

ÉTUDE PARAMÉTRIQUE DE LA PROPAGATION D'ONDES ULTRASONORES GUIDÉES DANS LES STRUCTURES AÉRONAUTIQUES

par

Maxime Bilodeau

Mémoire présenté au département de génie mécanique
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences appliquées (M.Sc.A.)

Jury : Patrice MASSON (directeur)

Nicolas QUAEGEBEUR (co-directeur)

Ahmed MASLOUHI

Philippe MICHEAU

FACULTÉ de GÉNIE
UNIVERSITÉ de SHERBROOKE

Sherbrooke (Québec) Canada

Avril 2016

À mes parents qui m'ont transmis le sens de
la curiosité et m'ont supporté dans la
réalisation de tous mes projets.

Sommaire

La mise en oeuvre de systèmes de détection d'endommagements à même les structures ou infrastructures en génie est le sujet d'étude du *Structural Health Monitoring* (SHM). Le SHM est une solution efficace à la réduction des coûts associés à la maintenance de structures. Une stratégie prometteuse parmi les technologies émergentes en SHM est fondée sur l'utilisation d'ondes ultrasonores guidées. Ces méthodes sont basées sur le fait que les structures minces agissent comme guides d'ondes pour les ondes ultrasonores. Puisque les structures aéronautiques sont majoritairement minces, les ondes guidées constituent une stratégie pertinente afin d'inspecter de grandes surfaces. Toutefois, les assemblages aéronautiques sont constitués de plusieurs éléments modifiant et compliquant la propagation des ondes guidées dans celles-ci. En effet, la présence de rivets, de raidisseurs, de joints ainsi que la variation de la nature des matériaux utilisés complexifie la propagation des ondes guidées. Pour envisager la mise en oeuvre de systèmes de détection basés sur les ondes guidées, une compréhension des interactions intervenant dans ces diverses structures est nécessaire. Un tel travail entre dans le cadre du projet de collaboration CRIAQ DPHM 501 dont l'objectif principal est de développer une banque de connaissances quant à la propagation d'ondes guidées dans les structures aéronautiques. Le travail de ce mémoire présente d'abord les résultats d'études paramétriques numériques obtenus dans le cadre de ce projet CRIAQ. Puis, afin de faciliter la caractérisation expérimentale de la propagation des ondes guidées, une seconde partie du travail a porté sur le développement d'un absorbant d'ondes guidées. Cet absorbant permet également d'envisager l'extension des régions observables par les systèmes SHM. Ce deuxième volet contribue donc également au projet CRIAQ par l'atténuation de réflexions non désirées dans l'étude menée sur les maintes structures aéronautiques nourrissant la banque de connaissances.

La première partie de ce mémoire relève l'état des connaissances de la littérature sur la propagation d'ondes guidées dans les structures aéronautiques. La deuxième partie présente rapidement le formalisme derrière les ondes de Lamb ainsi que les différentes approches analytiques pour caractériser les interactions entre ondes guidées et discontinuités. Par la suite, les outils utilisés pour effectuer les simulations par éléments finis sont présentés et validés par le biais d'une phase expérimentale. La deuxième partie se termine avec la présentation des différentes structures et discontinuités étudiées dans le cadre du projet CRIAQ. Finalement, la troisième et dernière partie de ce mémoire présente les travaux numériques orientés vers la conception d'un absorbant idéal pour ondes guidées. Afin d'y parvenir, une étude paramétrique quant à la forme, les dimensions et les propriétés mécaniques de l'absorbant est entreprise. Enfin, une étude expérimentale permettant de valider les résultats numériques est présentée.

Mots-clés : Ondes guidées, structures aéronautiques, absorbant, SHM, FEM

Remerciements

Premièrement, j'aimerais remercier Patrice Masson de m'avoir offert l'opportunité de travailler sous son aile. J'aimerais particulièrement le remercier pour la confiance et la liberté qu'il m'a accordée tout au long de ce projet, pour ses conseils formateurs et adéquats ainsi que pour son incroyable disponibilité. Un immense merci Patrice!

Ensuite, j'aimerais souligner que l'aboutissement de mes travaux est en grande partie grâce à Nicolas Quaegebeur qui m'a épaulé et formé tout au long de ma maîtrise. Merci de m'avoir transmis ces connaissances ainsi qu'un projet bien entrepris, mais surtout, merci pour tout ton temps, ta disponibilité et ton écoute. Un immense merci Nico!

De plus, j'aimerais remercier mes collègues : Pierre-Claude Ostiguy, Robin Guitel et Jérémy Moriot pour leur aide et soutien ainsi que pour l'incroyable ambiance qu'ils ont apportée à l'équipe. Merci à Patrick Lévesque pour les maints services qu'ils m'a rendus dans les minces délais. Aussi, merci à tous les collaborateurs au projet CRIAQ DPHM 501.

Enfin, merci à mes parents Martine Fréchette et Daniel Bilodeau pour le soutien continu et pour m'avoir encouragé à faire ce qui me passionne. Merci à mon frère Vincent Bilodeau pour l'aboutissement d'un projet commun, longtemps espéré, et pour une complicité inégalée. Un immense merci à ma copine Catherine Laliberté pour sa compréhension, sa générosité ainsi que pour une folie partagée rendant chaque journée aussi vivante et différente que la précédente.

Comme le dirait le "grand" Gerry Boulet : Marci!

Table des matières

Sommaire	iv
1 INTRODUCTION	1
1.1 Mise en contexte	1
1.2 Plan du mémoire	3
2 REVUE DE LA LITTÉRATURE	4
2.1 Contrôle non destructif (CND)	4
2.2 Systèmes de détection embarqués (SHM)	6
2.3 Caractéristiques des ondes guidées	7
2.4 Génération et détection d'ondes guidées ultrasonores	8
2.5 Structures aéronautiques	10
2.6 Propagation d'ondes de Lamb dans les structures métalliques	11
2.6.1 Ondes de Lamb (plaques simples)	11
2.6.2 Plaques courbes	14
2.6.3 Interaction avec un endommagement	15
2.6.4 Plaques avec variation d'épaisseur	18
2.6.5 Structures avec joint	19
2.6.6 Trous de rivets	21
2.6.7 Raidisseurs	21
2.6.8 Structures en nid d'abeilles	24
2.6.9 Autres structures	25
3 Problématique et objectifs	27
3.1 Problématique	27
3.2 Objectifs	28
3.3 Contributions	28
4 OUTILS ET VALIDATION	29
4.1 Outils analytiques	29
4.1.1 Ondes de Lamb - Champ de déplacement	29
4.1.2 Vecteur de Poynting	32
4.1.3 Transformée de Fourier	33
4.2 Approche numérique	34
4.3 Validation expérimentale	36
4.4 Interaction d'ondes guidées avec diverses discontinuités	38

4.4.1	Structure courbée	39
4.4.2	Plaque avec variation d'épaisseur	40
4.4.3	Plaque avec une extrusion en T	42
4.4.4	Plaques couplées à l'aide d'un doubleur	44
4.4.5	Extrusions en "I" et en "L"	46
4.5	Conclusion	48
5	ABSORBANT POUR ONDES GUIDÉES	49
5.1	Résumé de l'article	50
5.2	Abstract	51
5.3	Introduction	51
5.4	Design of an optimal absorber for guided waves	53
5.4.1	Presentation of the problem	53
5.4.2	Characterization of the absorber	55
5.4.3	Numerical setup	57
5.5	Numerical Results	58
5.5.1	Influence of the shape	58
5.5.2	Influence of the size	60
5.5.3	Influence of the material properties	62
5.6	Experimental validation	63
5.6.1	Experimental setup	63
5.6.2	Experimental results	65
5.7	Conclusion	67
5.8	Acknowledgements	67
	Conclusion	67
	A Plaque courbée	70
	B Plaque avec variation d'épaisseur	73
	C Plaque avec extrusion en "T"	78
	D Plaque avec joint plat et doubleur	90
	E Extrusions en "I" et en "L"	97
	Bibliographie	104

Table des figures

1.1	Schématisation de la détection d'un endommagement par l'utilisation d'ultrasons (tirée de la page : Ultrasonic Testing de Wikipédia)	1
2.1	Exemple de céramiques PZT circulaires	9
2.2	Déplacements particuliers associés aux modes symétriques et antisymétriques de Lamb [58]	12
2.3	Exemple de courbes de dispersion : (a) Vitesse de phase et (b) vitesse de groupe en fonction de la fréquence pour une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur [61]	13
2.4	Schématisation d'un anneau circulaire et du système de coordonnées polaires [32]	14
2.5	Réflexion sur un endommagement rectangulaire en fonction de sa taille et de la longueur d'onde du mode incident S_0 [35]	15
2.6	Réflexion sur une fissure verticale en fonction de la profondeur de celle-ci [12]	16
2.7	Transmission du mode A_0 à travers une fissure de volume parallèle aux surfaces de la plaque [10]	16
2.8	Fissure horizontale [10]	17
2.9	Limitation sur la capacité d'un système SHM à détecter un endommagement [13]	18
2.10	Exemple de variations d'épaisseur symétrique (figure de gauche) et asymétrique (figure de droite) [11]	19
2.11	Paramètre d'intérêt sur un joint de recouvrement (overlap joint) [57]	19
2.12	Exemple de champs de déplacements pour un mode incident S_0 et pour les modes dans le multicouche [34]	20
2.13	Exemple de joint plat soudé entre deux structures identiques	20
2.14	Exemple de maillage près d'un trou de rivet. Les flèches représentent les ondes incidentes traitées analytiquement en champ lointain. [9]	22
2.15	Définition de la composante transverse du nombre d'onde (γ) pour un raidisseur de profil quelconque [60]	23
2.16	Superposition des courbes de lenteur obtenues par la méthode SAFE avec les résultats ponctuels déterminés par la méthode SAFE- γ . [60]	24
2.17	Coefficients de réflexion et transmission pour des ondes guidées incidentes sur une extrusion en forme de Ω [60]	24
2.18	Exemple de résolution fréquentielle nécessaire sur les coefficients de réflexion et transmission pour des ondes guidées incidentes sur une extrusion [60]	25

2.19	Constitution d'une structure en nid d'abeille (tirée de la page : Nid d'abeilles de Wikipédia)	26
2.20	Exemple d'endommagement en surface d'une structure en nid d'abeilles [8]	26
4.1	Système d'axes pour une onde propagée dans une plaque infinie	29
4.2	Configurations numériques utilisées pour la détermination des coefficients de réflexion et de transmission par les deux différentes approches.	35
4.3	Exemples de raffinement de maillage autour de discontinuités. Moitié inférieure d'une extrusion en I doublée (gauche) et agrandissement de la région où le maillage est raffiné (droite)	35
4.4	Montage expérimental utilisé afin de valider les outils numériques	36
4.5	Superposition des coefficients de réflexion numériques et expérimentaux pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium	37
4.6	Superposition des coefficients de transmission numériques et expérimentaux pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium	37
4.7	Schéma et paramètre varié (R) pour la plaque courbée	39
4.8	Comparaison des courbes de dispersion pour la plaque courbée (trait plein) et pour la plaque simple (trait pointillé) pour différents rayons de courbure.	40
4.9	Schéma et paramètres variés (α et t) pour la plaque avec variation d'épaisseur	40
4.10	Coefficients de réflexion (figure de gauche) et de transmission (figure de droite) pour le mode incident A_0 pour différents angles α pour un <i>Step ratio</i> $SR = 2$	41
4.11	Identification des paramètres pour l'extrusion en T rivetée sur une plaque	42
4.12	Modèles éléments finis sans rivet (gauche) et avec rivets (droite).	43
4.13	Coefficients de réflexion pour différentes largeurs de T pour un mode incident S_0 sur une extrusion sans rivets.	43
4.14	Coefficients de transmission pour différentes largeurs de T pour un mode incident S_0 sur une extrusion sans rivets.	43
4.15	Schéma de deux plaques séparées d'un <i>gap</i> et couplées à l'aide d'un doubleur.	44
4.16	Structure sans rivets (figure de gauche) et avec rivets (figure de droite).	45
4.17	Coefficient de réflexion du mode A_0 incident sur un doubleur sans rivets pour différentes valeurs de ω	45
4.18	Identification des paramètres pour les extrusions en I et en L	46
4.19	Champs de déplacement perpendiculaires à la coupe 2D pour différents modes propres d'un I doublé par 4 raidisseurs en L	47
5.1	Definition of the characteristic lengths for design of a SHM system (a) and time of flight definitions (b).	53

5.2	Scheme of the 2D FEM simulations setup	55
5.3	Mesh refinement around the absorber (a). Real part of the displacement at 200 kHz when considering a rectangular block of dimensions 4.5 x 9 cm (b).	58
5.4	Comparison of the reflected, transmitted and dissipated energy for different absorber shapes for an incident A_0 mode or S_0 mode.	59
5.5	Reflection, transmission and dissipation coefficients for a right triangle shaped absorber at a fixed frequency of 200 kHz for A_0 and S_0 incident mode.	61
5.6	Dissipation for a right triangle shaped absorber at a fixed frequency of 50 kHz for an A_0 incident mode.	62
5.7	(a) Young's modulus influence and (b) loss factor influence on the total dissipation of a 2.5 cm by 1.25 cm right triangle absorber for a fixed frequency of 200 kHz	63
5.8	Dissipation as a function of the frequency and the Young's modulus for a 2.5 cm by 1.25 cm right triangle absorber	63
5.9	Measurement configuration used for the 3D-LDV and pictures of the Teflon absorber and magnetic clamp	64
5.10	Comparison of the numerical and experimental reflection and transmission coefficients for a Teflon right triangle absorber	65

Liste des tableaux

2.1	Exigences et limites des méthodes typiques de CND [2]	4
2.2	Endommagements identifiables par différentes méthodes de CND pour divers matériaux [63]	5
2.3	Avantages et inconvénients des différentes approches SHM [40]	7
2.4	Plaques simples métalliques [45]	10
2.5	Extrusions métalliques (raidisseurs) [45]	11
4.1	Paramètres pour la plaque courbée	39
4.2	Paramètres pour la plaque avec variation d'épaisseur	41
4.3	Paramètres pour la plaque avec extrusion en T	42
4.4	Paramètres pour les plaques couplées par un doubleur	44
4.5	Paramètres pour l'extrusion en I	46
4.6	Paramètres pour l'extrusion en L	46

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte

Le nombre d'avions en fonction ne cesse d'augmenter avec les années. Puisque ces appareils ne sont pas conçus pour durer indéfiniment, leur maintenance représente un aspect très important de leur cycle de vie. De nos jours, entre 10 et 25 % des coûts d'entretien d'un avion sont associés à l'entretien des structures qui le composent [5]. Afin d'éviter diverses catastrophes, un contrôle strict de l'état de santé des structures aéronautiques est effectué pour chaque appareil. Pour ne pas affecter les structures lors des inspections, les techniques utilisées sont des méthodes d'évaluation non destructives (NDE). L'émergence des techniques d'inspection basées sur la propagation d'ondes ultrasonores dans les structures aéronautiques dans les dernières années est attribuable à la justesse des inspections que permettent ces techniques [15]. De plus, plusieurs types d'anomalies peuvent être détectées à l'aide d'ultrasons. Effectivement, les ultrasons peuvent être utilisés afin de détecter la présence de défauts, généralement introduit à la fabrication de la structure, ou d'endommagements provenant d'impacts ou de dégradations par exemple. Par l'utilisation de matériaux piézo-électriques, il est possible de générer les ultrasons et de les capter sous forme d'impulsions électriques. Le principe est fort simple : une onde acoustique (ultrasonore) ayant interagi avec une anomalie diffère du signal mesuré pour une onde propagée dans une structure saine (voir Figure 1.1). Suivant la mesure du signal, la perturbation peut être attribuée à sa provenance à l'aide de diverses méthodes de traitement de signal. Toutefois, la surveillance

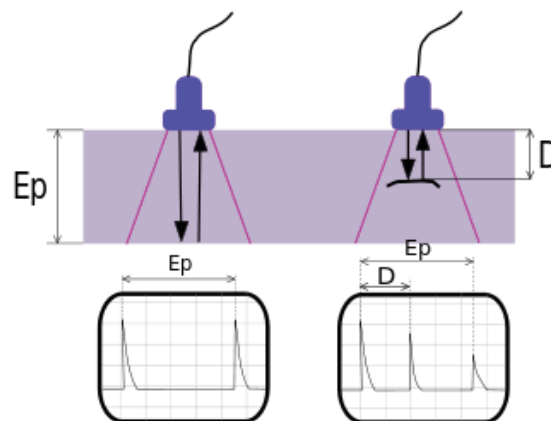


FIGURE 1.1 Schématisation de la détection d'un endommagement par l'utilisation d'ultrasons (tirée de la page : Ultrasonic Testing de Wikipédia)

de structure basée sur des techniques d'inspection utilisant ce principe requiert temps et argent. En effet, vérifier l'état de santé de plusieurs structures d'un même appareil est un processus très long puisqu'un technicien doit balayer les surfaces des structures ciblées à l'aide d'une sonde composée de transducteurs (éléments piézoélectriques) et doit interpréter les signaux sur place. Bref, il apparaît pertinent de trouver des méthodes alternatives moins coûteuses, plus objectives et offrant une détection plus précoce que le permettent les techniques NDE.

En réponse à cet inconvénient, la mise en place de systèmes de surveillance embarqués à même les structures est le sujet d'étude du *Structural Health Monitoring* (SHM). Diverses technologies basées sur l'utilisation de courants de Foucault, d'émissions acoustiques, d'outils de pressurisation, d'ultrasons, etc., ont été développées et certaines technologies SHM sont déjà commercialisées telles que les *Smart Layer* fabriquées par Acellent ainsi que les systèmes de METIS design. L'utilisation de systèmes SHM permettrait une économie d'environ 600 000\$ par avion sur sa durée de vie [6]. Toutefois, les signaux mesurés par de tels systèmes sont généralement complexes et difficiles à interpréter. En effet, les signaux obtenus par les systèmes embarqués contiennent de l'information provenant de toute la zone d'inspection ciblée, contrairement aux méthodes NDE qui permettent une inspection locale, se traduisant par des signaux moins riches et plus faciles à interpréter. C'est pourquoi ces systèmes embarqués ne sont utilisés que pour l'inspection de structures simples jusqu'à maintenant. Parmi les différentes technologies SHM développées à ce jour, les méthodes de détection basées sur les ondes ultrasonores guidées se démarquent. En effet, les ondes guidées peuvent se propager sur de très grandes distances et permettent la localisation d'endommagements à des endroits où d'autres méthodes nécessiteraient un désassemblage préliminaire à la mesure. De plus, ces ondes sont très sensibles aux irrégularités en raison des petites longueurs d'ondes typiquement utilisées. Par conséquent, une excellente résolution peut être atteinte en imagerie par ondes ultrasonores guidées.

Toutefois, afin de mettre en oeuvre des systèmes SHM basés sur les ondes guidées, une étude exhaustive de la propagation des ondes guidées dans les structures aéronautiques typiques s'impose. En effet, toutes les discontinuités ont une influence quantifiable sur la propagation des ondes guidées. Ainsi, pour détecter la présence d'une anomalie, les interactions intervenant dans les structures saines complexes doivent être anticipées et comprises puisque les endommagements sont souvent révélés par la soustraction d'une mesure de référence (mesure dans la structure saine).

1.2 Plan du mémoire

Le coeur de ce mémoire est divisé en quatre chapitres principaux :

Chapitre 2

Présentation de l'état des connaissances dans la littérature quant à la propagation des ondes guidées dans les structures aéronautiques ;

Chapitre 3

Définition du projet de recherche, des objectifs fixés et de l'apport des travaux effectués à la communauté scientifique ;

Chapitre 4

Présentation des outils analytiques et numériques utilisés dans le cadre du projet de recherche suivi d'une phase expérimentale, et présentation des résultats obtenus dans le cadre du projet de collaboration CRIAQ DPHM 501 ;

Chapitre 5

Application des outils numériques à la conception d'un absorbant d'ondes guidées visant à faciliter la caractérisation de la propagation des ondes guidées et à augmenter la sensibilité des systèmes SHM par ondes guidées à proximité de bords de structures.

REVUE DE LA LITTÉRATURE

2.1 Contrôle non destructif (CND)

Le contrôle non destructif (synonyme de NDE) est un principe de mesure utilisé dans plusieurs domaines. Les évaluations non destructives permettent de caractériser et de vérifier l'état de santé de divers matériaux et structures sans en affecter l'intégrité, d'où l'appellation. Une panoplie de méthodes sont de nos jours fonctionnelles et employées, mais certaines d'entre elles se démarquent. En particulier, les techniques basées sur les ultrasons, les rayons X, les courants de Foucault, les particules magnétiques ainsi que sur le liquide pénétrant sont fréquemment employées. Les exigences et limites reliées à celles-ci sont présentées dans le tableau 2.1.

Important considerations	Test method				
	Ultrasonics	X-ray	Eddy current	Magnetic particle	Liquid penetrant
Capital cost	Medium to high	High	Low to medium	Medium	Low
Consumable cost	Very low	High	Low	Medium	Medium
Time of results	Immediate	Delayed	Immediate	Short delay	Short delay
Effect of geometry	Important	Important	Important	Not too important	Not too important
Access problems	Important	Important	Important	Important	Important
Type of defect	Internal	Most	External	External	Surface breaking
Relative sensitivity	High	Medium	High	Low	Low
Formal record	Expensive	Standard	Expensive	Unusual	Unusual
Operator skill	High	High	Medium	Low	Low
Operator training	Important	Important	Important	Important	
Training needs	High	High	Medium	Low	Low
Portability of equipment	High	Low	High to medium	High to medium	High
Dependent on material composition	Very	Quite	Very	Magnetic only	Little
Ability to automate	Good	Fair	Good	Fair	Fair
Capabilities	Thickness gaging; some composition testing	Thickness gaging	Thickness gaging; grade sorting	Defects only	Defects only

Tableau 2.1 Exigences et limites des méthodes typiques de CND [2]

Il est possible de remarquer que les méthodes ultrasonores offrent un très bon compromis entre temps d'évaluation et sensibilité aux endommagements. Toutefois, la validité de ces techniques n'est assurée que lorsqu'employées par des techniciens hautement qualifiés et entraînés. Le tableau 2.2 englobe les différents endommagements pouvant être détectés par les différentes méthodes énumérées ci-haut dans divers matériaux.

Ce dernier tableau démontre bien la sensibilité aux endommagements ainsi que la diversité des matériaux pouvant être inspectés à l'aide d'ultrasons. La faiblesse majeure

Material	Flaw Type						
	Surface Cracks & Flaws	Sub-Surface Cracks & Flaws	Internal Flaws & Discontinuities	Lack of Bond or Lack of Fusion	Non-Metallic Inclusions - Slag, Porosity	Material Quality	Laminations, Thickness Measurement
Ferrous Forgings & Stampings	M.T.	M.T.	R.T.		R.T.		
		U.T.	U.T.		U.T.		U.T.
Ferrous Raw Materials & Rolled Products	M.T.	M.T.			M.T.		
		U.T.	U.T.		U.T.		U.T.
Ferrous Tube & Pipe	M.T.	M.T.			M.T.		
	E.T.	U.T.	U.T.	U.T.	U.T.		U.T.
Ferrous Welds	M.T.		R.T.	R.T.	R.T.		
	U.T.	U.T.	U.T.	U.T.	U.T.		U.T.
Steel Castings	M.T.	M.T.	R.T.		R.T.		
		U.T.	U.T.		U.T.		U.T.
Iron Castings	M.T.				R.T.		
		U.T. E.T.	U.T.		U.T.	U.T.	U.T.
Non-Ferrous Components & Materials	P.T.		R.T.		P.T.		
	E.T.		U.T.	U.T.	U.T.		U.T.
Ferrous Components Finished	M.T.		R.T.		M.T.		
		U.T. E.T.	U.T.	U.T.	U.T.		U.T.
Non-Ferrous Components Finished	P.T.		R.T.				
	E.T.	U.T. E.T.	U.T.	U.T.	U.T. E.T.		U.T.
Aircraft Ferrous Components	R.T. M.T.	M.T.	R.T.		M.T.		
	E.T.	U.T.	U.T.	U.T.	U.T.		U.T.
Aircraft Non-Ferrous Components	R.T.	R.T.	R.T.		P.T.		
	P.T. E.T.	U.T.	U.T.	U.T.	U.T.		U.T.

R.T. - X or Gamma Radiography **M.T.** - Magnetic Particle Inspection
P.T. - Dye Penetrant **U.T.** - Ultrasonic
E.T. - Eddy Current

Tableau 2.2 Endommagements identifiables par différentes méthodes de CND pour divers matériaux [63]

des méthodes ultrasonores réside en l'incapacité de bien détecter les endommagements spécifiquement aux surfaces de contact avec les outils d'inspection.

Tel que mentionné précédemment, l'inspection de structures représente une portion importante des coûts associés à l'entretien des avions. Les inspections effectuées à l'aide de méthodes de CND sont entreprises à une fréquence assurant que la tailles des fissures (détectées ou non détectées) demeurent sous un seuil critique déterminé à l'aide de modèles de propagation de fissures. Ces inspections régulières sont nécessaires puisque des microfissures non détectées à l'aide d'outils de CND peuvent se propager et affecter la rigidité des structures. Afin de pallier à ce problème d'inspections fréquentes (et longues), de nouvelles technologies basées sur l'utilisation de systèmes de détection embarqués (*Structural Health Monitoring* - SHM) à même les structures ont été développées. Ces systèmes SHM, fixés en permanence sur les structures, permettent de couvrir de larges régions et ne nécessitent aucun désassemblage. Ces nouvelles technologies d'inspection (actives ou passives) ne sont donc pas basées sur des intervalles d'inspection stricts, mais bien sur la condition de la structure à inspecter en raison des courts temps d'inspection. Par conséquent, ces systèmes de détection embarqués, permettent une détection plus précoce que les méthodes de CND, ce qui se traduit par une perte moins notable des deux denrées préférées des industriels, soit le temps et l'argent.

2.2 Systèmes de détection embarqués (SHM)

Dans les dernières décennies, plusieurs technologies SHM ont été proposées. Certaines basées sur des principes acoustiques, d'autres sur des principes électromécaniques et d'autres sur divers phénomènes physiques. Les différentes technologies les plus répandues sont présentées dans le Tableau 2.3. Ce tableau permet une analyse comparative de la précision de localisation des endommagements, du coût et de divers paramètres pour les différentes approches SHM.

Les avantages et inconvénients des différentes technologies émergentes sont déjà bien connus et exploités. Il est possible de constater à l'aide du tableau 2.3 que l'approche par ondes guidées permet une excellente précision sur la détection ainsi qu'une large zone d'inspection à des coûts modérés. En effet, l'utilisation d'ondes guidées pour la détection est une des approches les plus prometteuses jusqu'à maintenant [26]. On qualifie d'ondes guidées les ondes ultrasonores se propageant dans des structures minces agissant comme guides d'ondes. Puisque ces ondes guidées sont confinées dans les structures et guidées

Approach	Network Density	Frequency Range	Reliability	Accuracy of localization	Detection Range	Cost	Mode of Operation
Modal data	Low	< 10 kHz	Low	Low	Full Coverage	Low	Passive
Electromechanical impedance	High	> 30 kHz	Medium	Sensor Size	Low	Very Low	Active or passive
Static parameter (displacement strain, etc.)	High	0 kHz	High	Sensor Size	Low	Very Low	Passive
Acoustic emission	High	> 1 MHz	Very Low	Very High	Wide Coverage	High	Passive
Guided Waves Based Systems	Low	< 1 MHz	Very High	Very High	Wide Coverage	Medium	Active

Tableau 2.3 Avantages et inconvénients des différentes approches SHM [40]

par celles-ci, elles sont spécialement utiles pour détecter des endommagements dans des plaques non planes (plaques courbées par exemple). Parmi les ondes guidées, on compte trois types d'ondes : ondes de Rayleigh (ondes guidées par la surface), les ondes de cisaillement horizontal (SH) ainsi que les ondes de Lamb (tous deux guidées par la structure). Les ondes de surface se trouvent dans les structures présentant une surface libre et se propagent près de la surface. En effet, les ondes de surface sont fortement atténuées dans l'épaisseur, les rendant peu utiles pour la détection de délamination et de fissures internes. Les ondes SH et ondes de Lamb représentent des ondes propagatives confinées entre deux surfaces libres (dans une plaque mince par exemple). Les ondes SH sont polarisées horizontalement (perpendiculaire à l'épaisseur et à la direction de propagation) tandis que les ondes de Lamb sont composées d'onde de cisaillement vertical (SV) et d'ondes longitudinales (P) et existent dans les structures isotropes et homogènes. Les travaux effectués dans le cadre de cette maîtrise portent sur les ondes de Lamb spécifiquement.

2.3 Caractéristiques des ondes guidées

Afin de caractériser les interactions entre ondes guidées et discontinuités et ainsi de prévoir le comportement des ondes dans les structures aéronautiques saines, trois principales caractéristiques d'ondes sont couramment considérées.

- **Courbes de dispersion** : Les courbes de dispersion permettent de prédire l'étalement (la dispersion) des impulsions envoyées dans la structure. En effet, l'interrogation des structures peut se faire par l'envoi de paquets d'ondes (impulsions dans le domaine temporel) composés de plusieurs composantes fréquentielles. Ainsi, lorsqu'une impulsion ultrasonore est envoyée dans une structure, les différentes fréquences qui composent cette impulsion se propagent aux différentes vitesses prédites par les courbes de dispersion (voir Figure 2.3). D'où l'importance de bien prédire les relations de dispersion afin de bien anticiper l'arrivée des impulsions dans les structures saines.
- **Diffraction** : L'interaction des ondes guidées avec une discontinuité introduit un patron de diffraction propre à cette discontinuité. En effet, différentes discontinuités (endommagements ou caractéristiques de structures) transmettent et réfléchissent des quantités d'énergie propres à leurs propriétés physiques et géométriques. Il est important de prédire les patrons de diffractions associés aux différentes structures aéronautiques typiques puisque l'introduction d'endommagements dans celles-ci a comme effet de moduler les quantités d'énergie ainsi que les patrons de diffraction. Par exemple, un patron de diffraction dipolaire (diffraction d'une onde plane sur un rivet) pourrait être modifié par la présence d'un endommagement. En effet, une fissure initiée à proximité du rivet pourrait introduire des réflexions séculaires et modifier le patron de diffraction.
- **Atténuation** : Différents matériaux atténuent les ondes guidées différemment en raison de leurs propriétés élastiques disjointes [38]. Il est donc pertinent de connaître l'atténuation naturelle des ondes guidées dans les structures saines afin d'anticiper les quantités d'énergie devant parvenir aux récepteurs lorsqu'aucune anomalie ne gêne le signal. Cette caractéristique est d'autant plus importante dans les matériaux composites en raison de la forte atténuation dans ceux-ci. Dans les matériaux métalliques, les ondes guidées peuvent se propager sur de grandes distances, rendant cette caractéristique moins pertinente.

2.4 Génération et détection d'ondes guidées ultrasonores

Pour pouvoir étudier les caractéristiques des ondes de Lamb (dispersion, diffraction et atténuation), la génération et détection des ondes de Lamb dans les matériaux doit être bien contrôlée. Plusieurs méthodes d'émission et de mesure ont été présentées dans les dernières années, mais l'approche la plus répandue en raison de la possibilité de miniaturisation

ainsi que de sa simplicité est d'utiliser des matériaux piézo-électriques. Un matériau piézo-électrique est un matériau qui se déforme en compression, dilatation ou cisaillement, lorsque soumis à une impulsion électrique. Ainsi, grâce à ces matériaux, une simple impulsion électrique est suffisante afin d'injecter une onde mécanique dans la structure à laquelle le piézo-électrique est couplé.

Les céramiques de Titano-Zirconate de Plomb (PZT) (voir figure 2.1) sont fréquemment utilisées en raison de leur faible rapport masse sur volume, de leur large réponse fréquentielle ainsi que de leur faible coût [49]. Les transducteurs piézo-électriques peuvent être utilisés à la fois comme émetteurs d'ondes et comme capteurs [58]. En effet, lorsqu'une déformation mécanique propagée dans la structure atteint le transducteur, celui-ci convertit l'énergie mécanique en énergie électrique. Les transducteurs circulaires sont souvent utilisés en raison du caractère omnidirectionnel qu'offre cette géométrie pour l'émission ainsi que pour la réception des ondes.

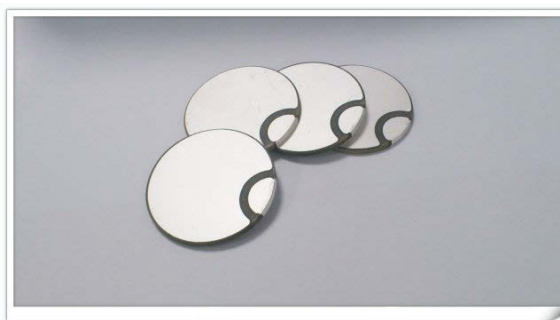


FIGURE 2.1 Exemple de céramiques PZT circulaires

Divers dispositifs ont été développés afin d'adapter la génération d'ondes guidées aux divers systèmes étudiés. Par exemple, l'utilisation de doigts interdigitaux flexibles est particulièrement adéquate à la génération d'ondes guidées dans les structures courbes en raison de la flexibilité des transducteurs. De plus, en modifiant les paramètres de ces systèmes, un contrôle sur les ondes résultantes est obtenu. En effet, augmenter le nombre de doigts permet une meilleure sélection quant aux modes générés tandis qu'allonger les doigts permet de mieux contrôler la directivité des fronts d'ondes [41].

