.3. Propagation d'une onde SH dans une plaque d'aluminium

Nous avons d'abord étudié la propagation d'onde SH dans une plaque d'aluminium d'épaisseur 4 mm dont l'étude est plus simple et moins complexe que celle d'une tricouche. Ce cas simple permettra ainsi d'ajuster les paramètres du solveur de Comsol. La simulation est faite d'abord pour le mode SH0 à la fréquence de 500 kHz, puis pour le mode SH1 à la même fréquence.

La figure III.19 représente la matrice en temps-position. L'axe des ordonnées représente le temps et l'axe des abscisses représente les positions sur le guide d'onde. La lecture du temps se fait de haut en bas. Le temps d'acquisition total est de 40 μs , mais seuls les fronts d'onde correspondant à l'onde incidente sont représentés.

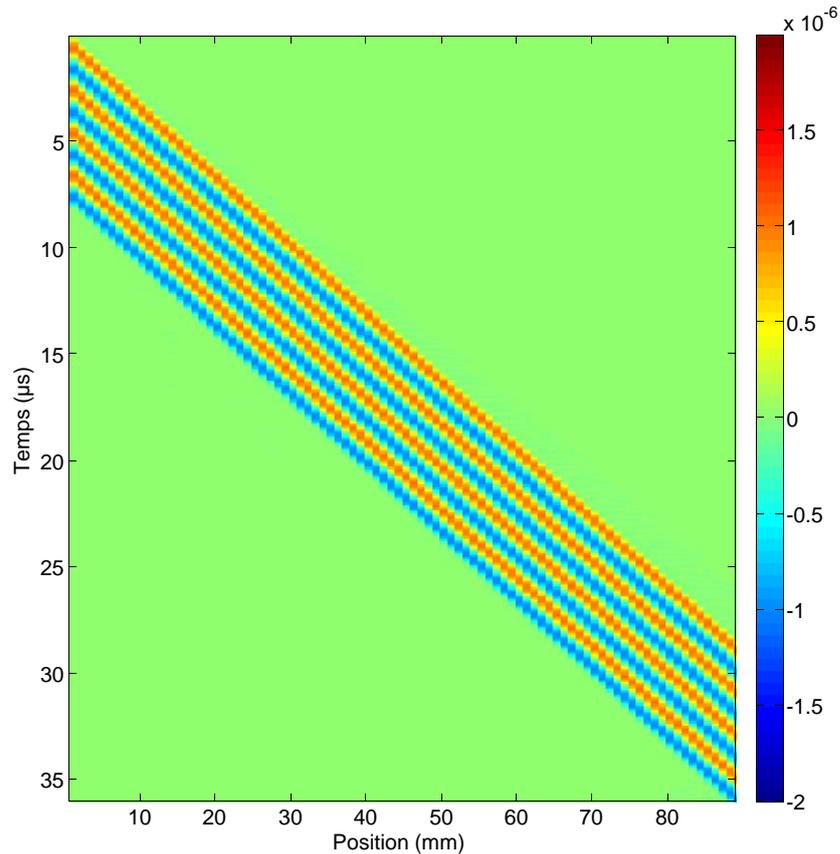


Figure III.19 : Représentation temps-position du mode SH0 à la fréquence de 500 kHz. Plaqué d'aluminium.

Nous observons un seul front d'onde, ce qui correspond à la génération d'un seul mode. Cette représentation permet de suivre la propagation des modes à la surface de la

structure. L'estimation de la vitesse de groupe du mode SH0 par calcul de la pente des fronts d'onde donne $V_g=3157$ m/s, qui est très proche de celle prévue théoriquement à cette fréquence sur les courbes de dispersion de la même plaque d'aluminium dans le chapitre I. La figure III.20 est la représentation tout-fréquence, sur laquelle ont été superposées quelques courbes de dispersion théoriques des modes SH dans la même plaque. Nous identifions bien la propagation du mode SH0 comme prévu.

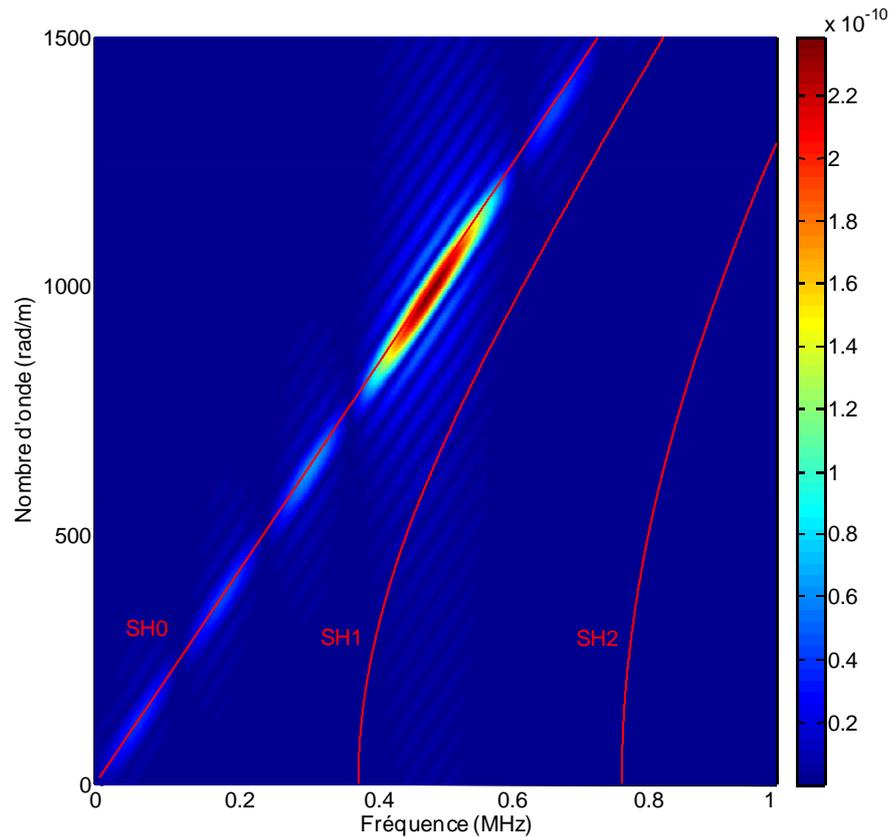


Figure III.20 : Représentation « tout-fréquence » du mode SH0. Plaque d'aluminium.

Un autre exemple est donné sur la figure III.21, où nous identifions bien la génération du mode SH1 à 500 KHz dans la plaque.

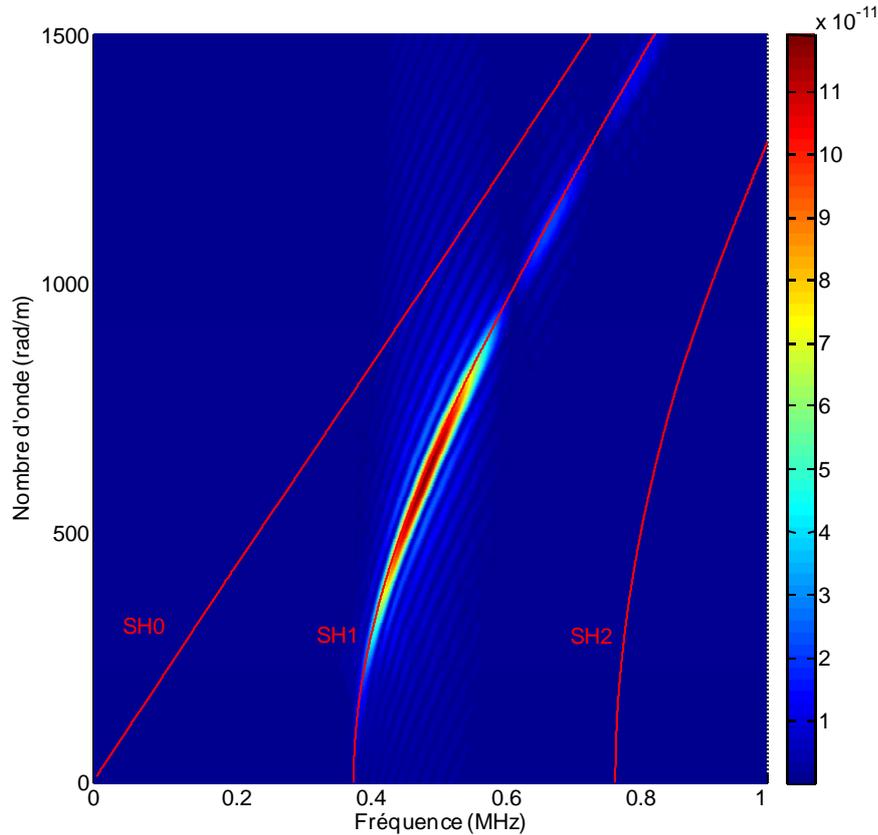


Figure III.21 : Représentation « tout-fréquence » du mode SH1. Plaque d'aluminium.

Nous constatons que dans les deux figures, les résultats des simulations numériques se superposent bien aux courbes de dispersion issues de l'étude théorique. Ceci montre que la démarche suivie est efficace. Nous allons donc l'adopter pour générer un mode donné dans une tricouche.

IV.4. Propagation d'une onde SH dans une tricouche aluminium/araldite/aluminium

Ce paragraphe est consacré à la simulation de différents modes dans la structure collée. On considère ici le cas de la tricouche symétrique aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/aluminium (4 mm) dont les caractéristiques sont données dans le chapitre I. Les modèles ont une longueur de 100 mm. Nous simulons dans un premier temps les modes SH0 et SH1 à 380 kHz, puis le mode SH1* à 400 kHz. Ces modes ont été choisis car des études expérimentales leurs seront consacrées dans le chapitre suivant.

La figure III.22 est la représentation temps-position des déplacements prélevés à la surface de la plaque d'aluminium, dans le cas de la simulation du mode SH0 à la

fréquence de 380 kHz. Nous observons un front d'onde se propageant sur une distance de 100 mm.

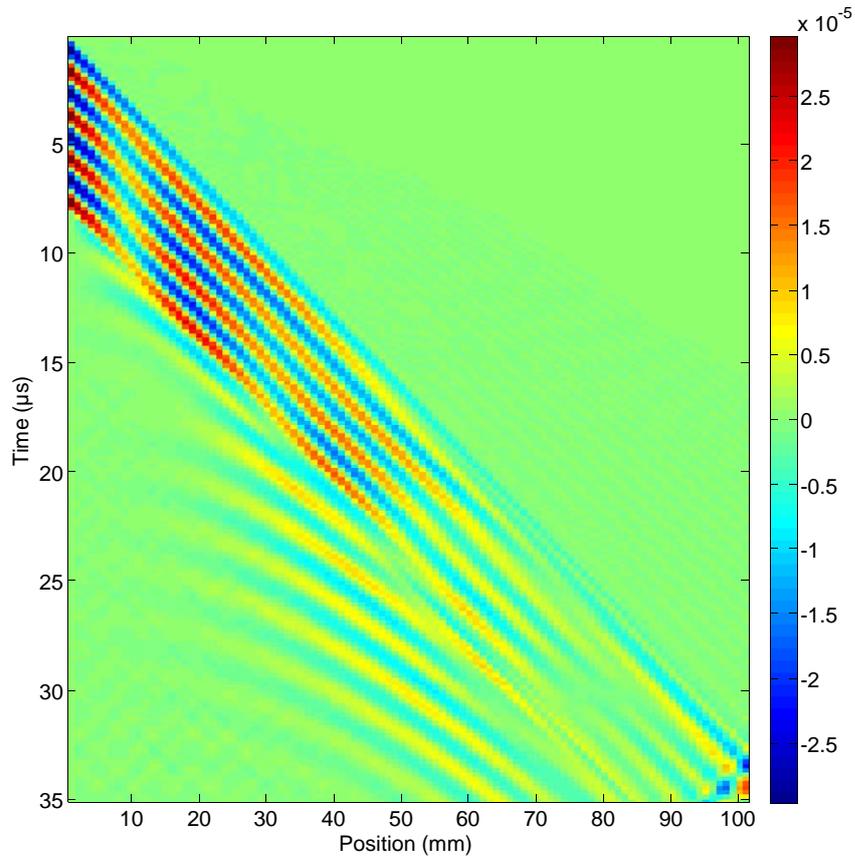


Figure III.22 : Représentation temps-position du mode SH0 à la fréquence de 380 kHz. Tricouche aluminium/araldite/aluminium.

La figure III.23 représente le résultat de la FFT spatio-temporelle appliquée sur la matrice temps-positions précédente. Nous avons superposé sur la même figure les courbes de dispersion rouges et jaunes issues de l'étude théorique. Nous concluons que nous avons bien généré le mode SH0 souhaité, à la bonne fréquence de 380 kHz.

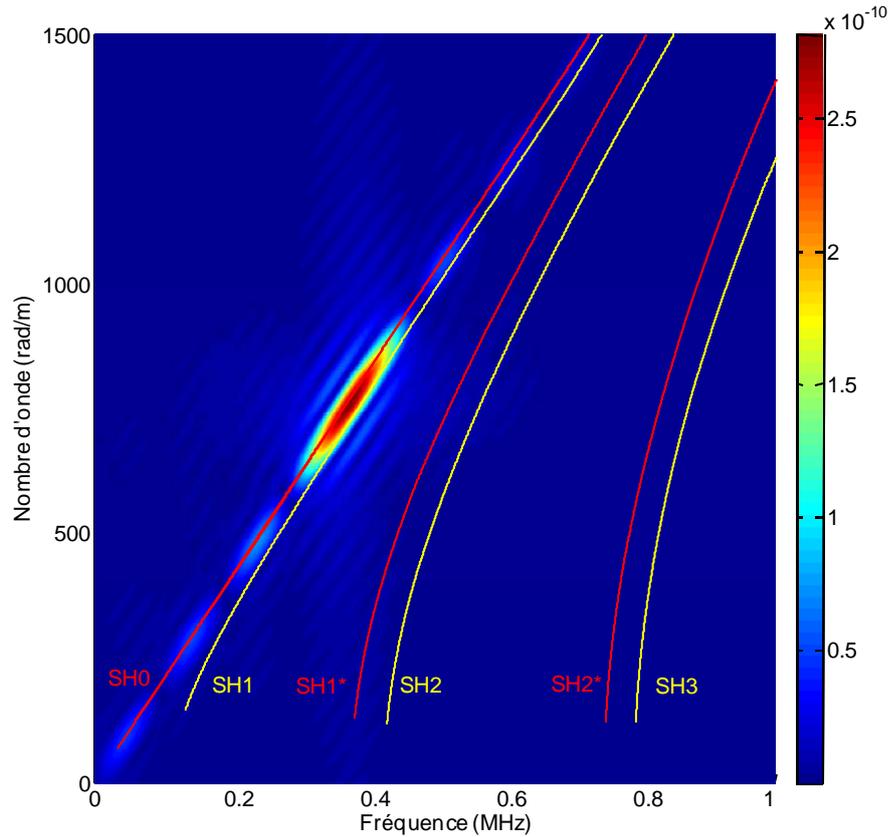


Figure III.23 : Représentation « tout-fréquence » du mode SH0. Tricouche aluminium/araldite/aluminium.

Une autre simulation a été réalisée pour générer le mode SH1 à la même fréquence de 380 kHz dans la même structure. La figure III.24 donne le résultat de la double FFT appliquée sur les déplacements prélevés sur la surface de la couche d'aluminium. Nous identifions bien le mode SH1 prévu par la simulation.

L'objectif de simuler la propagation des modes SH0 et SH1 à la même fréquence, est de s'assurer de la génération d'un mode unique avec la démarche adoptée. En effet, les courbes de dispersion de ces deux modes étant proches, la largeur fréquentielle du signal d'excitation pourraient avoir pour effet la génération d'un autre mode possible à la même fréquence. Or nous constatons bien sur les figures III.23 et III.24 que seul un mode a été généré dans chaque cas.

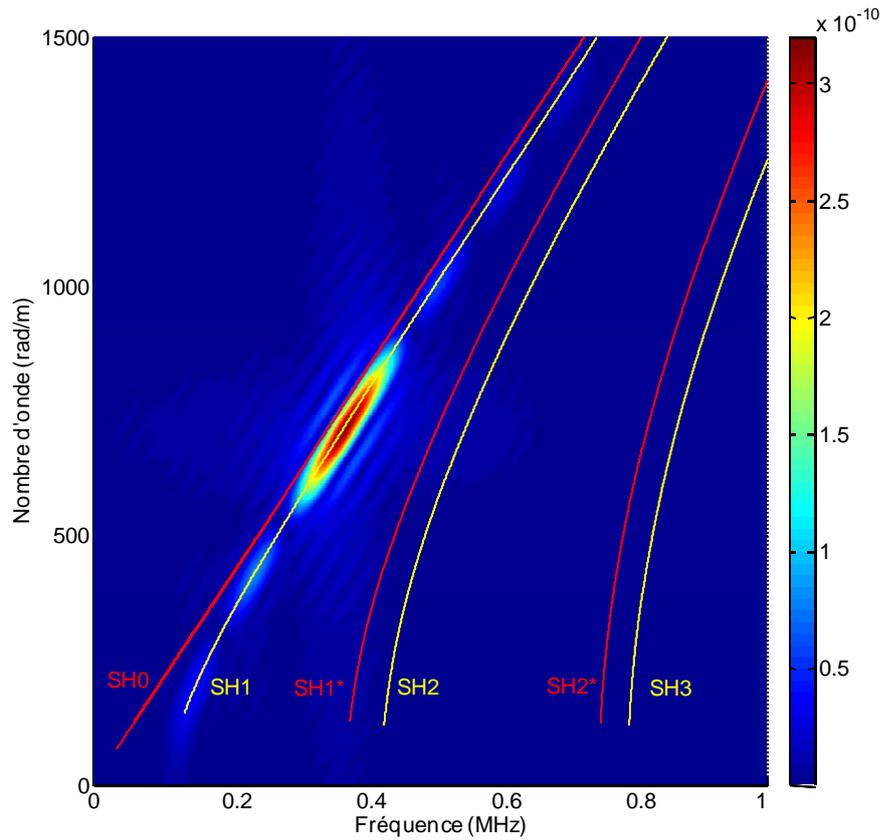
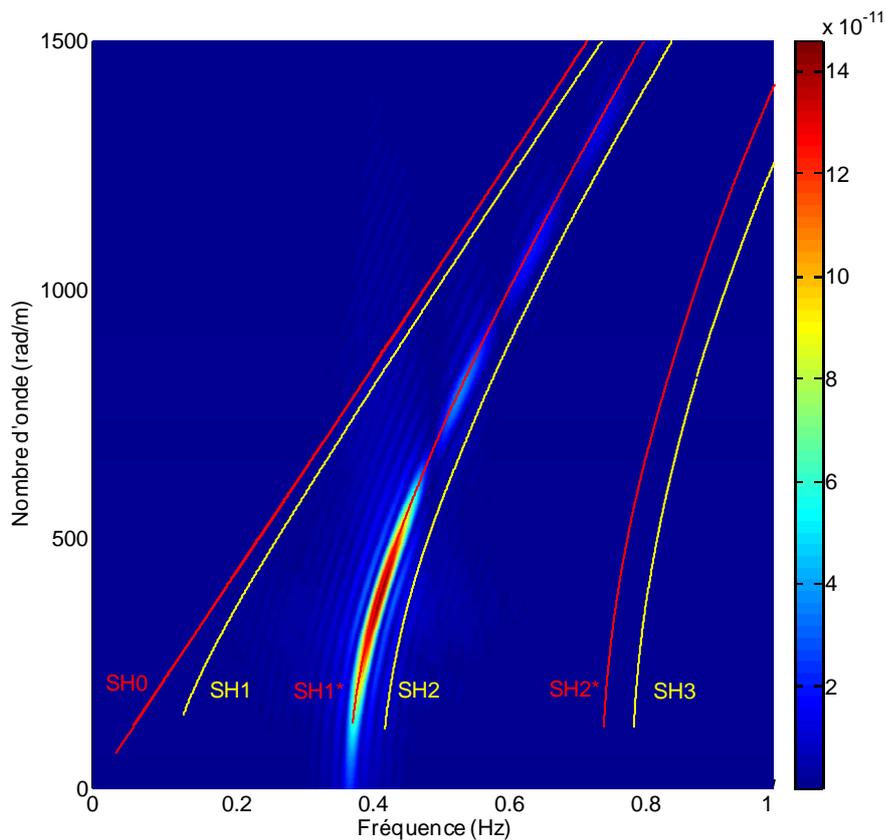


Figure III.24 : Représentation « tout-fréquence » du mode SH1. Tricouche aluminium/araldite/aluminium.