Afin de caractériser l'interaction d'ondes guidées incidentes sur des discontinuités de structures aéronautiques typiques, il est pratique d'utiliser des fronts d'ondes plans. Il est montré que d'utiliser un simple élément piézo-électrique rectangulaire avec un grand rapport de forme permet de générer des fronts d'ondes plans [30]. Tel que démontré dans plusieurs travaux, utiliser des transducteurs rectangulaires minces pour la génération ainsi

qu'un vibromètre laser 3D (3D-LDV) pour la mesure offre une grande flexibilité afin de mesurer avec précision la diffraction autour de caractéristiques de structures [54].

2.5 Structures aéronautiques

Étant donné la panoplie de structures nécessaires à l'assemblage d'un aéronef, un travail de synthèse est nécessaire afin de déterminer les structures d'importance majeure pour le SHM. Dans le cadre du projet CRIAQ DPHM 501, des industriels et chercheurs ont collaboré afin de relever toutes les structures aéronautiques pertinentes autant dans le domaine civil que militaire. Par la suite, un système de cotation a permis d'attribuer une note à chaque structure afin de cibler les structures présentant un attrait majeur pour les fabricants de structures et chercheurs. Grâce à la contribution des collaborateurs, les structures ciblées et fabriquées dans le cadre du projet CRIAQ sont très représentatives des structures utilisées en vol (dimensions, propriétés mécaniques, paramètres de structures, etc.).

Par exemple, les Tableaux 2.4 et 2.5 présentent une partie des structures simples métalliques résultant de ce processus de sélection.





Sub-family	Test article	Illustration	Parameters
PLATE	Plate		Thickness Material Coating thickness
	Plate with linear thickness variation		Taper angle
	Plate with thickness variation		Step ratio Step angle
	Curved plate		Curvature

Tableau 2.4 Plaques simples métalliques [45]

Par ce même processus de cotation, les structures simples et complexes en composites ont été triées afin de relever les structures d'importance, mais les travaux effectués dans

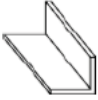


Sub-family	Test article	Illustration	Parameters
STIFFENERS	L extrusion		Thickness L width
	T extrusion		Thickness T height
	I extrusion		Thickness I height

Tableau 2.5 Extrusions métalliques (raidisseurs) [45]

le cadre de cette maîtrise ne portent que sur les structures métalliques. Par conséquent, la section suivante présente l'état des connaissances quant à la propagation d'ondes guidées dans les structures métalliques.

2.6 Propagation d'ondes de Lamb dans les structures métalliques

Dans cette section, la littérature portant sur la propagation d'ondes de Lamb dans les structures métalliques est relevée afin de démontrer l'étendue des connaissances actuelles dans le domaine.

2.6.1 Ondes de Lamb (plaques simples)

Les ondes de Lamb ont été théoriquement décrites pour la première fois par Horace Lamb en 1917. Elles naissent de l'interaction entre les ondes de pression et les ondes de cisaillement polarisées verticalement dans une plaque isotrope et homogène. En effet, dans l'épaisseur de la plaque, les ondes de Lamb sont stationnaires en raison de l'interférence entre les multiples réflexions d'ondes de pression et de cisaillement. Typiquement, ces ondes s'établissent lorsque l'épaisseur de la structure est comparable à la longueur d'onde des ondes propagées [29]. Les ondes de Lamb s'établissent dans toute l'épaisseur et se propagent le long d'une structure. Elles sont donc sensibles aux discontinuités présentes en surface ainsi qu'en profondeur. Les ondes de Lamb sont divisées en deux catégories : les modes symétriques et les modes antisymétriques. Les modes symétriques et anti-symétriques représentent

respectivement les solutions obtenues en considérant des champs de déplacement et de contraintes symétriques et anti-symétriques par rapport au centre de la plaque tel que présenté à la Figure 2.2.

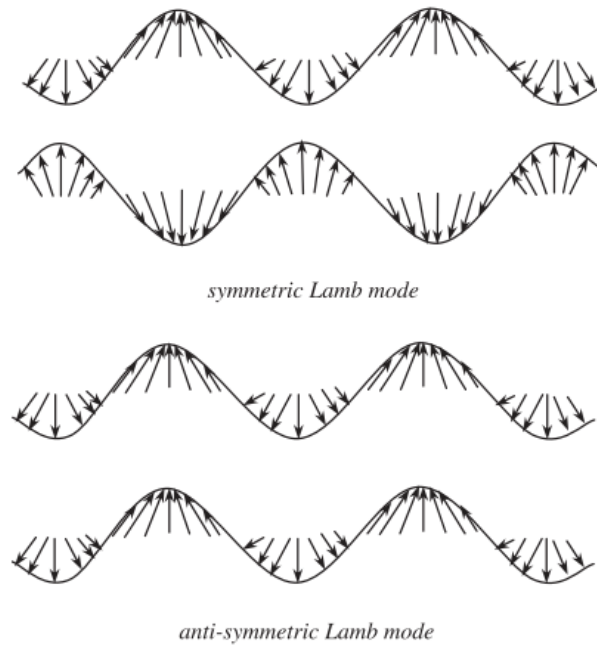


FIGURE 2.2 Déplacements particuliers associés aux modes symétriques et antisymétriques de Lamb [58]

Les travaux originaux d’Horace Lamb portent sur la détermination des relations de dispersion associées aux deux familles de modes de Lamb pour le cas d’une plaque simple homogène et isotrope (c.-à-d. sans endommagement ou discontinuité). Ces travaux sont basés sous l’hypothèse de plaque infinie avec surfaces libres (sans contraintes). Les relations de dispersion résultant de ses travaux permettent de tracer la vitesse des ondes de Lamb en fonction de la fréquence, de l’épaisseur ainsi que des propriétés mécaniques de la structure. Souvent, les courbes de dispersion sont tracées en fonction du produit fd (fréquence x épaisseur de plaque) afin de valider les solutions obtenues en normalisant les résultats par rapport à l’épaisseur de la plaque.

Ces relations de dispersion sont obtenues en résolvant les équations de Navier (voir Section 4.1.1) pour une plaque isotrope et homogène. Les relations de dispersion pour les modes symétriques et anti-symétriques sont respectivement données par :

$$\frac{\tan qh}{\tan ph} = -\frac{4k^2qp}{(k^2 - q^2)^2}; \quad (2.1)$$

$$\frac{\tan qh}{\tan ph} = -\frac{4k^2qp}{4k^2qp'} \quad (2.2)$$

où

$$p^2 = \frac{\omega^2}{c_L^2} - k^2, \quad q^2 = \frac{\omega^2}{c_T^2} - k^2 \quad \text{et} \quad k = \frac{\omega}{c_\phi};$$

et où h est l'épaisseur de la plaque, k le nombre d'onde, c_L et c_T la vitesse des ondes longitudinales et transverses respectivement, c_ϕ la vitesse de phase et ω la fréquence angulaire. La résolution graphique de ces équations transcendantes permet de présenter le caractère dispersif des ondes de Lamb en fonction de la fréquence. En effet, comme le montre la figure 2.3, les vitesses de phase et de groupe dépendent fortement de la fréquence. Ainsi, lorsqu'une impulsion ultrasonore est générée, les différentes fréquences qui la composent se propagent à différentes vitesses dans la structure, résultant en un étalement temporel du paquet d'ondes initialement envoyé. De plus, ces graphiques permettent de constater que pour une fréquence donnée, plusieurs modes peuvent coexister et se propager dans une même structure. Il est toutefois notable qu'en dessous de 750 kHz sur la figure 2.3b, seuls les modes fondamentaux (A_0 et S_0) peuvent être propagés. Ces fréquences auxquelles une nouvelle solution (nouveau mode) apparaît sont nommées fréquences de coupure.

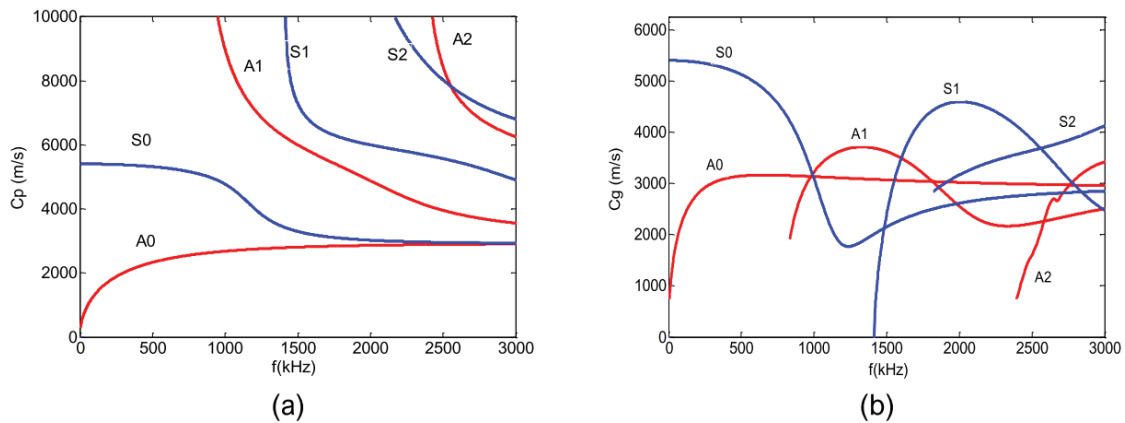


FIGURE 2.3 Exemple de courbes de dispersion : (a) Vitesse de phase et (b) vitesse de groupe en fonction de la fréquence pour une plaque d'aluminium de 2 mm d'épaisseur [61]

L'hypothèse de plaque infinie utilisée dans le développement des ondes de Lamb implique que tout modèle numérique ou montage expérimental développés afin de caractériser la propagation d'ondes de Lamb doivent permettre de négliger les réflexions de bords de structures. Numériquement, plusieurs solutions ont été proposées dans la littérature afin d'atténuer les ondes propagatives s'approchant des bords de plaques [27, 56]. Toutefois, les

solutions proposées expérimentalement ne sont pas aussi élégantes. Des grandes plaques permettant de distinguer les paquets d'ondes dans le domaine temporel en raison des grandes longueurs caractéristiques sont souvent utilisées. D'autres alternatives composées de bacs de sable avec mousses absorbantes ou de pâtes absorbantes ainsi que de papier collant ont été utilisées, mais de telles solutions sont encombrantes ou laissent des débris sur les structures [37,44].

2.6.2 Plaques courbes

L'influence de la courbure sur la propagation des ondes de Lamb dans les plaques a été étudiée par plusieurs chercheurs. Il a été montré que la forme des courbes de dispersion pour des ondes de Lamb se propageant dans la direction de la circonférence d'un anneau ne dépend pas du rayon de courbure de l'anneau, mais du rapport entre son rayon interne sur son rayon externe [32]. Le paramètre d'influence est donc défini par : $\eta = a/b$ où les rayons a et b sont représentés sur la figure 2.4.

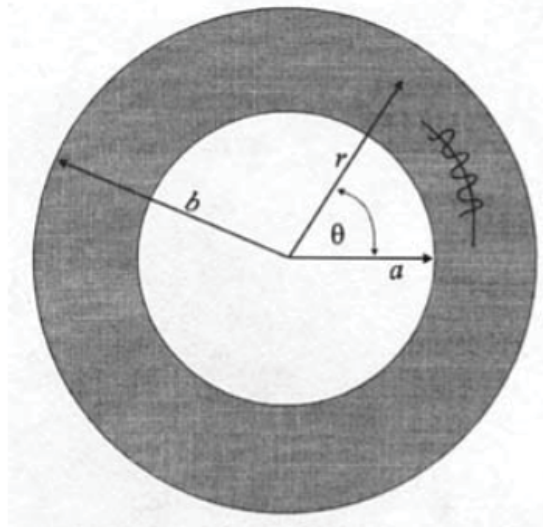


FIGURE 2.4 Schématisation d'un anneau circulaire et du système de coordonnées polaires [32]

Afin de valider le modèle analytique développé dans l'article [32], la comparaison des courbes de dispersion obtenues pour une plaque simple est effectuée avec le modèle circulaire lorsque le rayon de courbure tend vers l'infini. La correspondance entre les modèles est excellente et permet de conclure que les courbes de dispersion pour une plaque courbe mince peuvent être approximées par celles d'une plaque simple de même épaisseur lorsque $\eta \approx 1$. Voici un avantage intéressant pour le développement de systèmes SHM basés sur

les ondes guidées, puisque les structures aéronautiques sont généralement très minces.

2.6.3 Interaction avec un endommagement

Afin de démontrer le potentiel des ondes guidées pour la détection d'endommagements, des plaques simples avec endommagements sont premièrement considérées puisque la description des ondes guidées dans les plaques simples est analytiquement complète. Des travaux démontrant les différents patrons de diffractions associés aux divers endommagements typiques en aéronautique sont présentés dans la littérature. Parmi les endommagements les plus fréquents, on retrouve les fissures de surfaces et fissures internes, les entailles (impacts) ainsi que les délaminations (matériaux composites).

Entailles : Il a été montré que l'interférence entre les ondes réfléchies aux deux côtés d'une entaille rectangulaire résulte en un coefficient de réflexion périodique dans le domaine fréquentiel [33, 35]. En effet, comme présenté sur la Figure 2.5, une variation de la largeur de l'entaille et de la longueur d'onde incidente sur l'endommagement se traduit par une oscillation du coefficient de réflexion. Cette périodicité est observée peu importe le mode fondamental incident, mais une inversion de phase intervient pour un mode incident S_0 . Par conséquent, les minimums et maximums ne correspondent pas aux mêmes fréquences pour les deux modes incidents.

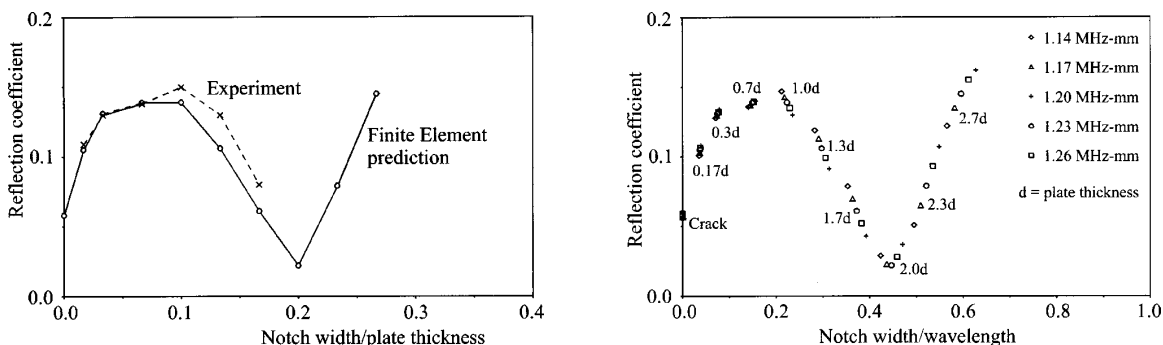


FIGURE 2.5 Réflexion sur un endommagement rectangulaire en fonction de sa taille et de la longueur d'onde du mode incident S_0 [35]

Fissures : L'effet de la profondeur d'une fissure initiée en surface sur la diffraction des ondes est bien connu et validé par plusieurs travaux [12]. Comme présenté sur la Figure 2.6, plus la profondeur d'une fissure ou d'un endommagement est grande, plus la réflexion des ondes guidées sur celle-ci est importante. Ce résultat intuitif se traduit par une diminution importante de la transmission des ondes à travers cet endommagement.

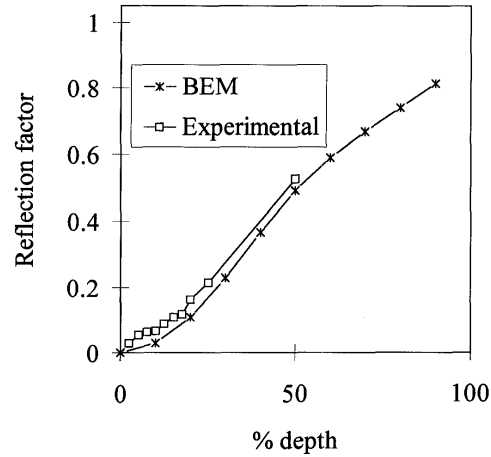


FIGURE 2.6 Réflexion sur une fissure verticale en fonction de la profondeur de celle-ci [12]

De plus, tel que présenté à la Figure 2.7, un mode incident A_0 sur une fissure de volume horizontale (voir Figure 2.8) est presque totalement transmis de l'autre côté de la fissure [10,50]. Ce même phénomène est observé pour un mode incident S_0 . Comme le montre la Figure 2.8, la fissure horizontale divise le guide d'onde en deux guides d'ondes de plus petites épaisseurs. Ainsi, lorsque l'onde incidente rencontre la fissure, des conversions de modes interviennent et différents modes sont propagés dans les deux sous guides d'ondes. Tel qu'appuyé à la Figure 2.7, peu importe l'épaisseur à laquelle la fissure se trouve, les modes fondamentaux incidents sont presque toujours retrouvés suite à l'interférence des ondes sortant des deux sous guides d'onde.

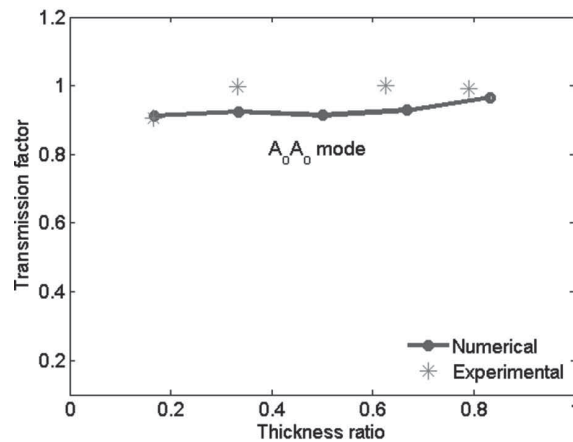


FIGURE 2.7 Transmission du mode A_0 à travers une fissure de volume parallèle aux surfaces de la plaque [10]

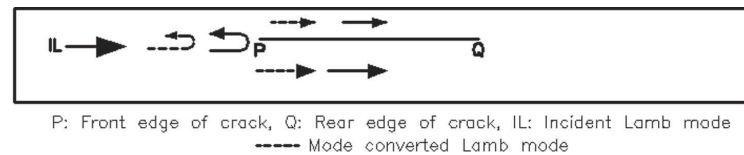


FIGURE 2.8 Fissure horizontale [10]

Les fissures de surfaces quant à elles sont souvent initiées autour des rivets où aux endroits présentant de grandes contraintes. Plusieurs travaux ont montré qu'il est possible de bien détecter et prédire les patrons de diffraction de fissures autour de trous de rivets [9,17].

Délaminations : Les matériaux composites présentent une difficulté additionnelle pour la détection d'endommagements par ondes guidées. En effet, ces matériaux, souvent multicouches, sont composées de fibres orientées selon des direction spécifiques afin de solidifier la structure. Par conséquent, les propriétés mécaniques des multi-couches ainsi que la vitesse des ondes guidées dépendent de l'orientation. Ainsi, la génération de modes pures dans les matériaux composites représente un défi de taille [58]. Les endommagements les plus fréquents dans les matériaux multi-couches sont les délaminations. Il a été montré que l'interaction entre les ondes guidées et une délamination dépend fortement de la position de la délamination dans l'épaisseur [23]. De plus, il a été montré qu'il est possible de déterminer la taille d'une délamination à l'aide de la variation d'amplitude du signal réfléchi sur celle-ci [59]. Cette approche perd en précision lorsque la délamination est loin d'une surface de la structure puisque les ondes guidées sont fortement atténuées dans les composites.

Seuil de détection : Puisque la détection d'un endommagement dans le domaine temporel est basée sur la réception d'échos (ondes réfléchies sur les endommagements), il est possible que ces ondes soient cachées dans les signaux réfléchis sur une caractéristique de structure quelconque (bords de structure, joint, raidisseur, etc.). Effectivement, comme présenté sur la Figure 2.9, la détection d'un endommagement est limitée par les réflexions parasites dans les signaux mesurés provenant des réflexions sur les caractéristiques de structures.

Ceci se traduit par une limitation des zones inspectables par les systèmes SHM basés sur les ondes guidées, puisque, plus les émetteurs et capteurs sont près des caractéristiques de structures, plus l'énergie comprise dans ces réflexions parasites est importante. C'est pourquoi il est important de caractériser l'interaction d'ondes guidées dans les diverses discontinuités typiques de structures aéronautiques. Effectivement, les informations tirées

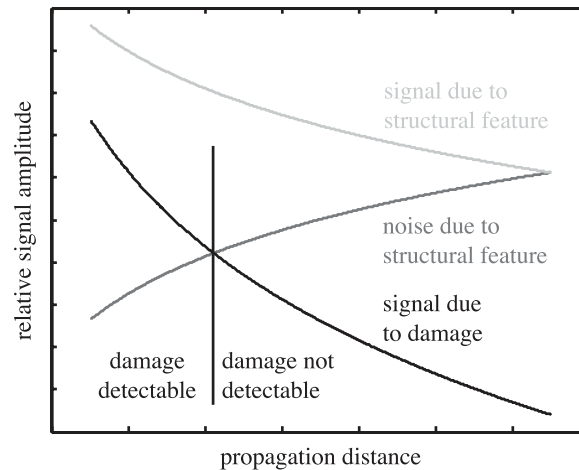


FIGURE 2.9 Limitation sur la capabilité d'un système SHM à détecter un endommagement [13]

des études propagatives dans les structures saines peuvent être utilisées afin d'orienter et augmenter la capabilité des systèmes SHM. Les sous sections suivantes présentent donc l'état de l'art quant aux interactions entre ondes guidées et caractéristiques typiques dans les structures et assemblages aéronautiques.

2.6.4 Plaques avec variation d'épaisseur

Comme mentionné précédemment, une discontinuité géométrique peut introduire des conversions de modes. Il a été montré à l'aide de la méthode hybride par élément de frontière (BEM) que les conversions de modes survenant dans une structure dont le profil présente une variation d'épaisseur [11] peuvent être anticipées et quantifiées. Il est montré que des variations de profils symétriques par rapport au centre de la plaque (voir figure 2.10) ne permettent aucune conversion de modes entre les deux familles de modes. Des conversions de modes dans une même famille de modes sont tout de même possibles (exemple : S_0 vers S_1) si la fréquence est assez élevée (au-dessus de la fréquence de coupure du mode S_1 , par exemple). Toutefois, pour une variation de profil asymétrique, les conversions de modes entre les deux familles sont possibles.

Grâce aux outils numériques, il est possible d'anticiper les conversions de modes pour des profils de variation d'épaisseur donnés. Toutefois, une étude de sensibilité caractérisant l'influence de l'angle de la variation d'épaisseur sur la diffraction des modes de Lamb fondamentaux n'est pas présentée dans la littérature et serait pertinente pour la mise en oeuvre de systèmes SHM.

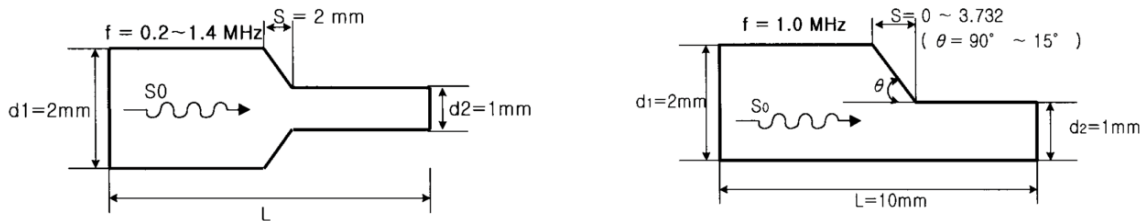


FIGURE 2.10 Exemple de variations d'épaisseur symétrique (figure de gauche) et asymétrique (figure de droite) [11]

2.6.5 Structures avec joint

Joint de recouvrement (*lap joint*)

Un exemple de joint de recouvrement (superposition de deux plaques) est présenté à la Figure 2.11. Il a été montré qu'en choisissant judicieusement les modes incidents envoyés en direction du joint, il est possible de qualifier la qualité de l'adhésif que compose ce joint [31,34,51,57].

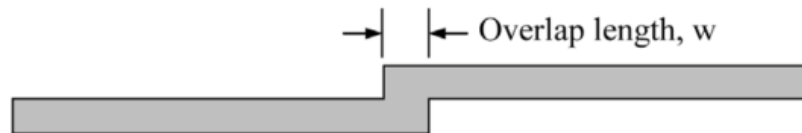


FIGURE 2.11 Paramètre d'intérêt sur un joint de recouvrement (overlap joint) [57]

Comme pour les variations d'épaisseurs, les joints de recouvrement font intervenir d'importantes conversions de modes. Il a été montré que pour un mode incident donné, les modes propagés dans le joint sont ceux dont les champs de déplacements sont le plus près du champ de déplacement incident. La figure 2.12 montre le champ de déplacements du mode S_0 dans l'épaisseur d'une plaque ainsi que le champ de déplacement des modes S_0 , A_0 , S_1 et A_1 dans un multicouche (aluminium-adhésif-aluminium).

Par exemple, pour un mode S_0 incident sur un joint à recouvrement composé de deux plaques d'aluminium et d'une couche adhésive (voir Figure 2.12), les modes les plus propices à s'établir dans le multicouche sont les modes S_1 et A_1 pour des fréquences au-dessus de leurs fréquences de coupures respectives. En effet, il est notable que les champs de déplacement de ces deux modes dans la plaque inférieure sont très similaires au champ de déplacement du mode incident S_0 . Par conséquent, les modes transmis de l'autre côté du joint dépendent de l'interférence entre ces modes à cette extrémité. Ainsi, une variation de la longueur de

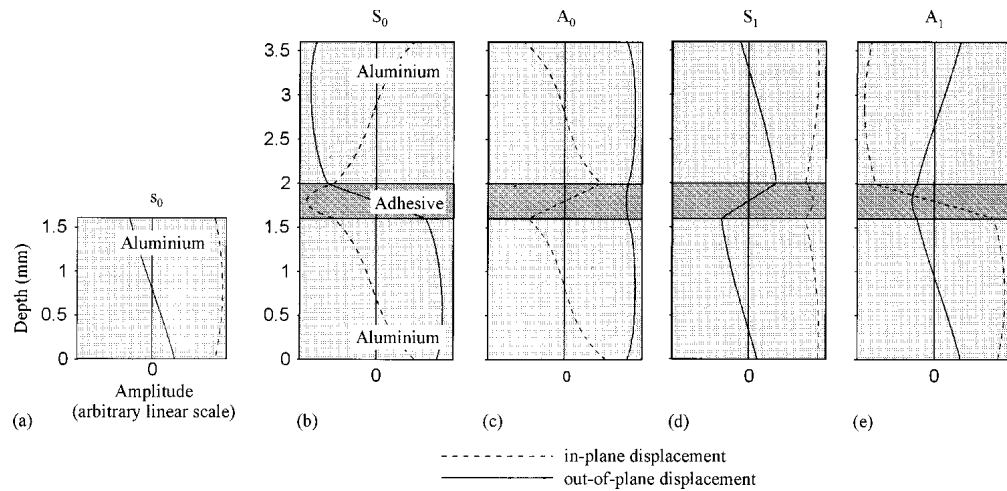


FIGURE 2.12 Exemple de champs de déplacements pour un mode incident S_0 et pour les modes dans le multicouche [34]

recouvrement résulte en une différence de phase entre les différents modes en raison de leurs vitesses propagatives différentes.

Joint plat (*butt joint*)

Une étude analytique de la diffraction en une dimension (réflexion et transmission) des ondes de Lamb interagissant avec un joint plat (*butt joint*) entre deux structures identiques a été effectuée (voir figure 2.13) [46]. L'influence de la largeur du joint sur les coefficients de réflexion et de transmission a été observée. La corrélation entre ce modèle analytique basé sur la décomposition modale et un modèle par éléments finis est excellente. De plus, une vérification du modèle par la balance des flux d'énergie a été effectuée.

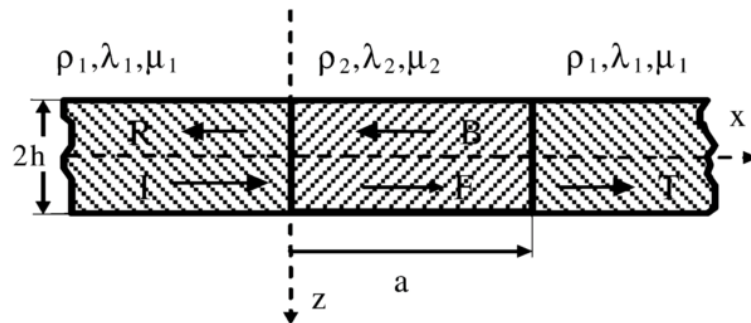


FIGURE 2.13 Exemple de joint plat soudé entre deux structures identiques

Il est montré qu'à l'aide de ce modèle, une détermination de la longueur des joints

soudés est possible. De plus, par une soustraction de mesure de référence, ce modèle permet de détecter la présence d'endommagements aux interfaces entre le joint soudé et les plaques métalliques.

2.6.6 Trous de rivets

Plusieurs assemblages sur les avions sont composés de lignes de rivets. La fissure initiée à la circonférence d'un trou de rivet représente un endommagement récurrent sur les structures aéronautiques. Ceci s'explique par le fait que ces trous introduisent de grandes variations de contraintes dans les plaques. La propagation de ces fissures entre deux rivets est rapide et peut mener à diverses catastrophes. Afin de bien caractériser la diffraction des ondes guidées par les trous de rivets, des mesures expérimentales sont comparées aux résultats théoriques basés sur les théories de plaques de Mindlin et de Kirchhoff [18]. Il est montré qu'à l'aide d'approximations judicieuses, les théories des plaques permettent de bien décrire les patrons de diffractions d'ondes guidées par les trous de rivets.

Contrairement aux géométries discutées précédemment, les trous de rivets doivent être modélisés en trois dimensions pour la caractérisation numérique. Des modèles semi-analytiques ont été développés afin de caractériser la diffraction des ondes guidées par ces trous. La méthode numérique utilisée pour y parvenir est la *global local finite element method*. Cette méthode numérique permet de relier, à l'aide de fonctions globales, le comportement analytique des ondes de Lamb loin de la discontinuité avec le modèle par éléments finis près de la discontinuité (voir figure 2.14).

Il est montré que l'effet des ondes évanescentes autour des trous de rivets peut être ignoré à partir d'une distance approximative de deux fois l'épaisseur de la plaque par rapport à la discontinuité. Ainsi, en dehors du maillage considéré près du trou de rivet, seuls les modes propagatifs peuvent être considérés. Par la suite, les deux différentes approches (basées sur la théorie des plaques et sur la *global local FEM*) sont utilisées afin de vérifier l'influence de fissures autour des trous de rivets [9, 17]. Il est montré que la présence de fissures modifie grandement le patron de diffraction autour du trou de rivet même pour des fissures dont la taille est inférieure aux longueurs d'ondes utilisées.

2.6.7 Raidisseurs

Afin d'accroître la rigidité de structures, plusieurs types de raidisseurs sont utilisés. En particulier, des raidisseurs en forme de "T", "L" et "C" sont couramment employés.

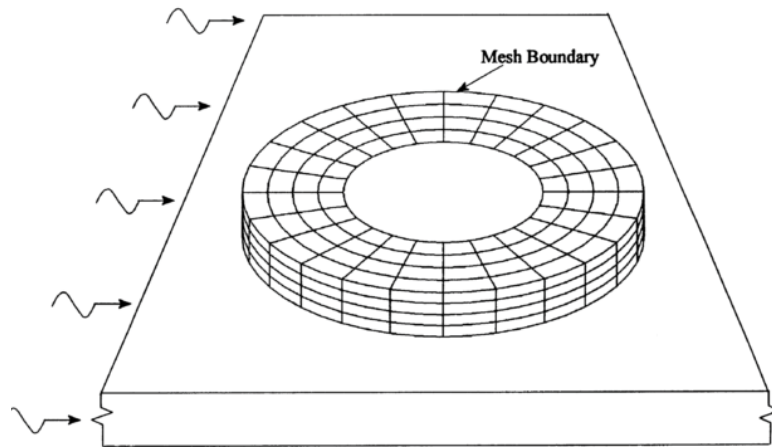


FIGURE 2.14 Exemple de maillage près d'un trou de rivet. Les flèches représentent les ondes incidentes traitées analytiquement en champ lointain. [9]

Comme pour le cas des trous de rivets, ce type de géométrie est souvent modélisé à l'aide de méthodes semi-analytiques. La méthode SAFE (*semi-analytical finite element*) présente l'avantage de ne devoir modéliser par éléments finis que l'épaisseur de la structure d'intérêt puisque la propagation des ondes (direction perpendiculaire à l'épaisseur) est calculée analytiquement [62]. Toutefois l'approche SAFE est généralement utilisée pour une onde incidente normale avec la discontinuité (extrusion). Si l'incidence avec un raidisseur est oblique, par exemple, le problème se complexifie davantage.

Il est démontré qu'il est possible de ramener le problème 3D (incidence oblique) en une formulation 2D [60]. Cette simplification se base sur l'hypothèse d'un raidisseur de longueur infinie et est généralement valide puisque l'interaction entre les ondes guidées et le raidisseur ne se fait que sur une petite distance pour un front d'onde plan. L'intérêt de cette méthode est qu'elle permet de prédire les différents angles auxquels les divers modes sont diffractés de part et d'autre de l'extrusion de profil quelconque (voir Figure 2.15) sans devoir générer toutes les courbes de dispersion.

Par exemple, en considérant un raidisseur de longueur infinie, une symétrie de translation dans une direction donnée (direction "y" sur la Figure 2.15) permet de simplifier le problème. En effet, cette symétrie permet de constater que la projection du vecteur d'onde dans cette direction (nommé γ) reste constante de part et d'autre du raidisseur. En effet, les ondes réfléchies et transmises auront comme composante du vecteur d'onde dans la direction "y" : $k_y = \gamma = -k \sin \beta$. Afin de déterminer les modes réfléchis et transmis dans la structure,

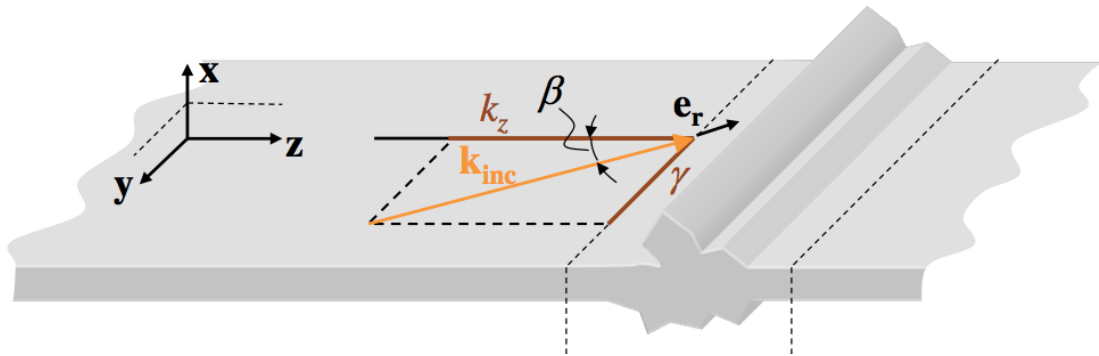


FIGURE 2.15 Définition de la composante transverse du nombre d'onde (γ) pour un raidisseur de profil quelconque [60]

la méthode SAFE nécessite le tracé des courbes de lenteur¹ pour tous les angles. Tandis qu'à l'aide de SAFE- γ , seule la détermination des angles permettant aux différents modes d'avoir la composante du nombre d'onde γ est nécessaire.

Par exemple, si on considère une plaque anisotrope, les courbes de lenteur ne sont pas circulaires puisque la vitesse dépend de l'orientation (voir Figure 2.16). Cette figure superpose les modes réfléchis et transmis déterminés par la conservation de γ à l'aide de la méthode SAFE- γ aux courbes de lenteurs. Il est notable que les modes identifiés à l'aide de SAFE- γ sont en accord avec les courbes de lenteurs. L'avantage de cette méthode est bien illustré puisqu'elle est beaucoup plus rapide (ne nécessite que quelques évaluations) et permet de déterminer les angles de diffraction des différents modes pour un front d'onde plan incident sur l'extrusion.

À l'aide de cette méthode semi-analytique, une étude paramétrique a été effectuée afin de visualiser l'effet de l'angle d'incidence sur la diffraction (réflexion et transmission) des ondes guidées par une extrusion en forme de Ω . Toutefois, comme présentés à la Figure 2.17, les coefficients de réflexion et transmission sont extrêmement sensibles à la fréquence. Par conséquent, il est difficile de faire ressortir des tendances et d'expliquer l'influence de divers paramètres sur ces coefficients. Effectivement, comme présenté à la Figure 2.18, une fine résolution fréquentielle est nécessaire afin de visualiser le réel comportement fréquentiel.

1. La lenteur s est définie comme l'inverse de la vitesse de phase ($s = \frac{1}{v_\phi}$).

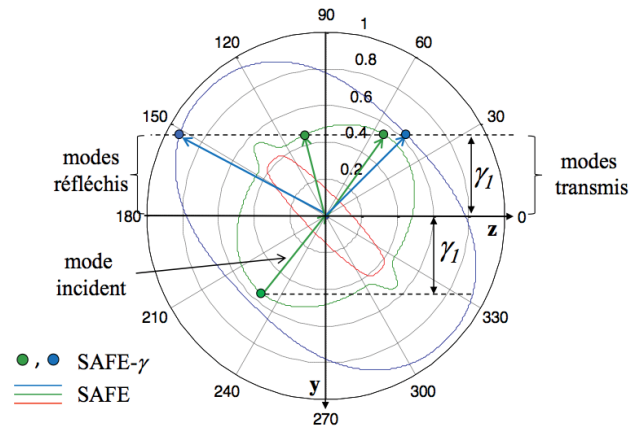


FIGURE 2.16 Superposition des courbes de lenteur obtenues par la méthode SAFE avec les résultats ponctuels déterminés par la méthode SAFE- γ . [60]

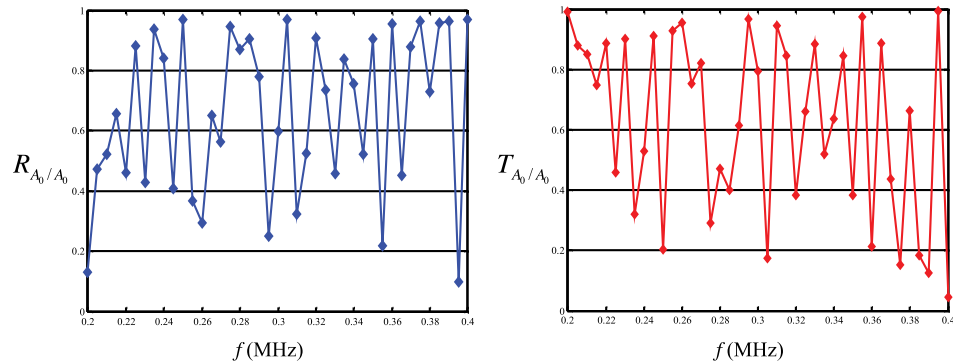


FIGURE 2.17 Coefficients de réflexion et transmission pour des ondes guidées incidentes sur une extrusion en forme de Ω [60]

2.6.8 Structures en nid d'abeilles

Les structures en nid d'abeilles sont utilisées en raison de leur grande rigidité et de leur faible masse volumique. Ces structures sont composées de deux plaques entre lesquelles se trouve le coeur en "nid d'abeilles" (voir figure 2.19).

Il n'est pas pertinent de discuter d'ondes de Lamb dans le coeur de la structure en raison des multiples interférences et réflexions dues aux courtes distances caractéristiques du milieu [7]. Toutefois, il est observé qu'il est possible d'utiliser les ondes guidées pour la détection d'un endommagement de surface (voir Figure 2.20) en générant et captant les ondes sur une des deux plaques constitutives. Il est montré que d'utiliser le mode symétrique fondamental (S_0) permet de détecter des endommagements d'impacts en surface puisque

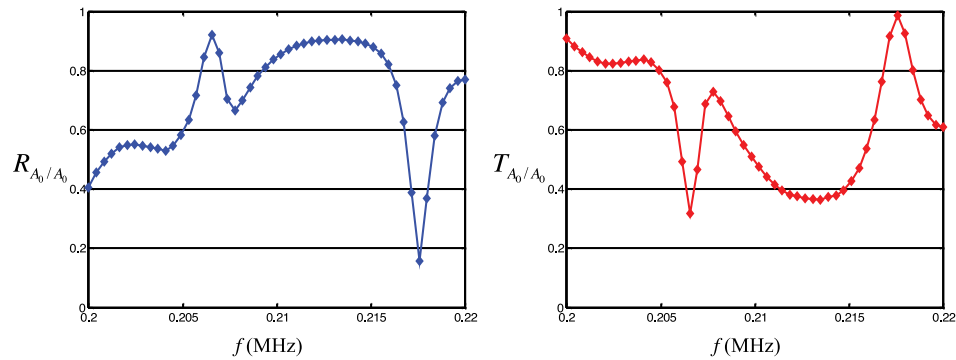


FIGURE 2.18 Exemple de résolution fréquentielle nécessaire sur les coefficients de réflexion et transmission pour des ondes guidées incidentes sur une extrusion [60]

ce mode diffracte difficilement dans le coeur de la structure [8].

2.6.9 Autres structures

En raison de la panoplie de structures et assemblages qui composent un aéronef et de la complexité des interactions survenant entre les ondes de Lamb et les caractéristiques de structures présentes, plusieurs structures ne sont toujours pas couvertes dans la littérature. En effet, aucun travail portant sur les interactions survenant dans les plaques doublées (plaque simple doublée sur une distance quelconque), la caractérisation des modes se propageant dans l'axe d'une extrusion et les interactions dans plusieurs autres assemblages ne sont présents dans la littérature. Malgré le fait que cette revue de littérature ne porte que sur les travaux métalliques, il est important de mentionner qu'encore plusieurs travaux quant à la propagation d'ondes guidées dans les structures composites et structures hybrides (métalliques et composites) sont nécessaires avant la mise en oeuvre de systèmes SHM pour de telles structures.

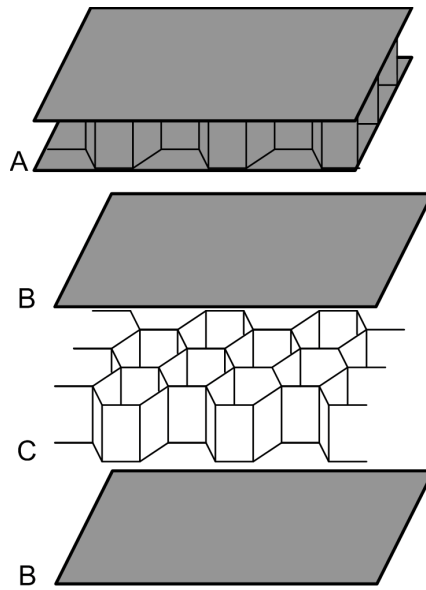


FIGURE 2.19 Constitution d'une structure en nid d'abeille (tirée de la page : Nid d'abeilles de Wikipédia)

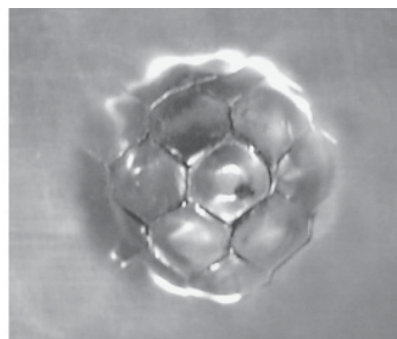


FIGURE 2.20 Exemple d'endommagement en surface d'une structure en nid d'abeilles [8]

Problématique et objectifs

3.1 Problématique

Tel qu'explicité dans le chapitre précédent, la propagation d'ondes guidées dans plusieurs structures a été qualifiée et quantifiée à l'aide d'outils analytiques, numériques et expérimentaux. Cependant, plusieurs structures typiques du domaine de l'aéronautique ne sont toujours pas converties dans la littérature en raison de la récente émergence du domaine d'étude. De plus, cet amalgame de connaissances est difficilement interprétable par les fabricants et entreprises de maintenance afin de mettre en oeuvre des systèmes SHM puisque ces études sont effectuées sur des structures dont les dimensions et propriétés ne coïncident pas nécessairement avec celles utilisées en vol.

Par conséquent, un regroupement de connaissances quant à la propagation d'ondes guidées dans diverses structures dont les propriétés et paramètres sont préalablement déterminés par les industriels s'impose. L'obtention d'une telle banque de connaissances représente l'objectif principal du projet CRIAQ DPHM 501 dans lequel ce projet de maîtrise s'insère. Tel que mentionné à la section 2.5, le travail de synthèse effectué entre industriels et chercheurs a permis de cibler une gamme de structures d'intérêts et d'identifier les valeurs de paramètres de structures utilisés en aéronautique civile et militaire [45]. Afin de faciliter les maintes caractérisations expérimentales à effectuer dans ce projet de grande envergure, l'utilisation d'un émetteur d'ondes directif et d'un absorbant d'ondes guidées est inévitable. Effectivement, une sonde directive permet d'assurer une incidence contrôlée des ondes guidées sur les discontinuités et un absorbant permet d'idéaliser les structures en négligeant les réflexions sur les bords et discontinuités non souhaitées. De plus, tel que présenté aux sections 2.6.1 et 2.6.3, une solution absorbante efficace n'a toujours pas été présentée dans la littérature et permettrait d'étendre les zones observables par les systèmes SHM basés sur la propagation d'ondes guidées.

Ainsi, cette maîtrise porte sur l'utilisation d'études paramétriques numériques afin de concevoir un absorbant d'ondes guidées idéal et de prédire le comportement propagatif des ondes guidées dans certaines structures aéronautiques typiques.

3.2 Objectifs

L'objectif principal de ce projet de maîtrise est donc d'étudier les interactions entre ondes guidées et diverses discontinuités présentes dans les structures aéronautiques typiques à l'aide d'outils numériques.

Afin d'y parvenir, quelques objectifs secondaires sont fixés :

- Mettre en oeuvre les outils numériques ;
- Valider expérimentalement ces outils numériques ;
- Effectuer les études paramétriques sur les structures et assemblages pré-déterminés par les collaborateurs et fournir des rapports d'analyse présentant les tendances et influences des paramètres considérés ;
- Finalement, appliquer ces mêmes outils numériques à la conception d'un absorbant pour ondes guidées.

3.3 Contributions

Les travaux effectués dans le cadre de cette maîtrise sont valorisés par la rédaction et le partage de rapports d'analyse (nommés rapports d'interpolation) dans le cadre du projet CRIAQ DPHM 501. Ces rapports présentent les résultats de simulation par éléments finis et permettent aux collaborateurs de visualiser et comprendre l'influence des divers paramètres à l'aide d'analyses descriptives. Ces rapports de quelques pages sont présentés à la fin de ce mémoire en Annexes [A](#), [B](#), [C](#), [D](#) et [E](#). Par ailleurs, l'absorbant résultant de l'étude paramétrique effectuée est performant et présente d'intéressants avantages devant les autres solutions présentées dans la littérature. Un article présentant la démarche entreprise, les résultats numériques ainsi qu'une validation expérimentale a été envoyé pour soumission au journal *NDT & E International*.

Le chapitre quatre présente l'approche numérique et la démarche utilisée afin d'effectuer les études paramétriques ainsi que les résultats obtenus dans le cadre du projet CRIAQ (présentés en Annexes), tandis que le Chapitre 5 présente l'article soumis au journal *NDT&E*. Par la suite, une brève conclusion permet de synthétiser l'information présentée dans ce mémoire et de rappeler les résultats obtenus dans le cadre de la maîtrise.

OUTILS ET VALIDATION

4.1 Outils analytiques

Cette section présente les notions nécessaires afin de caractériser les interactions dans les structures à l'aide des coefficients de réflexion et de transmission des différentes ondes guidées. En effet, puisque les courbes de dispersion sont difficilement interprétables dans les assemblages, la diffraction des ondes guidées par une discontinuité est l'outil de caractérisation le plus pertinent. En effet, les coefficients de réflexion et de transmission permettent de visualiser l'effet des discontinuités sur la diffraction des ondes en fonction de la fréquence et d'identifier des fréquences optimales pour la mise en oeuvre de systèmes SHM. Diverses méthodes permettent de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission. Par exemple, l'approche par Vecteur de Poynting compare l'énergie emmagasinée dans chaque mode diffracté avec l'énergie emmagasinée dans le mode incident sur la discontinuité, tandis que l'approche par Transformée de Fourier compare l'amplitude des nombres d'ondes diffractés avec l'amplitude du nombre d'onde incident.

4.1.1 Ondes de Lamb - Champ de déplacement

Afin de mettre en oeuvre les approches de calcul des coefficients de réflexion et de transmission, il est important de connaître les champs de déplacement associés aux ondes incidentes. Afin de caractériser ces ondes incidentes (avant la rencontre avec une discontinuité), une plaque infinie d'épaisseur $2h$ est considérée (voir Figure 4.1).



FIGURE 4.1 Système d'axes pour une onde propagée dans une plaque infinie

Les équations du mouvement d'une plaque simple sans contraintes sont nommées équations de *Navier* et sont données par :

$$(\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu\nabla^2\mathbf{u} = \rho\frac{\partial^2\mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (4.1)$$

où λ et μ sont les coefficients de Lamé et sont donnés par :

$$\lambda = \frac{Ev}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}; \quad (4.2)$$

et où $\mathbf{u} = (u_x, u_y)$ est le champ de déplacements, E est le module de *Young*, ν le coefficient de *Poisson* et ρ la densité volumique. En réexprimant \mathbf{u} comme la combinaison d'un potentiel scalaire Φ et d'un potentiel vecteur \mathbf{H} :

$$\begin{cases} \mathbf{u} = \nabla\Phi + \nabla \times \mathbf{H} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \end{cases} \quad (4.3)$$

En substituant ces relations dans les équations de *Navier*, on obtient :

$$(\lambda + \mu) \nabla (\nabla \cdot (\nabla\Phi + \nabla \times \mathbf{H})) + \mu \nabla^2 (\nabla\Phi + \nabla \times \mathbf{H}) = \rho (\nabla\ddot{\Phi} + \nabla \times \ddot{\mathbf{H}}) \quad (4.4)$$

⇕

$$(\lambda + \mu) \nabla (\nabla^2\Phi) + \mu \nabla^2 \nabla\Phi + \mu \nabla^2 \nabla \times \mathbf{H} = \rho (\nabla\ddot{\Phi} + \nabla \times \ddot{\mathbf{H}}) \quad (4.5)$$

puisque la divergence d'un rotationnel est nulle. Comme l'ordre de dérivation n'a pas d'importance, l'équation 4.5 se réécrit sous la forme :

$$\nabla ((\lambda + 2\mu) \nabla^2\Phi - \rho\ddot{\Phi}) + \nabla \times (\mu \nabla^2 \mathbf{H} - \rho\ddot{\mathbf{H}}) = 0 \quad (4.6)$$

Puisque la solution doit être bonne en tout temps et tout point de l'espace, les deux parenthèses doivent être nulles. Ainsi, les deux équations d'ondes pour les potentiels Φ et \mathbf{H} sont obtenues :

$$c_p^2 \nabla^2 \Phi = \ddot{\Phi}; \quad (4.7)$$

$$c_s^2 \nabla^2 \mathbf{H} = \ddot{\mathbf{H}}; \quad (4.8)$$

où $c_p = \sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ est la vitesse des ondes de pression et $c_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ est la vitesse des ondes de cisaillement. De plus, une symétrie permet de simplifier d'avantage les solutions puisque pour un front d'onde se propageant dans le plan x, y , une invariance en z est obtenue. Ainsi, puisque :

$$\frac{\partial}{\partial z} \equiv 0; \quad \nabla = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y}; \quad (4.9)$$

la définition du champ de déplacement (équation 4.3) peut se réécrire comme :

$$\vec{u} = \underbrace{\left(\frac{\partial\Phi}{\partial x} + \frac{\partial H_z}{\partial y}\right)}_{u_x} \vec{i} + \underbrace{\left(\frac{\partial\Phi}{\partial y} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)}_{u_y} \vec{j} + \underbrace{\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)}_{u_z} \vec{k} \quad (4.10)$$

La solution où $u_x = u_y = 0$, $u_z \neq 0$ et où seulement les potentiels H_x et H_y sont non nuls représente les ondes *SH* (*shear horizontal wave*). Les déplacements associés à ces ondes sont donc perpendiculaires à la direction de propagation. L'autre solution, où seule la composante u_z du déplacement est nulle et seuls les potentiels Φ et H_z sont non nuls représente la combinaison d'ondes *P* et *SV* (*Pressure and Shear Vertical waves*). Lorsque ces deux types d'ondes interfèrent entre eux en raison de multiples réflexions aux surfaces d'une plaque, les ondes de Lamb s'établissent.

On s'intéresse ici à la solution *P+SV* afin de dériver les champs de déplacements des ondes de Lamb. Ainsi, pour une solution harmonique se propageant dans la direction x , on obtient à l'aide de la méthode de séparation de variables (équation 4.11), les solutions pour H_z et Φ décrites à l'équation 4.13.

$$\text{Séparation de variables} \begin{cases} H_z(x, y, t) = H_y(y)e^{j(kx-\omega t)} \\ \Phi(x, y, t) = \Phi_y(y)e^{j(kx-\omega t)} \end{cases} \quad (4.11)$$

$$\text{Équations d'ondes} \begin{cases} \frac{\partial\Phi}{\partial y} - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_p^2}\right) \Phi = 0 \\ \frac{\partial H_z}{\partial y} - \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2}\right) H_z = 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

$$\text{Solutions générales} \begin{cases} \Phi(x, y, t) = (A \cos py + B \sin py)e^{j(kx-\omega t)} \\ H_z(x, y, t) = (C \cos qy + D \sin qy)e^{j(kx-\omega t)} \end{cases} \quad (4.13)$$

où :

$$p^2 = \frac{\omega^2}{c_p^2} - k^2; \quad q^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} - k^2 \quad (4.14)$$

où k est le nombre d'onde, A, B, C et D sont des coefficients et ω est la fréquence angulaire. Ainsi, en substituant les solutions 4.13 dans l'équation 4.10, on obtient les composantes du

déplacement pour un temps t et pour un point x donnés :

$$\begin{cases} u_x = ik(A \sin py + B \cos py) + q(C \cos qy - D \sin qy) \\ u_y = p(A \cos py - B \sin py) - ik(C \sin qy + D \cos qy) \end{cases} \quad (4.15)$$

Il est finalement possible de séparer ces champs de déplacements en composantes symétriques et anti-symétriques par rapport au centre de la plaque et d'obtenir les champs de déplacements associés aux modes A_0 et S_0 respectivement :

$$\text{Mode } A_0 : \begin{cases} u_x^{A_0} = ikA \sin py - Dq \sin qy \\ u_y^{A_0} = Ap \cos py - ikD \cos qy \end{cases} \quad \text{Mode } S_0 : \begin{cases} u_x^{S_0} = ikB \cos py + Cq \cos qy \\ u_y^{S_0} = -Bp \sin py + ikC \sin qy \end{cases} \quad (4.16)$$

4.1.2 Vecteur de Poynting

L'approche par vecteur de Poynting repose sur un bilan énergétique des modes réfléchis et transmis dans la structure. En effet, les coefficients de réflexion (R) ainsi que les coefficients de transmission (T) sont définis par les relations suivantes :

$$R = \left| \frac{P_R}{P_I} \right|; \quad T = \left| \frac{P_T}{P_I} \right|; \quad (4.17)$$

où les indices R, I et T font référence aux modes réfléchis, transmis et incidents respectivement et où P est l'intégrale dans l'épaisseur de la plaque du vecteur de Poynting associé à un mode (équation 4.18).

$$P_x = \int_{-h}^h \frac{1}{2} \text{Re} (\sigma_{xx} \dot{u}_x + \sigma_{xy} \dot{u}_y) dy \quad (4.18)$$

Dans l'équation 4.18, $\sigma_x = (\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$ représente la composante en x du champ de contrainte et $\dot{\mathbf{u}} = (\dot{u}_x, \dot{u}_y)$ représente le champ de vitesse. Le champ de vitesse est obtenu en dérivant le champ de déplacement (apparition d'un facteur $i\omega$) et le champ de contrainte est facilement calculé à l'aide des relations contraintes-déplacements.

Ainsi, seuls les champs de déplacement u_x et u_y sont nécessaires à la détermination des coefficients de réflexion et de transmission. Par conséquent, pour un mode donné, les coefficients de réflexion et de transmission requièrent la détermination des quatre coefficients du champ de déplacement présenté à l'équation 4.15. Puisque ce système est composé

de deux équations et quatre inconnues, l'utilisation de deux différents points de l'espace permet d'obtenir un système d'équations qui peut se résoudre. Afin de simplifier le système d'équations, les deux points utilisés sont symétriquement séparés par rapport au centre de la plaque et reposent sur les surfaces de celle-ci (voir points de mesure du schéma vecteur de Poynting à la Figure 4.2). Ce choix permet de bénéficier de la parité des fonctions trigonométriques et résulte en une matrice creuse lorsque ces équations couplées.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} u_x^+ \\ u_y^+ \\ u_x^- \\ u_y^- \end{bmatrix}}_{\mathbf{U}_I} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & -ik \cos ph & q \cos qh & 0 \\ p \cos ph & 0 & 0 & -ik \cos qh \\ -ik \sin ph & 0 & 0 & -q \sin qh \\ 0 & -p \sin ph & ik \sin qh & 0 \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}(k)} \underbrace{\begin{bmatrix} A_I \\ B_I \\ C_I \\ D_I \end{bmatrix}}_{\mathbf{C}_I} \quad (4.19)$$

Dans l'équation 4.19, les exposants \pm réfèrent à l'addition ou à la soustraction des champs de déplacement aux deux différents points. De plus, l'indice I fait référence au mode considéré (soit le mode incident) dans cet exemple. Puisque la matrice $\mathbf{M}(k)$ présentée à l'équation 4.19 ne dépend pas de la position x , elle est aussi utilisée pour calculer les coefficients des modes réfléchis \mathbf{C}_R et transmis \mathbf{C}_T :

$$\mathbf{C}_T = \mathbf{M}(k)^{-1} \mathbf{U}_T \quad (4.20)$$

$$\mathbf{C}_R = \mathbf{M}(-k)^{-1} \mathbf{U}_R \quad (4.21)$$

où le signe de k dans $\mathbf{M}(k)$ est inversé pour la détermination des coefficients en réflexion puisque les modes se propagent dans la direction opposée aux modes incidents et transmis. Par conséquent, afin de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission des modes de Lamb fondamentaux dans une structure, seule la mesure des champs de déplacements aux 2 surfaces de la structure devant et derrière la discontinuité ciblée est nécessaire. En effet, la détermination des coefficients \mathbf{C}_I , \mathbf{C}_R et \mathbf{C}_T permet d'exprimer les champs de déplacements associés aux différents modes (équation 4.16) et de calculer les vecteurs de Poynting associés.

4.1.3 Transformée de Fourier

Une autre méthode permettant de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission est basée sur la transformée de Fourier. Encore une fois, les coefficients sont obtenus en prenant le quotient d'une quantité entre les ondes diffractées et les ondes incidentes. Plus

spécifiquement, les coefficients de diffraction sont obtenus en prenant le rapport des amplitudes des différents modes dans le domaine des nombres d'ondes pour chaque fréquence considérée :

$$R(\omega) = \frac{A_R(\omega)}{A_I(\omega)}; \quad T(\omega) = \frac{A_T(\omega)}{A_I(\omega)} \quad (4.22)$$

où ω est la fréquence angulaire et où A représente l'amplitude associée aux différents modes (réfléchis, transmis, incidents) obtenus à l'aide de la transformée de Fourier. En effet, la transformée de Fourier ($F(k)$) permet de déterminer les différentes composantes (différents modes) propagées à partir d'un signal mesuré ($f(x)$) en plusieurs points dans l'espace :

$$F(k) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-j2\pi kx} dx \quad (4.23)$$

Cette opération (discrète lorsque numérique) permet de représenter le champ de déplacement en un endroit comme la superposition de tous les modes propagés :

$$U(k) = \sum_{k_m} A(k_m)e^{-j2\pi k_m} \quad (4.24)$$

où le champ de déplacements $U(k)$ est calculé pour chaque fréquence. Par conséquent, les différents modes sont facilement identifiés dans le domaine des nombres d'ondes et leurs amplitudes respectives sont utilisées afin de déterminer les coefficients ciblés.

4.2 Approche numérique

Afin d'entreprendre les études paramétriques, *COMSOL with MATLAB* a été utilisé en raison de l'automatisation que permet cette plate-forme. En effet, une simulation par éléments finis doit être effectuée pour chaque configuration souhaitée et pour chaque fréquence. Ainsi, afin de visualiser l'effet des divers paramètres sur une gamme fréquentielle, une panoplie de simulations numériques est nécessaire. Ce programme permet donc de piloter *COMSOL* à l'aide de *MATLAB* et d'ainsi créer des boucles dans lesquelles les simulations se succèdent pour tous les différents paramètres définis. Les configurations numériques considérées pour déterminer les coefficients de réflexion et de transmission par les deux méthodes décrites aux sections 4.1.2 et 4.1.3 sont présentées à la Figure 4.2.

Tel que présenté à la Figure 4.2, seulement quatre points d'observation sont nécessaires avec l'approche de Poynting, tandis qu'une série de points est utilisée avec l'approche de

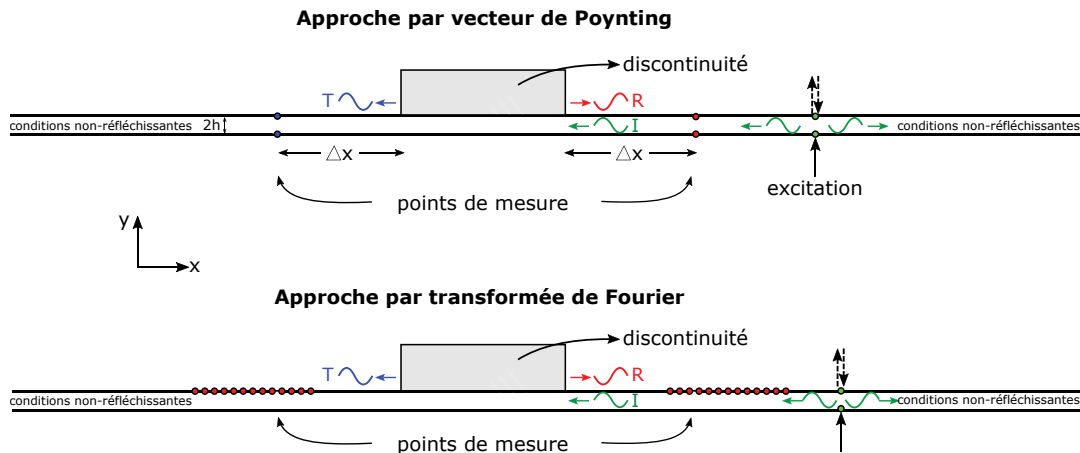


FIGURE 4.2 Configurations numériques utilisées pour la détermination des coefficients de réflexion et de transmission par les deux différentes approches.

Fourier (223 points utilisés de chaque côté de la discontinuité). Aussi, les points d'observation pour les deux configurations sont assez distancés de la discontinuité et des points d'excitation afin de négliger les ondes évanescentes. L'utilisation de forces ponctuelles appliquées sur les deux surfaces de la plaque permet d'assurer la génération d'un mode de Lamb fondamental seulement. En effet, en appliquant deux forces dans la même direction ou dans des directions opposées, les modes A_0 et S_0 sont respectivement excités et propagés dans la structure [3]. Ainsi, tel qu'illustré à la Figure 4.2, la force ponctuelle appliquée sur la surface inférieure est toujours orientée vers le haut et c'est le choix sur l'orientation de la force ponctuelle appliquée sur la surface supérieure qui permet de sélectionner le mode fondamental excité. De plus, les maillages utilisés pour les calculs par éléments finis assurent que les longueurs d'ondes propagées dans les structures sont au moins 5 fois plus grandes que les distances entre les noeuds du maillage [42]. De plus, tel que présenté à la Figure 4.3, les maillages sont

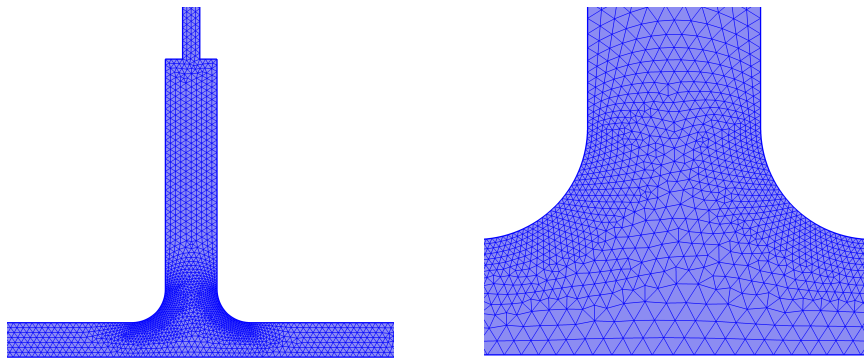


FIGURE 4.3 Exemples de raffinement de maillage autour de discontinuités. Moitié inférieure d'une extrusion en I doublée (gauche) et agrandissement de la région où le maillage est raffiné (droite)

raffinés à proximité des discontinuités afin de mieux modéliser l'influence de celles-ci sur la propagation des ondes guidées.

4.3 Validation expérimentale

Afin de valider l'approche numérique ainsi que les codes développés, un cas simple est premièrement considéré. Plus spécifiquement, les coefficients de réflexion et de transmission pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium de section rectangulaire sont mesurés et simulés. Ainsi, la discontinuité présentée à la Figure 4.2 est remplacée par un simple rectangle d'aluminium posé sur une plaque d'aluminium de 1.54 mm d'épaisseur (voir Figure 4.4). Afin de générer les ondes guidées expérimentalement et d'assurer un front d'onde plan à incidence normale sur l'extrusion rectangulaire d'aluminium, une pince magnétique composée de deux transducteurs rectangulaires de $50 \times 50 \times 0.45$ mm est utilisée (voir Figure 5.9) [22]. Afin de mesurer le champ de vitesses dans le domaine fréquentiel et d'en extraire les coefficients de diffraction, un vibromètre laser 3D (PSV-500 de Polytec identifié à la Figure 4.4) est utilisé. Une excitation *pseudo-aléatoire* (amplitude constante et phase aléatoire) de 8 ms est amplifiée par un amplificateur NOVO UAP-8400 et les transducteurs sont excités séparément un après l'autre.