La dernière simulation présentée concerne celle du mode SH1* à la fréquence de 400 kHz. La figure III.25 représente le résultat de la FFT spatio-temporelle. Ce mode est donc bien généré à proximité de sa fréquence de coupure où il est très dispersif.



**Figure III.25 : Représentation « tout-fréquence » du mode SH1*.
Tricouchealuminium/araldite/aluminium.**

Ceci valide donc la démarche adoptée pour l'excitation des modes SH dans une tricouche. Nous étudions dans les paragraphes suivants le cas d'une tricouche asymétrique aluminium/araldite/verre dans deux cas de figure : avec un film d'épaisseur constante dans un premier temps, puis avec un film d'épaisseur variable, pour répondre à l'étude de sensibilité des modes à la variation de l'épaisseur de la couche de colle faite dans le chapitre théorique.

IV.5. Propagation d'une onde SH dans une tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur de colle constante

Nous avons vu dans le chapitre I (§ IV.4) que le mode SH1* à 500 kHz était le plus sensible à la variation d'épaisseur de la couche d'araldite. Nous modélisons dans un premier temps une tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur de colle constante de 0,5 mm. Les épaisseurs des couches d'aluminium et de verre sont toujours 4 mm et 3 mm respectivement, comme dans l'étude théorique du chapitre I. Cette structure sera considérée comme la structure de référence, et le comportement du mode SH1* qui s'y propage sera comparé au comportement du même mode dans le même type d'assemblage, mais avec un film de colle dont l'épaisseur varie linéairement de 0,2 mm à 1 mm sur une longueur de 300 mm, soit angle $\theta=0,15^\circ$. Le traitement du signal appliqué doit obéir à deux points importants. D'abord, il doit être réalisé avec des paramètres identiques dans les deux cas. Ensuite, vues les faibles variations d'épaisseur et celles des nombres d'onde, il est important de fixer des tailles de FFT qui permettent une résolution en fréquence et en nombre d'onde adaptées à ces variations. Nous précisons ainsi dans chaque cas les conditions de calcul des FFT et les résolutions sur les nombres d'onde et les fréquences.

Le tableau suivant récapitule les conditions et les paramètres pris en compte lors de la simulation et du traitement du signal du mode SH1* dans l'assemblage collé avec une épaisseur de colle constante.

Régime de simulation	Transitoire
Longueur de la structure étudiée	300 mm (1600 points)
Nombre d'onde du mode SH1*	614.9 rad/m
Fréquence	500 kHz
Longueur d'onde	10 mm
Pas spatial	$\Delta l = 0.1$ mm
Pas temporel	$\Delta t = \frac{T}{12} = 0.1675$ μ s
Temps d'acquisition	95 μ s (568 points)
Taille de la FFT temporelle	$N_t = 2 \cdot 10^{14} = 16384$

Pas fréquentiel	$\Delta f = \frac{1}{\Delta t * N_t} = 364.28 \text{ Hz}$
Largeur de la fenêtre glissante	90 mm (900 pts)
Taille de la FFT spatiale	$N_x = 2 * 10^5 = 32768$
Pas en nombre d'onde	$\Delta k = \frac{2\pi}{\Delta l * N_x} = 1.91 \text{ rad/m}$

Tableau III.3 : Récapitulatif des paramètres de simulation.

La figure III.26 représente la matrice temps-position obtenue à partir des déplacements prélevés sur la surface de la couche d'aluminium. En effet, lors de l'étude expérimentale, les mesures sont également effectuées sur la surface de la couche d'aluminium.

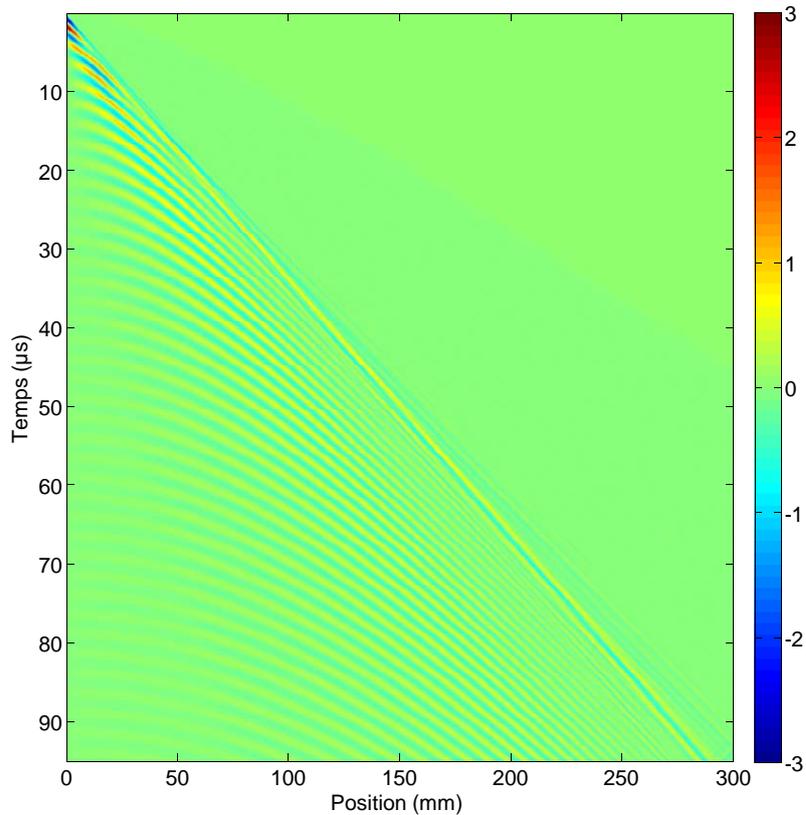


Figure III.26: Représentation temps-position du mode SH1*. Tricouche aluminium/araldite/verre avec épaisseur de colle constante.

Nous observons une superposition de fronts d'onde, ce qui correspondrait à la génération de plusieurs modes. Une double FFT est réalisée pour identifier ces modes.

Le résultat de la double FFT est donné sur la figure III.27. Les nombres d'onde sont sur l'axe des ordonnées et varient de 0 à 1500 rad/m. Les fréquences sont sur l'axe des abscisses dans une gamme de 0 à 1 MHz. Le but de cette représentation en niveaux de couleurs est d'identifier le mode SH1* généré à la fréquence de 500 kHz. Nous observons un meilleur niveau de couleur à la fréquence de 500 kHz et au nombre d'onde d'environ 615 rad/m. Nous pouvons dire que le principal mode généré est le mode SH1*. Nous constatons la génération du mode SH0 également, mais dans une gamme de nombres d'onde plus élevée.

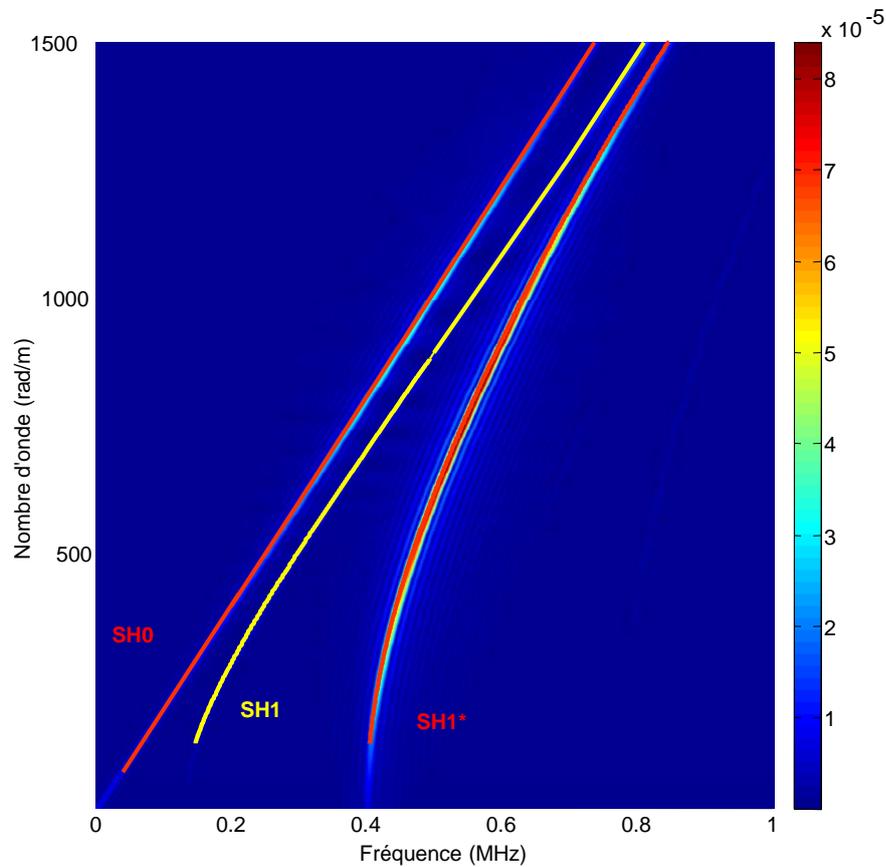


Figure III.27 : Représentation "tout-fréquence" du mode SH1* généré. Tricouche aluminium/araldite/verre avec épaisseur de film de colle constante.

Il est évident qu'à une fréquence donnée, le nombre d'onde du mode SH1* doit rester constant au cours de sa propagation dans cette structure, vue que la section du guide est constante. Malgré ce résultat attendu, nous effectuons quand même un traitement à base de FFT spatiale à fenêtre glissante, car ceci confirmerait la validité du modèle et sa comparaison avec le cas de la tricouche ayant un film de colle d'épaisseur variable.

La figure III.28 présente le résultat de cette FFT à la fréquence centrale d'excitation de 500 kHz.

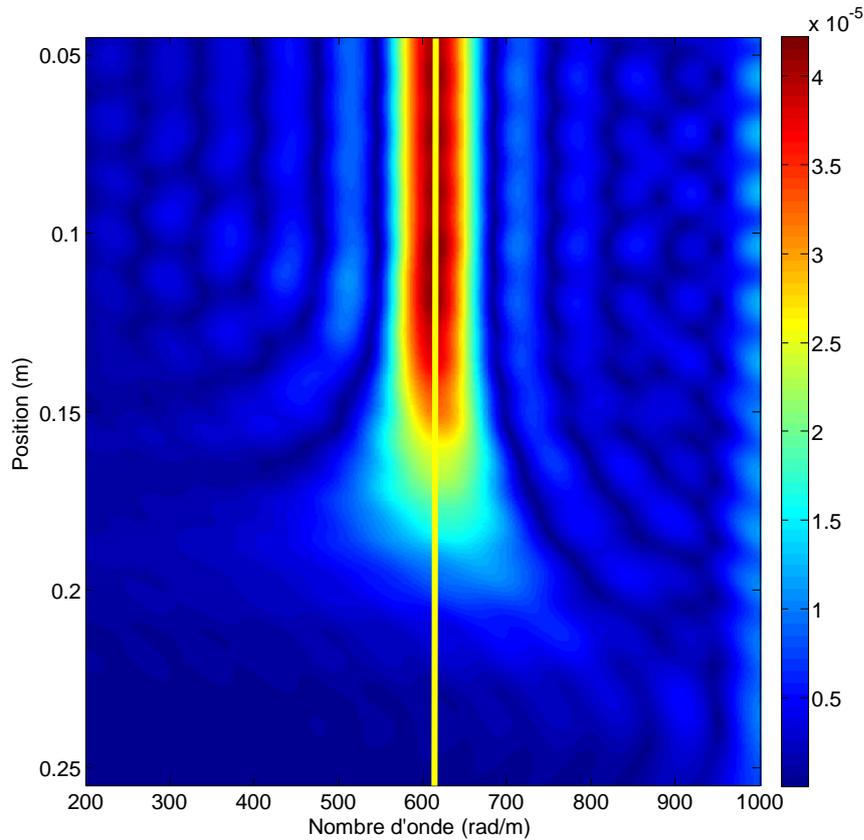


Figure III.28: Représentation de la FFT spatiale à fenêtre glissante du mode SH1*. (—) : nombre d'onde théorique en fonction de la position. Coupe à la fréquence de 500 kHz. Tricouche aluminium/araldite/aluminium avec épaisseur constante.

Pour information, la longueur d'onde du mode SH1* est de 10 mm et elle est égale à 1/9 de la taille de la fenêtre glissante. Comme attendu, le mode SH1* se propage bien avec un nombre d'onde constant, d'environ 620 rad/m. Ceci servira de référence lors de la comparaison avec le cas de la structure collée ayant un film d'épaisseur variable

Nous rappelons que le module de la FFT spatiale de la fenêtre glissante est affecté à la position médiane de la fenêtre, ce qui donne en ordonnées, les positions variant de 45 mm à 255mm.

IV.6. Propagation d'une onde SH dans une tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur de colle variable

Après avoir fait la simulation sur la tricouche avec une épaisseur de colle constante qui a servi de référence, nous passons à la tricouche avec une épaisseur d'araldite variable. Nous gardons les mêmes propriétés des matériaux mais l'épaisseur de la couche de colle varie linéairement de 0,2 mm à 1 mm, soit avec un angle $\theta=0,15^\circ$.

Le déplacement du mode SH1* à 500 kHz est appliqué sur la section gauche de la structure d'épaisseur la plus faible (0,2 mm), en vue d'une propagation vers les épaisseurs croissantes, dans le sens des x croissants. Les paramètres de simulation et de traitement du signal sont strictement identiques à ceux du cas de référence, et correspondent au tableau III.3 du paragraphe précédent.

La figure III.29 est la représentation temps-position obtenue à partir des déplacements prélevés sur la surface de la couche d'aluminium.

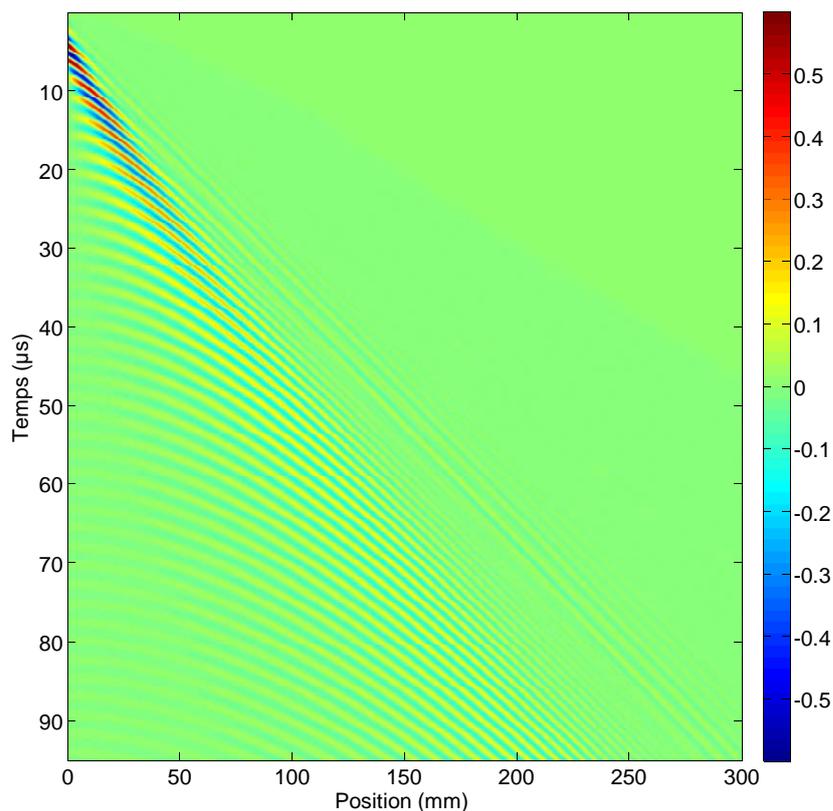


Figure III.29 : Représentation temps-position du mode SH1*. Tricouche avec épaisseur de film de colle variable.

Nous constatons la propagation de plusieurs modes, que nous identifions par la FFT spatio-temporelle, sur la figure III.30.

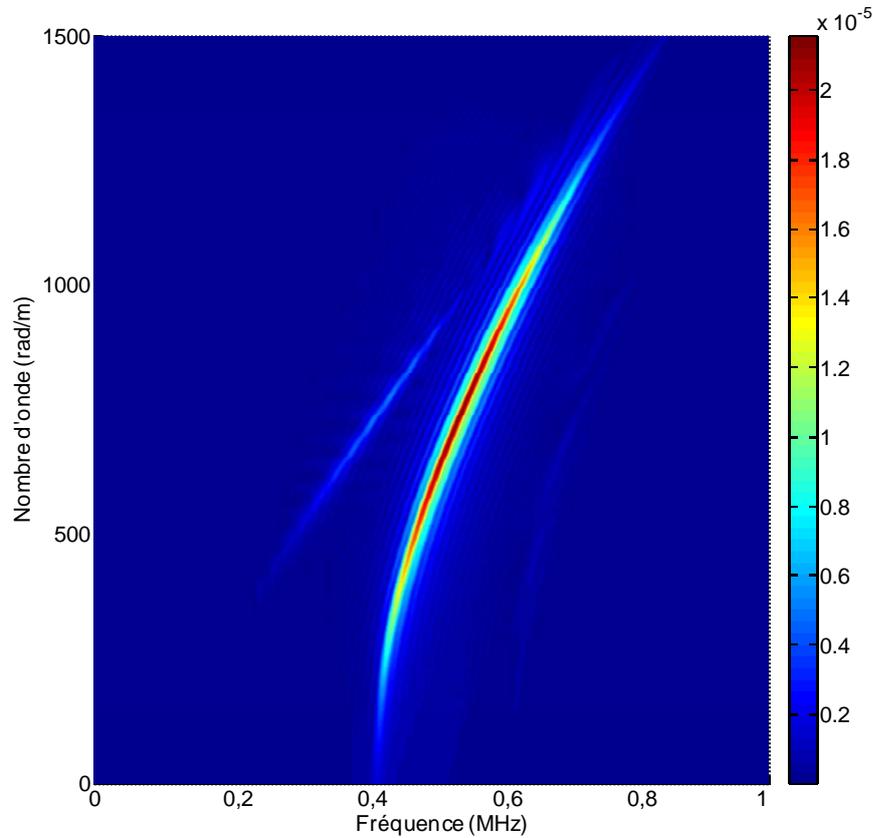


Figure III.30 : Représentation "tout-fréquence du mode SH1* généré. Tricouche avec épaisseur variable.

Nous constatons que le mode SH1* a bien été généré, avec en moindre mesure, le mode SH0.

A noter que le résultat de cette double FFT doit être interprété différemment que dans le cas d'un guide de section constante. En effet, dans une structure de section variable, le mode guidé devient adiabatique[51, 52], et son nombre d'onde devient variable. La FFT spatio-temporelle dans ce cas nous renseigne sur la gamme de valeurs que prend le nombre d'onde, mais ne dit pas à quelle position il prend telle ou telle valeur. Cette information est donnée par la FFT spatiale à fenêtre glissante à fréquence fixée, avec les contraintes de compromis entre la précision sur la position et sur le nombre d'onde, intrinsèque à ce type de traitement. Le résultat de la FFT spatiale à fenêtre glissante à la fréquence de 500 kHz est donné sur la figure III.31.

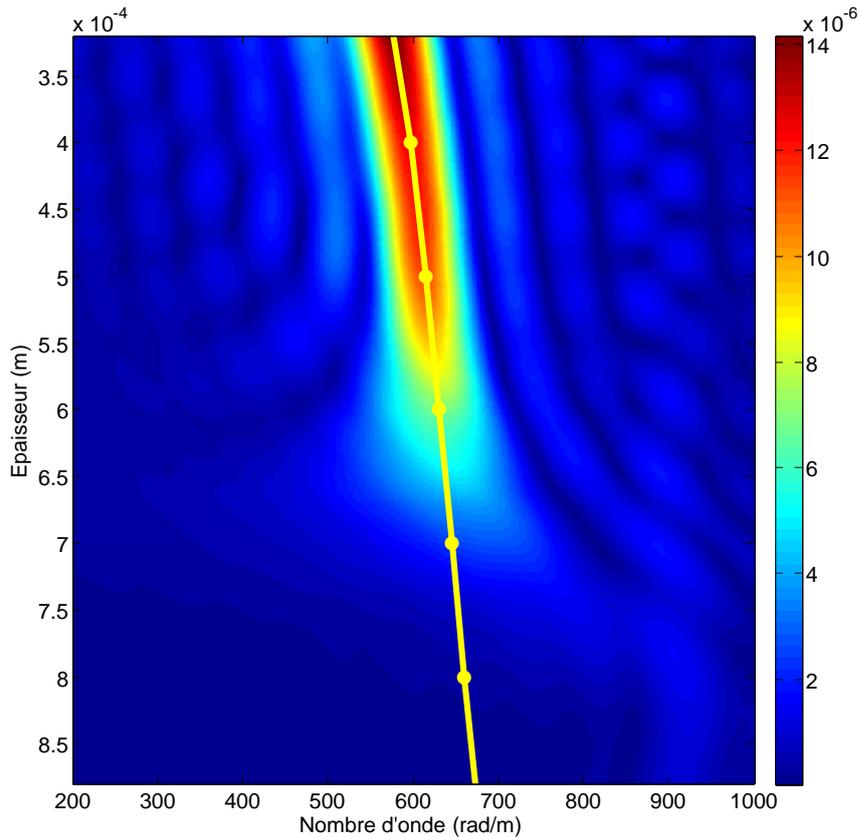


Figure III.31 : Représentation de la FFT spatiale à fenêtre glissante du mode SH1*. (—○—) : nombre d'onde théorique en fonction de l'épaisseur de la colle. Coupe à la fréquence de 500 kHz. Tricouche aluminium/araldite/aluminium avec épaisseur variable.

Nous représentons en ordonnées l'épaisseur locale correspondant à la position médiane de la fenêtre glissante. Ces épaisseurs sont tronquées au début et à la fin du guide, d'une valeur équivalente à la moitié de la taille de la fenêtre glissante. Nous remarquons le mode SH1* a bien un comportement adiabatique et que son nombre d'onde varie bien au cours de la propagation. Comme tout mode adiabatique, le nombre d'onde prend localement la valeur qu'il aurait dans un guide de section constante [51, 52]. Pour vérifier ce comportement et vérifier l'étude de sensibilité du mode SH1* en fonction de l'épaisseur de la couche d'araldite, nous représentons sur la même figure III.31 les valeurs prévues par cette étude. Nous remarquons la très bonne concordance entre les valeurs prévues, et celles données par la FFT spatiale à fenêtre glissante.

Ce résultat reste à être comparé à l'étude expérimentale dans le chapitre suivant.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux types de modèles par éléments finis : le modèle 1D ou SAFE et le modèle 2D en régime transitoire. Le modèle 1D a permis d'une part de retrouver les courbes de dispersions, et d'autre part de donner les champs de déplacement dans la section de la structure tricouche. L'analyse des champs de déplacement en fonction de la fréquence, a permis de confirmer le comportement en onde de surface de type Rayleigh lorsque la vitesse de phase est proche de celle dans l'aluminium, avec un déplacement essentiellement localisé sur la surface de la couche d'aluminium de la structure tricouche. Il a permis d'autre part de bien montrer que le déplacement est confiné dans la couche de colle, quand la vitesse de phase atteint la valeur limite dans l'adhésif. Ces déplacements, une fois approximés, ont servi à l'excitation des modes dans le modèle 2D en régime transitoire. Différents modes se propageant dans une structure aluminium/araldite/aluminium et aluminium/araldite/verre ont été simulés et identifiés, ce qui valide la démarche suivie. Le cas particulier d'une structure avec une couche de colle d'épaisseur faiblement variable a été étudié, dans le but de voir si cette variation peut être détectée par des ondes guidées de type SH. Cette étude prédictive a montré qu'il est possible de détecter les variations de l'épaisseur de la couche de colle, à condition de choisir le mode approprié. Il reste à confronter ces résultats à l'étude expérimentale dans le chapitre suivant.

Chapitre IV : Étude expérimentale

I. Introduction

Ce chapitre est consacré aux études expérimentales réalisées sur deux types de structures : aluminium/araldite/aluminium et aluminium/araldite/verre. Deux dispositifs expérimentaux ont été mis en place : un premier où l'excitation est assurée par un transducteur EMAT et la réception par un transducteur de contact, et un deuxième où l'excitation est réalisée par un transducteur de contact et la réception par un vibromètre laser. Le premier dispositif a été utilisé pour caractériser la qualité de collage dans une structure aluminium/araldite/aluminium, où une proportion de graisse a progressivement été mélangée à l'araldite. Le deuxième dispositif a été utilisé pour étudier la propagation des ondes guidées SH dans une structure aluminium/araldite/verre où l'épaisseur de l'adhésif est faiblement variable.

II. Sensibilité des ondes SH à la qualité de l'adhésif

II.1. Structures étudiées

L'étude concerne trois structures tricouches composées de deux plaques d'aluminium de dimensions suffisamment grandes par rapport aux longueurs d'onde ($L \times l = 300 \text{ mm} \times 200 \text{ mm}$) collées entre elles avec de l'araldite. Tous les collages ont été réalisés « maison », avec de l'araldite de marque Bostik (extra puissante, prise progressive et définitive au bout de 15 heures). Dans le but de dégrader la qualité de la colle, on mélange de la graisse type graisse pour vide, à l'araldite. Nous avons ainsi réalisé quatre tricouches avec des proportions d'araldite de 100% (échantillon de référence), de 90%, de 70% et de 50%.

Nous rappelons les caractéristiques des matériaux étudiés dans le tableau suivant :

$\rho_1 = \rho_3 [kg / m^3]$ (Aluminium)	$\rho_2 [kg / m^3]$ (Araldite)	$C_{T_1} = C_{T_3} [m / s]$ (Aluminium)	$C_{T_2} [m / s]$ (Araldite)	$2h_1 = 2h_3 = 2h [mm]$ (épaisseur Aluminium)	$d [mm]$ (épaisseur araldite)
2800	1160	3100	1356	4	0.5

Tableau IV.1 : Caractéristiques physiques des matériaux.

II.2. Principe de l'EMAT

Le transducteur électro-magnéto-acoustique (Electro Magnetic Acoustic Transducer EMAT) fait partie des transducteurs les plus répandus pour générer des ondes ultrasonores sans contact physique avec le matériau. Les EMAT sont capables de générer et de détecter des ondes ultrasonores dans des matériaux conducteurs électriques et magnétiques [53, 54]. Ils sont peu sensibles à la détection dans la gamme de fréquences des mégahertz où la plupart des matériaux sont étudiés [55]. La figure IV.1 montre la photographie d'un EMAT. Un EMAT est constitué d'un bloc rectangulaire en plastique avec des rainures espacées périodiquement. Des aimants sont logés dans ces rainures et un bobinage de fil conducteur entoure le bloc. La périodicité des aimants détermine les longueurs d'onde des ondes excitées. A l'extrémité du bobinage, un condensateur est fixé pour minimiser l'impédance et augmenter l'intensité du courant. Le bobinage est alimenté par un courant électrique alternatif. Celui-ci provoque l'apparition des courants de Foucault à la surface du matériau par induction électromagnétique. Les aimants créent alors un champ magnétique statique qui interagit avec les courants de Foucault pour créer des forces de Lorentz qui vont entraîner la génération d'ondes ultrasonores [56]. La figure IV.2 illustre ce principe. Les EMAT utilisés sont fabriqués au laboratoire.

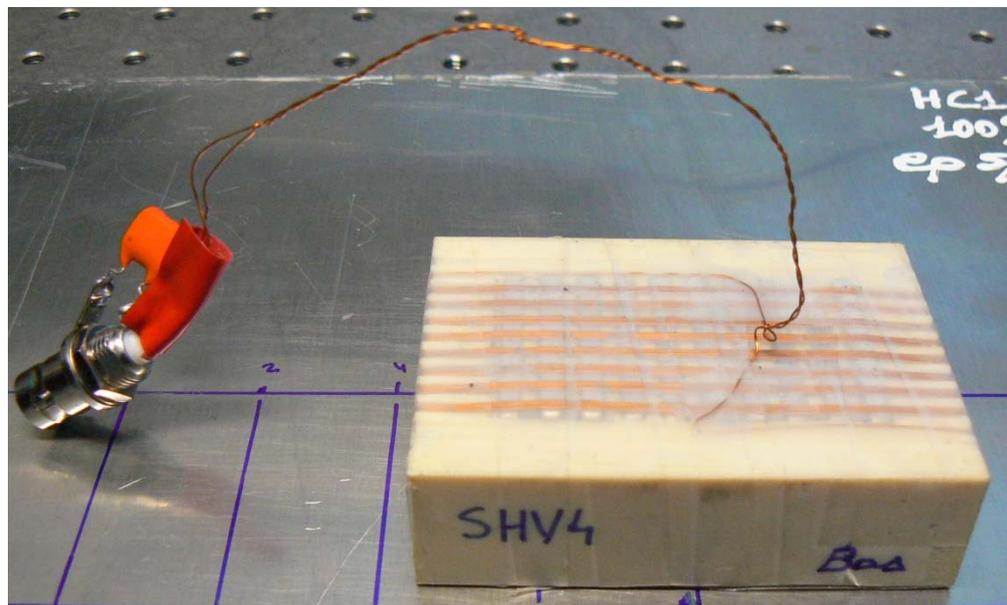


Figure IV.1 : Photographie d'un EMAT fabriqué dans nos ateliers.

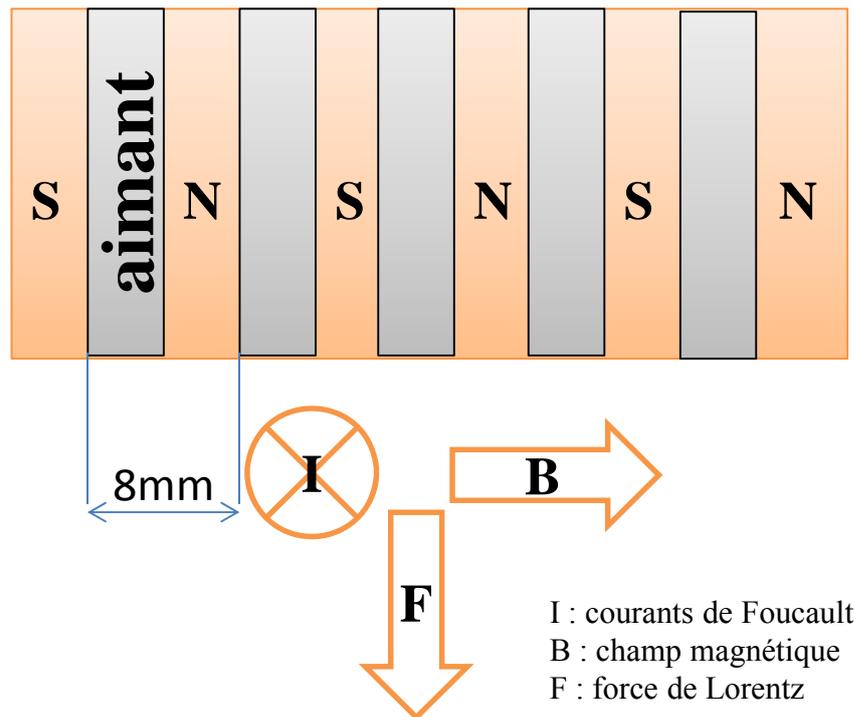


Figure IV.2: Schéma de principe de l'EMAT.

II.3. Dispositif expérimental

La figure IV.3 décrit le dispositif expérimental utilisé pour toutes les études menées avec les EMAT. L'ensemble du dispositif est composé d'une chaîne d'émission et d'une chaîne de réception de signaux. La chaîne d'émission est constituée d'un générateur de marque Agilent, modèle 33220A, d'un amplificateur de puissance de marque ENI et du transducteur EMAT. Pour générer les ondes aux fréquences souhaitées, le générateur délivre un train de 10 sinusoïdes au transducteur EMAT. L'amplitude du signal a une tension de 200 mV crête à crête amplifiée par l'amplificateur de puissance de 50 dB. Une photographie du dispositif est donnée sur la figure IV.4.

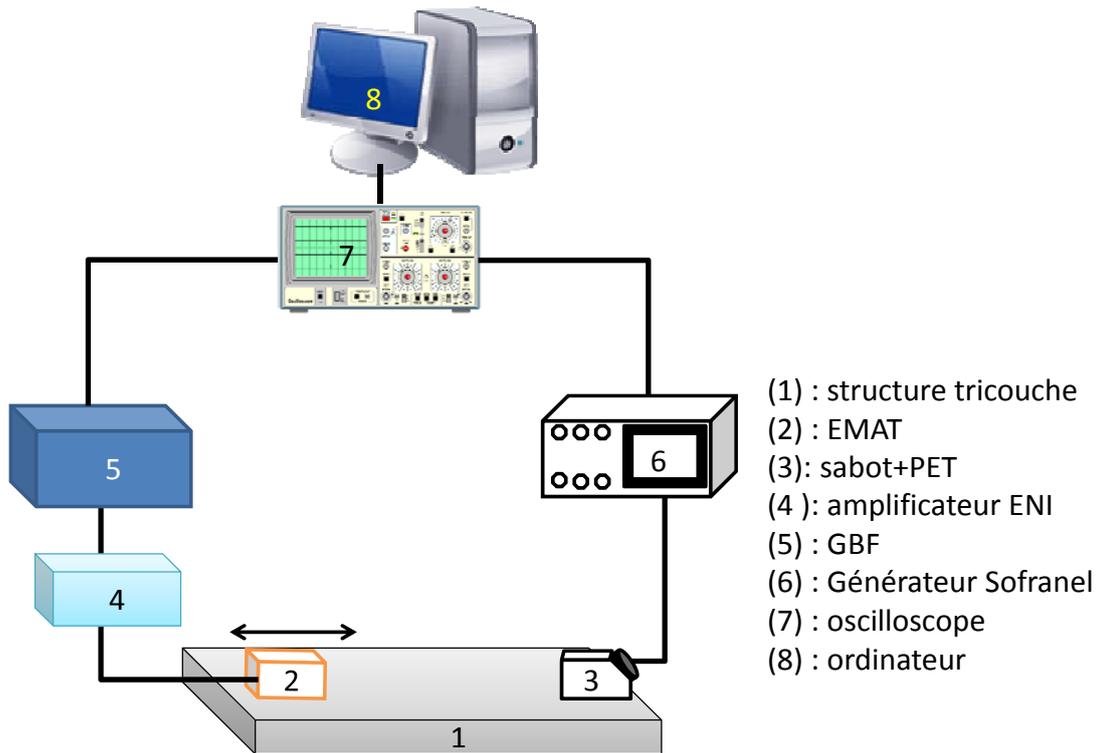


Figure IV.3 : Dispositif expérimental, génération avec un EMAT et réception avec transducteur PET.

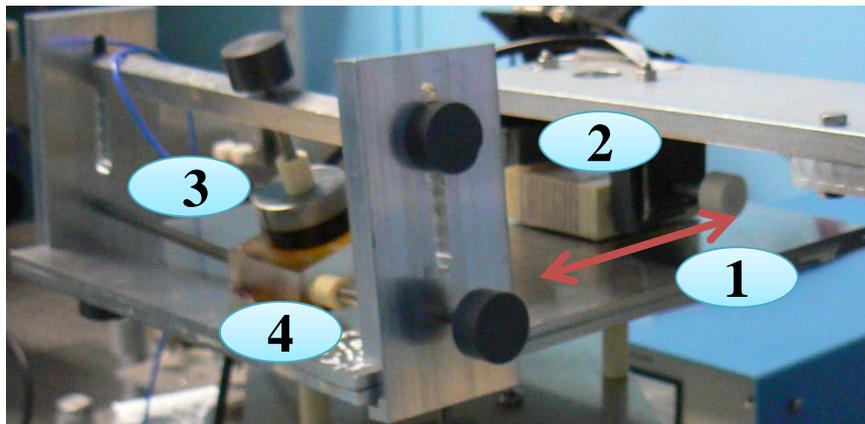


Figure IV.4: Photographie dispositif, (1) : structure tricouche, (2) : EMAT, (3) : transducteur PET, (4) : sabot en plexiglas.

On dispose de plusieurs EMAT avec différentes périodicités entre les aimants. Dans notre cas l'EMAT choisi présente une périodicité de 8 mm. Cette périodicité impose le nombre d'onde k_x de l'onde. Il est placé à quelques millimètres de la surface

du matériau pour éviter une perte de puissance qui varie selon le rapport $\frac{1}{e^2}$ avec e la distance entre l'EMAT et la surface du matériau[57]. Initialement, l'EMAT est à 20 mm du sabot en plexiglas. Au cours de l'expérience, l'EMAT est translaté dans la direction de propagation par pas de 0,1 mm en s'éloignant du sabot, sur 100 mm de longueur, soit 1000 points de mesure. A noter que l'excitation est réalisée sur la surface de la structure pour générer un mode de la tricouche, alors que dans certaines études [8] elle est réalisée sur une seule couche, le mode de la tricouche étant obtenu par conversion de mode. Le spectre du signal d'excitation est donné sur la figure IV.5 suivante :

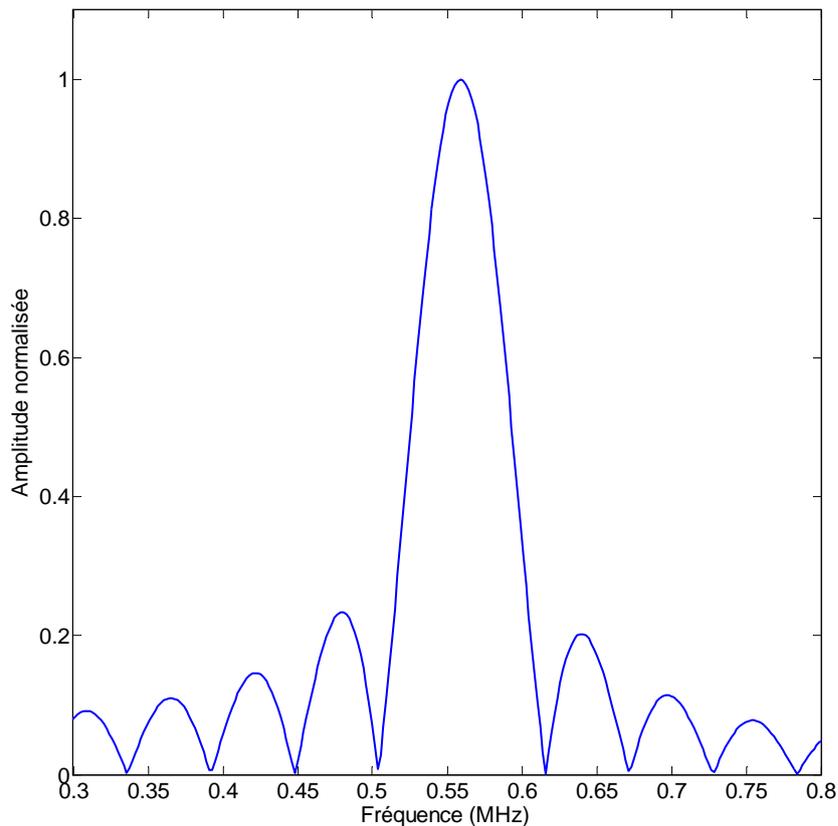


Figure IV.5 : Spectre du signal d'excitation de fréquence centrale 560 kHz.

La chaîne de réception est assurée par un transducteur piézoélectrique (PET) placé sur un sabot en plexiglas. Cette méthode, appelé méthode du coin [58, 59], est la plus répandue pour la génération ou la réception par contact. Les transducteurs sont large bande et ont une fréquence centrale de 500 kHz. Pour amplifier le signal reçu par le transducteur, un générateur de marque Sofranel est utilisé en amplificateur de tension. Deux sabots en plexiglas sont utilisés, l'un fait un angle de 16 ° et l'autre fait un angle 25 °. Le sabot de 16 ° favorise la réception du mode SH2 et celui du 25 °, le mode SH1. La relation de Snell-Descartes permet de calculer soit l'angle du sabot, soit le nombre d'onde du mode voulu k_{SH_n} .

$$k_{SH_n} = \frac{2\pi f}{C_{T_{plexi}}} \sin\left(\frac{\theta \pi}{180}\right) \quad (IV.1)$$

où θ est l'angle du sabot en degrés, $C_{T_{plexi}} = 1340 \text{ m/s}$ est la vitesse transversale dans le plexiglas et f est la fréquence. La figure suivante illustre la méthode.