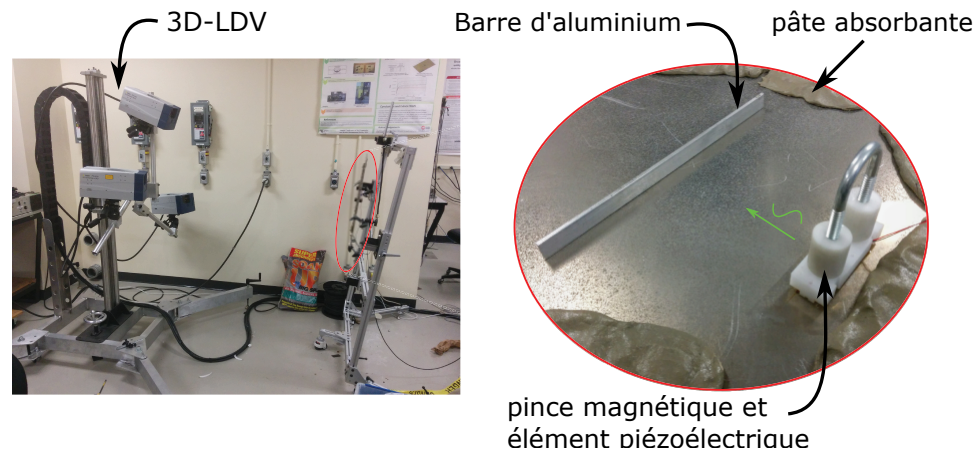


FIGURE 4.4 Montage expérimental utilisé afin de valider les outils numériques

Expérimentalement, la sélection du mode incident est effectuée ultérieurement à la mesure à l'aide d'un algorithme d'optimisation permettant de jouer sur la phase et l'amplitude des deux transducteurs [21]. Cette approche permet de s'affranchir des problèmes de mauvais alignements des transducteurs sur la plaque. Finalement, les coefficients de

réflexion et de transmission expérimentaux sont calculés à partir des champs de vitesse à l'aide de la transformée de Fourier.

La superposition des coefficients de réflexion et de transmission numériques et expérimentaux pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium de 3.2×12.4 mm (longueur x hauteur) est présentée aux Figures 4.5 et 4.6 respectivement.

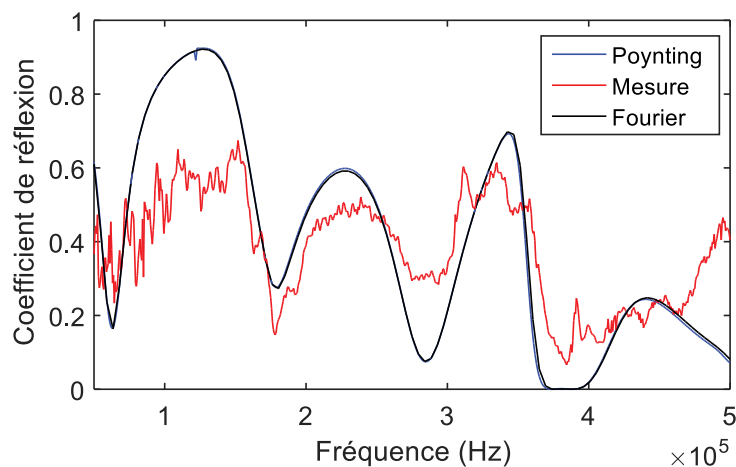


FIGURE 4.5 Superposition des coefficients de réflexion numériques et expérimentaux pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium

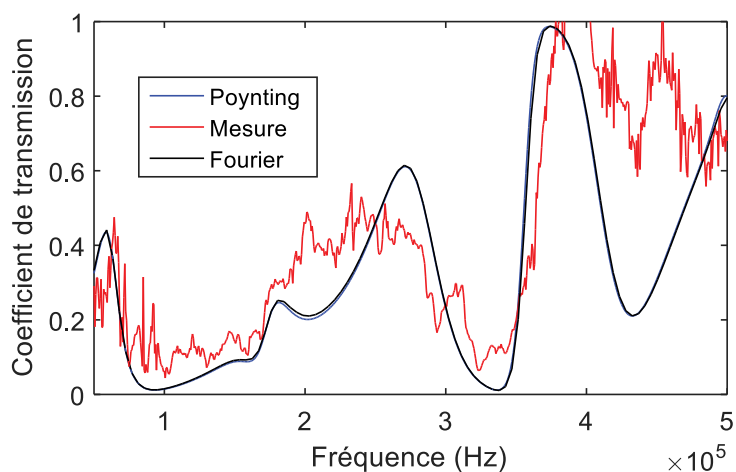


FIGURE 4.6 Superposition des coefficients de transmission numériques et expérimentaux pour une onde incidente A_0 sur une extrusion d'aluminium

À partir des Figures 4.5 et 4.6, il est notable qu'un accord presque parfait entre les deux différentes méthodes numériques est obtenu sur toute la gamme fréquentielle considérée

et que les résultats expérimentaux concordent bien avec les simulations, mais présentent quelques disparités. Ces écarts proviennent probablement de la condition de contact entre l'extrusion et la plaque qui diffère de la condition de contact parfaite considérée numériquement ainsi que de conditions expérimentales variables (rapport signal sur bruit, alignement, etc.). Les résultats expérimentaux n'ont pas été filtrés afin de montrer qu'à basses fréquences (≈ 50 kHz), le système permet de mesurer les champs de vitesse avec autant de précision que pour les plus hautes fréquences (rapport signal sur bruit similaire) pour un mode incident A_0 . Ces résultats permettent donc de valider les outils de simulation ainsi que le système de mesure en plus de démontrer la concordance entre les deux différentes approches théoriques utilisées (Poynting et Fourier).

4.4 Interaction d'ondes guidées avec diverses discontinuités

Dans le cadre du projet CRIAQ DPHM 501, l'effet qu'ont différentes discontinuités sur la propagation des ondes guidées dans les plaques a été étudié à l'aide des outils précédemment validés. Les différentes structures et discontinuités étudiées sont énumérées ci-bas (les parenthèses réfèrent à l'endroit où les résultats sont présentés).

- Plaque courbée (Annexe A);
- Plaque avec variation d'épaisseur (Annexe B);
- Plaque avec une extrusion en T (Annexe C);
- Plaques couplées à l'aide d'un doubleur (Annexe D);
- Extrusions en "I" et en "L" (Annexe E).

Toutes ces structures sont étudiées à l'aide de modèles par éléments finis en 2D. Cette simplification est basée sur l'hypothèse que les ondes sont à incidence normale avec les discontinuités et que des fronts d'onde plans sont générés. Toutefois, la dernière structure de cette liste est étudiée à l'aide de l'approche *SAFE* (*semi-analytical finite element*). L'outil utilisé a été développé et fourni par Michel Castaings, Professeur à l'Institut Polytechnique de Bordeaux, et permet d'utiliser le programme *COMSOL Multiphysics* afin de piloter les simulations. Cette approche permet d'étudier les modes pouvant se propager analytiquement dans la profondeur d'une extrusion de profil quelconque [62]. En effet, à l'aide de *COMSOL*, une section transversale de l'extrusion est maillée (exemple figure 4.3) et les solutions sont numériquement déterminées aux différents noeuds de ce maillage. Par la suite, les solutions sont propagées analytiquement dans la profondeur de l'extrusion. Le code permettant de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission par l'approche de Poynting a été implanté par Nicolas Quaegebeur et a été utilisé afin d'étudier les interactions avec des

discontinuités posées sur des plaques homogènes planes. Effectivement, cette méthode est particulièrement utile lorsque les points d'observations de part et d'autre de la discontinuité sont effectués sur une plaque identique (même épaisseur, mêmes matériaux) puisque les mêmes champs de déplacements peuvent être considérés et par conséquent, les mêmes matrices $\mathbf{M}(k)$ sont utilisées (voir équation 5.14). Ainsi, les interactions à incidence normale avec les extrusions et doubleurs sont caractérisées par l'approche de Poynting puisque ces discontinuités sont littéralement rivetées sur une plaque homogène d'épaisseur constante. Par ailleurs, la réflexion et transmission des ondes rencontrant avec une variation d'épaisseur est caractérisée à l'aide de la transformée de Fourier puisque les points d'observation aux deux surfaces de part et d'autre de la variation d'épaisseur ne sont pas équidistants (épaisseurs différentes). De plus, la transformée de Fourier est utilisée afin d'étudier la propagation des ondes dans la plaque courbe puisque seules les courbes de dispersion sont pertinentes. Effectivement, une plaque courbe ne présente aucune discontinuité et conséquemment, aucun patron de diffraction.

Les grandes tendances et conclusions présentées dans les rapports d'interpolation pour ces diverses structures (Annexes A,B,C,D et E) sont résumés dans les sous-sections suivantes.

4.4.1 Structure courbée

Géométrie et paramètres

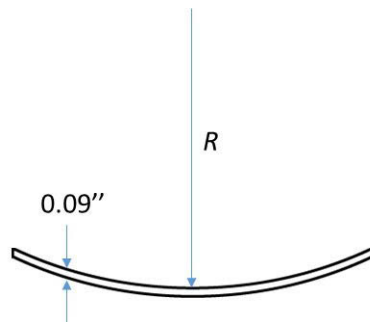


FIGURE 4.7 Schéma et paramètre varié (R) pour la plaque courbée

Tableau 4.1 Définitions et valeurs de paramètres considérées

Paramètre	Définition	Valeurs
R	Rayon de courbure	92'', 65.5'', 39''
h	Épaisseur de la plaque (fixée)	0.09''

Exemple de résultats

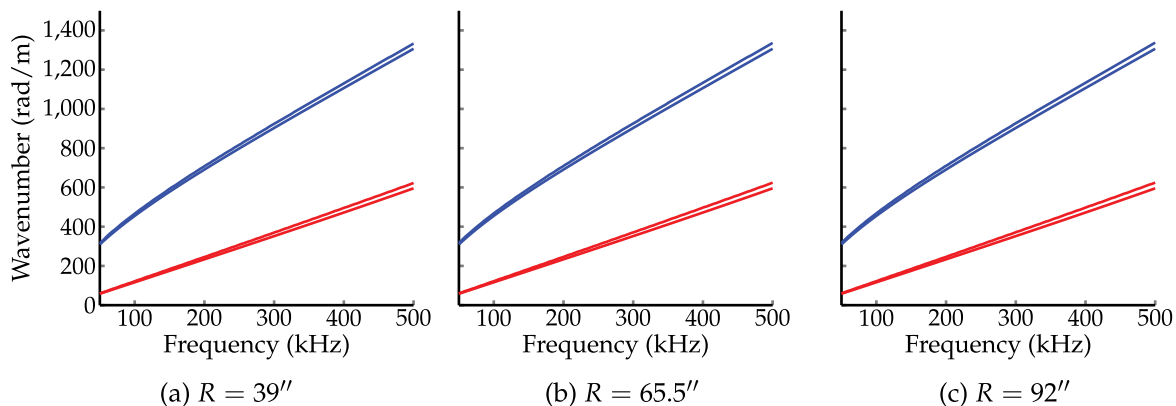


FIGURE 4.8 Comparaison des courbes de dispersion pour la plaque courbée (trait plein) et pour la plaque simple (trait pointillé) pour différents rayons de courbure.

Influence des paramètres

Les rayons de courbures typiquement utilisés en aéronautique sont assez grand pour permettre d'approximer les courbes de dispersions des ondes guidées dans les plaques courbées par les courbes de dispersions dans des plaques simples de mêmes épaisseurs. En effet, les trois rayons de courbures considérés (39", 65.5" et 92") résultent en un paramètre η (voir section 2.6.2) de plus de 0.998.

4.4.2 Plaque avec variation d'épaisseur

Géométrie et paramètres

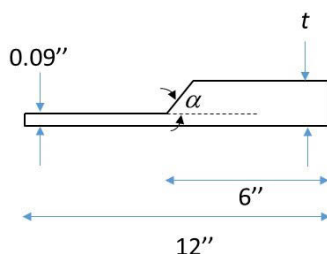
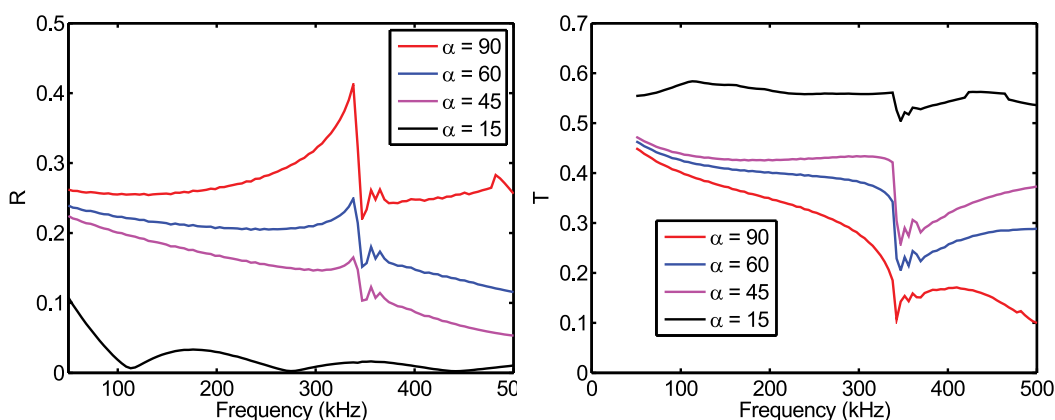


FIGURE 4.9 Schéma et paramètres variés (α et t) pour la plaque avec variation d'épaisseur

Tableau 4.2 Définitions et valeurs de paramètres considérées

Paramètre	Définition	Valeurs
SR	Step ratio : $t / 0.09''$	0.5, 1.3, 2.0, 2.3
α	Angle définit à la Figure 4.9	$15^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$

Exemples de résultats

**FIGURE 4.10** Coefficients de réflexion (figure de gauche) et de transmission (figure de droite) pour le mode incident A_0 pour différents angles α pour un Step ratio $SR = 2$.

Influence des paramètres

Tel qu'attendu, plus la variation d'épaisseur est abrupte (grandes valeurs de α), plus la réflexion du mode incident est importante, et par conséquent, plus la transmission de ce même mode est faible. Aussi, plus le rapport entre les épaisseurs de plaques est grand, plus la réflexion du mode incident sur la variation d'épaisseur est importante.

Par ailleurs, pour un mode incident A_0 , pratiquement aucune conversion de mode n'est observée, tandis que pour un mode incident S_0 , d'importantes conversions de modes interviennent. Ceci provient du profil de la variation d'épaisseur. En effet, la variation d'épaisseur est asymétrique par rapport au centre de la plaque et ne facilite pas les conversions de modes anti-symétriques vers les modes symétriques tel que discuté à la section 2.6.4.

4.4.3 Plaque avec une extrusion en T

Géométrie et paramètres

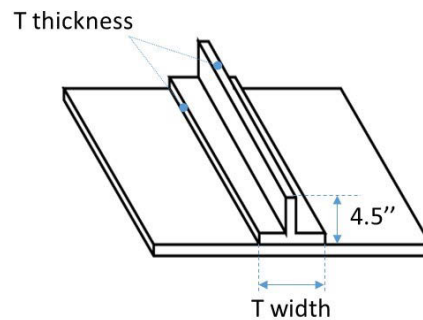


FIGURE 4.11 Identification des paramètres pour l'extrusion en T rivetée sur une plaque

Tableau 4.3 Définitions et valeurs de paramètres considérées

Paramètre	Définition	Valeurs
w	Largeur du T (in)	2", 6", 10"
t	Épaisseur du T (in)	0.06", 0.09", 0.11", 0.16"
h	Épaisseur de la plaque (in)	0.09", 0.17", 0.25"

Exemples de résultats

Deux différents modèles éléments finis ont été développés afin de simuler les cas où les ondes planes incidentes sont alignées entre les rivets et sur les rivets (voir Figure 4.12). Les segments bleus sur cette figure représentent les endroits où des couches minces élastiques ont été simulées afin d'imiter les scellants utilisés en pratique.

Les Figures 4.13 et 4.14 présentent les coefficients de réflexion et transmission pour un mode incident S_0 sur une extrusion en T sans rivets. Les traits pointillés rouges représentent les coefficients obtenus à l'aide de la méthode de Poynting, tandis que les traits représentent les résultats filtrés à l'aide d'un filtre passe bas (*Butterworth* d'ordre 4) afin d'aider à visualiser les tendances.



FIGURE 4.12 Modèles éléments finis sans rivet (gauche) et avec rivets (droite).

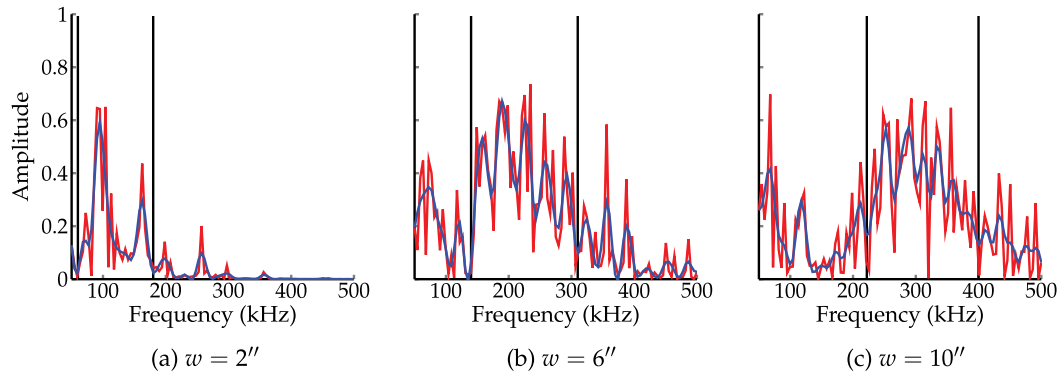


FIGURE 4.13 Coefficients de réflexion pour différentes largeurs de T pour un mode incident S_0 sur une extrusion sans rivets.

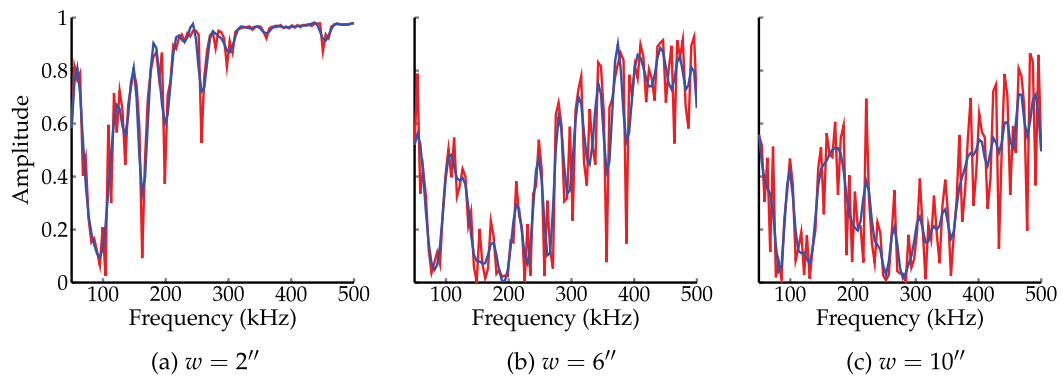


FIGURE 4.14 Coefficients de transmission pour différentes largeurs de T pour un mode incident S_0 sur une extrusion sans rivets.

Influence des paramètres

Tel que mentionné dans la littérature, les interactions entre ondes guidées et extrusions sont difficilement interprétable en raison des multiples conversions de modes et interférences

intervenant. Toutefois, à l'aide des simulations effectuées, quelques tendances globales ont été relevées quant à l'influence de la largeur de l'extrusion. En effet, la Figure 4.13 permet de voir qu'une augmentation de la largeur du T résulte en une translation du maximum de réflexion du mode S_0 . Tel que présenté à la Figure 4.14, ce décalage résulte en un minimum de transmission se déplaçant vers les hautes fréquences. De plus, une diminution du coefficient de réflexion du mode A_0 a été observé pour une augmentation de ω . Enfin, tel que présenté en Annexe C, l'étalement en fréquences d'un minimum de transmission est observé pour une largeur de T qui augmente.

4.4.4 Plaques couplées à l'aide d'un doubleur

Géométrie et paramètres

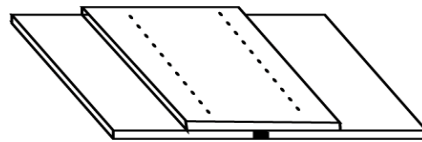


FIGURE 4.15 Schéma de deux plaques séparées d'un *gap* et couplées à l'aide d'un doubleur.

Tableau 4.4 Définitions et valeurs de paramètres considérées

Paramètre	Définition	Valeurs
w	Largeur du doubleur (in)	2.5", 5", 9"
t	Épaisseur du doubleur (in)	0.06", 0.09", 0.11"
w_g	Largeur du <i>gap</i> (in)	0.0625", 0.125", 0.25"

Exemples de résultats

Deux différents modèles éléments finis ont été développés afin de simuler les cas où les ondes planes incidentes sont alignées entre les rivets et sur les rivets (voir Figure 4.16). Les segments bleus sur cette figure représentent les endroits où des couches minces élastiques ont été considérées afin de simuler les scellant utilisés en pratique.

La Figure 4.17 présente les coefficients de réflexions obtenus pour différentes valeurs de ω et pour des valeurs de t et w_g fixées lorsque l'onde incidente ne rencontre aucun rivet.



FIGURE 4.16 Structure sans rivets (figure de gauche) et avec rivets (figure de droite).

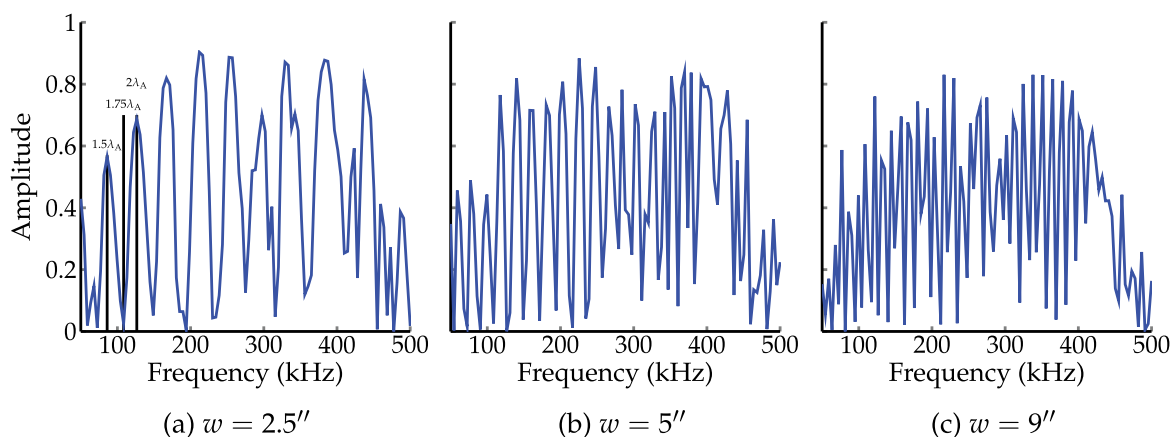


FIGURE 4.17 Coefficient de réflexion du mode A_0 incident sur un doublet sans rivets pour différentes valeurs de w

Influence des paramètres

Tel que présenté à la Figure 4.17, une augmentation de la largeur du doublet se traduit par un rapprochement des pics d'interférence. En effet, une plus grande distance caractéristique implique qu'un plus grand nombre de longueurs d'ondes existe dans le doublet et par conséquent, les conditions d'interférence constructive et destructive sont plus souvent satisfaites. De plus, il est observé qu'une augmentation de l'épaisseur du doublet résulte en un décalage des pics d'interférence vers de plus grandes fréquences. Ceci provient du fait qu'une augmentation de l'épaisseur d'une plaque résulte en l'augmentation de la longueur d'onde et de la vitesse du mode A_0 à basses fréquences. Ainsi, pour retrouver les longueurs d'ondes correspondant aux longueurs caractéristiques de la structure, les fréquences sont naturellement plus élevées puisque la vitesse est plus grande ($\lambda = v/f$). Finalement, une augmentation de l'espacement entre les plaques résulte en des patrons d'interférences plus clairs à hautes fréquences puisque les différentes distances caractéristiques sont mieux distinguées.

4.4.5 Extrusions en "I" et en "L"

Géométrie et paramètres

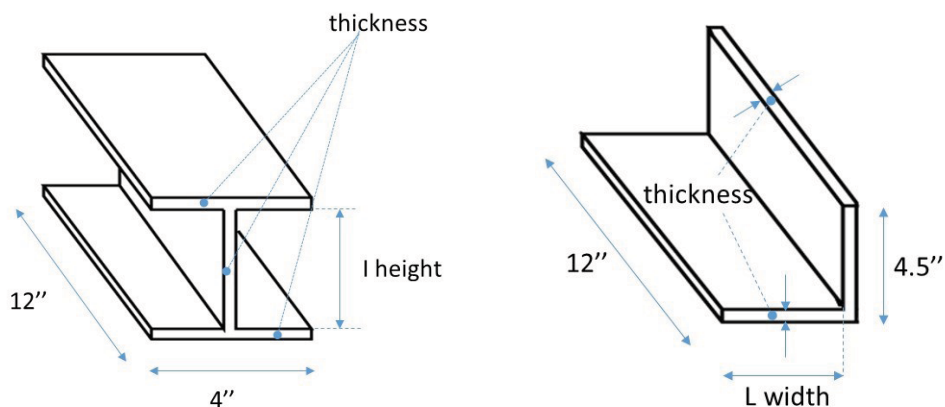


FIGURE 4.18 Identification des paramètres pour les extrusions en I et en L

Tableau 4.5 Définitions et valeurs de paramètres considérées pour l'extrusion en I

Paramètre	Définition	Valeurs
h	Hauteur (in)	1", 4.5", 6.5"
t	Épaisseur (in)	0.06", 0.009", 0.11", 0.16"

Tableau 4.6 Définitions et valeurs de paramètres considérées pour l'extrusion en L

Paramètre	Définition	Valeurs
w	Largeur (in)	2", 3", 4", 5"
t	Épaisseur (in)	0.09", 0.15", 0.20", 0.25"

Exemples de résultats

À l'aide du programme fournis par Michel Castaings, l'approche *SAFE* a été utilisée afin d'identifier les modes propres dont les déplacements sont maximaux aux endroits pertinents pour le SHM. En effet, les joints et endroits où les rivets sont typiquement placés représente des zones plus propices à l'endommagement. La Figure 4.19 présente les champs de déplacements (perpendiculaire à la coupe 2D) associés à différents modes propres. La

notation utilisée (Mode 0-1) fait référence au nombre de ventres (maximums) dans les deux dimensions.

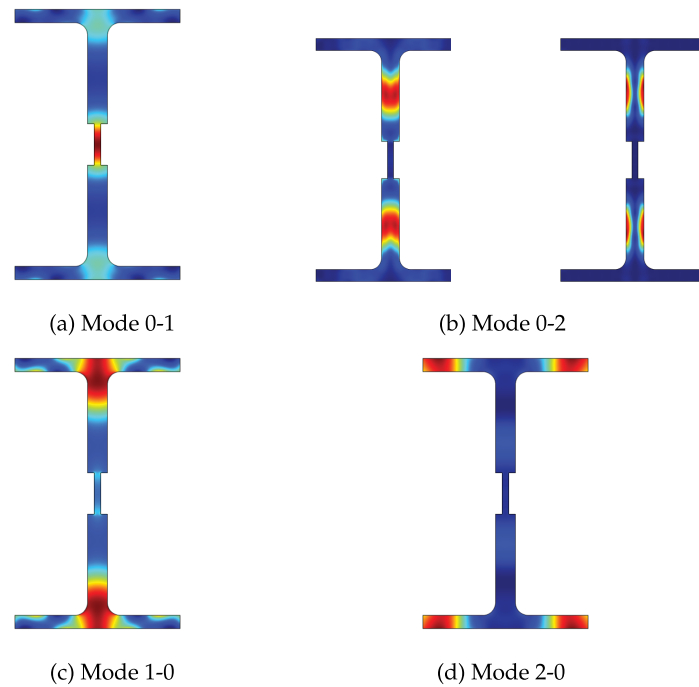


FIGURE 4.19 Champs de déplacement perpendiculaires à la coupe 2D pour différents modes propres d'un I doublé par 4 raidisseurs en L

Influence des paramètres

Aucune caractéristique d'ondes guidées n'a été étudiée par l'approche SAFE, mais l'identification des différents modes propres à différentes fréquences pourrait être utilisée dans le futur afin d'aider à identifier les paramètres de systèmes SHM permettant de propager des ondes guidées dans des régions spécifiques d'une extrusion.

4.5 Conclusion

Tel que présenté dans ce chapitre, les outils numériques développés permettent de caractériser l'interaction entre ondes guidées et caractéristiques de structures. Ces connaissances concernant les quantités d'énergie réfléchies et transmises par les caractéristiques de structures typiques en aéronautique peuvent servir de références pour la mise en place de systèmes de détection embarqués. En effet, les résultats obtenus permettent de déterminer des gammes fréquentielles optimales afin de surveiller l'intégrité des structures étudiées en transmission ou en réflexion. Des travaux futurs orientés vers les simulations numériques en trois dimensions pourraient permettre de déterminer des angles d'utilisation (angles d'incidences entre les fronts d'ondes et discontinuité) optimaux pour différentes structures. Heureusement, la panoplie de structures fabriquées dans le cadre du projet CRIAQ DPHM 501 permet une étude équivalente expérimentale. Toutefois, expérimentalement, des absorbants doivent être utilisés afin d'atténuer les multiples réflexions parasites. Tel que discuté au Chapitre 2, les solutions absorbantes présentées dans la littérature sont généralement encombrantes, ou laissent des résidus sur les structures étudiées. Le chapitre suivant présente le travail de conception d'un absorbant d'ondes guidées pratique et efficace basé sur l'utilisation des outils numériques présentés ci-haut.

ABSORBANT POUR ONDES GUIDÉES

Design of a guided wave absorber for Structural Health Monitoring implementation

Maxime BILODEAU
Nicolas QUAEGEBEUR
Patrice MASSON

GAUS, département de génie mécanique
Université de Sherbrooke

Papier soumis au journal *NDT & E International*
Soumis en mars 2015, en évaluation

5.1 Résumé de l'article

Comme démontré dans le chapitre précédent, les outils théoriques et numériques développés permettent de caractériser la propagation des ondes guidées dans différentes structures et assemblages aéronautiques.

Dans l'article suivant, ces mêmes outils sont utilisés afin de concevoir un absorbant pour ondes guidées. L'approche paramétrique présentée permet de déterminer la forme, les dimensions ainsi que les propriétés mécaniques permettant de dissiper le plus d'énergie possible pour une onde guidée incidente. Un tel absorbant offre la possibilité d'étendre les régions couvertes par les systèmes SHM basés sur la propagation d'ondes guidées. En effet, la performance de ces systèmes à proximité de bords de structures n'est pas assurée en raison des réflexions de bords. En conséquence, les rivets ou autres caractéristiques de structures près des bords sont difficilement observables. En plus d'atténuer les réflexions de bords et de rendre plus sensibles les systèmes SHM à la présence d'endommagements, un absorbant d'ondes guidées aide à caractériser les interactions dans les structures aéronautiques complexes. En effet ces études propagatives sont généralement constituées d'une phase expérimentale. Ainsi, dans un cadre expérimental, l'absorbant facilite l'étude de l'influence d'une caractéristique de structure spécifique en négligeant la présence des autres caractéristiques.

Ce papier présente d'abord les requis géométriques nécessaires ainsi que les performances visées afin d'obtenir un absorbant efficace et exploitable. Il est montré qu'un absorbant de quelques centimètres de large et réfléchissant autour de 6 % de l'énergie incidente serait suffisant afin de dissocier la signature d'un endommagement des réflexions de bords. L'étude numérique entreprise permet de montrer que la longueur de contact ainsi que l'angle entre la structure et le premier côté de l'absorbant rencontré par les ondes incidentes sont les deux paramètres géométriques d'importance. Ensuite, il est montré qu'un absorbant de section transversale de forme triangulaire permet de dissiper autour de 90 % de l'énergie et de réfléchir environ 5 % de l'énergie sur la gamme fréquentielle considérée (50 kHz à 500 kHz). De plus, l'étude de l'influence des diverses propriétés mécaniques sur la performance de l'absorbant ont permis de montrer que le Teflon possède les propriétés idéales afin d'atteindre les requis définis. Bref, il est numériquement déterminé que l'absorbant idéal pour un mode A_0 incident entre 50 kHz à 500 kHz consiste en une extrusion de coupe triangulaire de 2.5 cm par 1.25 cm fait de Teflon. Finalement, les résultats sont validés à l'aide de mesures au vibromètre laser 3D confirmant l'efficacité de l'absorbant sur l'ensemble de la gamme fréquentielle.