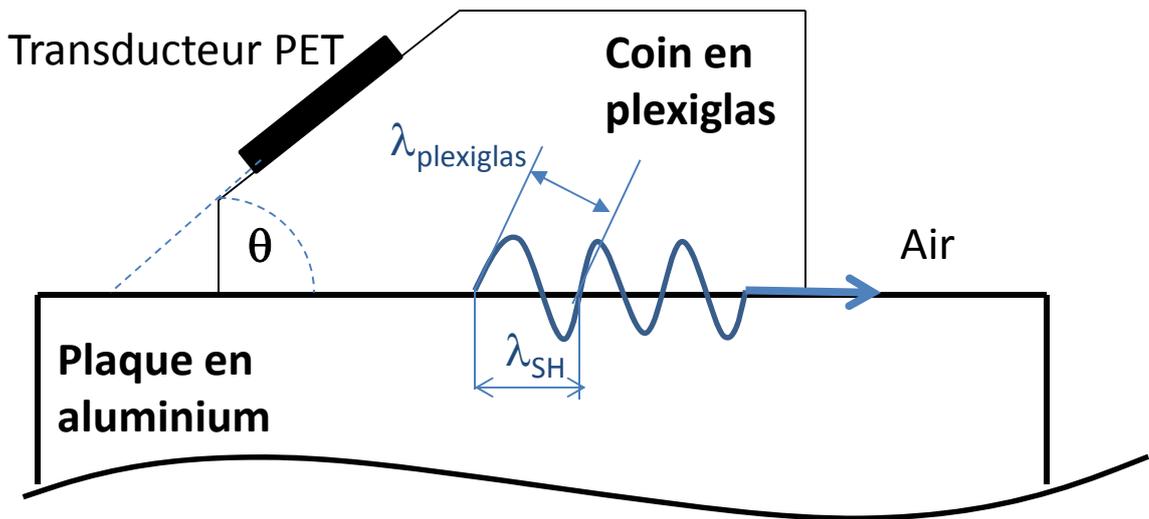


Figure IV.6 : Schéma de la méthode de coin.

Les figures IV.7 et IV.8 montrent comment choisir l'angle des sabots. L'intersection de la courbe noire (en pointillés) et de la courbe verte avec les courbes de dispersion de la structure donne le mode que l'on veut générer ou détecter.

La courbe verte est issue du calcul du nombre d'onde d'émission k_x ($k_x = \frac{2\pi}{8 e^{-3}}$ rad/m) de l'EMAT et les 8 mm représentent la périodicité. La courbe en pointillés noirs représente l'équation (IV.1) du sabot.

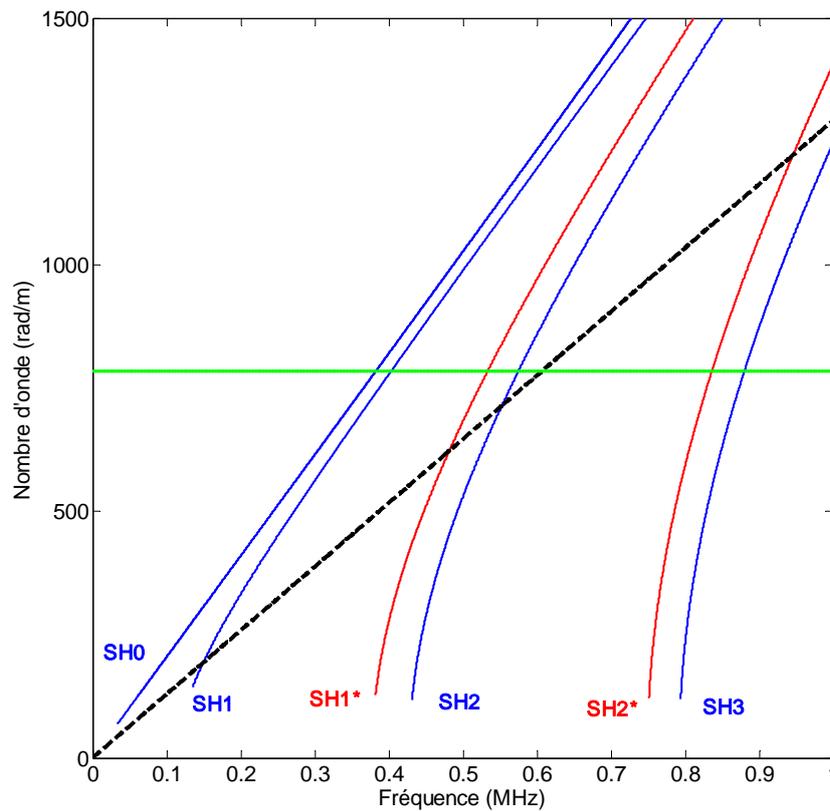


Figure IV.7 : Choix de l'angle du sabot 16° . Superposition des courbes issues de la tricouche
(—, —), angle du sabot (----), nombre d'onde de l'EMAT(—).

Nous remarquons sur la figure IV.7 que nous n'avons pas un point d'intersection commun entre la courbe verte de l'EMAT, la courbe noire du sabot et la courbe du mode SH2 de la tricouche. Cependant le sabot utilisé a un angle approché de celui correspondant à l'excitation ou à la réception du mode SH2 au voisinage de 560 kHz. Nous remarquons en outre la possibilité de générer et/ou de recevoir le mode SH1*.

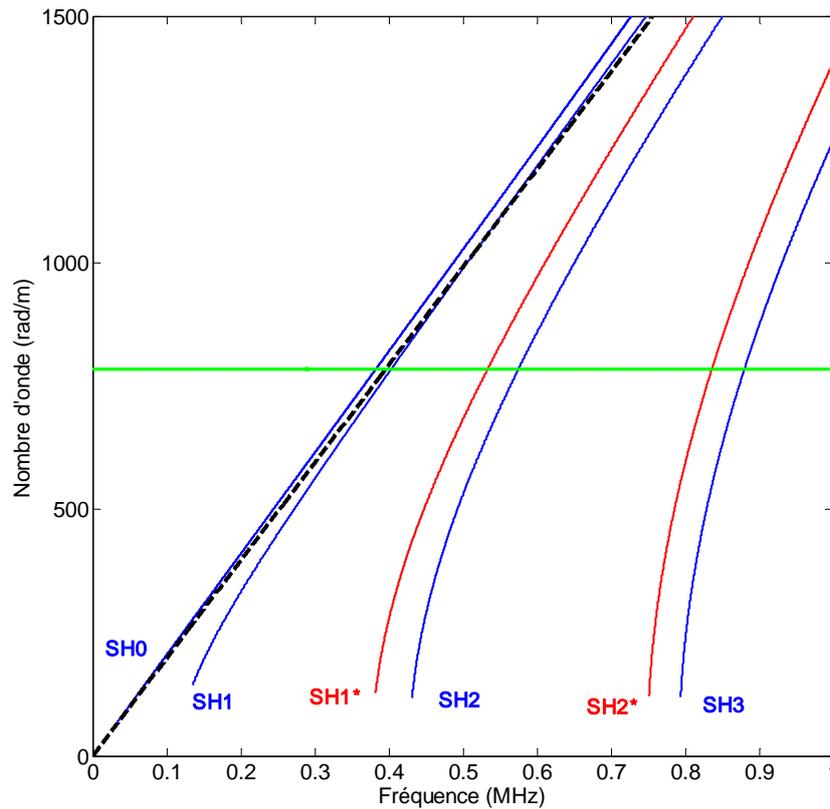


Figure IV.8 : Choix de l'angle du sabot de 25°. Superposition des courbes issues de la tricouche
(—, —), angle du sabot (----), nombre d'onde de l'EMAT(—).

Avec le sabot d'angle 25°, la figure IV.8 montre l'intersection des courbes noire et verte se fait au voisinage des courbes de dispersion des modes SH0 et SH1. Ces deux modes sont donc susceptibles d'être générés avec ce sabot.

Néanmoins l'excitation n'est pas réalisée avec une seule fréquence (voir figure IV.5) et la périodicité n'est réalisée que sur une certaine longueur : il en résulte que, dans le plan nombre d'onde, fréquence les valeurs accessibles expérimentalement correspondent en fait à un rectangle à l'intérieur duquel une ou des courbes modales vont exister. On peut donc en déduire que les figures IV.7 et IV.8 montre que l'excitation et la détection de modes SH autres que ceux visés, sont prévisibles.

Le transducteur posé sur le sabot est en contact avec la structure. Le contact est assuré par un gel de couplage de grande viscosité. Le signal reçu est amplifié par le générateur Sofranel, puis transmis à l'oscilloscope. Pour chaque position de l'EMAT, le signal reçu est échantillonné pour une acquisition de 12500 points sur une durée de 200 μ s, soit une fréquence d'échantillonnage de 62,5 MHz, puis moyenné sur 512 balayages. Le moyennage permet d'améliorer le rapport signal sur bruit. Le signal est par la suite enregistré sur un ordinateur qui pilote l'oscilloscope et les translations de l'EMAT grâce à des programmes développés avec le logiciel Matlab. L'ordinateur

stocke tous les signaux qui seront traités numériquement de la même façon que les résultats obtenus en simulations numériques (voir chapitre précédent).

II.4. Résultats expérimentaux

L'objectif est de voir si expérimentalement, nous pouvons dégager, à partir de la détection des ondes SH, un comportement discriminant la qualité de collage pour les différents échantillons, traités dans les mêmes conditions expérimentales : signal d'excitation, angle du sabot, transducteur, conditions d'acquisition et de traitement du signal.

II.5. Cas des modes SH1* et SH2

II.5.1.1 Tricouche avec 100% d'araldite, interférence de modes au cours de la propagation

La figure IV.9 montre la représentation spatio-temporelle de tous les signaux acquis à gauche et le signal temporel en fin d'acquisition à droite. L'axe des abscisses représente l'amplitude du signal en volts (V) et l'axe des ordonnées le temps en microsecondes (μs). Nous observons des fronts d'onde correspondants à deux ondes qui se propagent dans la structure. A un temps voisin de 50 μs on observe la quasi disparition du signal qui pourrait être lié à un comportement interférentiel des deux ondes.

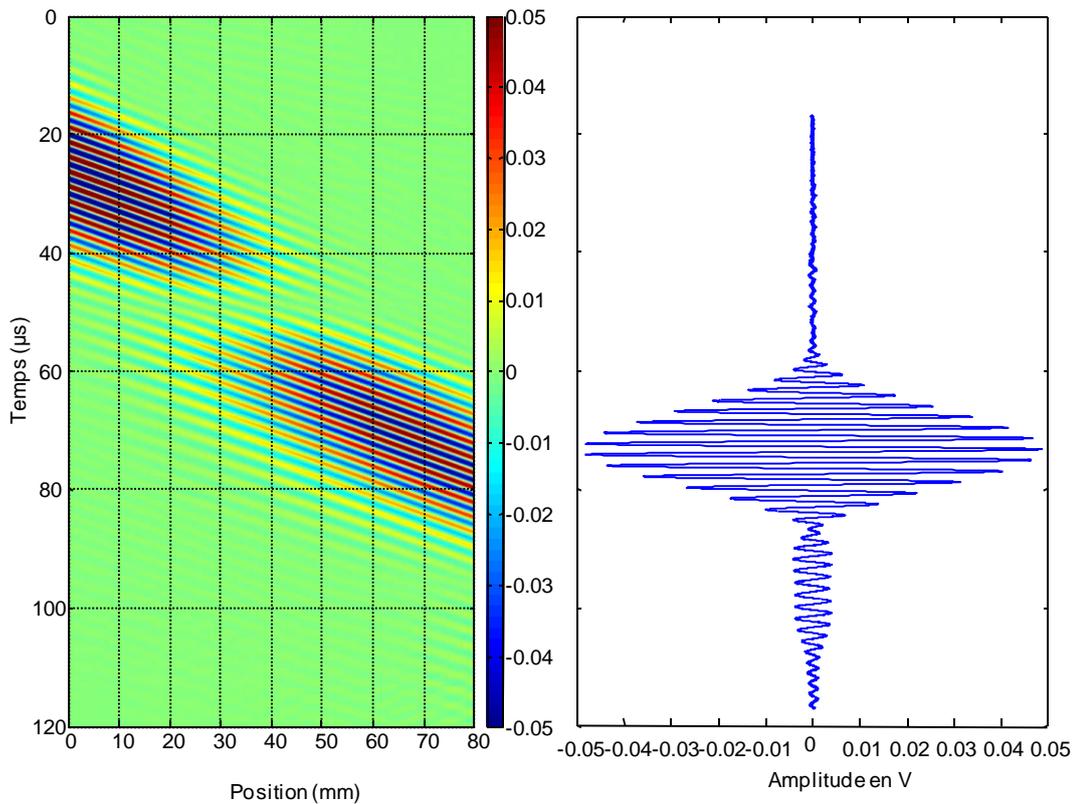


Figure IV.9 : Représentation temps position du signal pour la tricouche à 100% d'araldite à gauche. A droite : Signal temporel acquis à la dernière position.

Pour identifier et séparer les modes générés dans la tricouche, nous avons procédé au traitement de double FFT[50] décrit dans le chapitre des simulations numériques. La FFT temporelle est alors effectuée sur un nombre $N_t = 2^{16} = 65536$ points donnant un pas fréquentiel $\Delta f = 305.2 \text{ Hz}$. La FFT spatiale est effectuée sur un nombre $N_x = 2^{13} = 8192$ points donnant un pas en nombre d'onde $\Delta k = 7.7 \text{ rad/m}$. La figure IV.10 représente le résultat de cette double FFT. Les niveaux de couleurs correspondent aux amplitudes des déplacements. Les courbes de dispersion théoriques sont superposées aux résultats de la double FFT.

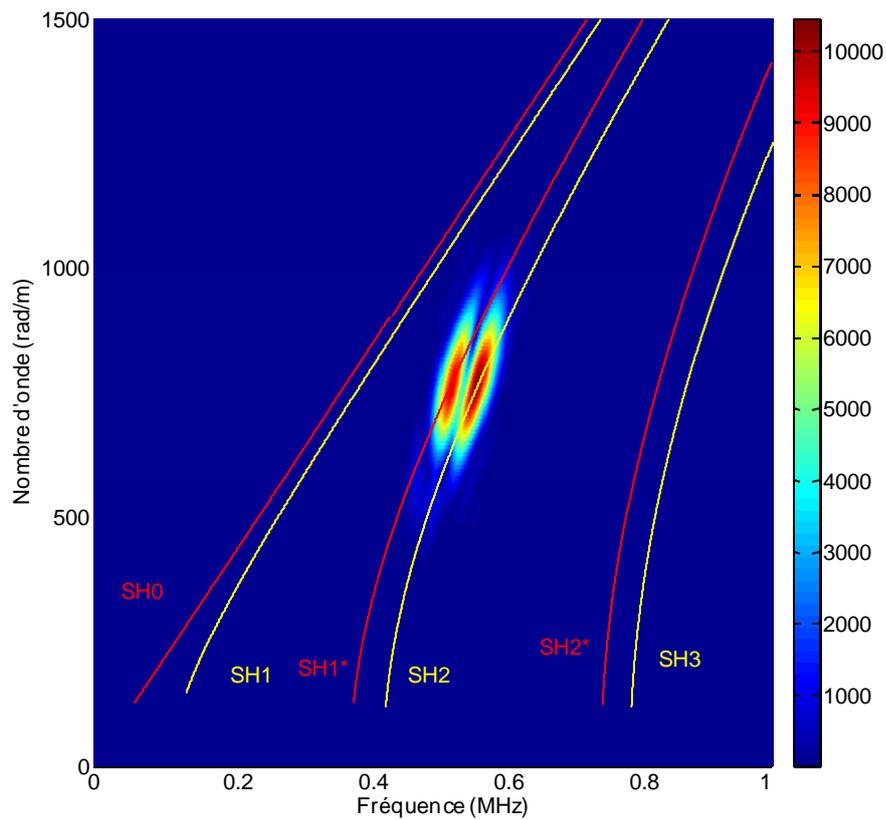


Figure IV.10 : Représentation « toutfréquence » pour la tricouche à 100% d'araldite, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

Nous identifions bien la propagation simultanée des deux modes SH1* et SH2, comme prévu dans le § II.3. L'ouverture angulaire du transducteur, l'angle imprécis du sabot pour exciter le mode SH2 seul, et la largeur fréquentielle du signal d'excitation peuvent expliquer cette excitation simultanée des deux modes, dont les courbes de dispersion sont proches. Ces modes ayant des courbes de dispersion quasi parallèles dans la zone d'étude (voir figure IV.10), ont par conséquent des vitesses d'énergie proches et peuvent donc se propager ensemble. A noter que le mode SH2 semble mieux excité que le mode SH1*.

II. 5.1.2 Tricouche avec 90% d'araldite et 10% de graisse

La figure IV.11 donne la représentation spatio-temporelle des signaux relevés pour l'assemblage où l'adhésif est constitué de 90% d'araldite mélangé à 10% de graisse.

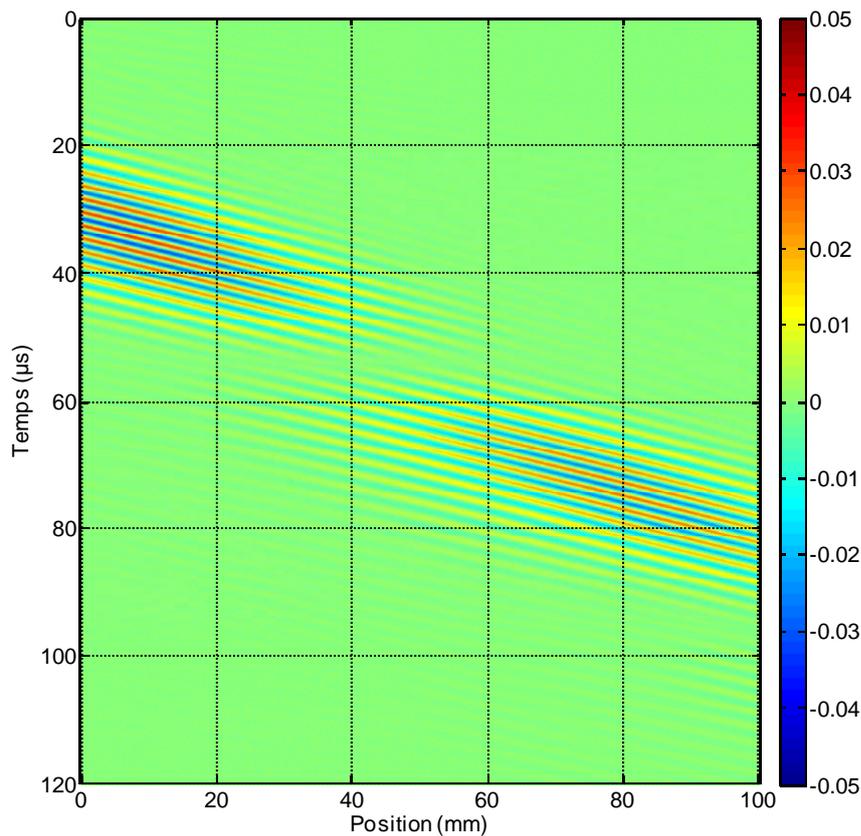


Figure IV.11 : Représentation temps position du signal pour la tricouche à 90% d'araldite et 10% de graisse.

On constate toujours la présence de deux modes qui semblent interférer. Le résultat de la double FFT réalisée dans les mêmes conditions que l'échantillon avec 100% d'araldite, est donné sur la figure IV.12.

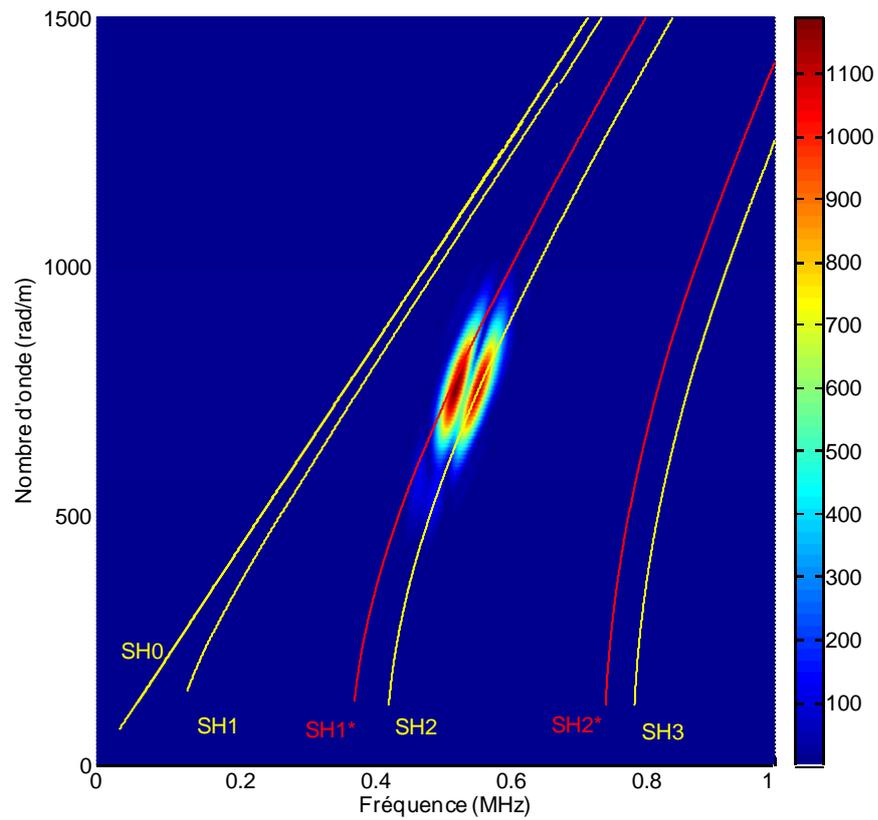


Figure IV.12 : Représentation « tout fréquence» pour la tricouche à 90% d'araldite et 10% de graisse, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

Les modes SH1* et SH2 ont donc été générés, de façon similaire à l'échantillon avec 100% d'araldite, sauf que cette fois-ci le mode SH1* semble être mieux généré que le mode SH2.

II. 5.1.3 Tricouche avec 70% d'araldite et 30% de graisse

Toujours dans les mêmes conditions expérimentales, nous obtenons la représentation temps-position donnée sur la figure IV.13 pour la structure où l'adhésif est composé de 70% d'araldite et de 30% de graisse.

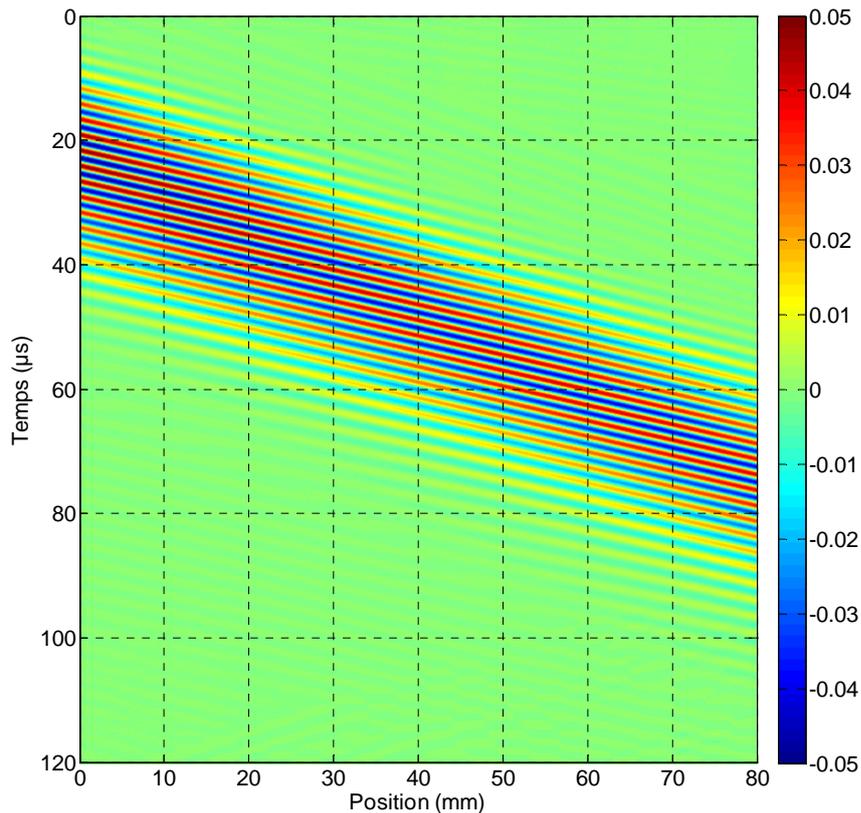


Figure IV.13 : Représentation temps position du signal pour la tricouche à 70% d'araldite et 30% de graisse.

Cette figure montre la propagation d'une seule onde, et aucun phénomène d'interférence n'est constaté. Le résultat de la double FFT est donné sur la figure IV.14.

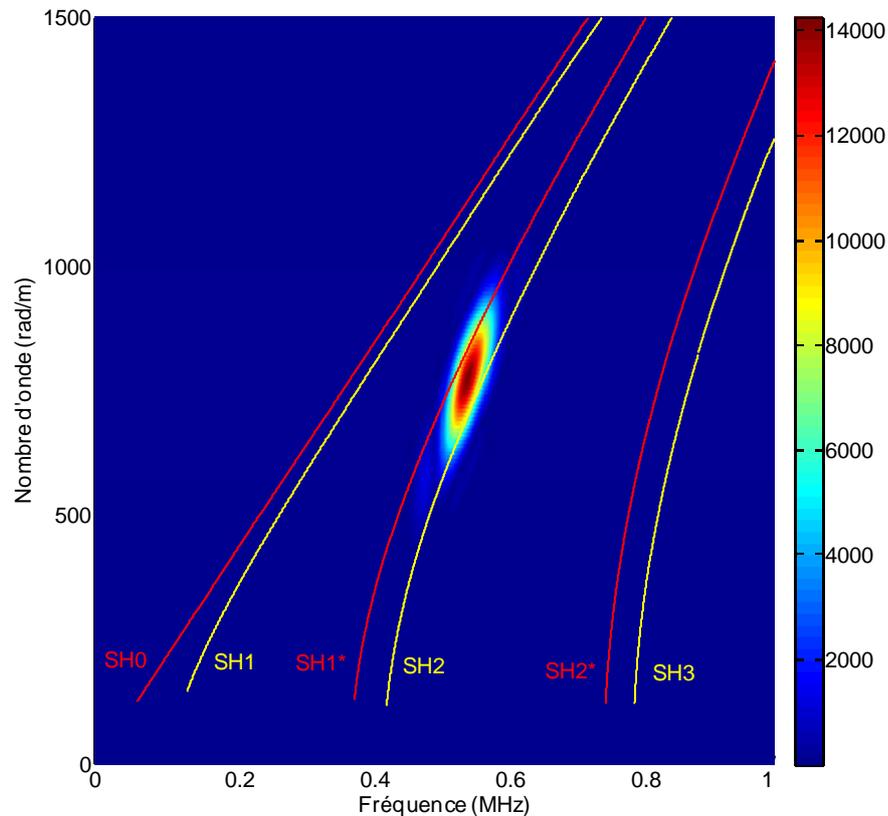


Figure IV.14 : Représentation « tout fréquence » pour la tricouche à 70% d'araldite et 30% de graisse, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

Nous constatons nettement la présence d'un seul mode qui se place entre les courbes de dispersion des modes SH1* et SH2 de la tricouche. Il n'y a donc plus propagation simultanée de deux modes qui traduisait dans les échantillons avec 100% et 90% d'araldite un bon couplage des deux plaques d'aluminium. Ici, ce couplage ne serait plus assuré à cause d'une qualité de colle dégradée.

Or sur la figure IV.14, les courbes de dispersion théoriques sont tracées dans l'hypothèse d'adhésion parfaite, et pour un film de colle en araldite, alors que les propriétés physiques de l'adhésif ont été modifiées par l'ajout de 30% de graisse. Nous recalculons les courbes de dispersion par détermination de la nouvelle masse volumique et de la nouvelle vitesse des ondes transversales dans le mélange (70% araldite et 30% graisse)[35]. Ces courbes sont reportées en pointillés rouges et jaunes sur la figure IV.15, qui est un zoom de la figure IV.14. Nous avons également reporté les courbes de dispersion d'une seule couche d'aluminium, en pointillé blanc. Le but est de voir si le mode excité est celui d'une plaque seule, ou un des deux modes SH1* et SH2 de la tricouche.

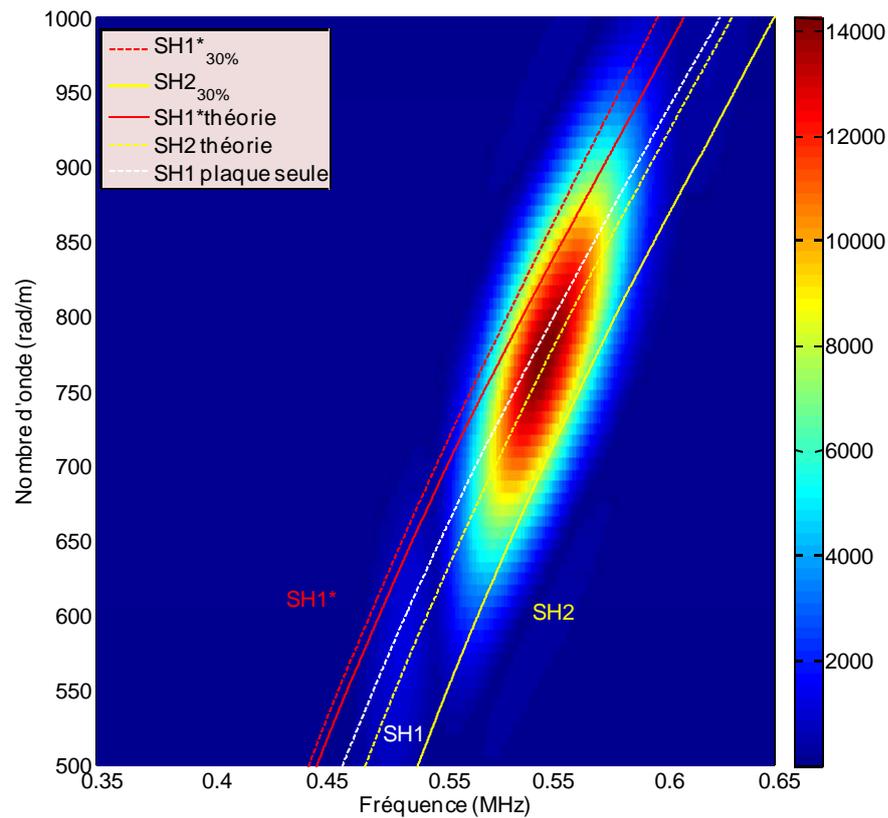


Figure IV.15: Représentation "tout fréquence" pour la tricouche à 70% d'araldite et 30% de graisse, courbes théoriques de la tricouche 100% araldite (—, —), courbes théoriques du mélange (---, ---) et courbes en pointillés blancs de la plaque d'aluminium.

On constate que la courbe de dispersion du mode SH1 d'une plaque d'aluminium, et celle du mode SH2 d'une tricouche se superposent sur le résultat de la double FFT. Ceci montre qu'on ne détecte plus le couplage des deux plaques comme dans les deux cas précédents où l'adhésion était plus forte avec la propagation simultanée de deux modes voisins.

II. 5.1.4 Tricouche avec 50% d'araldite et 50% de graisse

Nous présentons ce cas afin de confirmer le résultat obtenu sur l'échantillon précédent, vu que le taux de graisse est plus important. La figure IV.16 donne le temps-position obtenu :

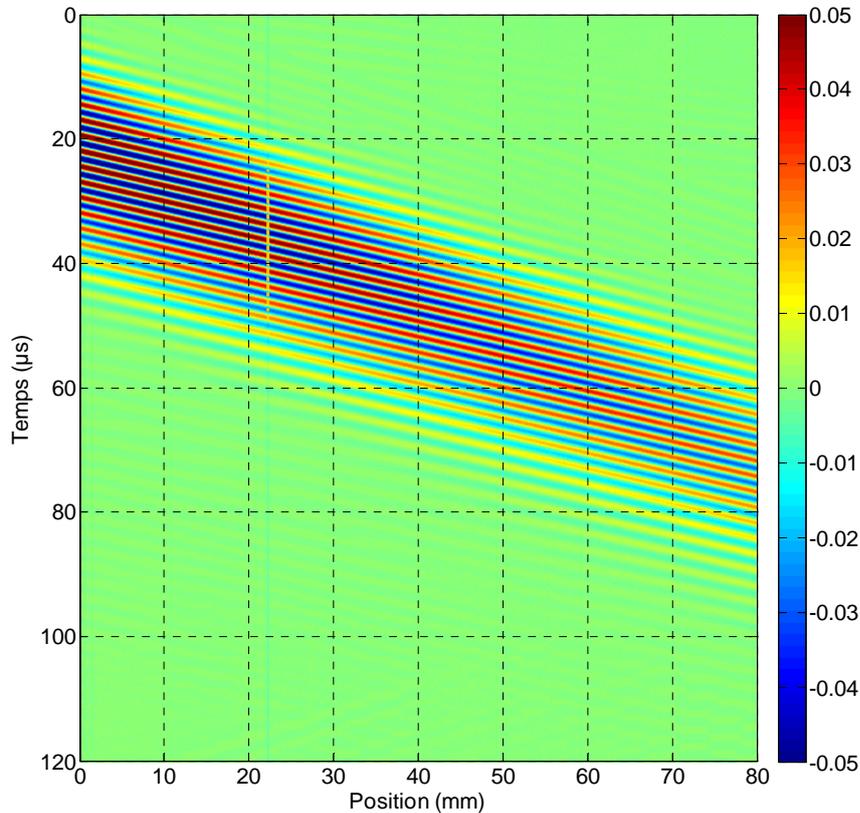


Figure IV.16 : Représentation temps position du signal pour la tricouche à 50% d'araldite et 50% de graisse.

Nous constatons la propagation d'une seule onde, comme prévu. Le résultat de la double FFT est donné sur la figure IV.17, où nous avons reporté les courbes de dispersion théoriques de la tricouche aluminium/araldite/aluminium en traits continus rouge et jaune, de la tricouche aluminium/ 50% araldite 50% graisse/aluminium en pointillés rouges et jaunes, et celle d'une monocouche d'aluminium en pointillés blancs.

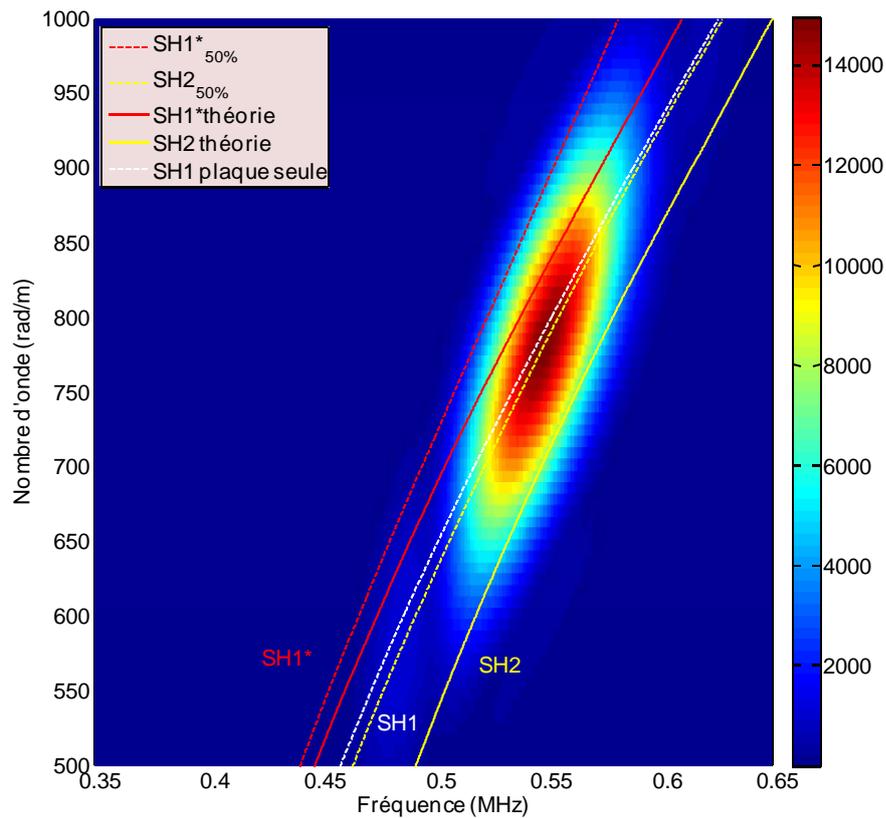


Figure IV.17 : Représentation "tout fréquence" pour la tricouche à 50% d'araldite et 50% de graisse, courbes théoriques de la tricouche 100% d'araldite (—, —), courbes théoriques du mélange (---, ---) et courbes en pointillés blancs de la plaque d'aluminium.

La même remarque que précédemment peut être faite, puisque le résultat de la FFT se superpose aussi bien sur la courbe de dispersion du mode SH1 d'une seule plaque que sur celle du mode SH2 de la tricouche. Ce résultat traduit donc bien le découplage des deux plaques. En comparant la figure IV.15 (cas de 70% d'araldite) et la figure IV.17 (cas de 50% d'araldite) ci-dessus, on remarque que la position de la tâche n'a pas varié. Ceci montre donc que c'est le mode correspondant à une seule couche qui a été généré.

Un bon collage provoque le couplage des deux plaques et ce couplage se traduit par l'observation de deux modes. En observer un seul est un signe de « mauvais » couplage et donc d'un « mauvais » collage. Ici on ne donne pas un critère quantitatif sur la qualité du collage mais il est possible de séparer en deux classes « bon » et « mauvais » collage par l'observation, ou non, de deux modes. En conclusion, nous avons montré que l'existence de la propagation de deux modes proches et leur interférence peut finalement être indicateur d'une bonne qualité de collage.

II.4.2. Cas du mode SH1

Cette partie concerne les résultats expérimentaux obtenus en utilisant un sabot de 25° et un signal d'excitation centré sur une fréquence de 380 kHz, dans le but de générer le mode SH1. Trois tricouches ont été étudiées, avec un film de colle de 100% araldite, de 90% araldite et 10% de graisse, et enfin de 80% araldite et 20% de graisse. Les mêmes traitements que précédemment sont appliqués.

II. 5.1.5 Tricouche avec 100% d'araldite

La figure IV.18 montre le résultat de la double FFT.

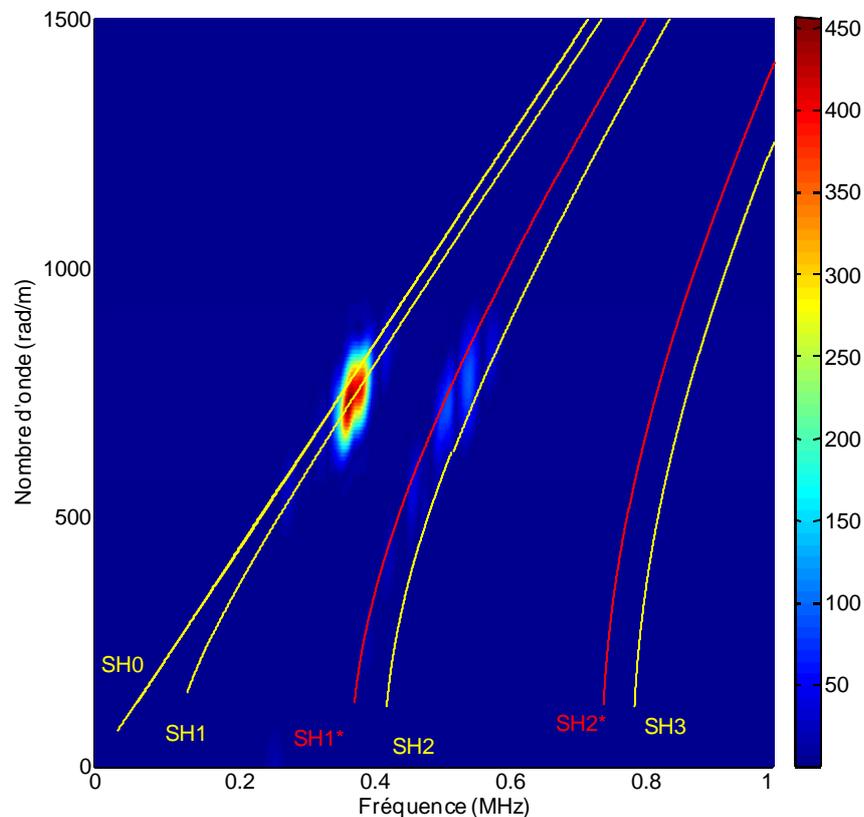


Figure IV.18 : Représentation " tout fréquence" pour la tricouche à 100% d'araldite, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

On constate la génération simultanée de deux modes SH0 et SH1, comme prévu sur la figure IV.8 qui décrit le choix du sabot. L'existence de deux modes traduit une bonne qualité d'adhésion dans cette structure « saine », où le film de colle est de l'araldite pure. Notons que le mode basse fréquence est le mieux excité.