5.2 Abstract

The objective of this paper is to present and validate an efficient guided wave absorber for increased sensitivity of structural health monitoring systems based on guided wave, and especially for inspection close to structure boundaries. Such an absorber would also help with systematic characterization of guided waves interaction with defects in aerospace structures. A complete numerical parametric study is undertaken using the average power flow in the structure to determine the reflection and transmission coefficients and thus the dissipated energy by the absorber. Starting with the determination of the geometry and dimensions using Finite Element Modelling (FEM), and following with an investigation on the influence of the absorber's mechanical properties, a practical and efficient absorber is identified. The dimensions of the developed absorber are minimized to provide optimal results for frequencies ranging from 50 kHz to 500 kHz for an incident A_0 mode. The resulting right triangle cross section absorber of Teflon has been machined and tested experimentally using a piezoelectric wave generator on one side of the absorber, and a tri-dimensional laser Doppler vibrometer (3D-LDV) to measure the transmitted wave on the other side. Using a spatial Fourier transform approach for the determination of the experimental reflection and transmission coefficients, the numerical results have been successfully validated.

5.3 Introduction

Guided Waves (GW) have been extensively used as a good physical approach for damage detection within Non-Destructive Testing (NDT) and Structural Health Monitoring (SHM) systems. One of the advantages of GW is their great propagation distance in metallic structures, ensuring a large inspection area while guaranteeing a short wavelength, such that the interaction with large structural damages is guaranteed [14]. It has thus been widely shown that GW are well suited for non-destructive evaluation of a wide variety of structures and assemblies (composites, multi-layer structures, bonded or welded joints, etc.) [16, 43, 52, 53]. However, reflections on edges or structural features can impair the detection and localization of potential defects.

Many signal processing approaches have been proposed in the literature to overcome the problem of edge reflections. Methods using a pre-recorded baseline are often used to amplify the defects signature with respect to boundary reflections. The typical approach is to subtract the baseline from the measured signal to eliminate the structural reflections. However, it has been shown that environmental changes such as temperature variations have a huge impact on the propagation of guided waves [24]. Consequently, methods using a single baseline subtraction are not viable for long-term embedded SHM systems. It has been shown that by using a database of baselines recorded over various experimental conditions, a long-term detection stability could be obtained despite temperature variations [28]. However, using databases for baseline subtraction would result in extended post processing to compensate for the many temperature dependent parameters. Another

presented solution is to use the diffuse waves, which are waves obtained after many reflections in the structure [39]. The advantage of diffuse waves is that they most certainly contain information about the defects. However, they suffer from a small Signal to Noise Ratio (SNR) since the signals are highly attenuated after many reflections. Still, a good detection capability has been obtained for temperature variations using a database of baselines [36]. Nevertheless, these approaches are limited for metallic structures and are sensitive to many parameters since the information is hidden in noisy signals. Approaches using phased-array systems to focalize the energy towards defects have been proposed [19,47]. This recurring problem of edge reflections introduces a limitation in the observable regions with sensor arrays [13]. Indeed, to verify the integrity of structural features close to plate edges such as rivets, one has to increase the number of sensors while decreasing the pitch between them since the covered area is limited by the distance between the sensors and the structure edges. This limitation could be avoided if the waves reflected by the edges could be eliminated, through the use of a wave absorber. Integrating such an absorber in SHM systems could help reducing the number of sensors required, extending the monitored area and increasing the detection sensitivity of the defects.

Furthermore, implementing a SHM system on an aerospace structure requires a knowledge base on how guided waves propagate. But, typical assemblies found in aerospace structures are composed of many structural features such as bays, windows, butt joints, etc. Therefore, to independently study the influence of each feature on wave propagation, it is desirable to isolate the feature of interest [55]. Classical solutions include the use of anechoic termination with foams and a sandbox to attenuate the reflections on specific edges, but such solutions are cumbersome and not flexible [37]. To understand the influence of structural features on the guided wave propagation, parametric studies are required with many manipulations and necessitate many manipulations and structure modifications for experimental validations. Hence, a guided wave absorber could also be exploited for the investigation of guided wave interaction in aerospace assemblies through experimental measurements.

In this paper, a parametric study of the geometry, dimensions and mechanical properties of a practical and efficient guided wave absorber is undertaken. The interaction between the guided waves and the absorber is characterized using the power flow within the structure. Then, it is possible to easily determine the reflected, transmitted and dissipated energy by the absorber [25]. To do so, the parametric study is conducted using Finite Element Modelling (FEM) and the final results are validated with tri-dimensional laser Doppler vibrometer (3D-LDV) measurements using a spatial Fourier Transform approach to extract the reflection and transmission coefficients of interest from the measured velocity field [4]. Section 2 of this paper presents the requirements for a guided wave absorber, the analytical method used for the calculation of the reflection, transmission and dissipation coefficients and the numerical setup used for the study. Section 3 presents the numerical results and Section 4 presents the experimental validation.

5.4 Design of an optimal absorber for guided waves

5.4.1 Presentation of the problem

SHM systems using GW suffer from physical limitations with respect to the scanned area. These limitations are related to the characteristic dimensions of the structure and the parameters of inspection task. For accurate damage detection, the waves reflected or transmitted by this defect must be clearly separated in the time domain with the reflected waves from the edges of the structure to avoid signal overlap and masking effect. As an example, Figure 5.1a shows a typical double line of rivets, as observed in typical stiffened panels, monitored by a pitch-and-catch SHM system using an array of piezoceramic transducers. The pulse echo configuration is similar since it can be derived from the pitch-and-catch configuration when considering that the actuator and sensor are colocalized. For the sake of clarity, only one emitter and one receiver are located at a distance of p from each side of the rivet line as represented on the scheme where the pitch between the sensors is given by $2p$. Figure 5.1b presents a theoretical signal where an input signal of duration dt is reflected by a defect and received by another sensor after a duration of t_r . The measured pulse arriving after a time t_1 represents the reflection on the plate edge between the 2 sensors. Hence, a simple criterion in the time domain is obtained to ensure that no overlapping will occur between these two reflections :

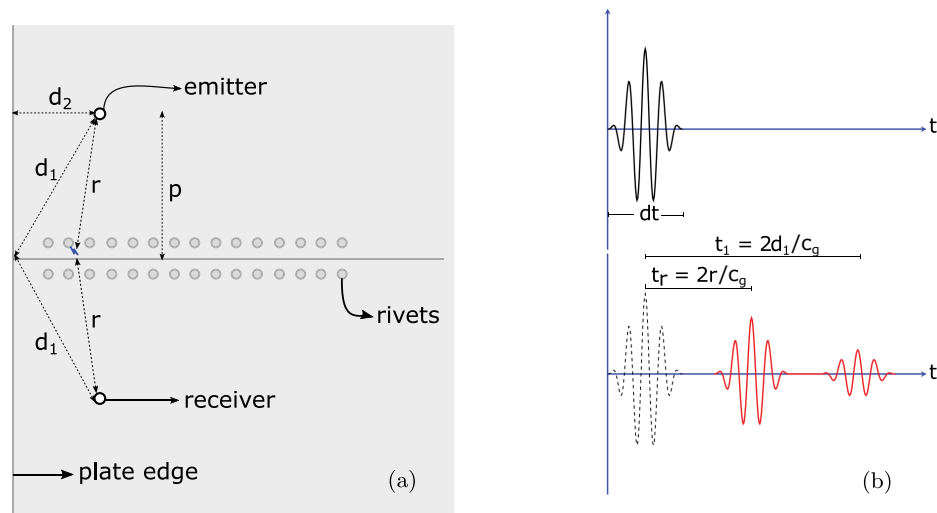


FIGURE 5.1 Definition of the characteristic lengths for design of a SHM system (a) and time of flight definitions (b).

$$t_1 > t_r + dt \quad (5.1)$$

Using the identified distances in Figure 5.1a and considering only a single mode of propagation at the group velocity c_g , Eq. 5.1 becomes :

$$d_1 > \left(r + \frac{c_g dt}{2} \right) \quad (5.2)$$

where d_1 is the distance between one sensor and the plate edge along the shortest emitter-edge-receiver path and r is the distance between one sensor and the defect. Considering that $d_1 = \sqrt{d_2^2 + p^2}$, where d_2 is the smallest distance between the emitter and the structure edge, Eq. 5.2 becomes :

$$d_2 > \sqrt{rc_g dt + r^2 - p^2} \quad (5.3)$$

where the second order term was neglected in front of the first order term. As an example, let us consider a thin aluminium plate where $c_g \approx 3000$ m/s (A_0 mode propagation around 300 kHz), $dt \approx 20 \mu\text{s}$ (6 cycles burst at 300 kHz), $p = 10$ cm and $r = 12$ cm. This results in a value of 10.8 cm for d_2 . Hence, to monitor features close to plate edges using a pitch-and-catch configuration, a small pitch between sensors is required, resulting in an increased number of sensors to cover a large inspection area. By using a small absorber to attenuate the edge reflections, the pitch could be increased and less sensors would be required to cover an equivalent inspection area.

To further evaluate the requirements for the absorber, a criterion on the dissipation of the absorber must be derived. Considering again the two identified paths d_1 and r in Figure 5.1a, the measured signals by the receiver for an input signal of amplitude A_{in} are given by Eqs. 5.4 and 5.5 since the emitted waves from circular piezoceramics follow a cylindrical spread [48].

$$A_{\text{edge}} = A_{\text{in}} \frac{1}{\sqrt{2d_1}} R_{\text{edge}} \quad (5.4)$$

$$A_{\text{damage}} = A_{\text{in}} \frac{1}{\sqrt{2r}} T_{\text{damage}} \quad (5.5)$$

where A_{edge} and A_{damage} are the measured amplitudes of the reflected signal on the edge and transmitted signal through the damage respectively, R_{edge} and T_{damage} are the reflection and transmission coefficients from the edge and through the damage respectively. Considering a perfect reflection at the edge, i.e. using $R_{\text{edge}} = 1$, and a defect in the direct path between the sensors ($r = p$) and defining the ratio between A_{edge} and A_{damage} , the ratio S between the amplitude of the signal reflected on the edge and the signal transmitted through the damage is obtained in Eq. 5.6.

$$S = \frac{A_{\text{edge}}}{A_{\text{damage}}} = \sqrt{\frac{p}{d_1}} \frac{1}{T_{\text{damage}}} \quad (5.6)$$

With a wave absorber located on the top surface close to the plate edge, modulating the edge

reflections with a factor given by the reflection coefficient of the absorber (R_{abs}), the coefficient S takes the form :

$$S = \frac{A_{\text{edge}} R_{\text{abs}}}{A_{\text{damage}}} = \frac{R_{\text{abs}}}{T_{\text{damage}}} \sqrt{\frac{p}{d_1}} \quad (5.7)$$

As an example, consider that half the incident energy is transmitted by the damage ($T_{\text{damage}} = 0.5$), that $d_1 = 15$ cm, $r = 10$ cm and that a ratio of amplitude of 10 % is sufficient to easily extract the energy reflected from the damage ($S = 0.1$). An absorber reflecting around 6 % of the incident energy would be required ($R_{\text{abs}} \approx 0.06$) in this case.

In conclusion, an absorber reflecting around 6% of the incident energy would be sufficient to improve the sensitivity of guided waves SHM systems based on pitch-and-catch and pulse-echo sensor arrays.

5.4.2 Characterization of the absorber

To determine the reflection, transmission and dissipation coefficients of the absorber, let us consider an absorber bonded on the top surface of a thin aluminium plate of thickness $2h$ as presented in Figure 5.2.

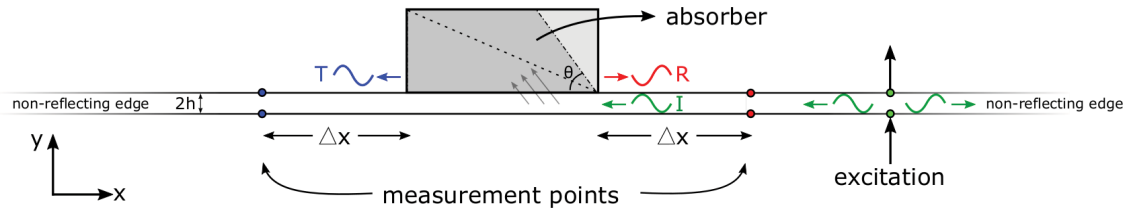


FIGURE 5.2 Scheme of the 2D FEM simulations setup

The principal metric used to quantify the efficiency of the absorber is its dissipation and is given by :

$$\mathcal{D} = 1 - (R_{A_0} + R_{S_0} + T_{A_0} + T_{S_0}) \quad (5.8)$$

where the subscript (A_0 or S_0) refers to the resulting mode after transmission or propagation. For instance, for an incident A_0 mode, the coefficient T_{S_0} would refer to the transmitted converted mode. The calculation of these coefficients is obtained using the ratios of the average power flow (P) within the thickness of the structure.

$$R = \left| \frac{P_R}{P_I} \right|; \quad T = \left| \frac{P_T}{P_I} \right|; \quad (5.9)$$

Using the average power flow, one does not have to make measurements in the absorber and can consider only the guided modes in the plate. The average power flow in the x propagation direction associated to each mode is given by :

$$P_x = \int_{-h}^h \frac{1}{2} \text{Re} (\sigma_{xx} \dot{u}_x + \sigma_{xy} \dot{u}_y) dy \quad (5.10)$$

where Re represents the real part, $\dot{\mathbf{u}} = (\dot{u}_x, \dot{u}_y)$ is the velocity field, $\sigma_x = (\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$ is the x component of the stress field and of the considered guided mode assuming a plane wave propagation.

Hence, the displacement field and the in-plane component of the stress field are required for both incident modes in order to derive the reflection and transmission coefficients. The displacement field in a simple plate for a given x can be expressed as [20] :

$$u_x = ik(A \sin py + B \cos py) + q(C \cos qy - D \sin qy) \quad (5.11)$$

$$u_y = p(A \cos py - B \sin py) - ik(C \sin qy + D \cos qy) \quad (5.12)$$

where

$$p^2 = \frac{\omega^2}{c_p^2} - k^2, \quad q^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} - k^2, \quad (5.13)$$

and where c_p and c_s are the pressure and shear wave velocities in the host structure respectively, k is the wavenumber and A, B, C and D are four unknown coefficients of the general solution for the considered wave potentials while solving the Navier's equation using variable separation. Since the generalized Hooke's law can be used to derive the stress field from the displacement field, a total of 12 coefficients are required in order to evaluate the Poynting vector associated with the incident, transmitted, and reflected fields.

The four unknown coefficients in Eqs. 5.11 and 5.12 can be determined using two points and considering the in-plane and out-of plane displacements. By choosing the points on the top and bottom surfaces of the plate (symmetrically separated from the center of the plate where $y = 0$) the matrix relating the displacements to the coefficients becomes half sparse because of the parity properties of the trigonometric functions.

$$\underbrace{\begin{bmatrix} u_x^+ \\ u_y^+ \\ u_x^- \\ u_y^- \end{bmatrix}}_{\mathbf{U}_I} = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 & -ik \cos ph & q \cos qh & 0 \\ p \cos ph & 0 & 0 & -ik \cos qh \\ -ik \sin ph & 0 & 0 & -q \sin qh \\ 0 & -p \sin ph & ik \sin qh & 0 \end{pmatrix}}_{\mathbf{M}(k)} \underbrace{\begin{bmatrix} A_I \\ B_I \\ C_I \\ D_I \end{bmatrix}}_{\mathbf{C}_I} \quad (5.14)$$

In Eq.(5.14), the superscript \pm refers to the addition or subtraction of the displacements on the two surface points and the subscript I refers to the incident mode. Since the matrix $\mathbf{M}(k)$ is independent of x , it is also used to find \mathbf{C}_R and \mathbf{C}_T . Hence,

$$\mathbf{C}_T = \mathbf{M}(k)^{-1} \mathbf{U}_T \quad (5.15)$$

$$\mathbf{C}_R = \mathbf{M}(-k)^{-1} \mathbf{U}_R \quad (5.16)$$

where the subscripts R and T refer to the reflected or transmitted components respectively. However, the signs of k in $\mathbf{M}(k)$ need to be changed for the calculation of \mathbf{C}_R since the reflected waves are propagating backward in comparison with the incident and transmitted waves. Consequently, to derive the reflection and transmission coefficients, and thus the dissipation, only the displacements at the two measurement points before and after the absorber are required. In order to derive the incident field, the same configuration is used in the absence of the absorber.

5.4.3 Numerical setup

FEM simulations have been performed using COMSOL 4.4b with MATLAB in order to derive the optimal configuration for the absorber. The developed 2D FEM are based on the plane strain assumption, assuming an infinitely large plate and a plane wave propagation. The thickness of the plate is fixed at 1.54 mm and the absorber is considered to be perfectly bonded on the plate. Implicit solutions are computed in the frequency domain for harmonic excitation with a step of 4.5 kHz between 50 and 500 kHz. The measurements points are separated enough from the absorber and from the two excitation points so that no evanescent waves are measured. As shown in Figure 5.2, the excitation of the fundamental modes is conducted using co-localized point forces on both sides of the plate. For frequencies below the high-order modes cut-off frequencies, forces oriented along the same direction ($+y$) on both surfaces generate the anti-symmetrical A_0 mode in the plate, whereas forces oriented along opposite directions ($+y$ and $-y$) generate the symmetrical S_0 mode only [3]. A second identical finite element model without absorber is used in order to evaluate the displacements associated with the incident field, so that it can be subtracted from the total field in the case of the absorber to obtain the reflected field component only. Furthermore, the problem of edge reflections is solved by using absorbing conditions based on a smooth increase of the imaginary part

in the mechanical properties of the host structure following a polynomial law as presented in [27]. Also, the dissipative properties of the absorber are considered by using a complex Young's modulus. In order to obtain representative simulation results, a convergence mesh study using triangular elements has been conducted. Indeed, as presented in Figure 5.3a, a refined mesh in the absorber region ensures that the minimum propagated wavelength is at least 5 times larger than the inter node distance [42]. In Figure 5.3b, a typical result of the displacement field obtained at 200 kHz is presented for a rectangular absorber.

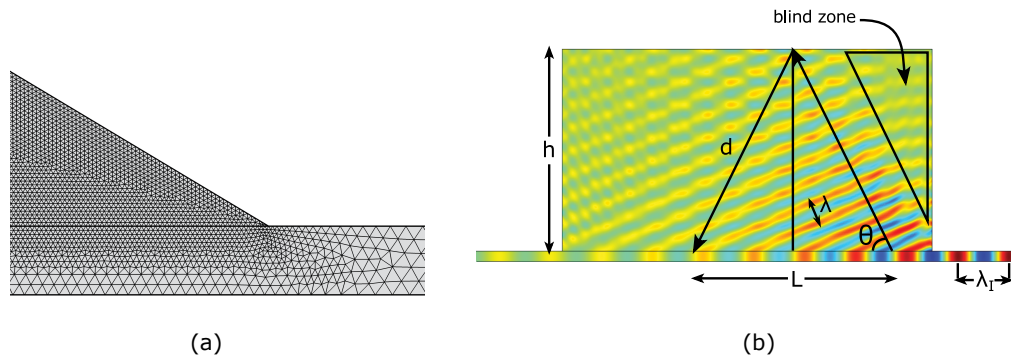


FIGURE 5.3 Mesh refinement around the absorber (a). Real part of the displacement at 200 kHz when considering a rectangular block of dimensions 4.5×9 cm (b).

5.5 Numerical Results

The parametric study is divided in three parts in which the influence of the shape, the dimensions and the mechanical properties over the efficiency of the absorber are studied sequentially. Based on these three independent studies, the geometry, length, width and properties of a guided wave absorber fulfilling the previously defined requirements are determined by starting with the geometry.

5.5.1 Influence of the shape

The efficiency of the rectangle is first tested. Since a viscoelastic material is needed for increasing the dissipation, the geometries are first compared for typical properties of polymers ($E = 1$ GPa, $\nu = 0.35$ and $\rho = 1200$ kg/m³ and $\eta = 0.02$). As identified in Figure 5.3b, a blind zone exists in the absorber between the angle associated with the diffracted wave front and its edge. Therefore, all the absorbing material above is unused and adds useless mass. This diffraction angle motivates the three shapes previously presented in Figure 5.2 by the dashed lines. The difference between the three geometries lies in the edge angle (θ) of the absorber, resulting in a rectangle for $\theta = 90^\circ$, a quadrilateral

with $\theta = 45^\circ$ and a right triangle for a smaller θ . The reflection, transmission and dissipation coefficients for incident A_0 and S_0 modes are respectively presented in Figure 5.4 for those three geometries.

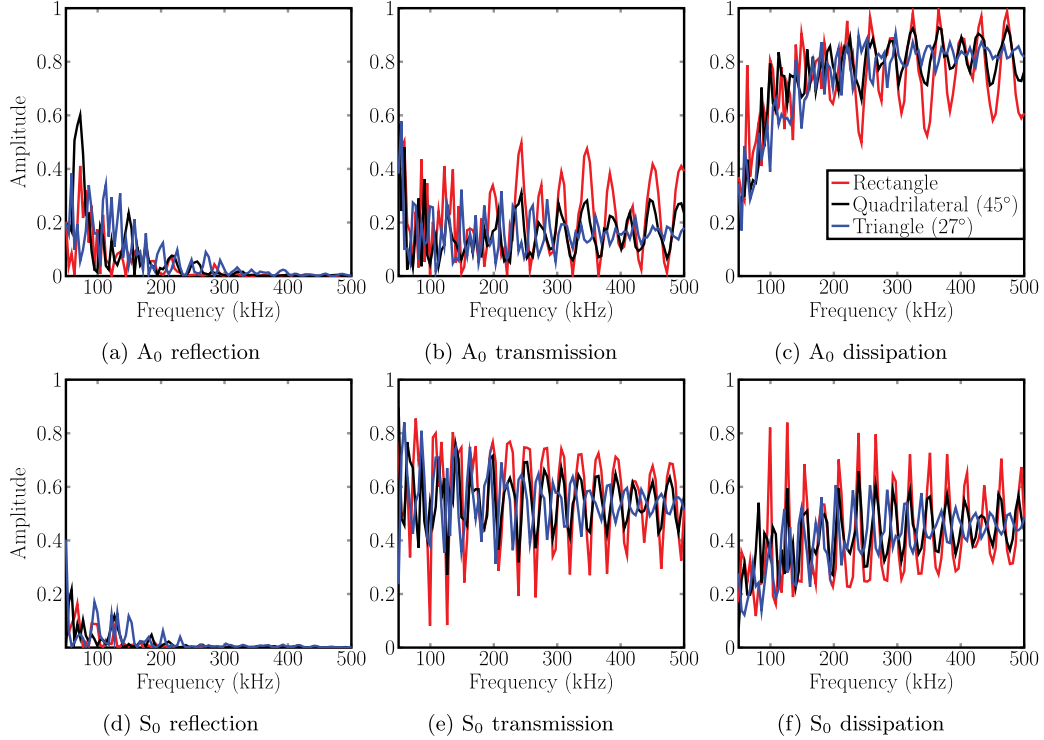


FIGURE 5.4 Comparison of the reflected, transmitted and dissipated energy for different absorber shapes for an incident A_0 mode or S_0 mode.

From Figure 5.4, it can be observed that the reflection, transmission and dissipation coefficients follow similar tendencies for both incident modes. As shown in Figures 5.4a and 5.4d, the reflection coefficient quickly drops below 10% for the three considered geometries as the frequency increases. It is observed that the reflected energy is not very sensitive to the absorber's geometry as the absorber's Young modulus is considerably lower than the plate's one. The presented transmission coefficients in Figures 5.4b and 5.4e show a small decrease in frequency toward an asymptotic value of around 15% and 55% for the A_0 and S_0 modes respectively. Hence, the dissipation coefficients presented in Figures 5.4c and 5.4f quickly converge toward asymptotic values as the frequency increases. Indeed, at around 200 kHz for both modes, the dissipation reaches its asymptotic value and becomes more stable as the frequency increases. The differences in the dissipation for both incident modes mainly come from the number of wavelength interactions in the dissipative medium. For instance, at 500 kHz, the wavelength of the S_0 mode is 2.5 times bigger than the A_0 wavelength, explaining a limited interaction with the absorber, and thus a limited absorption. The mode shape at the interface may also have an influence on the amount of diffracted energy in the absorber, but from our observations, this effect is limited and only an aspect ratio approach is valid to compare the performances of the A_0 and S_0 modes.

Moreover, the influence of the edge angle on the results can be understood from Figure 5.4. One can observe that the smaller the edge angle, the more stable in frequency the dissipated energy is. Indeed, the peaks represent constructive and destructive interferences between bulk waves (pressure and shear waves) and guided waves and can be predicted using the distances d and L defined in Figure 5.3b. The phase difference (ϕ) between the two propagating paths identified by the distances d and L is given by :

$$\phi = 2\pi \left(\frac{2d}{\lambda} - \frac{L}{\lambda_I} \right) = 4\pi d \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{\cos \theta}{\lambda_I} \right) \quad (5.17)$$

where λ and λ_I are the wavelengths of the diffracted bulk wave and incident mode in the plate and absorber respectively and θ is the angle at which the bulk wave propagates in the absorber for a given incident mode. This angle is determined Using Snell's law and is given by $\theta = \cos^{-1} \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_I} \right)$. A phase difference of even multiples of π represents constructive interference, whereas a phase difference of odd multiples of π represents destructive interference. As an example, a minimum in the transmission coefficient of the S_0 mode is observed at 126 kHz. Using Eq. 5.17 for an incident S_0 mode at 126 kHz, a phase difference of around 9π is obtained and satisfies the destructive interference criterion ($\phi = (2n + 1)\pi$, where $n = 0, 1, 2, \dots$). For an incident S_0 practically no pressure waves are observed in the absorber, thus all the peaks can be predicted using the diffraction angle associated to shear waves. However, for an Incident A_0 mode, both bulk waves are transmitted in the absorber and interfere together, resulting in a more complex and harder to predict interference pattern. Similar interference patterns are observed for the rectangle and for the quadrilateral since reflections still occur on the flat surface of the quadrilateral, but a difference in peak amplitudes is observed because a smaller portion of the diffracted energy reaches the flat surface. Furthermore, the triangle absorber leads to less interference since the diffracted bulk waves are not redirected toward the plate since the top and bottom boundaries are not aligned. The interference patterns can be interpreted as multiple echoes and thus a spread of the incident wave packet in the time domain. Thus, the configuration with a limited interference pattern is preferred for practical implementation where echoes must be cancelled.

Consequently, only the right triangle shape is kept in the following. Other geometries such as Gaussian sections and third order curves have been compared with the right triangle but do not lead to significant improvement since all the diffracted energy is practically transmitted in the absorber following a conservation of the x wavelength component for the longitudinal waves, making the intuitive idea of smoothing the contact edge not effective.

5.5.2 Influence of the size

The effect of the dimensions of the absorber on its efficiency is presented in Figure 5.5 for a fixed frequency of 200 kHz, representing wavelengths of 7.8 mm and 26.9 mm for the A_0 and S_0 modes respectively. The range of dimensions between 5 mm and 3 cm for the height and 5 mm and 6 cm for

the length were chosen to ensure that at least one complete incident A_0 wavelength can diffract in the absorber. Moreover, preliminary simulations suggest that the contact length is of critical importance since the guided wave under the absorber continuously diffracts in it during the whole absorber's length as presented in Figure 5.3b.

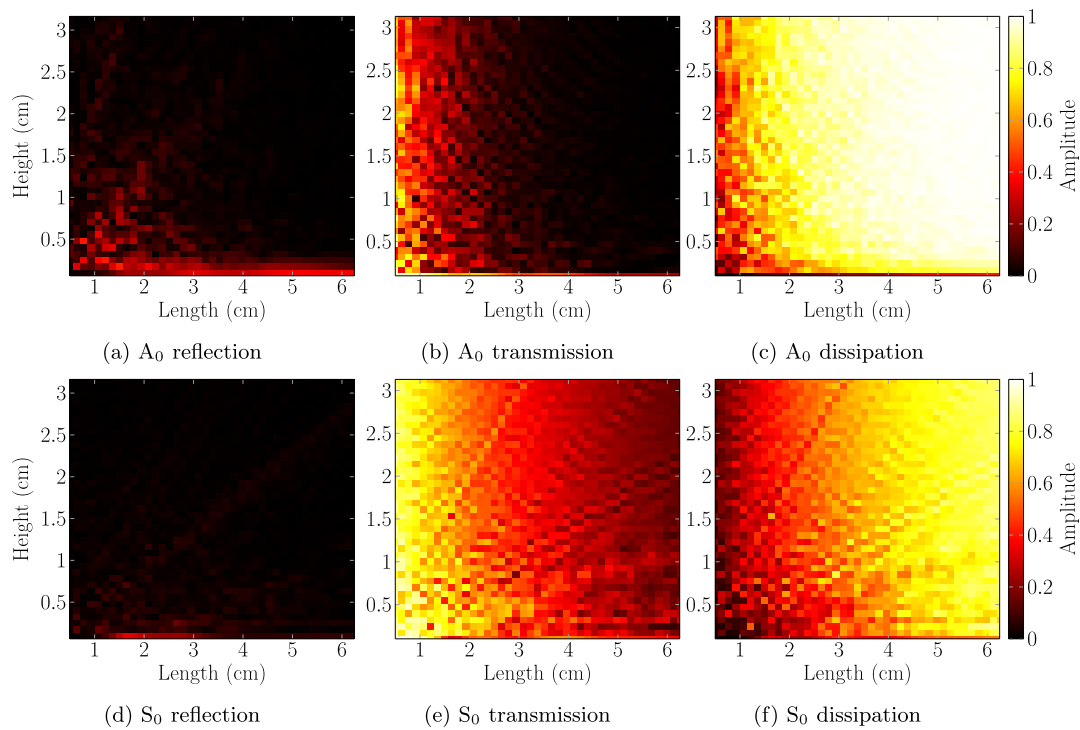


FIGURE 5.5 Reflection, transmission and dissipation coefficients for a right triangle shaped absorber at a fixed frequency of 200 kHz for A_0 and S_0 incident mode.

It is observed from Figures 5.5a and 5.5d that practically no reflections occur for the considered configurations. As expected, Figures 5.5b and 5.5e show that the transmission coefficients decrease as the length of the absorber increases since the guided waves continuously diffract in the absorber while propagating under it. The two previously described tendencies for the reflection and transmission coefficients are also observed in the dissipation results presented in Figure 5.5c and 5.5f. Complementary to the reflection and transmission coefficients, the dissipation quickly increases as the height and length of the absorber respectively increase.

Furthermore, one can see that the non dissipated energy is mostly transmitted and not reflected. This means that a dissipation coefficient of around 0.8 is sufficient since only a small portion of the transmitted energy will bounce on an edge of the plate and travel backward through the absorber a second time, leading to a reflected energy of 4 %. Hence, the dimensions of an absorber satisfying the defined requirements in Section II can be determined using Figure 5.5c. From inspection of Figure 5.5c, a minimum size absorber for 80 % dissipation at 200 kHz could be obtained using

dimensions of 2 cm x 0.5 cm. However, such a size does not guarantee absorption at lower frequencies as shown in Figure 5.6. For the purpose of this paper, the absorber is optimized between 50 kHz and 500 kHz for an incident A_0 mode. Hence, the smallest configuration is chosen to also ensure 80 % dissipation at 50 kHz and is obtained by choosing the smallest configuration to give around 80 % dissipation in Figure 5.6. This results in a right triangle absorber of 2.5 cm long by 1.25 cm high.

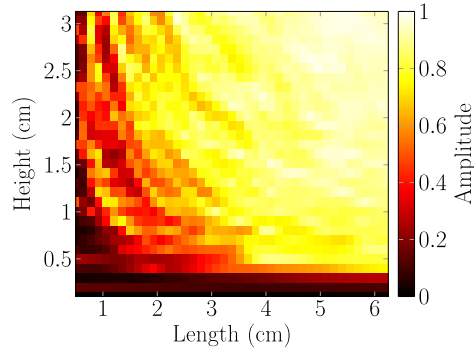


FIGURE 5.6 Dissipation for a right triangle shaped absorber at a fixed frequency of 50 kHz for an A_0 incident mode.

5.5.3 Influence of the material properties

Considering the previously determined right triangle absorber of 2.5 cm by 1.25 cm, the effect of the Young's modulus (E), the Poisson's ratio (ν), the density (ρ) and the loss factor ($\tan \delta$) are studied. From our observations, it is seen that the two critical parameters are the Young's modulus and the loss factor. The effect of both parameters on the dissipated energy by the absorber is graphically represented in Figure 5.7 at 200 kHz. From Figure 5.7a, one can see that very low values of E lead to smaller dissipation coefficients. This can be attributed to a strong change of impedance that is responsible for a total reflection on the bottom surface of the absorber resulting in a high transmission coefficient. Also, from the same figure, it is observed that increasing the Young's modulus results in less dissipation which is related to the increased reflection coefficient on the first edge. Hence, for each frequency, it is possible to find an optimal value for E and in the present case, a value of 1.2 GPa appears as the best candidate. Moreover, Figure 5.7b shows that a loss factor of at least 1 % is required to approach the asymptotic dissipation value. In order to define the best candidate over the whole bandwidth of interest, Figure 5.8 presents the dissipated energy as a function of the Young's modulus and the frequency. It is seen that a specific range of E , between 0.2 and 0.5 GPa gives good absorption results in the bandwidth of interest.

Three materials are found to have Young's modulus values close to the identified range. The Teflon has a typical Young modulus between 0.4 and 0.55 GPa, while the two other materials have values just below and above the ideal range, namely : the LDPE and HDPE have typical values of E between 0.17 and 0.28 and between 1.07 and 1.09 respectively. Moreover, their loss factor, characterized

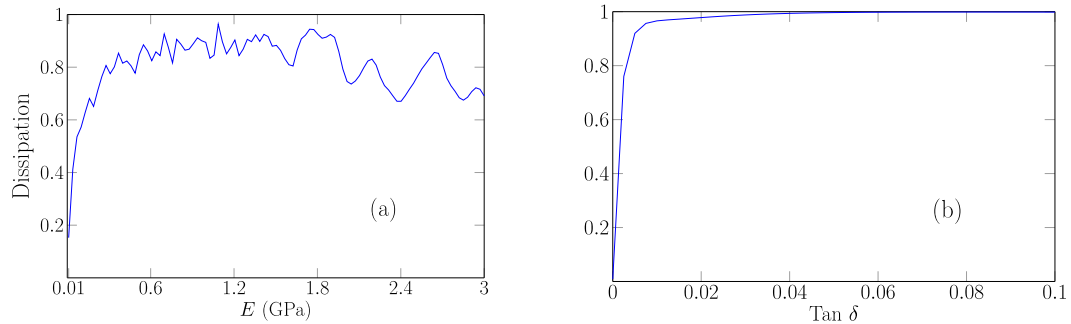


FIGURE 5.7 (a) Young's modulus influence and (b) loss factor influence on the total dissipation of a 2.5 cm by 1.25 cm right triangle absorber for a fixed frequency of 200 kHz

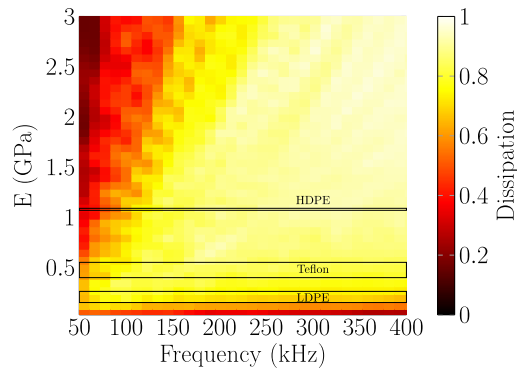


FIGURE 5.8 Dissipation as a function of the frequency and the Young's modulus for a 2.5 cm by 1.25 cm right triangle absorber

at 1 kHz, are around 0.037, 0.08 and 0.19 for the HDPE, Teflon and LDPE respectively [1]. As seen in Figure 5.8, the Teflon is the material closest to the ideal region. Also, the Teflon is an easy machinable material which gives flexibility for the design. Therefore, the best possible absorber for this frequency range is identified as a Teflon extrusion with a right triangle cross section of 2.5 cm by 1.25 cm.

5.6 Experimental validation

5.6.1 Experimental setup

In order to characterize the interaction between the guided waves and the developed absorber, a plane wave generator is used, made of two rectangular piezoelectric transducers of $50 \times 5 \times 0.45$ mm [30]. The two transducers are held on both sides of the 1.54 mm thick aluminium plate using a magnetic clamp [22]. A scheme of the setup used for the measurements is presented in Figure 5.9. In this figure, the array of dots represents the measurement points. Half of the magnetic clamp is presented in the right box of Figure 5.9 while the left box shows the designed right angle absorber

made of Teflon. The magnets in the clamp are hidden inside the device under the transducer as shown in the right box. By driving both transducers in and out of phase, one should be able to generate symmetric or anti-symmetric modes selectively. However, a small misalignment leads to inefficient guided mode generation. Hence, the two actuators are driven separately and the desired mode is selected using an optimization post processing technique by combining and adjusting both the amplitude and phase of each actuator to minimize the unwanted modes [22, 54].

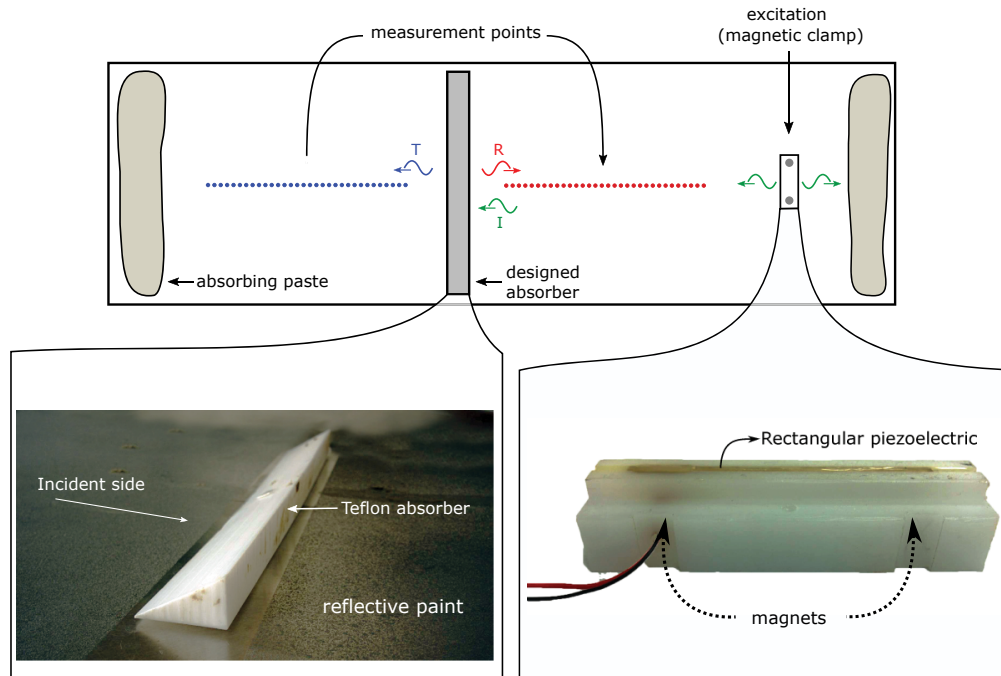


FIGURE 5.9 Measurement configuration used for the 3D-LDV and pictures of the Teflon absorber and magnetic clamp

The velocity field is measured in the frequency domain using a 3D-LDV (PSV-500, Polytec GmbH). A pseudo-random excitation of 8 ms is amplified by a NOVO UAP-8400 voltage amplifier and a frequency step of 2.5 kHz was used to cover the whole frequency range between 50 kHz and 500 kHz. The pseudo-random (random phase and constant amplitude) excitation is used to increase the measured SNR. Since the wave characteristics are experimentally derived in the frequency domain, a spatial Fourier Transform approach is used [4] and a linear grid of 223 points is used on both sides of the absorber. In order to eliminate the edge reflections on the aluminium plate, an absorbing paste is used despite its disadvantage of leaving detritus on the structure at the two ends of the plate. One application of this work could be to eventually replace this paste. The absorber is bonded to the structure using cyanoacrylate in order to guarantee a perfect bonding condition. The advantage of using the Teflon is that the absorber can be easily removed since the adhesion of Teflon with cyanoacrylate is not ductile.

5.6.2 Experimental results

The reflection, transmission and dissipation of the A_0 mode for an incident A_0 mode are presented in Figures 5.10a, 5.10b and 5.10c respectively, whereas the reflection, transmission and dissipation of the S_0 mode for an incident S_0 mode are presented in Figures 5.10d, 5.10e and 5.10f respectively. Mode conversion is not considered here for clarity but can be neglected from our observations. Since the loss factor values found in the standard material databases are evaluated using dynamic mechanical analysis around 1 kHz and are valid for very low frequencies, the Teflon's loss factor used in the simulations is determined using an optimization approach to give best agreement with the experimental results. The optimization process resulted in a loss factor value of 1.5 %.

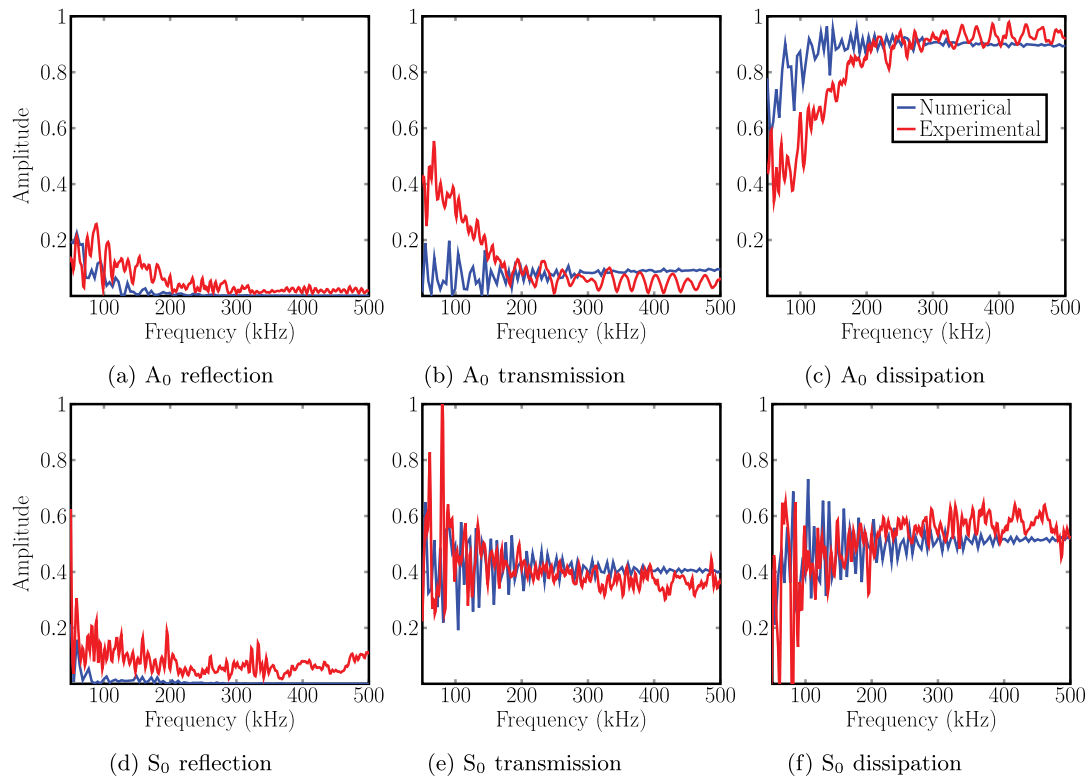


FIGURE 5.10 Comparison of the numerical and experimental reflection and transmission coefficients for a Teflon right triangle absorber

The experimental and numerical reflection coefficients presented in Figures 5.10a and 5.10d follow the same tendencies. Indeed, a small decrease in the reflection coefficient is observed for both modes as the frequency increases. However, the experimental reflection coefficients are overestimated with respect to the numerical results because of material limitations. Indeed, the measured SNR is too small to allow a good characterization of the coefficients below 5 %. This is even more pronounced for the S_0 mode since the coefficients for the symmetrical mode are based on the in-plane

velocity field which is more difficult to measure than the out-of-plane velocity field. This is explained by the small angle of attack between the three heads of the 3D-LDV and the plate.

The transmission coefficient of the A_0 mode shown in Figure 5.10b presents a good agreement between numerical and experimental results above 200 kHz. However, two noticeable discrepancies occur. Over 200 kHz, oscillations of the experimental coefficient are observed and below 200 kHz, an increase in transmission is observed. The oscillations at higher frequencies may represent interferences coming from reflections in the adhesive layer or from plate edges (top and bottom). The increasing transmission at lower frequencies is probably due to a non-uniform contact between the absorber and the plate. Indeed, a uniform contact was considered for the FEM, whereas experimentally, the absorber's contact surface was slightly nonplanar due to residual stresses generated after the machining process. Hence, using a very small layer of adhesive might have resulted in a non-uniform bond over the complete length of the absorber. Consequently, the total interaction length between the incident larger wavelengths and the bond area might be insufficient, resulting in less dissipation than expected. This is coherent with the numerical results presented in Figure 5.5. Indeed, it was observed that the transmission coefficient was highly affected by the length of the absorber, and thus the contact length, whereas the reflection coefficient was less sensitive to such changes. Also, it is understandable that low frequencies are affected by a non uniform contact since the dimensions were optimized to be efficient for the complete range, but mostly to ensure good performance for low frequencies where the wavelengths are larger.

The transmission coefficient results of the S_0 mode presented in Figure 5.10e show very good agreement between experimental and numerical results over the bandwidth of interest. Finally, the curves presented in Figures 5.10c and 5.10f show the dissipation results calculated from the reflection and transmission coefficients (see Eq.5.8). It is seen in Figure 5.10c that the numerically and experimentally dissipation factors are around 0.9 above 200 kHz but show a little decrease as the frequency decreases to 50 kHz. For the dissipation of the S_0 incident mode, good agreement is obtained between experimental and numerical results as they both converge toward a dissipation of around 50 % and they both show a decrease in performance as the frequency decreases. Hence, since around 90 % of the energy is dissipated over 200 kHz and that around 3 % of the non dissipated energy is reflected, the requirements for the SHM oriented absorber are fulfilled. Indeed, the narrow 2.5 cm wide by 1.25 cm high absorber reflects less than the required 6 % for plate edges and defect reflection discrimination.

5.7 Conclusion

With the use of FEM, a parametric study was conducted on the efficiency of a guided wave absorber with respect to its shape, its dimensions and its mechanical properties. Using the average power flow within the thickness of the structure before and after the absorber, the reflected, transmitted and dissipated energy have been calculated. The best absorbing performance considering added mass has been achieved with a right-triangle-cross-section absorber made of Teflon. An optimal length and height of 2.5 cm by 1.25 cm results in a highly dissipative solution that could be used for increased sensitivity of SHM guided waves based system near plate edges. Future work should be oriented toward the development of a clamping or magnetic device for easy holding and uniform applied pressure on the absorber. Moreover, an optimization study could be conducted to identify the ideal adhesive between the absorber and the structure to present an efficient and repeatable solution for experimental characterization of complex structures. Finally, more work could be conducted on the development of a multipurpose absorber for both A_0 and S_0 modes absorption leading to a larger and heavier, but convenient absorber for measurements on large and complex structures.

5.8 Acknowledgements

The authors would like to acknowledge the Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC), the Consortium for Research and Innovation in Aerospace in Quebec (CRIAQ), Bombardier Aerospace and L-3 MAS for their funding.

Conclusion

Les outils numériques développés ont permis d'étudier l'influence de divers paramètres de structures aéronautiques sur la propagation d'ondes guidées. À débiter par les études par éléments finis, il a été montré que les plaques courbes typiquement utilisées en aéronautique possèdent un rayon de courbure assez grand pour approximer les courbes de dispersion par celles de plaques simples d'épaisseurs équivalentes. De plus, il a été montré que dans une plaque présentant une variation d'épaisseur linéaire, une augmentation de la pente de la variation résulte en un coefficient de réflexion plus grand et se traduit par un coefficient de transmission plus petit pour les deux modes de Lamb fondamentaux. Ensuite, tel que montré dans la littérature, les interactions entre ondes guidées et extrusions de profils quelconques présentent des patrons d'interférences complexes et difficilement interprétables. Il a été montré qu'une fine résolution fréquentielle (de l'ordre de 50 Hz) est nécessaire afin de bien suivre les coefficients de diffraction en fréquence. Une autre étude par éléments finis a permis d'expliquer les réflexions et transmissions d'ondes guidées pour une onde incidente sur un doubleur joignant deux plaques séparées par un espacement fin. L'étude de l'interaction d'ondes guidées dans une telle structure n'étant pas couverte dans la littérature, il a été possible de valider les résultats à l'aide des travaux portant sur les joints de recouvrement. En effet, une analyse similaire aux joints de recouvrement peut être utilisée puisqu'un doubleur n'est en fait qu'un double joint de recouvrement. Il a été montré qu'une augmentation de la largeur du doubleur se traduit par des pics d'interférences rapprochés dans le domaine fréquentiel. Finalement l'identification des modes propagatifs dans la profondeur d'une extrusion (en "I" et en "L") a été conduite à l'aide de l'approche SAFE. Les nombres d'ondes permettant de focaliser l'énergie propagée dans des zones d'intérêt pour le SHM ont été identifiés pour différentes fréquences.

En parallèle, des études paramétriques orientées vers la conception d'un absorbant idéal d'ondes guidées ont été conduites. Une étude sur la forme a permis de déterminer que pour un matériau dissipatif quelconque, une extrusion de section triangulaire dissipe autant d'énergie qu'une extrusion rectangulaire composée d'un volume deux fois plus grand. En effet, il a été montré que la diffraction des ondes dans l'absorbant suit une conservation de la composante horizontale de la longueur d'onde incidente. Ainsi, un angle de diffraction maximal est observé et le volume au-delà de cet angle est inutilisé et ne représente qu'un ajout de masse. Ensuite, une étude paramétrique sur les dimensions de l'extrusion a permis de déterminer que pour la gamme fréquentielle entre 50 et 500 kHz, une section triangulaire de 2.5 cm de longueur par 1.25 cm de hauteur représente la plus petite configuration permettant d'atteindre les critères de dissipation initialement fixés (90 % d'absorption et moins de 6 % de réflexion). Finalement, une étude sur les propriétés mécaniques a démontré que le Teflon représente le matériel idéal pour une telle application en raison de son module de Young d'environ 0.5 GPa coïncidant avec la valeur idéale identifiée numériquement. La validation expérimentale présente une bonne corrélation avec les résultats numériques et démontre une bonne performance de l'absorbant fabriqué.

Des travaux futurs pourraient porter sur l'identification d'un couplant idéal entre l'absorbant et la structure mère afin d'uniformiser le contact. Aussi, la conception d'une pince magnétique ou mécanique pourrait permettre d'améliorer la répétabilité des performances obtenues par cet

absorbant en uniformisant la pression appliquée sur celui-ci. De plus, les simulations et résultats présentés dans les rapports fournis aux collaborateurs du projet CRIAQ DPHM 501 pourraient être valorisés par une phase subséquente au projet. En effet, la suite logique est d'utiliser la banque de données développée afin de déterminer des configurations optimales de systèmes SHM pour les structures couvertes dans le projet.

Plaque courbée



Interpolation report
Project DPHM 501

Structure :	SM 1.4 - Curved plate
Last modification :	February 10, 2016
Author :	Maxime Bilodeau (Université de Sherbrooke)

1 Parameters

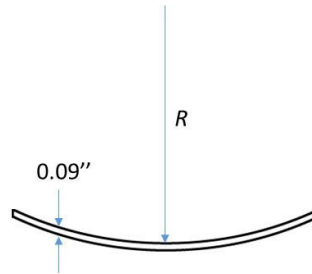


Figure 1: Scheme and varying parameter identification (R) for the SM 1.4 test article

Table 1: Parameters definition and values

Parameter	Definition	Values
R	Curvature radius	92", 65.5", 39"
h	Plate thickness (fixed)	0.09"

The presented results in this report are obtained using a two dimensionnal finite element model of a metallic curved structure. The simulations were conducted via COMSOL with MATLAB. Moreover, the different simulation configurations (see table 2) were ran for both incident A0 and S0 mode to gather the associated dispersion curves.

2 Tested configurations - Finite element modelling

Table 2: Simulation configurations ran for each Lamb fundamental mode

Simulation	Parameters	
	R	h
# 1	92"	0.09"
# 2	65.5"	0.09"
# 3	39"	0.09"

3 Influence of parameters on the dispersion curves

3.1 Parameter : Curvature radius (R)

Test conditions

In this section, the numerically calculated dispersion curves for the fundamental Lamb modes (A0 and S0) for different curvature radii (see table 2) are presented. One should expect very similar dispersion curves between the three considered configurations and a flat plate because the parameter influencing the propagation of Lamb waves in curved structures is defined as [1]:

$$\eta = \frac{a}{b} \quad (1)$$

where a and b are the curvature radii of the internal and external surface respectively. Hence, for the considered R values, we have:

$$\eta_1 = \frac{95}{95 + 0.09} = 0.999; \quad \eta_2 = \frac{65.5}{65.5 + 0.09} = 0.999; \quad \eta_3 = \frac{39}{39 + 0.09} = 0.998. \quad (2)$$

Thus, the Lamb modes behavior in the considered curved structures should be very similar to the behavior of the Lamb modes in a flat plate. For instance, significant differences between the propagation of Lamb modes in curved and flat plates are observed as η gets closer to 0.5.

Results

The figure 2 compares the **numerically calculated** dispersion curves for the 3 considered curvature radii with the **theoretical** dispersion curves of the flat plate of the same thickness.

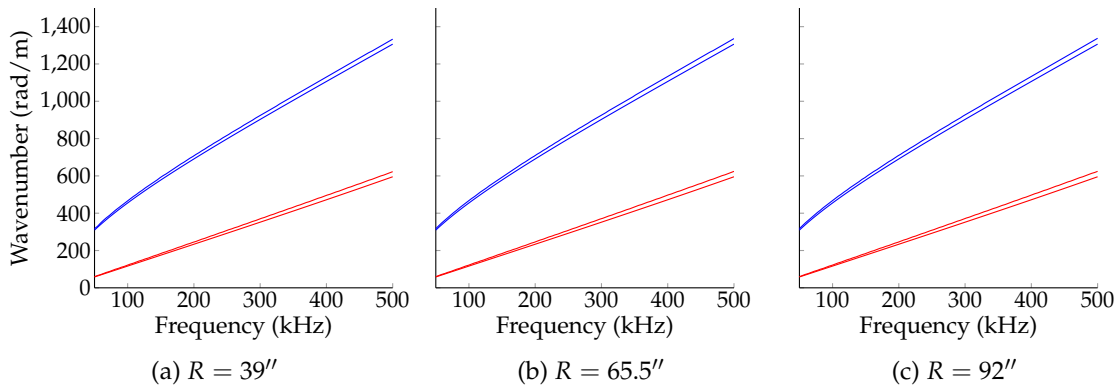


Figure 2: Comparison of the dispersion curves for curved plates (plain) and flat plate (dashed) for the A0 mode (blue) and the S0 mode (red)

As expected, the difference between the dispersion curves of the two fundamental modes with the theoretical curves for a flat plate is very small. Indeed, since the three η values are all very close to 1, the difference in the dispersion curves between the three considered configurations is unnoticeable (although present numerically). The figure 3 shows an example of the relative error between the theoretical dispersion curves for a flat plate and a curved plate with $\eta \approx 0.999$.

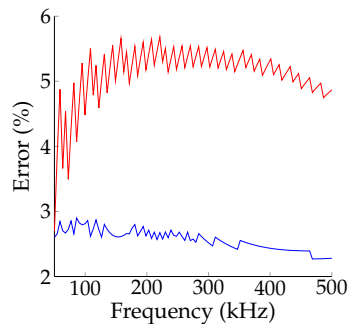


Figure 3: Relative error between the theoretical dispersion curves of a flat plate and the numerical dispersion curves of a curved plate ($\eta \approx 0.999$) for the A0 (blue) and S0 (red) fundamental Lamb modes

On figure 3, it is seen that a slight relative error is obtained between the dispersion curves. The absolute errors between the flat plate and curved plate for the two modes is approximately the same, explaining the bigger relative error for the S0 mode (smaller wavenumber values). The peaks on the curves come from the used resolution for the calculation of the wavenumbers (using a Fourier Transform) and the DC values come from the real physical distinction between the flat and curved plates. Moreover, using a finer mesh whilst solving with FEM may result in smaller relative errors since the curvature of the plate is better approximated for smaller mesh elements. Indeed, a coarse mesh results in fewer line segments for the 2D representation of a curved plate.

4 Summary of tendencies and guidelines

As expected, thin structures with large curvature radius (R) values can be treated as flat plates whilst considering the propagation of Lamb waves.

- The closer η is to 1, the better the flat plate approximation is.

References

- [1] Guoli Liu and Jianmin Qu. Guided Circumferential Waves in a Circular Annulus. *Journal of Applied Mechanics*, 65(2):424, June 1998.

Plaque avec variation d'épaisseur



Interpolation report
Project DPHM 501

Structure :	SM 1.3 - Plate with thickness variation
Last modification :	June 7, 2016
Author :	Maxime Bilodeau (Université de Sherbrooke)

1 Parameters

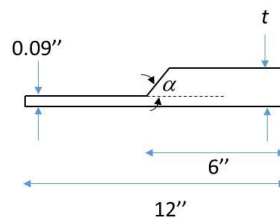


Figure 1: Varying parameters (α and t) for the SM13 test article

Table 1: Parameters definition and values

Parameter	Definition	Values
SR	Step ratio : $t / 0.09''$	0.5, 1.3, 2.0, 2.3
α	Angle as defined in figure 1	15°, 45°, 60°, 90°

The discussed tendencies and observations in the following sections are based on the different configurations presented in the table 2. These results come from finite element modelling (FEM) and are assuming a 2D model based with on the figure 1.

2 Tested configurations - Finite element modelling

Simulation	Parameters		Simulation	Parameters	
	SR	α		SR	α
# 1	0.5	90°	# 5	2.0	15°
# 2	1.3	90°	# 6	2.0	45°
# 3	2.0	90°	# 7	2.0	60°
# 4	2.3	90°	# 8	2.0	90°

3 Influence of parameters on reflection and transmission coefficients

3.1 1st parameter : Angle (α)

Test conditions

In this section, the influence of the incidence angle (α) on the reflection (R) and transmission (T) coefficients is studied for the specific case where $SR = 2$. The transmission and reflection of the A0 and S0 modes are analyzed over a wide frequency range (50 - 500 kHz) in the two following subsections respectively.

A0 Incident mode

The figure 2a presents the reflection coefficient for different angles for a step ratio of 2, whereas the figure 2b presents the transmission coefficient.

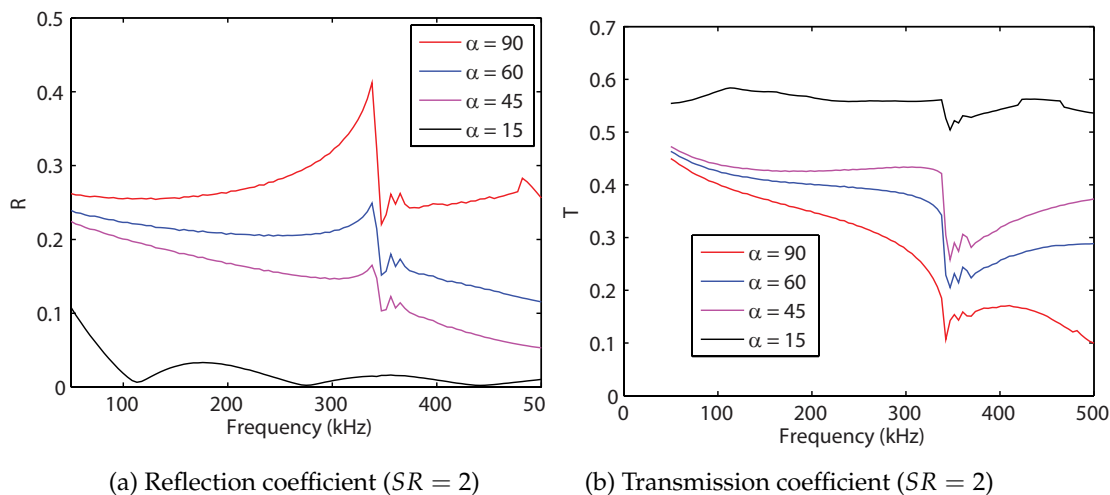


Figure 2: Angle influence on the diffraction of Lamb waves for the cases of A0 incident mode

Tendencies

Some clear tendencies can be observed on the two preceding figures. Firstly, we can see that a diminution of the incidence angle (α) results in a decrease of R over the covered frequency range. Consequently, this results in an increase of T . Secondly, some major variations of R and T are observed around 350 kHz which is the cut off frequency associated to the A1 mode. Since a new mode can be propagated in the structure, both the A0 and S0 mode are attenuated after the A1 cut off frequency.

S0 Incident mode

The figure 3a presents the reflection coefficient for different angles for a step ratio of 2, whereas the figure 3b presents the transmission coefficient.

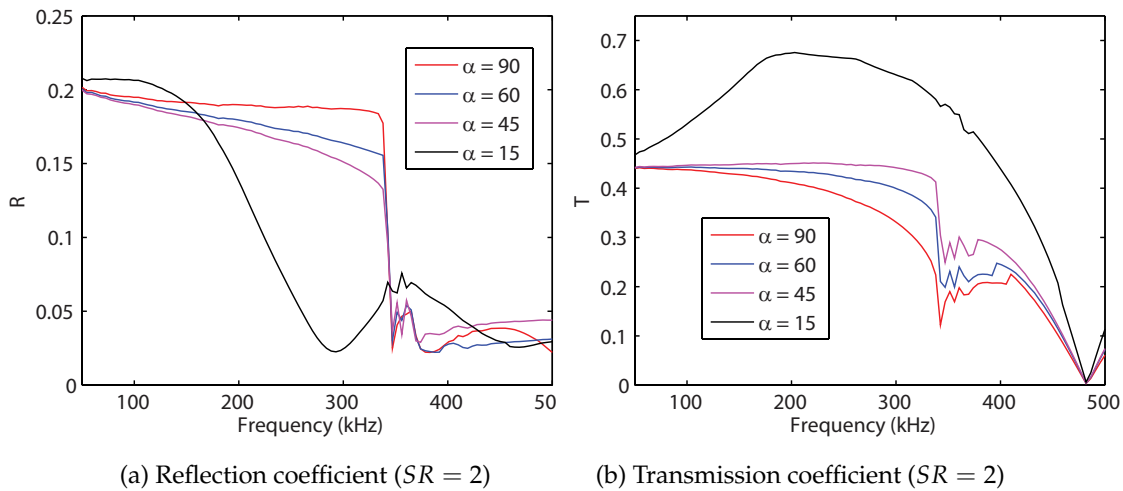


Figure 3: Angle (in degrees) influence on the diffraction of Lamb waves for the cases of S0 incident mode

Tendencies

As for the case of the A0 mode, a diminuation of the incidence angle results in a decrease of R and in an increase of T .

3.2 2nd parameter : Step ratio (SR)

Test conditions

In the following section, the influence of the step ratio over the diffraction of Lamb waves is studied for the cases of A0 and S0 incident modes. All the following curves are obtained using an incidence angle of $\alpha = 90^\circ$.

A0 Incident mode

The figure 4a presents the reflection coefficient for different SR values with $\alpha = 90^\circ$, whereas the figure 4b presents the transmission coefficient.

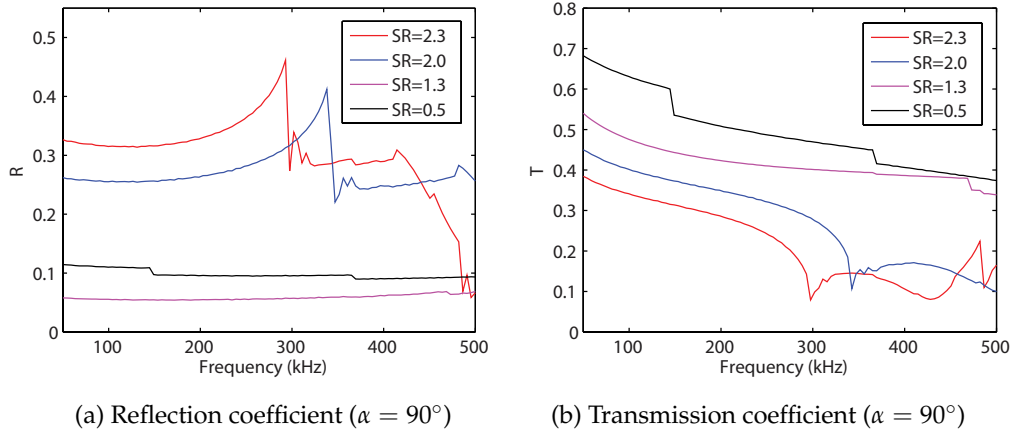


Figure 4: Angle influence on the diffraction of Lamb waves for the cases of A0 incident mode

Tendencies

From the figures 4a & 4b we see that the smaller the thickness variation, the smaller the reflection is. Indeed, a step ratio of 1.3 means that there is a 30 % augmentation of the thickness whilst a step ratio of 0.5 represent a diminution of 50 %. Moreover, a translation of the peak is observed because of the shift of the cut off frequency. A thicker plate leads to smaller cut off frequencies. Finally, we can note that the smaller the final plate thickness, the bigger the transmission of the A0 mode is.

S0 Incident mode

The figure 5a presents the reflection coefficient for different SR values with $\alpha = 90^\circ$, whereas the figure 5b presents the transmission coefficient.