II. 5.1.6 Tricouche avec 90% d'araldite et 10% de graisse

La figure IV.19 donne le résultat de la double FFT.

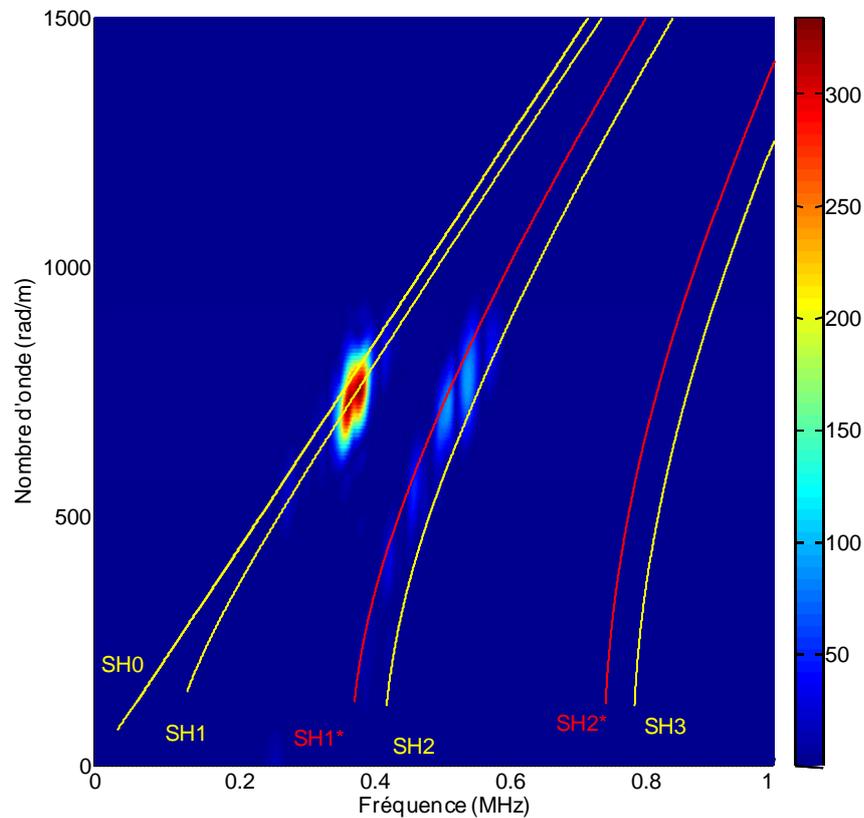


Figure IV.19 : Représentation "tout fréquence" pour la tricouche à 90% d'araldite et 10% de graisse, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

On constate toujours l'existence des deux modes, ce qui traduit toujours une bonne qualité d'adhésion. L'ajout de 10% de graisse ne semble donc pas détériorer notablement le couplage entre les deux plaques. On note par comparaison au cas du film 100% araldite, que les deux modes sont cette fois-ci d'amplitudes similaires.

II. 5.1.7 Tricouche avec 80% d'araldite et 20% de graisse

Le résultat de la double FFT est donné sur la figure IV.20 :

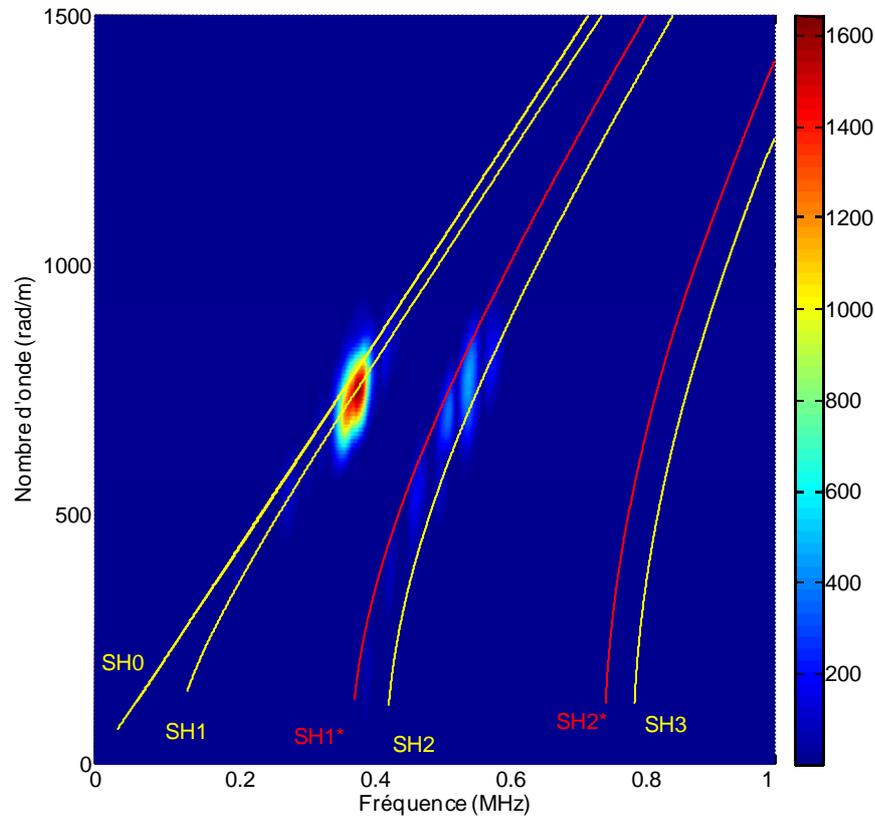


Figure IV.20 : Représentation « tout fréquence » pour la tricouche à 80% d'araldite et 20% de graisse, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

Les deux modes existent toujours, ce qui signifie que les deux plaques sont quand même bien couplées par l'adhésif, même si la qualité de l'adhésion devrait être moins bonne que dans les cas précédents. On remarque par contre que cette fois-ci le mode haute fréquence est le mieux excité.

En conclusion de cette partie, nous constatons que la génération simultanée de deux modes dans les trois échantillons où le taux de graisse évolue de 0% à 20%, traduit l'existence de couplage des deux plaques métalliques. La dégradation de la qualité de la colle a pour effet de diminuer l'amplitude du mode plus basse fréquence.

Les modes étudiés sont en définitive de bons candidats en vue de la qualification d'un collage. Néanmoins l'étude du mode SH2 et de SH1* montre des résultats plus faciles à lire.

III. Cas d'une structure aluminium/araldite/verre à épaisseur de film de colle variable.

Un des problèmes importants qui se pose industriellement est le fait que les joints de colle ne peuvent pas toujours être considérés comme d'épaisseur constante. Très souvent, les solutions proposées pour caractériser un collage ont consisté à étudier les variations d'une courbe de dispersion par rapport à une courbe idéale représentative d'un bon collage. Cependant on montre ici qu'un bon collage peut produire un effet similaire simplement parce que l'épaisseur du joint de colle varie.

L'objectif de cette partie est donc d'étudier la possibilité de détection par les ondes guidées SH d'une faible variation de l'épaisseur du film de colle dans une structure tricouche. Les structures étudiées sont de type aluminium/araldite/verre. Cette structure dissymétrique se prête mieux à l'excitation d'un mode unique, puisque les courbes de dispersion sont mieux séparées, comme on a vu dans le chapitre I. Comme dans l'étude numérique par éléments finis du chapitre 2, nous allons cette fois-ci comparer expérimentalement le comportement du mode SH1* dans une structure de référence où l'épaisseur du film d'araldite est 0,5 mm, puis dans un autre assemblage où l'épaisseur du film de colle varie linéairement de 0,2 mm à 1 mm sur 300 mm de distance, soit un angle de pente de 0,15°. Les caractéristiques physiques et géométriques sont les mêmes que dans l'étude numérique par éléments finis.

III.1. Structures étudiées

La structure de référence est une tricouche aluminium (4 mm)/araldite (0,5 mm)/verre (3 mm). Les caractéristiques des matériaux sont rappelées dans le tableau suivant :

$\rho_1(kg / m^3)$ (Aluminium)	$\rho_2(kg / m^3)$ (Araldite)	$\rho_3(kg / m^3)$ (Verre)	$C_{T_1}(m / s)$ (Aluminium)	$C_{T_2}(m / s)$ (Araldite)	$C_{T_3}(m / s)$ (Verre)	$2h_1(mm)$ (Aluminium)	$2h_3(mm)$ (Verre)
2800	1160	2490	3100	1356	3485	4	3

Tableau IV.2 : Caractéristiques physiques des matériaux utilisés.

La structure avec épaisseur de film de colle variable, est réalisée en plaçant des cales de différentes épaisseurs, régulièrement réparties sur les bords d'une plaque, de façon à assurer la variation d'épaisseur souhaitée. La colle est ensuite versée, puis la deuxième plaque est pressée par-dessus de façon à ce qu'elle soit bien en contact avec les cales.

III.2. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental permettant la génération des ondes transverses et l'acquisition des signaux temporels est représenté sur la figure IV.21, et une photographie est donnée sur la figure IV.22. La chaîne d'émission est composée d'un générateur d'impulsion de marque Sofranel et d'un transducteur de contact PET à ondes transverses de marque Valpey Fisher (modèle 08M133) placé sur un sabot en plexiglas "fait maison". Un gel couplant est utilisé entre le sabot et le transducteur, et entre le sabot et la surface de la structure, pour améliorer le couplage acoustique. Le transducteur a une fréquence centrale de 500 kHz. Le générateur délivre une impulsion d'amplitude 300 V et de durée de l'ordre de quelques microsecondes au transducteur de contact. Pour générer un mode particulier avec la méthode du coin, nous utilisons un sabot avec un angle défini qui favorise la génération du mode. L'angle du sabot est obtenu suivant la loi de Snell-Descartes :

$$\theta = \arcsin\left(\frac{C_{T_{plexi}}}{C_{ph}}\right)$$

où $C_{T_{plexi}}$ est la vitesse transversale dans le plexiglas et C_{ph} , la vitesse de phase du mode souhaité.

La réception est assurée par un vibromètre laser Polytec OFV-505 réglé sur une sensibilité de $20 \text{ mm s}^{-1} \text{ V}^{-1}$ (fréquence maximale de 1MHz). Le vibromètre mesure par interférométrie laser les déplacements à la surface de la structure. On règle dans un premier temps le faisceau laser normalement à la surface de la structure. Puisque la polarisation du déplacement des ondes SH est dans le plan de la surface de la structure, la meilleure disposition pour avoir un bon niveau d'amplitude est de placer un papier rugueux rétrodiffusant sur la zone à explorer, et d'effectuer une rotation de 45° de l'échantillon par rapport au faisceau laser. Grâce à cette configuration, une partie du faisceau laser se retrouve ainsi rétrodiffusée vers la focale du vibromètre, permettant de récupérer une image du déplacement de l'onde SH. Les niveaux mesurés restent cependant faibles, ce qui pénalise cette méthode de mesure, et donc permet un suivi de mode sur des distances plus courtes que celles obtenues dans d'autres études avec la propagation des ondes de Lamb. Dans notre cas, et quelle que soit la structure étudiée, cette distance est de 160 mm, avec une translation du vibromètre par pas de 0,1 mm, soit 1600 relevés. A chaque position du laser, le signal mesuré est visualisé sur un oscilloscope numérique de marque Yokogawa DL9140. Le signal échantillonné est acquis sur 12500 points et moyenné sur 1024 balayages. L'ordinateur stocke tous les signaux qui seront traités numériquement de la même façon que les résultats obtenus en simulations numériques dans le chapitre précédent. A noter enfin que les mesures sont prélevées sur la surface de la plaque d'aluminium aussi bien pour la structure de référence que pour la tricouche avec épaisseur variable du film de colle.

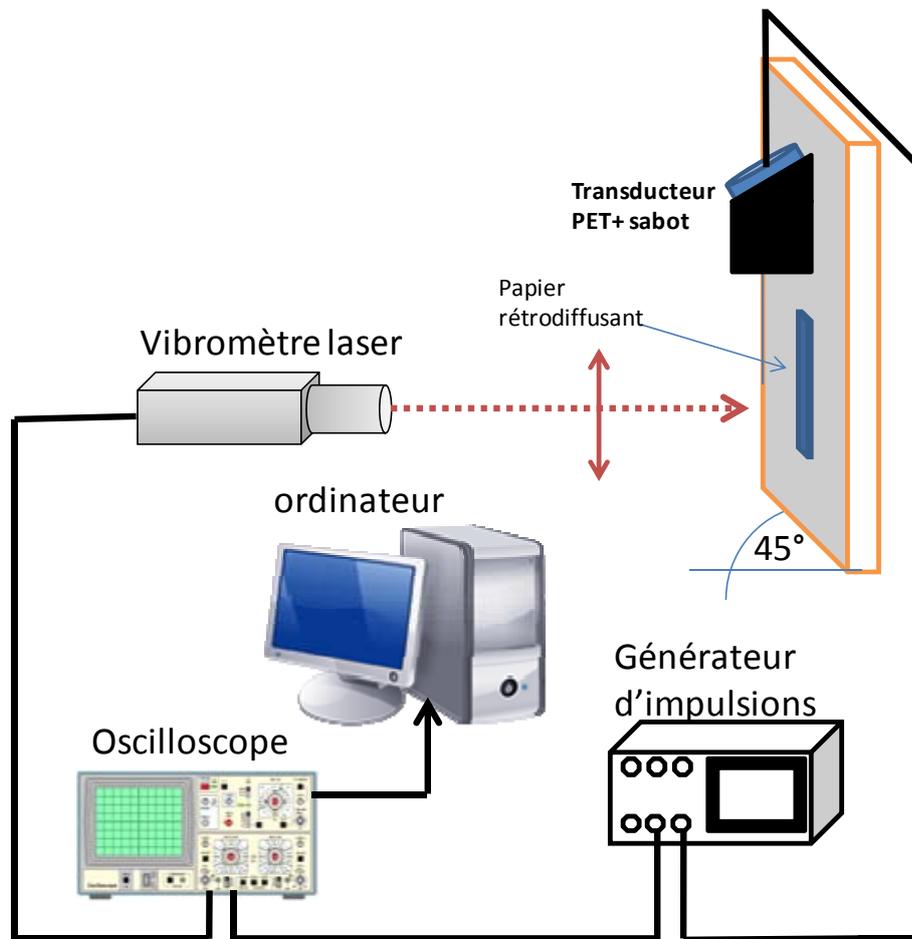


Figure IV.21: Dispositif expérimental.

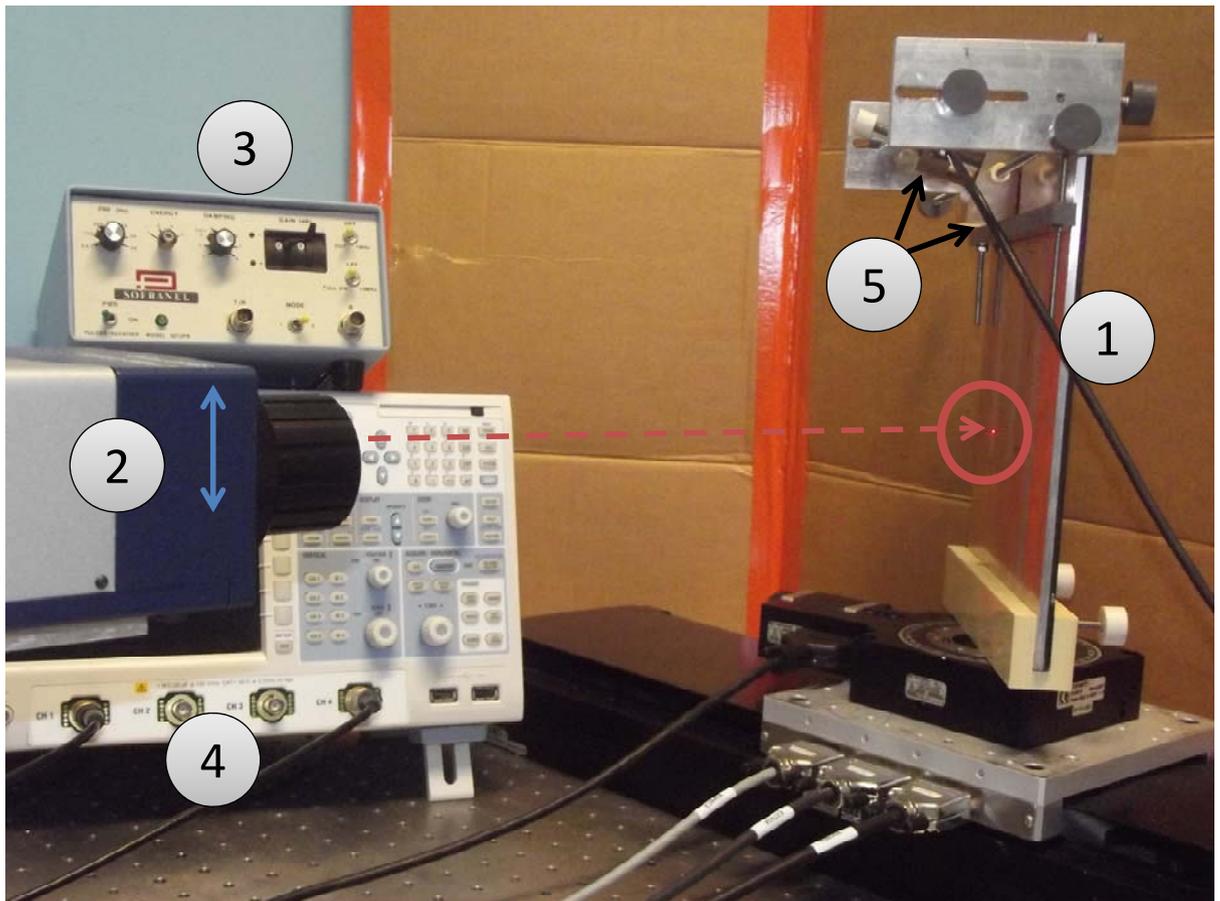


Figure IV.22: Photographie du dispositif expérimental. (1) : structure tricouche, (2): vibromètre laser, (3): générateur d'impulsions, (4): oscilloscope, (5): sabot+PET.

L'étude de sensibilité des modes du chapitre 1 a montré que le mode SH1* à 500 kHz était le plus sensible à la variation de l'épaisseur de l'adhésif, ce qui a été confirmé par l'étude numérique dans le chapitre III. Le but ici est de générer le mode SH1* aussi bien dans la structure de référence, que dans l'échantillon à épaisseur de colle variable. Dans les deux cas, l'angle du sabot est de 16° puisque même dans le cas de la structure d'épaisseur de colle variable, l'excitation est réalisée au niveau où l'épaisseur du film est de 0,5 mm, et la propagation est orientée vers les épaisseurs croissantes.

III.3. Résultats expérimentaux

III. 3. 1 Représentation spatio-temporelle des signaux

Les figures IV.23 et IV.24 sont la représentation spatio-temporelle des signaux obtenus respectivement pour la tricouche de référence et pour la tricouche à épaisseur de film adhésif variable.

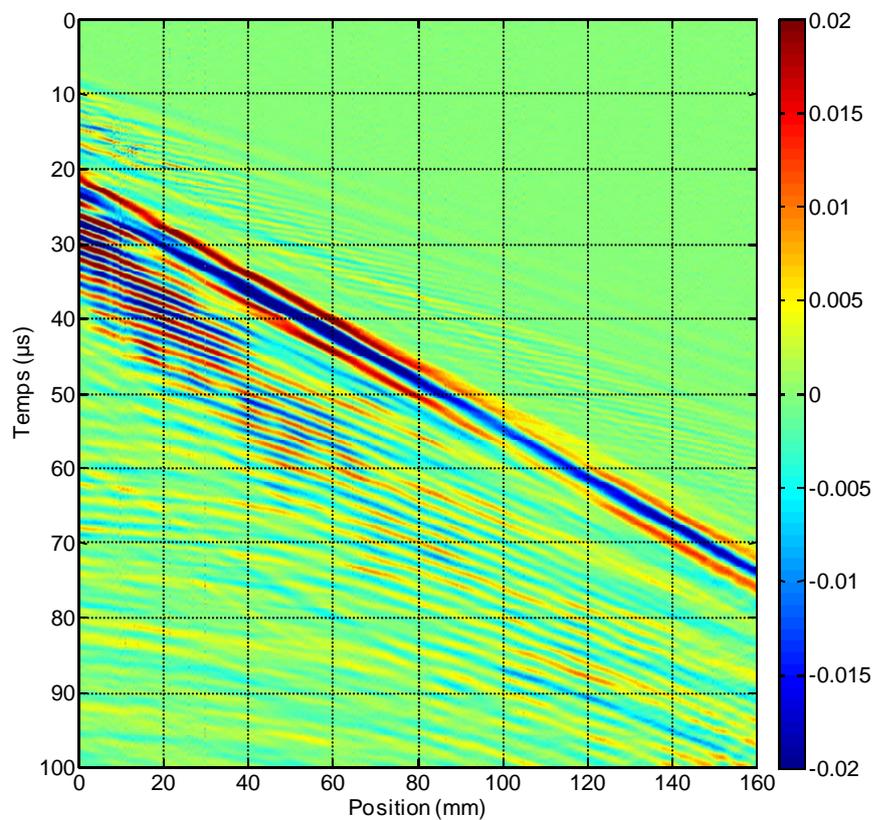


Figure IV.23 : Représentation temps position pour une tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur d'adhésif constante.