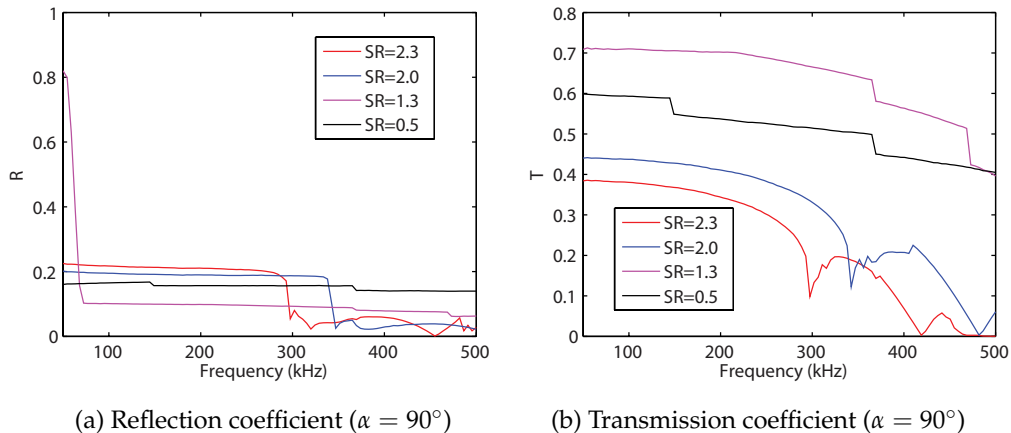


Figure 5: Angle influence on the diffraction of Lamb waves for the cases of S0 incident mode

Tendencies

For the case of S0 incident mode, one overall tendency can be extrapolated: the smaller the absolute thickness variation $\left(\frac{t-0.09''}{0.09''}\right)$, the smaller the reflection is and the bigger the transmission is. These results are quite intuitive since a smaller "perturbation" in the structure leads to a smaller reflection coefficient.

4 Notes on interpolation

4.1 Mode conversion Since the thickness variation profile is non symmetrical, the mode conversions occurring at the feature (thickness variation) can be well anticipated. If the incident mode is an anti-symmetric mode (such as A0), only a small part of the energy will be converted into symmetric modes, whereas a big portion of the energy will be converted into anti-symmetric modes if the incident mode is symmetric. [1] These tendencies are also observed on the simulated configurations by finite element modelling but are not presented here for the sake of conciseness.

5 Summary of tendencies and guidelines

A0 incident mode

1. Smaller $\alpha \Rightarrow \begin{cases} \text{Smaller reflection of the A0 mode} \\ \text{Bigger transmission of the A0 mode} \end{cases}$
2. Smaller thickness variations $\left(\frac{t-0.09''}{0.09''}\right) \Rightarrow$ Smaller reflection of the A0 mode
3. Smaller final thickness plate (t) \Rightarrow Bigger transmission of the A0 mode
4. Very little conversion from A0 to S0 mode for this test article

S0 incident mode

1. Smaller $\alpha \Rightarrow \begin{cases} \text{Smaller reflection of the S0 mode} \\ \text{Bigger transmission of the S0 mode} \end{cases}$
2. Smaller thickness variation $\left(\frac{t-0.09''}{0.09''}\right) \Rightarrow \begin{cases} \text{Smaller reflection of the S0 mode} \\ \text{Bigger transmission of the S0 mode} \end{cases}$
3. Non negligible mode conversion occurs
 - \approx same amount of energy in the reflected S0 mode than in the reflected A0 mode
 - The transmitted S0 mode \approx two times bigger than the transmitted A0 mode

Plaque avec extrusion en "T"



Interpolation report
Project DPHM 501

Structures :	AM 1.1 - T on plate
Last modification :	February 10, 2016
Author :	Maxime Bilodeau (Université de Sherbrooke)

1 Parameters

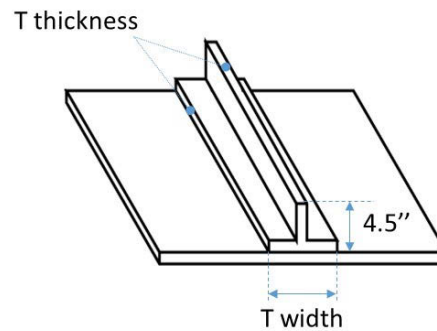


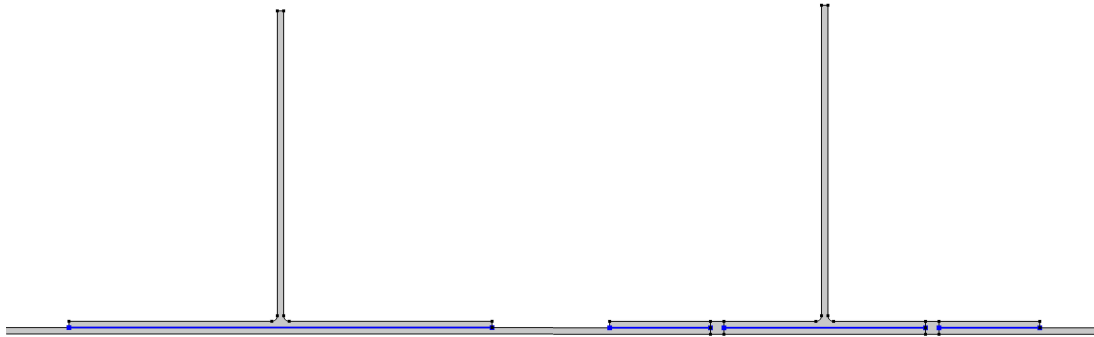
Figure 1: T on plate parameters identification

Table 1: Parameters definition and values

Parameter	Definition	Values
w	T width (in)	2", 6", 10"
t	T thickness (in)	0.06", 0.09", 0.11", 0.16"
h	plate thickness (in)	0.09", 0.17", 0.25"

2 Tested configurations - FEM modelling

The following discussions and analysis are based on the different configurations presented in the table 1. Since the T is riveted on the plate, two different finite element models (FEM) were developed in order to characterize the transmission and reflection of the lamb waves on the feature. Indeed, experimentally, one can generate a plane wave directly towards the rivets or between the rivets, justifying the necessity of two distinct models. A geometry representation of the two used models is presented on figure 2 where the blue lines represent the regions where a thin elastic layer was added to simulate a sealant.



(a) Scheme of the thin elastic layer model

(b) Scheme of the riveted model

Figure 2: Geometry representation of the used FEM models

Table 2: Studied configurations for each model

Simulation #	Parameters		
	w	t	h
# 1	2"	0.09"	0.09"
# 2	2"	0.09"	0.17"
# 3	2"	0.09"	0.25"
# 4	2"	0.06"	0.09"
# 5	2"	0.11"	0.09"
# 6	2"	0.16"	0.09"
# 7	6"	0.09"	0.09"
# 8	10"	0.09"	0.09"

All the simulation configurations presented in table 2 were ran for an incident A0 mode, a S0 mode and for both considered structures (thin elastic layer and riveted structure) using COMSOL with Matlab.

3 Influence of parameters on wave propagation in the extrusions

Interactions of lamb waves with extrusions

First, as presented in other works, the interactions occurring between guided waves and extrusions are very sensible to the frequency (see figure 3) necessitating a frequency step of at least 100 Hz [1]. Hence, the figures presented in this report show many peaks, resulting in difficult tendencies identification. To help with such work, all the obtained data will be presented (dashed lines on the figures) with a smoother curve representing the filtered data by a low pass butter filter. Also, all the following figures are presenting the normalized amplitude of the diffraction coefficients (reflection and transmission), hence as a matter of concision, the "y" axis will always be identified as "amplitude" (although representing the normalized amplitude).

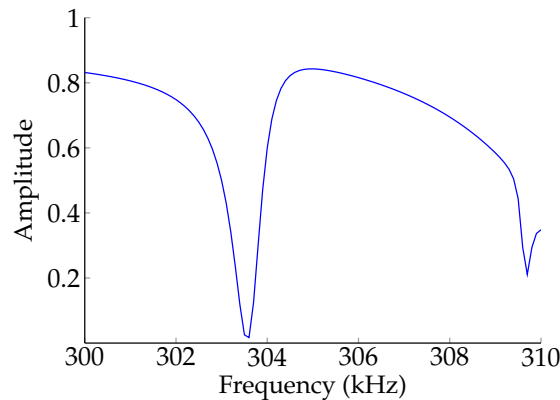


Figure 3: Example of the needed resolution to observe the real behavior in frequency

Moreover, simulations were conducted for all the configurations for incident A0 and S0 modes for each of both FEM models, leading to 32 complete frequency sweep simulations. Since the characteristics of interest are given by the reflection and transmission of the incident mode and the mode conversions (reflected and transmitted), a total of 128 figures is obtained. Hence, only the relevant curves are presented in this report to support the observed tendencies and guidelines (although all the data is accessible in the database).

Note: for the presented results in this report, there won't be such things as mode conversions from S0 to A0 or mode conversions from A0 to S0 since the results are equivalent. Thus, for the following, conversions will only be treated as : reflected mode conversions or transmitted mode conversions.

3.1 1st parameter : T width (w)

3.1.1 Thin layer model

Reflections

The figure 4 shows the influence of an increase of the width of the T extrusion (w) on the reflected S0 mode. A clear frequency shift is observed for the maximum of the reflected S0 mode as identified by the vertical dashed lines. Moreover, although not presented, a small decrease in the reflected A0 mode is observed as the width of the extrusion is increased.

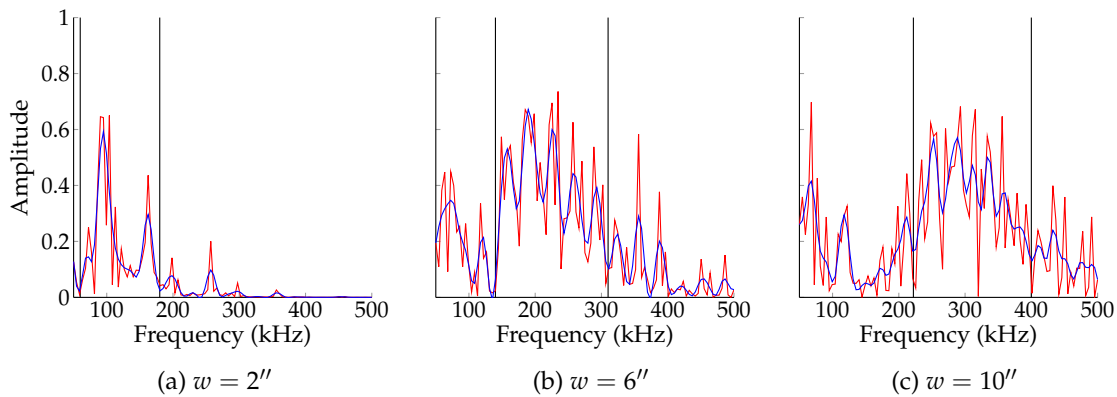


Figure 4: Reflection of the S0 mode for different T extrusion widths for the thin layer model

Transmissions

The figure 5 presents the change in the transmission of the S0 mode as the width of the T extrusion increases.

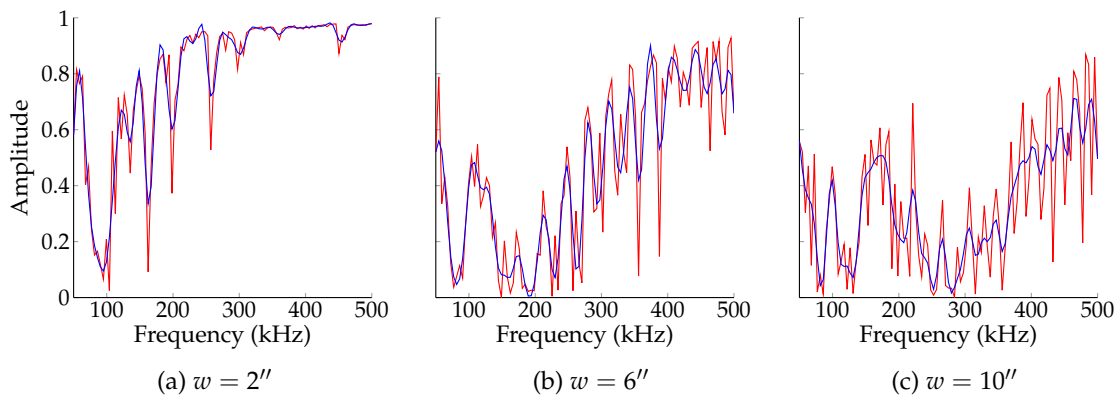


Figure 5: Transmission of the S0 mode for different T extrusion widths for the thin layer model

One can easily observe that as the width increases, the overall transmission decreases, being complementary to the previous reflection results. Moreover, this phenomenon is observed for both modes (A0 and S0 incident modes).

Mode conversions

The figure 6 presents the reflected mode conversions for different w values. Only the reflected mode conversions are presented since the transmitted reflections behave the same way under an increase of w for these peculiar configurations.

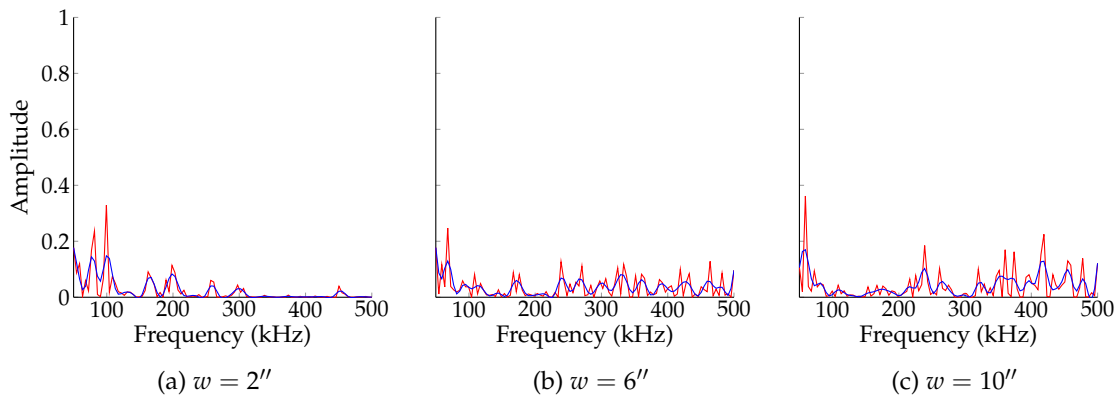


Figure 6: Reflected conversions for different T extrusion widths for the thin layer model

One can observe on figure 6 an increase of the mode conversions for higher frequencies as the width of the extrusion increases. However, lower frequencies don't seem to be affected much by such a change in w . One needs to be aware of mode conversions for high values of w since as much as 15% of the energy can be converted for a wide frequency range.

3.1.2 Model with rivets

Reflections

The figure 7 shows the change in the reflection of the A0 mode under an increase of w .

A clear decrease in the reflection of the A0 mode is observed from figure 7. The same behavior is observed for the S0 reflected mode whilst considering an incident S0 mode.

Thus, for both models (riveted and thin layer models), the A0 reflected mode decreases with an increase of w , whereas the S0 mode increases at higher frequencies (previous presented frequency shift) in the thin layer model, showing different guided wave interactions in the two models.

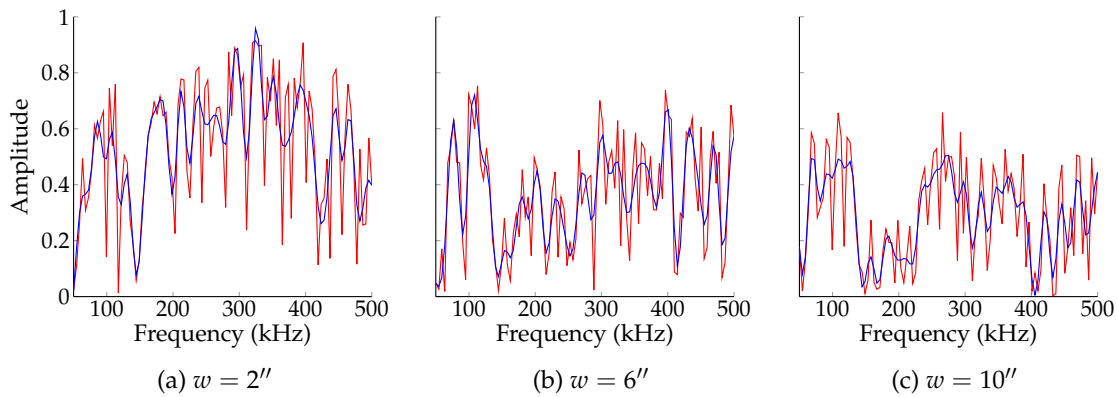


Figure 7: Reflection of the A0 mode for different T extrusion widths for the riveted model

Transmissions

The figure 8 shows the effect of an increase of w on the transmitted A0 mode.

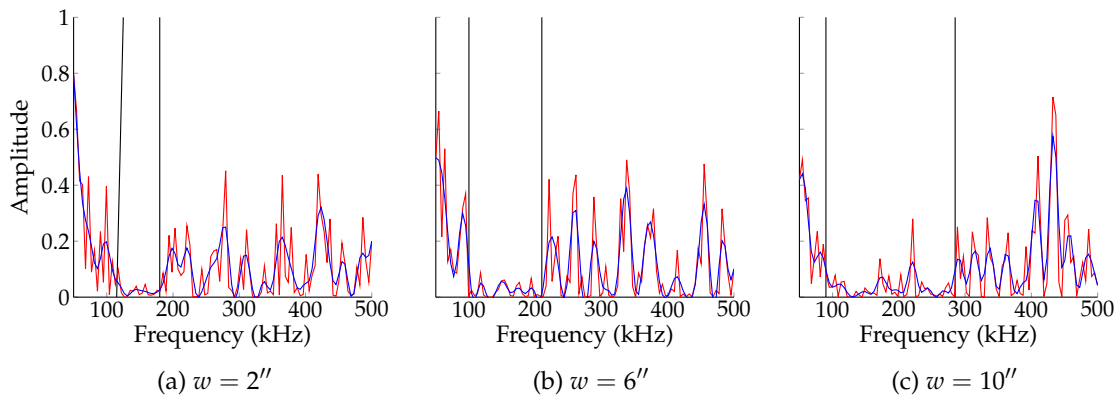


Figure 8: Transmission of the A0 mode for different T extrusion widths for the riveted model

As identified by the regions delimited by the vertical dashed lines on figure 8, an increase of w leads to an widened range where the A0 mode does not go through the extrusion. Hence, if one wants to minimize the transmission of the A0 mode through the extrusion, one should choose frequencies lying in the identified range.

Mode conversions

The figure 9 shows how mode conversions are affected by an increase of w . The results are quite similar for the reflected conversions and transmitted conversions for this model so they are both summarized by this figure.

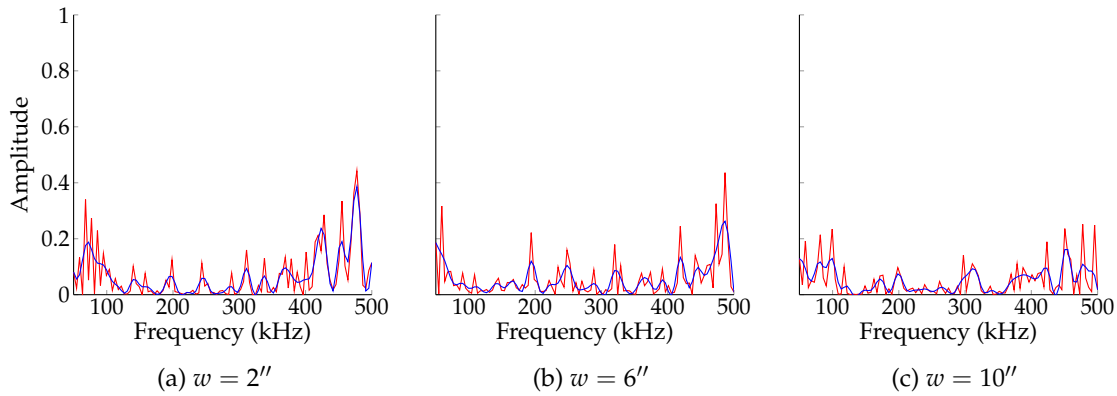


Figure 9: Mode conversions for different T extrusion widths for the riveted model

On figure 9, one sees that for a small value of w , as much as 40% of the incident energy can be converted for high frequencies. Unlike the case of the thin layer model, a small decrease in the mode conversions is observed for higher frequencies showing another difference in the guided wave interactions between both models.

3.2 2nd parameter: T thickness (t)

3.2.1 Thin layer model

Reflections

The effect of an increase in the extrusion's thickness (t) on the reflection of the S0 mode is presented on figure 10.

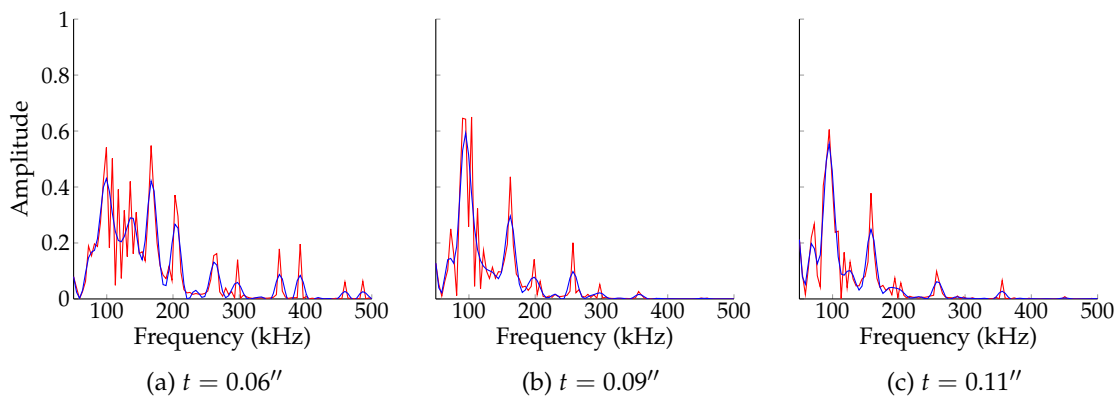


Figure 10: Reflection of the S0 mode for different t values for the thin layer model

One can observe a small decrease of the reflected energy for the majority of the covered frequencies as the thickness of the extrusion increases.

Transmissions

The effect of an increase of t on the transmission of the S0 mode is presented on figure 11. Although not presented, the same effect on the transmitted A0 mode for an incident A0 mode is observed.

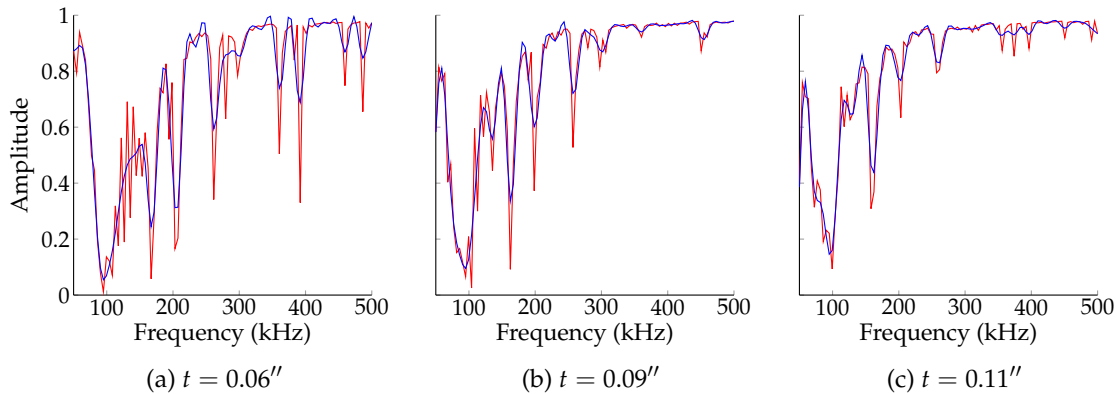


Figure 11: S0 transmission for different t values for the thin layer model

It is observed from figure 11 that an increase of t leads to a reach of the asymptotic value for a smaller frequency. Indeed, less variations are observed for the transmission of the incident mode for bigger values of t . Hence, for a very thick T extrusion, most of the incident energy is transmitted through the extrusion in the same mode as the incident one.

Mode conversions

The figure 12 shows how the mode conversions are affected by the increase of t .

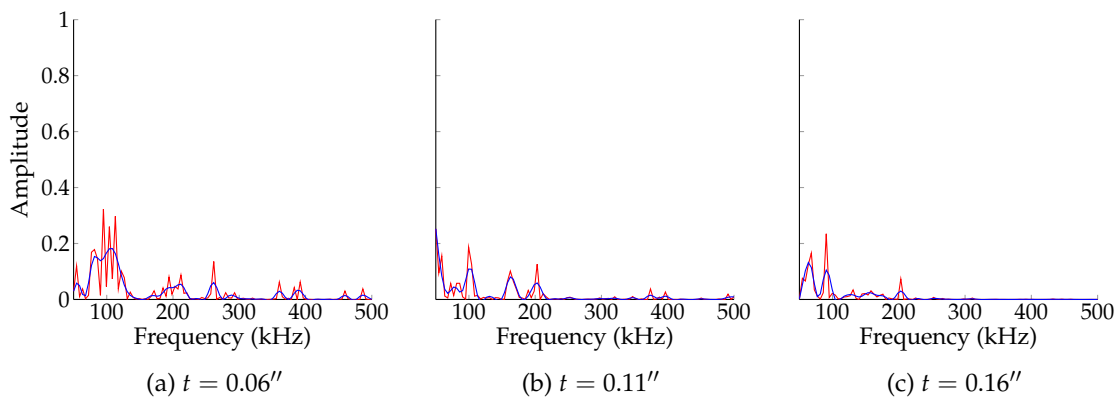


Figure 12: Mode conversion for different t values for the thin layer model

One can observe on figure 12 that an increase of t leads to a decrease of the mode conversions, which is the case for both reflected and transmitted conversions.

3.2.2 Model with rivets

Mode conversions

The figure 13 shows how the mode conversions are affected by the increase of t .

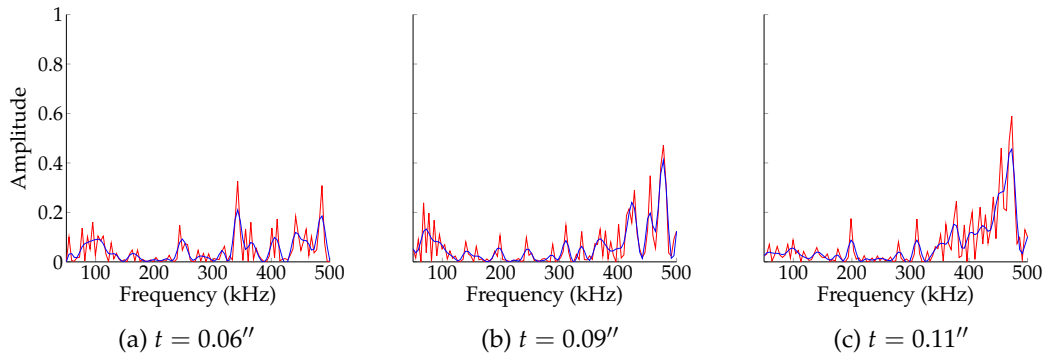


Figure 13: Mode conversion for different T extrusion thickness values for the riveted model

As for an increase of w , an increase of t leads to different tendencies for both models considering the mode conversions. For the thin layer model, an increase of t leads to a decrease of mode conversions, whereas an increase of mode conversions is seen for the rivetted model.

3.3 3rd parameter: plate thickness (h)

3.3.1 Thin layer model

Reflections

The effect of an increase of h on the reflection of the A0 mode is presented on figure 14.

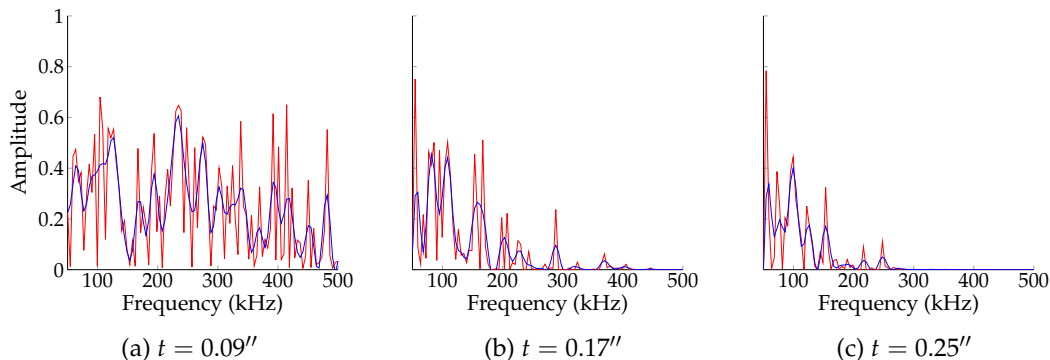


Figure 14: Reflection of the A0 mode for different plate thickness values for the thinlayer model

It is seen on the latter figure that an increase of h results in a net diminution of the reflections of the A0 mode. Also, the same tendency is observed for an incident S0 mode although for frequencies over 400 kHz for the thicker plate ($t = 0.25''$), the peaks only represent a misvaluation of the incident energy because of the higher order modes present in the plate. Indeed, the point forces used for excitation of the fundamental modes in the plate are now introducing higher order modes in addition to the A0 mode. Hence, the evaluated incident energy is missevaluated for the calculation of the reflection and transmission coefficients since all the incident energy is considered to be in one of the two fundamental modes.

Transmissions

The effect of an increase of h on the transmission of the A0 mode is presented on figure 15.

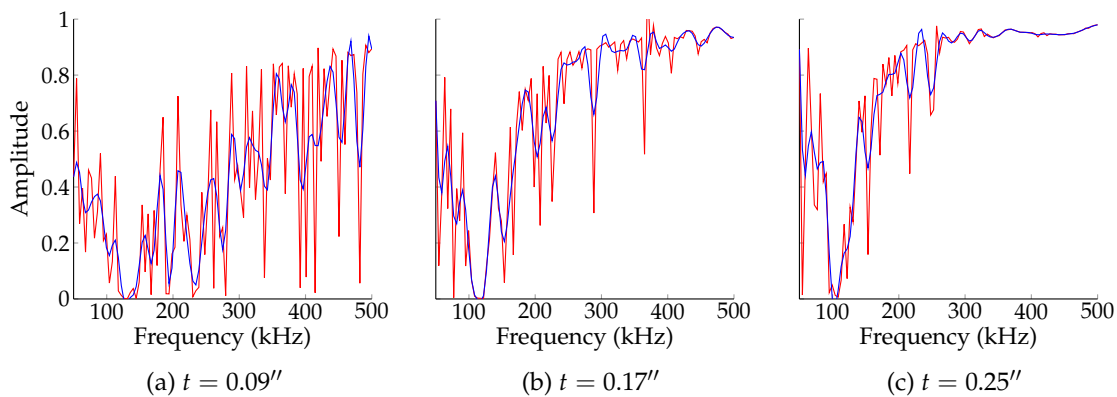


Figure 15: Transmission of the A0 mode for different plate thickness values for the thinlayer model

As seen on figure 15, an increase of h results in an increase of the reflection of the A0 mode. This result is complementary to those obtained for the reflection of the A0 mode. Moreover, as for the reflections, the present results are still valid for an incident S0 mode although the results are polluted by peaks for frequencies over the first cut off frequency.

3.3.2 Model with rivets

Mode conversions

The figure 16 shows how the mode conversions are affected by the increase of h .

As seen on figure 16, a decrease of the reflected mode conversions is observed as h increases. The presence of peaks above 400 kHz for the thicker plate still represents the presence of higher order mode (A1 mode) in the plate and is not directly related to the reflection of converted modes.

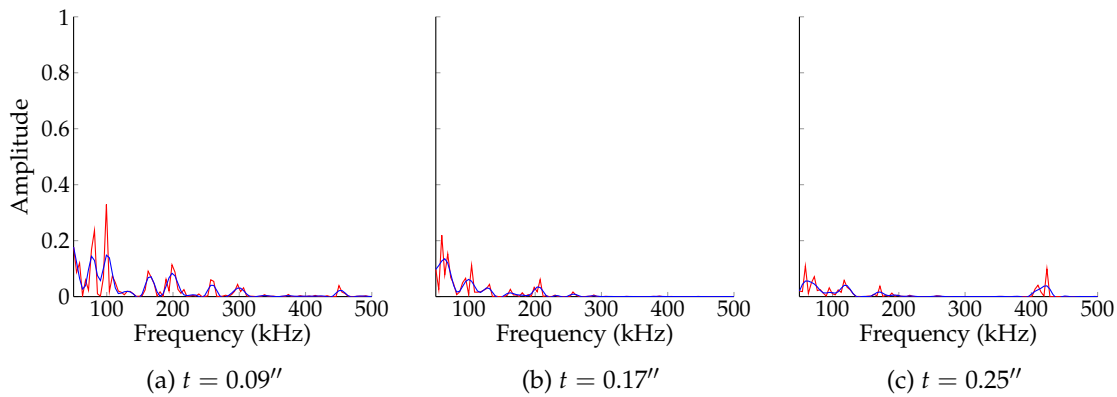


Figure 16: Mode conversions for different plate thickness values for the riveted model

4 Notes on interpolation

Presented curves

- On all the presented figures, real data is represented by the red dashed curves, whilst the blue plain curves represent the filtered data through a low pass butter filter.

Thick plates

- For thick plates where fd values are over the first cutt off frequencies, the presence of big peaks in the figures comes from a misevaluation of the total incident energy.

Results validation

- To validate experimental results with numerical results, one must carefully select the results corresponding to the right model, whether the plane waves were generated through rivets or between rivets for the measurements.

5 Summary of tendencies and guidelines

5.1 T width (w) influence

- **Reflections:** For both models, decreases of the A0 mode reflection were observed for increasing values of w . For the S0 mode, a frequency shift toward higher frequencies (for the maximum) was observed for the thin layer model whilst increasing w . However, for the riveted model, an increase of w led to a decrease of the S0 mode reflection.
- **Transmissions:** For the thin layer model, both fundamental modes showed a decrease of transmission as w increased. For the riveted model, a range of frequencies with very low transmission for the A0 mode widened as w increased.
- **Mode conversions:** For the thin layer model, mode conversions increased for higher frequencies as w increased, whereas the same change in w induced a reduction of the mode conversions for the riveted model.