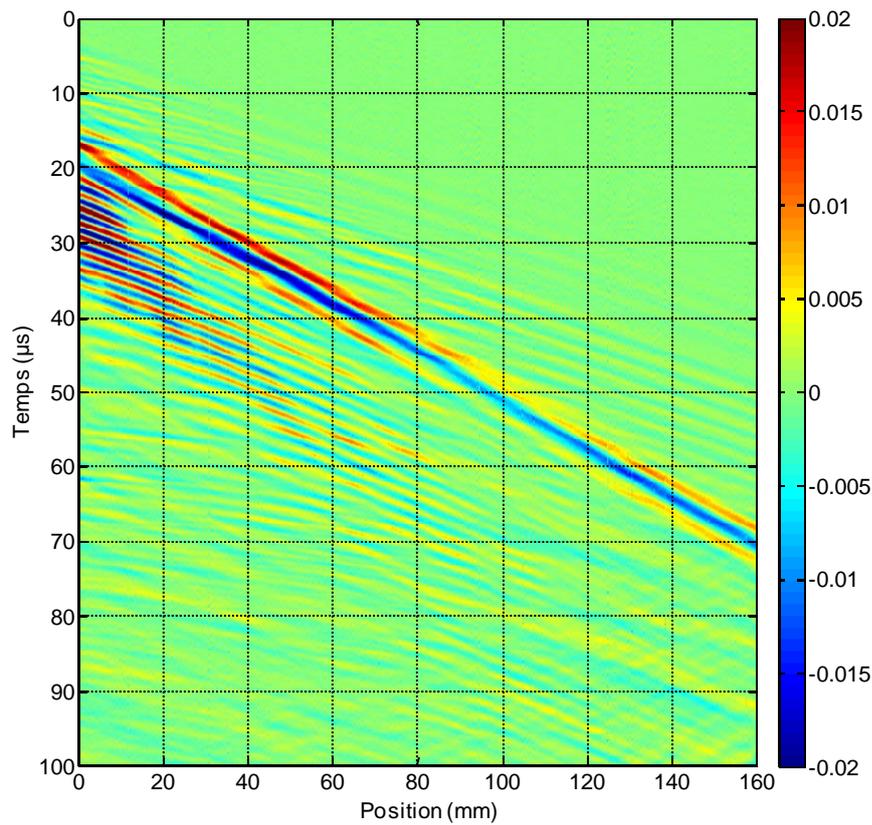


Figure IV.24 : Représentation temps position pour une tricouche aluminium/araldite/verre avec une épaisseur d'adhésif variable.

Sur ces deux figures, le temps est présenté en ordonnée et les positions en abscisse. L'horizon temporel est tronqué à 100 μs pour éliminer la réflexion en bout de structure. On rappelle que la longueur de la zone d'étude est la même dans les deux tricouches et vaut 160 mm. Il faut noter que pour la tricouche avec une épaisseur d'adhésif variable, la première mesure se fait au niveau où l'épaisseur de l'araldite est égale à 0,5 mm et la dernière mesure correspond à $x=160$ mm où l'épaisseur de l'araldite est égale 0,93 mm.

La présence de fronts d'ondes différents suppose la propagation de plusieurs modes. Les digrammes temps-position ci-dessus sont assez semblables et c'est dans l'espace dual fréquence-nombre d'onde qu'il sera possible de caractériser les phénomènes de propagation. Une double FFT spatio-temporelle est donc effectuée afin d'identifier les modes générés.

III. 3. 2 Identification du mode SH1*

Sur les figures IV.25 et IV.26, nous représentons les résultats de la double FFT. La figure IV.25 correspond au résultat sur la tricouche de référence où les courbes de dispersion théoriques sont superposées aux résultats expérimentaux. Pour la tricouche avec une épaisseur variable, nous montrons juste les résultats expérimentaux. Les caractéristiques des traitements appliqués aux données mesurées sont récapitulées dans le tableau IV.3 et sont valables pour les deux tricouches.

Excitation	impulsionnel
Nombre d'onde du mode SH1*	614.9 rad/m
Fréquence centrale du transducteur	500 kHz
Longueur d'onde du mode SH1*	10 mm
Pas spatial	$\Delta l = 0.1$ mm
Zone d'étude	160 mm (1600 points)
Durée d'acquisition	200 μ s
Angle du sabot	16°
Taille de la FFT temporelle	$N_t = 2^{14}$ (16384)
Pas fréquentiel	$\Delta f = \frac{1}{\Delta t * N_t} = 364.28$ Hz
Longueur de la fenêtre glissante	90 mm (900 points)
Taille de la FFT spatiale à fenêtre glissante	$N_x = 2^{15}$ (32768)
Pas en nombre d'onde sur la FFT spatial à fenêtre glissante	$\Delta k = \frac{2\pi}{\Delta l * N_x} = 1.91$ rad/m

Tableau IV.3 : Paramètres du traitement de signal pour les deux tricouches.

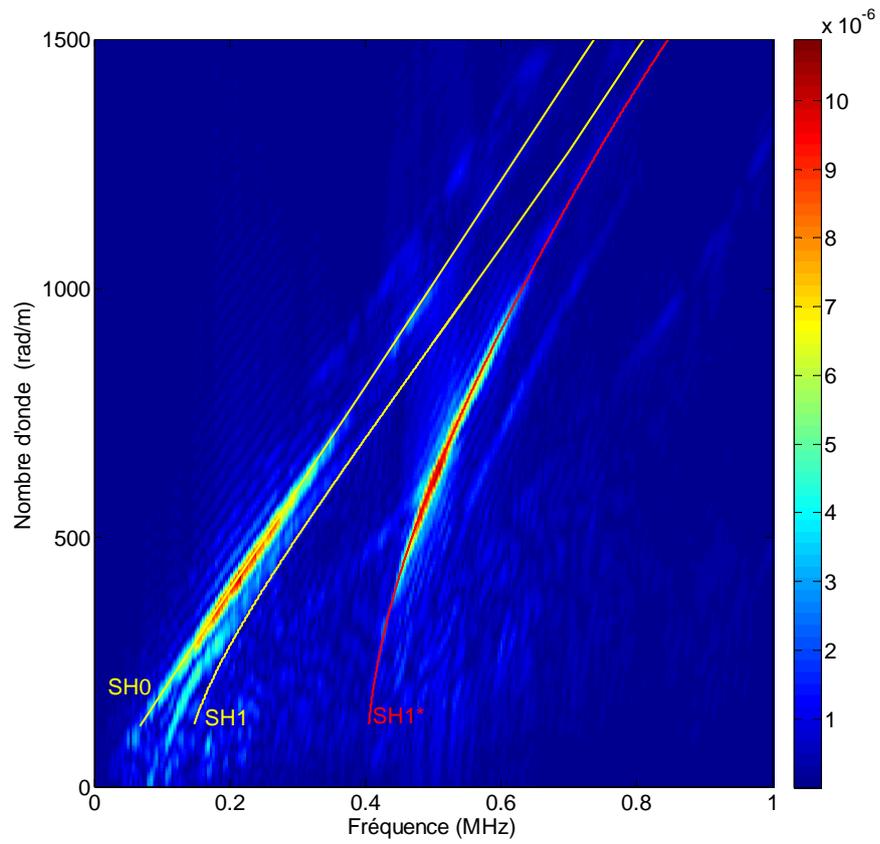


Figure IV.25: Représentation « tout fréquence» pour la tricouche de référence, courbes théoriques de la tricouche (—, —).

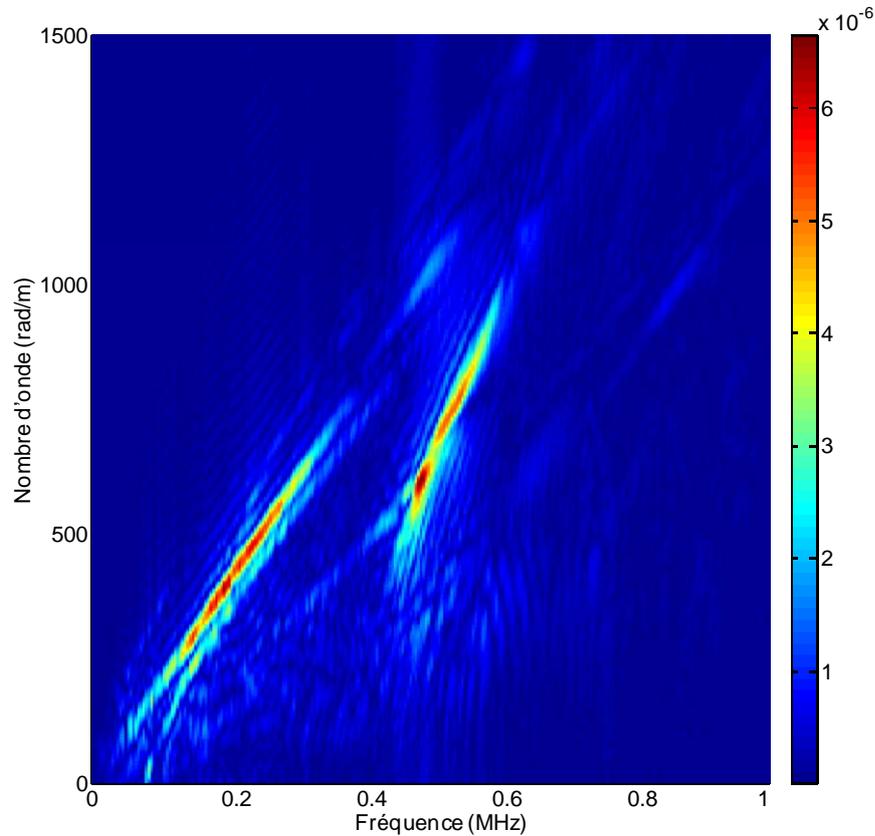


Figure IV.26: Représentation « tout fréquence » pour la tricouche avec épaisseur de film de colle variable.

Nous identifions sur la figure IV.25 correspondant à la structure de référence la génération du mode SH0 sur une gamme de fréquence centrée sur 0,2 MHz, et du mode SH1* aux alentours de la fréquence centrale du transducteur émetteur 0,5 MHz. La figure IV.26 est relative à la structure où l'épaisseur de la colle est variable, et donc où les ondes SH ont un comportement adiabatiques avec un nombre d'onde variable en fonction de l'épaisseur locale. Par conséquent aucune courbe de dispersion théorique n'est superposée sur cette figure IV.26. Nous observons néanmoins que les gammes de fréquences et de nombres d'onde se situent approximativement dans les mêmes zones que dans la figure IV.25 relative à la structure de référence, ce qui pourrait supposer la génération des modes adiabatiques SH0 et SH1*. Ceci devrait être confirmé par une analyse des mesures par FFT spatiale à fenêtre glissante réalisée à une fréquence fixée, qui permet de suivre la propagation d'un mode donné.

III. 3. 3 Évolution du mode SH1* dans les deux structures

III. 3.3.1 Cas de la structure de référence.

La FFT spatiale à fenêtre glissante est faite avec une taille de fenêtre de 90 mm translattée par pas de 0,1 mm, soit 900 points, à une fréquence fixée $f = 500$ kHz. Tout comme dans l'étude numérique par éléments finis, la précision sur le nombre d'onde doit être privilégiée, car les faibles variations du nombre d'onde dans la structure à épaisseur de film de colle variable doivent être très supérieures à la résolution de la FFT spatiale à fenêtre glissante. Comme précisé dans le tableau IV.3 donné plus haut, cette résolution sur le nombre d'onde est $\Delta k=1,91$ rad/m, identique à celle de l'étude numérique.

La figure IV.27 ci-dessous est le résultat de ce traitement pour la structure de référence, à $f=500$ kHz.

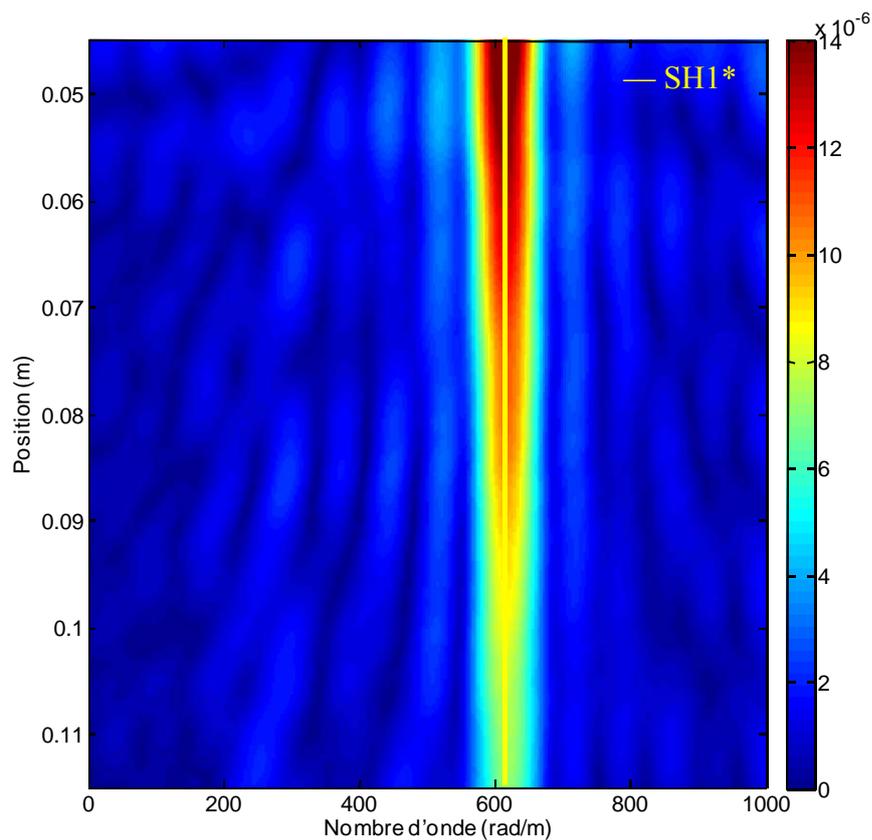


Figure IV.27 : Résultat de la FFT spatiale à fenêtre glissante à la fréquence de 0.5 MHz pour la tricouche référence, courbes théoriques (—).

Les abscisses correspondent aux nombres d'onde, les ordonnées aux positions, et les niveaux de gris au module de la FFT. Cette figure doit être lue de haut en bas, qui est la direction de propagation. On constate la propagation d'un mode avec un nombre d'onde constant. La droite verticale en jaune est tracée pour un nombre d'onde de 615 rad/m, qui est celui du mode SH1* à $f = 500$ kHz. On identifie donc la propagation de ce mode avec un nombre d'onde constant, comme prévu dans une structure où la section est constante.

III. 3.3.2 Cas de la tricouche à épaisseur de film de colle variable

Le même traitement est effectué sur la structure à épaisseur d'adhésif variable. La figure IV.28 ci-dessous donne le résultat obtenu.

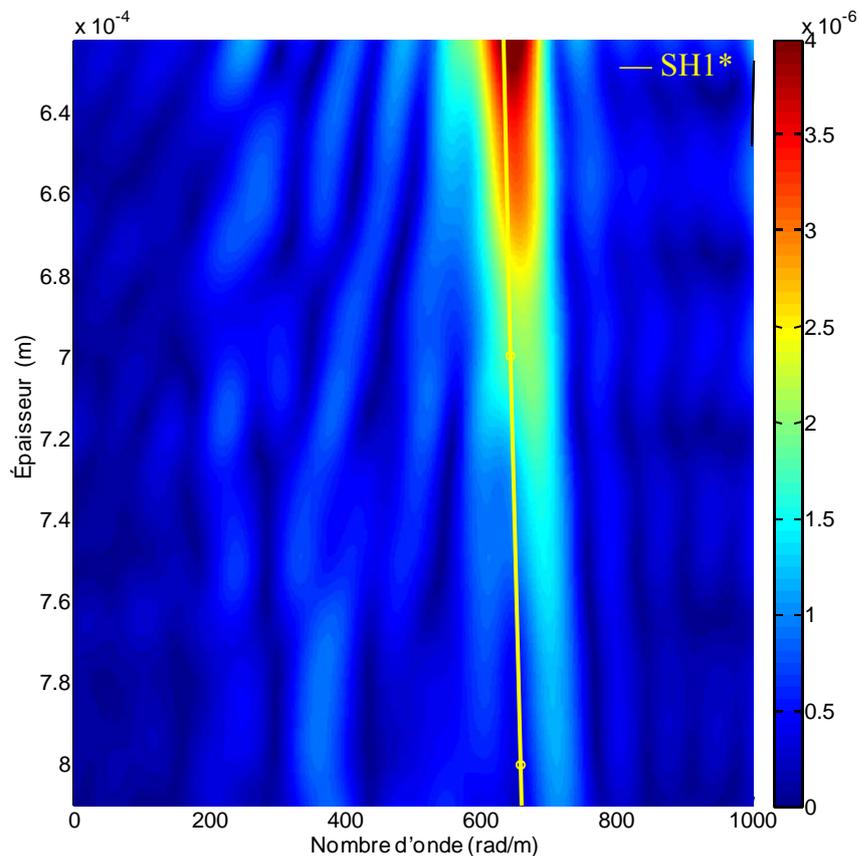


Figure IV.28: Résultat de la FFT spatiale à fenêtre glissante à la fréquence de 0,5 MHz pour la tricouche avec une épaisseur d'adhésif variable, courbes théoriques (—).

L'axe des ordonnées représente ici l'épaisseur locale, correspondant à la position médiane de la fenêtre spatiale glissante. Cette représentation est faite dans le but de reporter les nombres d'onde théoriques obtenus pour cette épaisseur de film de colle.

Ces nombres d'onde théoriques sont représentés par des points, et reliés par la droite en jaune sur la figure IV.28. On rappelle que la zone explorée fait 160 mm de longueur avec une variation de l'épaisseur du film de colle entre 0,5 mm et 0,93 mm. La taille choisie de la fenêtre glissante est de 90 mm. A cause de la troncature d'une demi-fenêtre au début et à la fin de la zone explorée, la distance de propagation représentée sur la Figure IV.28 est de 70 mm, soit une variation d'épaisseur de 0,63 mm à 0,81 mm. Pour ces épaisseurs, le nombre d'onde théorique varie entre 630 rad/m et 660 rad/m, soit une variation absolue de 30 rad/m, qui est très supérieure à la résolution $\Delta k=1,91$ rad/m adoptée pour la FFT spatiale à fenêtre glissante. La variation relative par rapport au nombre d'onde dans la structure de référence est 4,5%, ce qui est assez faible.

Nous constatons qu'expérimentalement, le mode SH1* a bien un comportement adiabatique avec un nombre d'onde variable. Ce nombre d'onde suit approximativement les variations du nombre d'onde théorique, mais avec des valeurs supérieures : ceci indique des épaisseurs réelles supérieures aux épaisseurs prévues lors de l'élaboration de l'échantillon. Pour rapprocher ces résultats de l'étude numérique par éléments finis réalisée dans le chapitre III, nous avons reconstruit un modèle adapté à la configuration expérimentale. Le résultat obtenu est donné sur la figure IV.29.

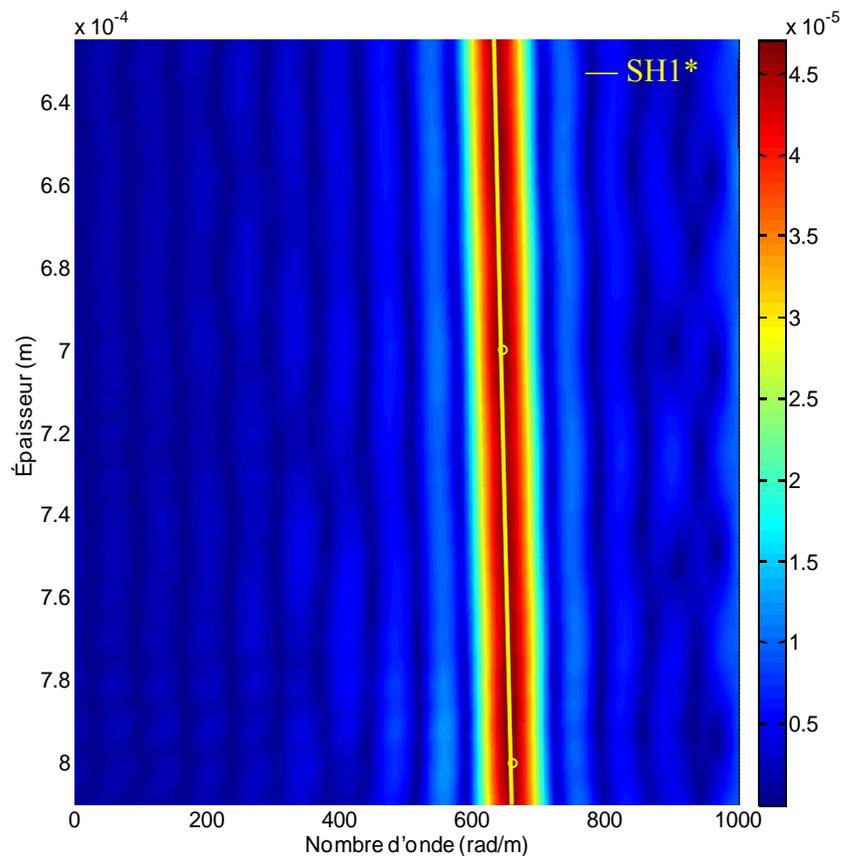


Figure IV.29 : Etude numérique par éléments finis. Résultat de la FFT spatiale à fenêtre glissante à la fréquence de 0,5 MHz pour la tricouche avec une épaisseur d'adhésif variable, courbes théoriques (—).

Le mode SH1* a bien un comportement adiabatique, et son nombre d'onde prend localement la valeur prévue théoriquement pour ces épaisseurs (valeurs théoriques en points reliés par une droite en jaune)

Cette étude montre donc que des variations faibles du nombre d'onde prédites théoriquement ou par éléments finis, peuvent être mesurées expérimentalement avec des ondes guidées SH.

IV. Conclusion

Deux dispositifs expérimentaux ont été utilisés dans ce chapitre. Le premier dispositif avec excitation par EMAT et réception par transducteur de contact placé sur un sabot est adapté à une étude sur une structure de section constante, puisque l'onde SH s'y propageant a un nombre d'onde constant. Il suffit donc de choisir les caractéristiques adaptées des transducteurs émetteur/récepteur. Ce dispositif a ainsi permis l'étude de tricouches symétriques aluminium (4 mm) /araldite (0,5 mm) / aluminium (4 mm). Ce type de structure présente des courbes de dispersion voisines. Le film de colle a été corrompue par de la graisse, dans divers proportions. Nous avons montré que la génération de modes voisins de la tricouche interférant entre eux pendant leur propagation était un bon indicateur de la qualité de collage. A partir d'un taux de graisse de 30%, un seul mode est généré, et on montre qu'il s'agit du mode d'une seule couche d'aluminium. Il y a donc découplage total entre les deux plaques d'aluminium.

Le cas d'une structure dissymétrique aluminium (4 mm) /araldite (0,5 mm ou variable)/verre (3 mm) a été traité expérimentalement avec un deuxième dispositif : émission par transducteur de contact-réception par vibromètre laser. Dans le cas d'une structure où le film de colle est constant, nous avons ciblé l'excitation du mode SH1*. Cependant, le mode SH0 a également été généré, mais dans une gamme de fréquence bien distincte de celle du mode SH1*. Le cas d'une structure présentant un film de colle d'épaisseur linéairement et faiblement variable (angle de la pente 0,15°) a été étudié avec le mode SH1*, dont l'étude théorique et numérique ont montré une meilleure sensibilité à l'épaisseur de l'adhésif. Même si les variations du nombre d'onde au cours de la propagation du mode sont faibles, de l'ordre de 5% par rapport au cas de référence, nous montrons qu'elles sont mesurables expérimentalement. Ainsi de faibles variations de l'épaisseur d'un film de colle peuvent être détectées avec un bon choix de mode et un traitement du signal adapté.

Conclusion et perspectives

Dans de ce travail, nous avons étudié théoriquement, numériquement et expérimentalement, la qualité de l'adhésion dans des tricouches symétriques aluminium/araldite/aluminium et dissymétriques aluminium/araldite/verre.

Les courbes de dispersion obtenues dans les deux cas montrent l'existence de deux vitesses limites : une correspondant à une onde de surface dans l'aluminium, et une autre correspondant à une onde de Stoneley se propageant à la vitesse transversale dans la couche de colle. Le phénomène de dédoublement de mode a été également étudié en comparant les courbes de dispersion d'une tricouche à celles d'une seule couche de l'assemblage. On montre en outre que les courbes de dispersion sont plus séparées les unes des autres dans la structure dissymétrique que dans la structure symétrique. Une étude de sensibilité des ondes SH à une variation de l'épaisseur de la couche de colle a également été menée, et a permis de dégager le bon mode candidat, à la bonne fréquence. Deux modèles numériques ont été mis en œuvre. Un modèle 1D qui a permis de retrouver les courbes de dispersion d'une tricouche, et de donner le champ de déplacement dans la section de la structure. L'étude de ce champ pour le mode SH₀ en fonction de la fréquence, a montré l'évolution du maximum du déplacement, localisé sur la surface de la couche d'aluminium en basse fréquence, puis confiné dans la couche de colle en haute fréquence. Le deuxième modèle 2D en régime transitoire, a permis la simulation de la propagation d'un mode donné dans la tricouche. Ce modèle a été appliqué à une structure où l'épaisseur du film de colle est faiblement et linéairement variable. Les variations du nombre d'onde obtenues par ce modèle sont en bonne concordance avec celle prévues théoriquement dans l'étude de sensibilité, ce qui confirme le caractère adiabatique des modes se propageant dans la structure à épaisseur de colle variable.

Le modèle rhéologique de Jones appliqué aux interfaces aluminium/araldite a permis de dégager des valeurs limites de la constante de raideur rendant compte d'une adhésion parfaite, et d'un délaminage totale de la structure aluminium/araldite/aluminium. Ce modèle montre également que seuls les modes SH_i* sont affectés par une valeur intermédiaire entre les deux cas limites. Ceci permet de cibler ce type de modes lors de la caractérisation expérimentale de la qualité de l'adhésion au niveau des interfaces.

L'étude expérimentale a été menée en utilisant deux dispositifs distincts. Le premier, basé sur un transducteur EMAT en excitation et un transducteur de contact en réception, a servi à la caractérisation de collages aluminium/colle/aluminium, où la qualité de la colle a été dégradée par ajout de graisse. On a ainsi montré expérimentalement que la propagation simultanée de deux modes de la tricouche était indicatrice du bon couplage entre les deux plaques d'aluminium. A taux de graisse plus élevé, ce couplage n'est plus assuré et un seul mode, correspondant à celui d'une seule plaque, a été excité dans la structure. Le deuxième dispositif basé sur un transducteur de contact en émission et un vibromètre laser en réception, a servi à la détection de faibles variations de l'épaisseur du film de colle dans un assemblage aluminium/araldite/verre.

Cette variation a été prise linéaire, et de faible pente (angle de $0,15^\circ$). On a ainsi montré, par comparaison à un échantillon de référence où l'épaisseur de colle était constante, que de faibles variations du nombre d'onde, de l'ordre de 5%, sont mesurables, grâce au choix du bon mode et d'un traitement du signal adapté. Ces résultats ont été en accord avec le modèle numérique prédictif. Les ondes SH peuvent donc rendre compte de non uniformité faible des joints de colle.

Ce travail a donc permis, outre les résultats obtenus, de développer des outils théoriques, numérique et expérimentaux pour la caractérisation de collages par ondes guidées SH. Ces outils seront appliqués dans un projet futur où la rugosité d'interface ainsi que la qualité de la colle seront pris en compte. Il est ainsi prévu une évaluation de l'effet de la rugosité d'interface sur la qualité de collage, par comparaison aux structures traitées ici où la rugosité n'a pas été prise en compte. S'agissant dans ce cas de qualité d'interface, cette évaluation se fera principalement par les modes SH_i* car nous avons montré qu'ils y étaient plus sensibles que les modes SH_i. La résolution d'un problème inverse par application du modèle de Jones sur cet aspect est également envisagée, puisque les valeurs des constantes de raideurs déduites devraient renseigner sur la qualité de l'adhésion.

Les outils développés pourront aussi servir à la caractérisation des défauts de collages de type défaut de contact (kissing bonds), ou des défauts de cohésion (vieillessement, incrustation de bulles d'air ou autre dans la colle lors du processus de réticulation, ...).

Comme autre perspective, on peut également étendre ce travail à des assemblages à base de matériaux composites, ou matériau composite-métal.

Références

- [1] C. J. Brotherhood, B. W. Drinkwater and S. Dixon, "The detectability of kissing bonds in adhesive joints using ultrasonic techniques," *Ultrasonics*, vol. 41, pp. 521-529, 2003.
- [2] S. De Barros, A. L. Gama, M. Rousseau and B. Collet, "Characterization of bonded plates with Lamb and SH waves using a quasi-static approximation," *Lat. Am. J.Solids Stru.*, vol. 1, pp. 379-399, 2004.
- [3] J. Jones and J. Whittier, "Waves at a flexibly bonded interface," *J. Appl. Mech.*, vol. 34, no. 4, pp. 905-909, 1967.
- [4] N. Ismaili Alaoui, "Nouvelle méthode numérique de résolution d'un problème inverse. Application à l'estimation des paramètres caractéristiques d'un adhésif dans une structure tricouche," Thèse, Université Sidi Mohammed Ben Abdellah/ Université du Havre, 2009.
- [5] Z. Fan, M. Castaings, M. J. S. Lowe, C. Biateau and P. Fromme, "Feature-guided waves for monitoring adhesive shear modulus in bonded stiffeners," *NDT&E Int.*, vol. 54, pp. 96-102, 2013.
- [6] M. Schoenberg, "Elastic wave behavior across linear slip interfaces," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 68, no. 5, pp. 1516-1521, 1980.
- [7] C. Yew and X. W. Weng, "Using ultrasonic SH waves to estimate the quality of adhesive bonds in plate structures," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 77, no. 5, pp. 1813-1823, 1985.
- [8] B. Le Crom, "Evaluation ultrasonore des réparations de structures métalliques par collage de patches composites," Thèse, Université Bordeaux 1, 2010.
- [9] M. J. Santos, J. Perdigão and P. Faia, "Propagation of ultrasonic Lamb waves in adhesively bonded lap joints," in *4th international conference on NDT*, Chania, Crete-Greece, 2007.
- [10] V. Pagneux and A. Maurel, "Lamb wave propagation in elastic waveguides with variable thickness," *Proc. R. Soc. A*, vol. 462, pp. 1315-1339, 2006.
- [11] J. Gao, J. Yang, L. J. Cui, J. C. Cheng and M. L. Qian, "Modeling laser-generated guided waves in bonded plates by the finite element method," *Ultrasonics*, vol. 44, pp. e985-e989, 2006.
- [12] K. Vine, P. Cawley and A. J. Kinloch, "Comparison of normal and oblique incidence ultrasonic measurements for the detection of environmental degradation

- of adhesive joints," *NDT&E Int.*, vol. 35, pp. 241-253, 2002.
- [13] J. Reberol, "Modèles d'adhésion pour le contrôle non destructif ultrasonore de certains assemblages collés," Thèse, Université de Paris 6, 1997.
- [14] R. D. Adams and B. W. Drinkwater, "Nondestructive testing of adhesively-bonded joints," *NDT&E Int.*, vol. 30, no. 2, pp. 93-98, 1997.
- [15] K. Heller, L. Jacobs and J. Qu, "Characterization of adhesive bond properties using Lamb waves," *NDT&E Int.*, vol. 33, p. 555-563, 2000.
- [16] B. Le Crom and M. Castaings, "Shear horizontal guided wave modes to infer the shear stiffness," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 127, no. 4, pp. 2220-2230, 2010.
- [17] C. Mihai-Popa, "Diffusion acoustique d'une structure milieu élastique/milieu anisotrope/milieu immergé dans l'eau : prise en compte des effets de l'anisotropie de la colle dans une structure collée tricouche," Thèse, Université du Havre, 2006.
- [18] S. Rokhlin and D. Marom, "Study of adhesive bonds using low-frequency obliquely incident ultrasonic waves," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 80, no. 2, pp. 585-590, 1986.
- [19] D. Royer et E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides*, Tome 1, Paris: Masson et Cie, 2000.
- [20] J. D. Achenbach, *Wave propagation in elastic solids*, Vol.16, Amsterdam: North-Holland Publishing company, 1973.
- [21] B. Auld, *Acoustic fields and waves in solids*, Vol.II, 2nde Ed: Krieger Fl, 1990.
- [22] V. Vlasie Belloncle, "Modélisation mécanique et caractérisation ultrasonore de structures collées," Thèse, Université Paris 6, 2003.
- [23] F. Coulouvrat, M. Rousseau, O. Lenoir and J. L. Izbicki, "Lamb-Type waves in a symmetric solid-fluid trilayer," *Acta. Acust.*, vol. 84, pp. 12-20, 1998.
- [24] C. Guyott and P. Cawley, "The ultrasonic vibration characteristics of adhesive joints," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 83, no. 2, pp. 632-640, 1988.
- [25] J. Laperre and W. Thys, "Mode coupling in solid/fluid/solid trilayers," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 96, no. 3, pp. 1643-1650, 1994.
- [26] J. Couchman, F. Chang, B. Yee and R. Bell, "Resonance splitting in ultrasonic spectroscopy," *IEEE Trans. Sonics Ultrason*, Vols. SU-25, pp. 293-300, 1978.
- [27] H. Lourmes, "Etude des assemblages collés par ondes guidées ultrasonores : étude expérimentale et modélisation par éléments finis," Thèse, Université Bordeaux 1, 2009.
- [28] V. Vlasie, D. B. Silvio, M. Rousseau, L. Champaney, H. Duflo et B. Morvan, «Mechanical and acoustical study of a structural bond : comparison

- theory/numerical simulations/experiment,» *Eur. J. Mech. A.-Solid*, vol. 25, pp. 464-482, 2006.
- [29] V. Vlasie et M. Rousseau, «Acoustical validation of the rheological models for structural bond,» *Wave Motion*, vol. 37, pp. 333-349, 2003.
- [30] N. Ismaïl Alaoui, M. Echcherif Elkettani, D. Chenouni, Z. Lakhliai, B. Morvan, M. Rousseau et J. L. Izbicki, «Caractérisation rhéologique de divers collages; interprétation des résultats expérimentaux,» chez *10ème Congrès Français d'Acoustique*, Lyon, 2010.
- [31] B. Drinkwater, R. Dwyer-Joyce and P. Cawley, "A study of the interaction between ultrasound and a partially contacting solid-solid interface," *Proc. R. Soc. Lond A*, vol. 452, no. 1955, pp. 2613-2628, 1996.
- [32] S. Rokhlin and J. Wang, "Analysis of boundary conditions for elastic wave interaction with an interface between two solids," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 89, no. 2, pp. 503-515, 1991.
- [33] S. De Barros, A. L. Gama, M. Rousseau and B. Collet, "Characterization of bonded plates with Lamb and SH waves using a quasi-static approximation," *Latin American Journal of Solids and Structures*, vol. 1, pp. 379-399, 2004.
- [34] P. Nagy and L. Adler, "Nondestructive evaluation of adhesive joints by guided waves," *Journal of Applied Physics*, vol. 66, pp. 4658-4663, 1989.
- [35] N. Ismaili Alaoui, C. De Mello Da Silva, M. Ech-Cherif El-Kettani, G. Despaux, M. Rousseau and J. Izbicki, "Lamb modes for the characterization of bonded structures," *Acta Acustica united with Acustica*, vol. 99, no. 2, pp. 331-334, 2013.
- [36] B. Morvan, «Conversion des ondes de Lamb et de l'onde A sur une structure "en T". Application au contrôle non destructif,» Thèse, Université du Havre, 2000.
- [37] Z. Hamitouche, "Etudes expérimentales et numériques de la propagation dans des guides d'onde à section linéairement variable," Thèse, Université du Havre, 2008.
- [38] P. Marical, "Ondes guidées dans un guide élastique comportant une variation de section de type gaussienne," Thèse, Université du Havre, 2007.
- [39] N. Wilkie-Chancellier, "Réflexion et conversion d'une onde de Lamb à l'extrémité biseautée d'une plaque," Thèse, Université du Havre, 2003.
- [40] R. Seifried, L. J. Jacobs and J. Qu, "Propagation of guided waves in adhesive bonded components," *NDT&E Int.*, vol. 35, pp. 317-328, 2002.
- [41] B. Hosten and C. Michel, "FE modeling of Lamb mode diffraction by defects in anisotropic viscoelastic plates," *NDT&E Int.*, vol. 39, pp. 195-204, 2006.
- [42] F. Moser, L. J. Jacobs and Q. Jianmin, "Modeling elastic wave propagation in waveguides with the finite element method," *NDT&E Int.*, vol. 32, pp. 225-234,

- 1999.
- [43] J. Imbert, *Analyse des structures par éléments finis*, Cépaduès-éditions, 1995.
- [44] C. Vanhille, A. Lavie et C. Campos-Pozuelo, *Modélisation numérique en mécanique*, Lavoisier, 2007.
- [45] A. Marzani, E. Viola, I. Bartoli, L. d. Scaela and P. Rizzo, "A semi-analytical finite element formulation for modeling stress wave propagation in axisymmetric damped waveguides," *J. Sound Vib.*, vol. 318, pp. 488-505, 2008.
- [46] M. Koshiha, K. Hasegawa and M. Suzuki, "Finite-Element solution of Horizontally Polarized Shear wave scattering in an elastic plate," *IEEE T. Ultrason. Ferr. Freq. Cont.*, vol. 34, no. 4, pp. 461-466, 1987.
- [47] Z. A. B. Ahmad and U. Gabbert, "Simulation of Lamb wave reflections at plate edges using," *Ultrasonics*, vol. 52, pp. 815-820, 2012.
- [48] J.-L. Batoz et G. Dhatt, *Modélisation des structures par éléments finis*, Paris: Hermès, 1990.
- [49] N. Kishore, I. Sridhar and N. Iyengar, "Finite element modeling of the scattering of ultrasonic waves by isolated flaws," *NDT&E Int.*, vol. 33, pp. 297-305, 2000.
- [50] D. Alleyne and P. Cawley, "A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 89, no. 3, pp. 1159-1168, 1991.
- [51] P. Marical, M. Ech-Cherif El-Kettani and M. Predoi, "Guided waves in elastic plates with Gaussian section variation : experimental and numerical results," *Ultrasonics*, vol. 47, pp. 1-9, 2007.
- [52] Z. Hamitouche, M. Ech-Cherif El-Kettani, J.-L. Izbicki and H. Djelouah, "Multi resonances of the S0 adiabatic mode propagating in a linearly varying cross section waveguide, experimental and numerical results," *IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 2303-2306, 2007.
- [53] H. Ogi, M. Hirao and T. Ohtani, "Line focussing electromagnetic transducers for the detection of slit defects," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Frequency control*, vol. 46, no. 2, pp. 341-346, 1999.
- [54] S. Dixon, E. C. and S. Palmer, "A laser-EMAT system for ultrasonic weld inspection," *Ultrasonics*, vol. 37, no. 4, pp. 273-281, 1999.
- [55] P. Murray and R. Dewhurst, "Application of a laser/EMAT system for using shear and LS mode converted waves," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 771-776, 2002.
- [56] J. Brenstein and J. Spicer, "Hybrid laser/broadband EMAT ultrasonic system for characterization cracks in metals," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 111, no. 4, pp. 1685-1691, 2002.

- [57] M. Wanin, «Evaluation non destructive de la qualité des matériaux (Partie 1),»
Techniques de l'Ingénieur, 2001.
- [58] I. Viktorov, Rayleigh and Lamb waves, New York: Plenum, 1967.
- [59] D. Alleyne and P. Cawley, "Optmisation of Lamb wave inspection technique,"
NDT&E Int., vol. 25, no. 1, pp. 11-22, 1992.