5.2 T thickness (t) influence

- **Reflections:** For the thin layer model, reflection maximums of the S0 mode shifted toward low frequencies as t increased.
- **Transmissions:** For the thin layer model, transmission of the S0 mode became more constant on the frequency range whilst increasing t . Indeed, practically all of the incident energy in the S0 mode was transmitted through the feature.
- **Mode conversions:** For the thin layer model, an increase of t led to a decrease of the mode conversions (reflected and transmitted conversions), whilst for the riveted model, reflected conversions increased at higher frequencies as t increased.

5.3 Plate thickness (h) influence

- **Reflections:** For the thin layer model, a reduction in both mode reflections was observed as h increased, whilst no tendency could be extracted from the riveted model.
- **Transmissions:** For the thin layer model, an increase in both mode transmissions was observed as h increased, whilst no tendency could be extracted from the riveted model.
- **Mode conversions:** For the thin layer model, reflected mode conversions showed a small decrease as h increased, whilst no tendency could be extracted from the riveted model.

References

- [1] Taupin Laura. *Modélisation des méthodes ultrasonores de surveillance de structures aéronautiques instrumentées en vue de leur optimisation*. PhD thesis, École Doctorale de l'École Polytechnique, 2011.

Plaque avec joint plat et doubleur



Interpolation report
Project DPHM 501

Structures :	AM 3.1 - Butt joint and 1 doubler
Last modification :	June 7, 2016
Author :	Maxime Bilodeau (Université de Sherbrooke)

1 Parameters

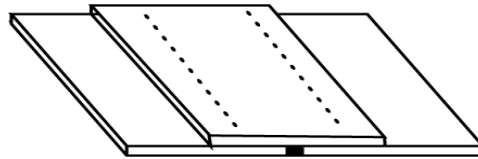


Figure 1: 3D representation of the studied structure

Table 1: Parameters definition and values

Parameter	Definition	Values
w	Doubler width (in)	2.5", 5", 9"
t	Doubler thickness (in)	0.06", 0.09", 0.11"
w_g	Gap width (in)	0.0625", 0.125", 0.25"

2 Tested configurations - FEM modelling

The following discussions and analysis are based on the different configurations presented in the table 1. Since the doubler is riveted on the plates, two different finite element models (FEM) were developed in order to characterize the transmission and reflection of the Lamb waves on the feature. Indeed, experimentally, one can generate a plane wave directly towards the rivets or between the rivets, justifying the necessity of two distinct models. A geometry representation of the two used models is presented in figure 2 where the blue lines represent the regions where a thin elastic layer was added to simulate a sealant.



(a) Scheme of the thin elastic layer model

(b) Scheme of the riveted model

Figure 2: Geometry representation of the used FEM models

All the simulation configurations presented in table 2 were ran for an incident A0 mode, S0 mode and for both considered structures (thin elastic layer and riveted structure) using COMSOL with Matlab.

Table 2: Studied configurations for each model

Simulation #	Parameters		
	w	t	w_g
# 1	2.5"	0.09"	0.0625"
# 2	2.5"	0.09"	0.125"
# 3	2.5"	0.09"	0.25"
# 4	2.5"	0.06"	0.125"
# 5	2.5"	0.11"	0.125"
# 6	5"	0.09"	0.125"
# 7	9"	0.09"	0.125"

To help with the discussion and analysis, one can refer to results in the litterature on lap joints since the butt joint can be idealize as two consecutive lap joints. [1-3]

3 Influence of parameters on wave propagation in the extrusions

Thin layer model

To start, let's only analyze the results from the thin layer model since this model leads to simpler results than those from the rivetted model.

3.1 1st parameter : Doubler width (w) The figure 3 shows the influence of an increase of the width of the doubler on the reflected A0 mode.

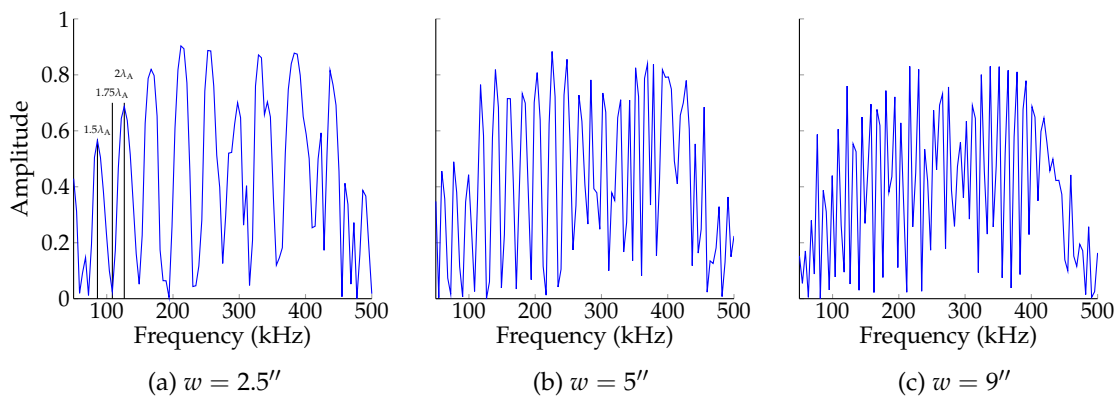


Figure 3: Reflection of the A0 mode for different widths for the thin layer model

From this figure, it is observed that an increase of the width leads to more interferences (peaks). Indeed, for a shorter width, a lower whole number of wavelengths can propagate in the doubler. The first maximums represent reflections of the A0 mode in the double plate (plate + doubler). Indeed, as identified in figure 3a, the two first peaks are obtained for frequencies where the distance from the beginning of the doubler to the first face of the butt joint is given by a half or whole integer number of wavelengths since the back and forth propagation through the double plate represent a whole number of wavelength. Hence, for larger doublers, as many as 30 peaks are present since the distance between the beginning of the doubler and the first reflecting interface represent many wavelengths as the frequency increases.

The figure 4 shows the A0 reflection coefficient, the A0 transmission coefficient and the S0 reflection coefficient for an incident A0 mode.

From figure 4, one can see that some of the minimums in the reflection of the A0 mode correlates with maximums in the transmission of the incident mode and maximums in the reflection of the converted mode (A0→S0). Indeed, for any of the two fundamental Lamb incident mode on the doubler, mode conversions occur and the A0 and S0 Lamb mode in the thicker plate (doubler + plate) propagates. Thus, the minimums in the reflection of the A0 mode can be explained by a destructive interference of the A0 in the double plate (see black dashed line in figure 4b) or for a constructive interference of the S0 mode in the plate (see red dashed line in figure 4c).

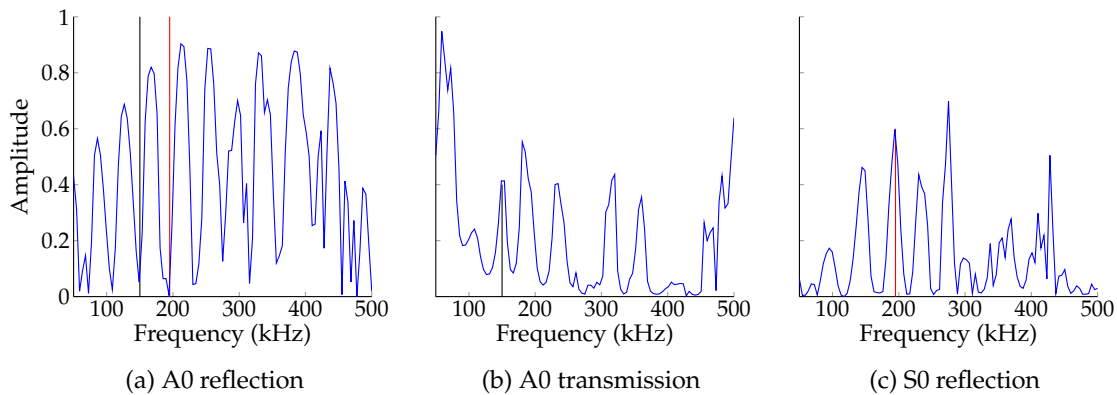


Figure 4: Reflection and transmission of the incident A0 mode and converted S0 mode (reflection) as a function of frequency.

For any incident mode, there is always at least the A0 and S0 mode in the doubled plate and over around 300 kHz the mode A1 appears. This explains the more complicated interference peaks in figure 3 over 300 kHz. To summarize, the reflections can come from constructive interferences for the A0 mode in the double plate (ex: 126 kHz), for the S0 mode in the double plate (ex: 194 kHz) and for reflections on the other end of the doubler leading to more complex interference patterns. Consequently, only the low frequencies are analyzed and explained since the characteristic lengths of the structure are of the order of the wavelength. For higher frequencies too many modes (and evanescent waves) interfere together.

3.2 2nd parameter : Doubler thickness (t) The figure 5 presents the change in the reflection of the A0 mode as the thickness of the doubler increases.

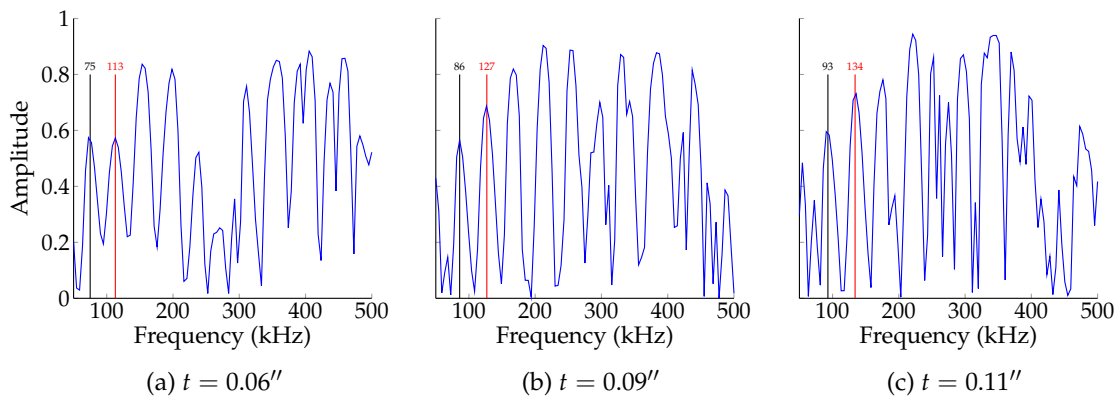


Figure 5: Reflection of the A0 mode for different thickness of doublers for the thin layer model

As presented in figure 5 by the red and black dashed lines, as t increases, the peaks are shifted

toward higher frequencies. This comes from the fact that the thicker the plate, the bigger is the wavelength of the fundamental A0 mode at low frequencies. Hence, for a fixed frequency, the speed of the Lamb mode increases for an increase of t since λ gets bigger ($v = \lambda f$). Consequently, the λ corresponding with the characteristic lengths of the structure for increasing t values is observed at higher frequencies ($\lambda = \frac{v}{f}$).

3.3 3rd parameter : Gap width (w_g) The figure 6 presents the change in the reflection of the A0 mode as the width of the gap increases.

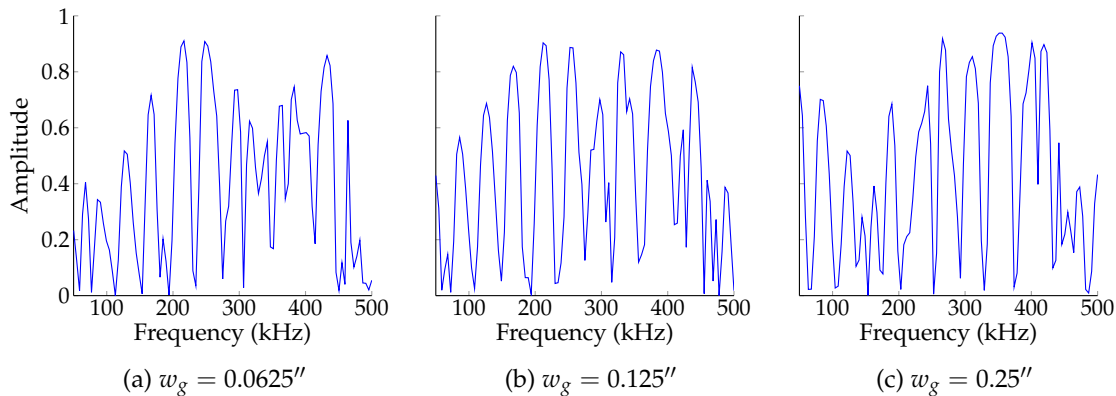


Figure 6: Reflection of the A0 mode for different doublers gap widths for the thin layer model

It is observed in figure 6 that the peaks at higher frequencies (around 300-400 kHz) are getting clearer as the width of the gap increases. This might come from the fact that for an increase of w_g , the first characteristic length inducing strong reflections (distance between the front of the doubler and the first face of the butt joint) decreases. Hence, a decrease of the length leads to smaller number of wavelengths interaction in the double plate and thus leads to simpler interferences. Indeed, the bigger the wavelengths (of A0 and S0) compared with the considered length, the lesser the chances of having multiple destructive and constructive interferences at the same time for different modes.

Riveted model

The figure 7 shows the effect of an increase of the width of the doubler on the reflection of the incident A0 mode.

It is observed that the overall same phenomenon as for the thin layer model occurs: as the width increases, the peaks are getting closer since more wavelengths are covered by the characteristic lengths. However, when compared with the equivalent results for the thin layer model (figure 3), it is clear that more complex interferences are present in the riveted model. Indeed, more characteristic lengths appear since the rivets are acting as reflectors. Hence, since the overall same tendencies (as for the thin layer model) are observed and since too many interferences occur, the

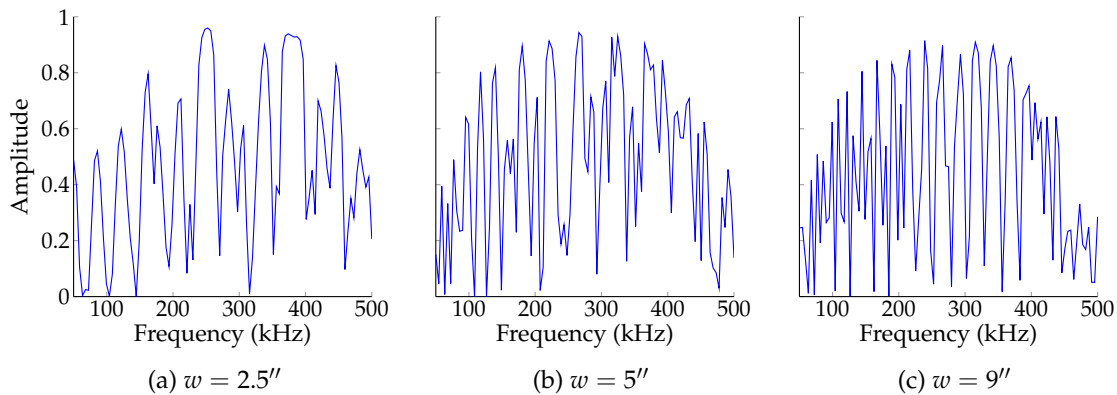


Figure 7: Reflection of the A0 mode for different widths of doublers for the rivetted model

results obtained with the rivetted model are not analyzed in this specific report (although presented in the knowledge base : Assembly Metallic).

4 Notes on interpolation

- To validate experimental results with numerical results, one must carefully select the results corresponding to the right model, whether the plane waves were generated through rivets or between rivets for the measurements.
- The decrease of the diffraction coefficients at higher frequencies in the presented results come from the interaction with the simulated thin elastic layer. The Lamb considered modes interact stronger with the simulated dissipative thin layer.

5 Summary of tendencies and guidelines

5.1 Doubler width (w) influence

- Increase of $w \Rightarrow$ Closer interference peaks (function of frequency)

5.2 Doubler thickness (t) influence

- Increase of $t \Rightarrow$ Shift of the interference peaks toward higher frequencies

5.3 Gap width (w_g) influence

- Increase of $w_g \Rightarrow$ Simpler interference patterns at higher frequencies (clearer peaks)

References

- [1] Francesco Lanza di Scalea, Piervincenzo Rizzo, and Alessandro Marzani. Propagation of ultrasonic guided waves in lap-shear adhesive joints: Case of incident a_0 Lamb wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(1):146, 2004.
- [2] M. J. S. Lowe, R. E. Challis, and C. W. Chan. The transmission of Lamb waves across adhesively bonded lap joints. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3):1333, March 2000.
- [3] SI Rokhlin. Lamb wave interaction with lap-shear adhesive joints: Theory and experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(June):2758–2765, 1991.

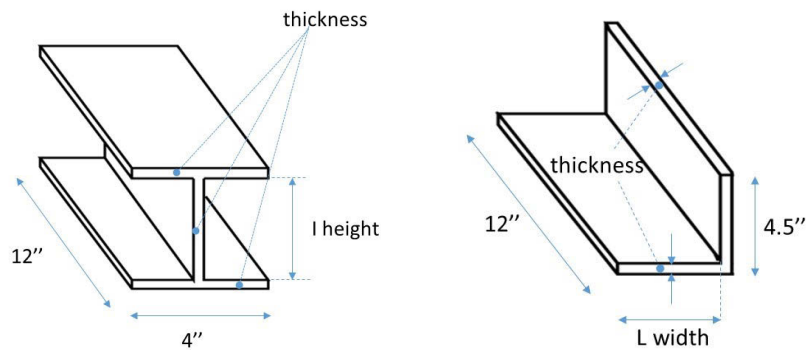
Extrusions en "I" et en "L"



Interpolation report
Project DPHM 501

Structures :	SM 4.1 - L extrusion SM 4.3 - I extrusion
Last modification :	February 10, 2016
Author :	Maxime Bilodeau (Université de Sherbrooke)

1 Parameters



(a) Varying parameters (*height & thickness*) for the I extrusion (b) Varying parameters (*width & thickness*) for the L extrusion

Figure 1: Sketch and parameters definitions for the test articles SM 4.3 (a) and SM 4.1 (b)

Table 1: Parameters definition and values for SM 4.3 (I extrusion)

Parameter	Definition	Values
h	height (in)	1", 4.5", 6.5"
t	thickness (in)	0.06", 0.009", 0.11", 0.16"

Table 2: Parameters definition and values for SM 4.1 (L extrusion)

Parameter	Definition	Values
w	width (in)	2", 3", 4", 5"
t	thickness (in)	0.09", 0.15", 0.20", 0.25"

2 Tested configurations - SAFE modelling

The following discussions and analysis are based on the different configurations presented in the table 3. A SAFE (semi-analytical finite element) method was used in order to modelize the propagation throughout the extrusion's depth. Thus, the SAFE simulations are made under the hypothesis that all the studied extrusions have infinite depths (the direction associated with the 12" dimension on the figure 1).

Table 3: Studied configurations for the I extrusion (left table) and L extrusion (right table)

Simulation #	Parameters			Simulation #	Parameters		
	w	h	t		w	h	t
# 1	4"	4.5"	0.06"	# 7	5"	4.5"	0.09"
# 2	4"	4.5"	0.09"	# 8	4"	4.5"	0.09"
# 3	4"	4.5"	0.11"	# 9	3"	4.5"	0.09"
# 4	4"	4.5"	0.16"	# 10	2"	4.5"	0.15"
# 5	4"	1.25"	0.09"	# 11	2"	4.5"	0.20"
# 6	4"	6.5"	0.09"	# 12	2"	4.5"	0.25"

Moreover, another SAFE simulation was made for the I-channel joint (original structure of interest). The parameters were fixed at :

- thickness of the thinner part (center) : 0.16"
- thickness of the rest of the "vertical plate" : 0.48"
- thickness of the two "horizontal plates" : 0.32"
- corner radii : 0.31"
- height : 5.9"
- length: 4"

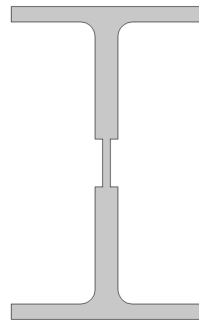


Figure 2: Cross section of the I-channel joint for the SAFE study

3 Influence of parameters on wave propagation in the extrusions

SAFE analysis for the I extrusion (SM 4.3)

The SAFE tools have been used to understand the behavior of guided waves throughout the depth of the extrusion. With these simulation tools, it is possible to find the different eigenmodes (m^{-1}) to concentrate the energy in a desired zone for a given configuration and a given frequency. Since the inspection areas of interest are given by the places where the rivets are typically placed on these extrusions, the studied modes are those which concentrate the energy in those zones. The different chosen modes for the I extrusion are presented on the figure 3. The notation used is based on a vibration modes notation where the 2 numbers represent the number of antinodes in one direction and in the second direction respectively. For instance on the figure 3, the Mode 0-1 represent a mode where no antinode (maximum) exists on the horizontal plates and 1 antinode (maximum) exists in the vertical plate.

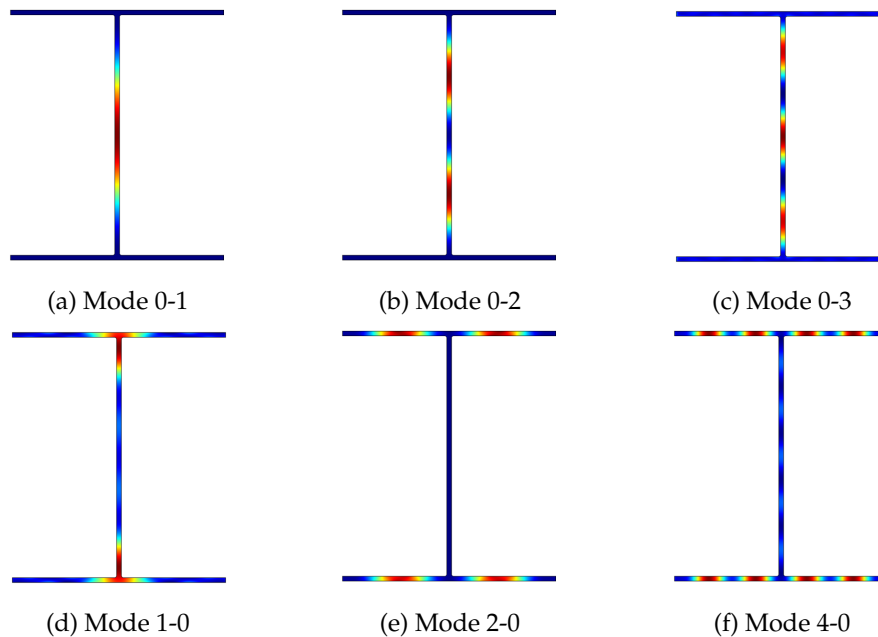


Figure 3: Energy distribution for given propagative modes on a cross section of the I extrusion

In order to be able to focalize the energy in those regions, these modes were identified for all the previously described configurations and for 3 different frequencies (50 kHz, 275 kHz and 500 kHz). The obtained results (eigenvalues) are all presented in the table 4. The different lines represent the configurations used for the described simulations in the table 3 and all the results are in m^{-1} .

Table 4: Eigenmodes associated with the different propagative modes targeted in the I extrusion.

Mode:	1-0			2-0			4-0			0-1			0-2			0-3		
Freq (kHz):	50	275	500	50	275	500	50	275	500	50	275	500	50	275	500	50	275	500
Sim. #1	53.2	596.9	1077.6	62.9	573.7	1048.9	367.5	560.6	1042.3	56.5	577.4	1051.0	373.5	575.1	1049.9	70.5	571.5	1048.1
Sim. #2	53.3	583.3	98.5	62.9	573.9	1049.2	300.9	560.9	1042.8	56.6	577.6	1051.0	308.4	575.5	1049.9	70.9	572.1	1048.1
Sim. #3	9.4	590.6	1072.9	62.9	573.8	1049.1	272.2	560.6	1042.8	99.2	577.6	1051.0	280.9	575.5	1050.0	81.8	572.1	1048.3
Sim. #4	53.2	588.3	1068.4	63.0	573.9	1049.3	226.0	560.6	1042.9	55.7	577.6	1051.0	-	575.6	1050.0	228.6	572.3	1048.2
Sim. #5	46.5	588.5	1056.9	62.9	573.9	1049.4	-	560.7	1042.8	68.3	568.7	1046.3	219.8	528.3	1031.8	21.3	-	-
Sim. #6	53.3	586.7	1061.7	63.0	573.9	1049.2	-	560.7	1042.8	39.8	577.9	1051.2	56.3	577.0	1050.7	58.6	575.4	1049.8

We can see that the higher the frequency, the lesser the effect of the change in the dimensions on the eigenvalues. The empty spaces in the table represent configurations where the expected modes were not observed. The dispersion curves are not presented since the propagative modes are all of constant propagation speed and in this type of structure, hundreds of propagative modes exist.

Thus, the information given in this report should only be used to guide the configuration and choice of a SHM system. Indeed, if one wants to inspect the center of the vertical plate for instance, one could use the give values in the table to tune his PZT knowing that :

$$V_p = \frac{2\pi f}{k} \quad (1)$$

where V_p is the phase velocity, f the frequency and k the wavenumber.

To be more explicit, if one wants to use guided waves to detect a defect in the middle of the vertical plate (while propagating in the depth of the extrusion), it would make sense to chose a mode that has a phase velocity as close as possible as the ratio given by the equation 1 for the Mode 0-1. For instance, for the 0.09-4-1.25 configuration and the mode 0-1, we see that at 500 kHz,

$$V_p = \frac{2\pi(500000)}{1046.3} \approx 3000 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad (2)$$

So for this specific configuration, the user could try to inject a mode that has a phase velocity around $3000 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. If the user has no access to dispersion curves tracing tools for simple plates, the user should refer to the *SM 1.1 - Plate* where the dispersion curves, and thus phase velocities, can be obtained for a given configuration.

WARNING : Be sure to read the section 4 - NOTES ON INTERPOLATION at the end of this report

SAFE analysis for the L extrusion (SM 4.1)

The same approach is used to study the propagating modes in the L extrusion. The figure 4 shows examples of energy distribution in a cross section for the selected propagating modes of interest. The resulting eigenvalues (in m^{-1}) are all summarized in the table 5 using the same notation as before. When the eigenvalue is preceded by the (surf) expression in the table, it means that the propagating waves are rayleigh waves (surface waves). As an example, refer to the right side image of the figure 5b.

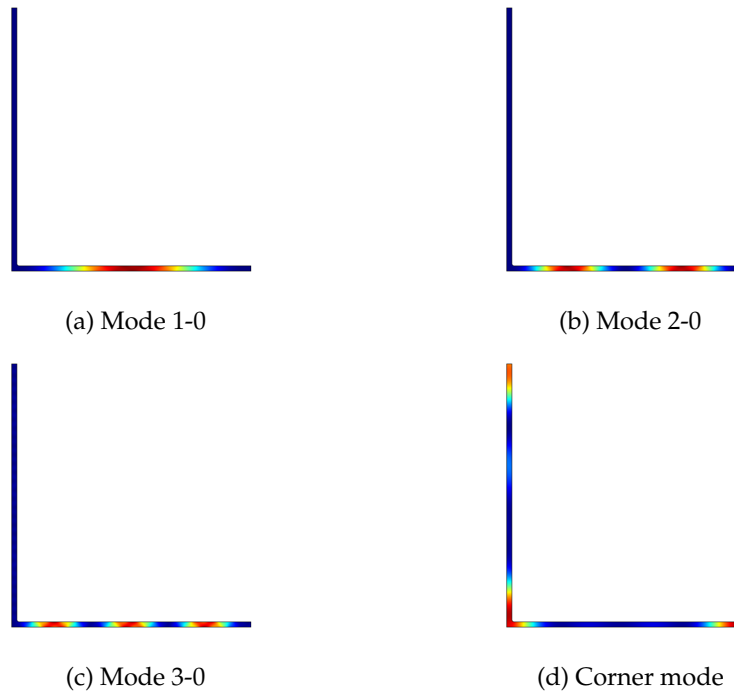


Figure 4: Energy distribution for given propagative modes on a cross section of the L extrusion

Table 5: Eigenmodes associated with the different propagative modes targeted in the L extrusion.

Mode: Freq (kHz):	Corner			1-0			3-0			3-0		
	50	275	500	50	275	500	50	275	500	50	275	500
0.15-2-4.5	54.7	-	-	(surf) 235.1	573.9	1049.3	(surf) 204.1	560.0	1043.2	(surf) 150.9	541.7	1032.5
0.20-2-4.5	54.7	-	-	(surf) 205.0	539.8	1049.4	(surf) 170.5	561.2	1043.5	(surf) 122.3	574.6	1033.3
0.25-2-4.5	54.7	-	-	(surf) 205.0	574.0	1049.5	(surf) 170.5	562.2	1044.2	(surf) 122.3	542.7	1035.8
0.09-3-4.5	58.7	-	-	(surf) 308.4	576.4	1050.5	(surf) 297.3	571.1	1048.0	(surf) 280.3	563.6	1043.1
0.09-4-4.5	53.8	-	-	53.1	569.7	1047.1	(surf) 304.7	574.4	1049.4	(surf) 295.2	577.3	1050.9
0.09-5-4.5	57.6	-	-	(surf) 311.8	577.7	1051.1	(surf) 308.0	575.8	1050.2	(surf) 302.0	572.9	1048.5

SAFE analysis for the I-channel joint

Finally, the figure 5 shows examples of energy distribution for the selected propagating modes of interest. Since only one configuration was studied, the resulting eigenvalues (in m^{-1}) are given in the single line table 6.

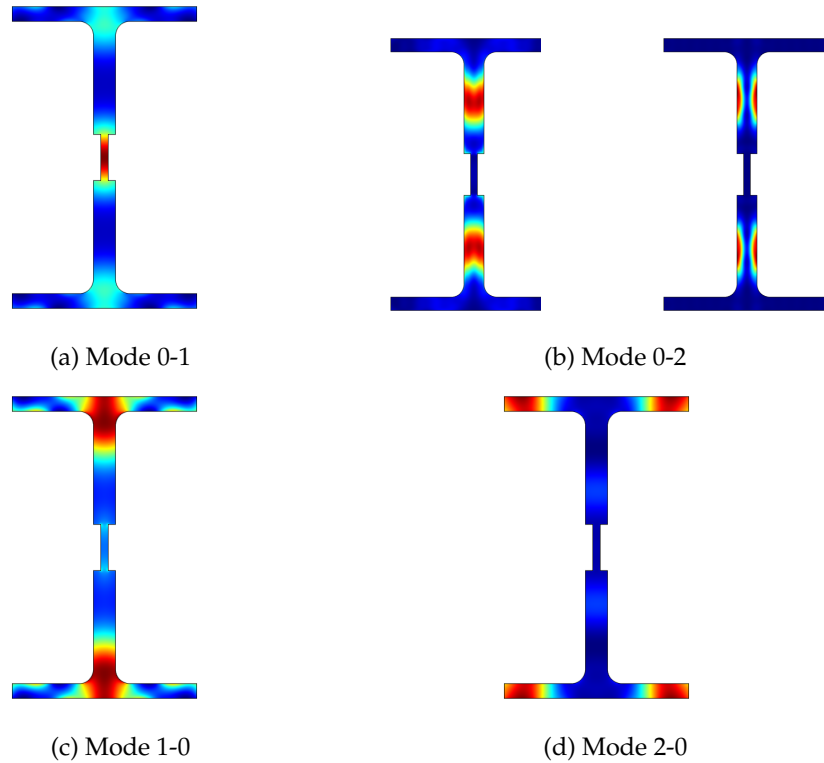


Figure 5: Energy distribution for given propagative modes on a cross section of the I-channel joint

Table 6: Eigenmodes associated with the different propagative modes targeted in the I-channel joint.

Mode:	1-0			2-0			0-1			0-2		
Freq (kHz):	50	275	500	50	275	500	50	275	500	50	275	500
0.16-4-5.9	54.8	-	-	62.1	572.9	1049.0	57.0	474.6	1049.9	-	574.9	(surf) 1017.1

4 Notes on interpolation

Generation

- The presented results in this report represent the modes of the structures and not the response of the structure from any excitation.

This means that if a PZT or a series of PZT is used to generate a plane wave, the energy will not be distributed exactly as in the preceding figures. As a matter of fact, the energy distribution will surely be given by a superposition of different propagative modes.

Derived geometry

- More often than not, the structure of interest will not be an extrusion by itself, but a combination of plates and extrusions.

For instance a structure such as a T or L on plate should not be analyzed using the results from this report. Indeed, for structures such as an "extrusion on plate", the wave fronts won't be generated in the depth of the extrusion but will be facing the side of the extrusion. In these cases, the present analysis is futile. For a deeper understanding of the interaction of guided waves facing the side of an extrusion, one should consider the reports and results about the *AM 1.1 - T on plate* and refer to [1]. **The SAFE analysis for the extrusions alone were made to have an overview of the propagative waves and are mostly qualitative.**

5 Summary of tendencies and guidelines

5.1 I extrusion

- Any of the studied frequencies could be use to focalize energy in a wanted region through the depth of an I extrusion.
- However, the lower the frequency, the more sensible the eigenvalues are to the structure parameters.

5.2 L extrusion and I-channel joint

- To propagate waves throughout the corner or intersection between to plates, a lower frequency should be used.

References

- [1] Taupin Laura. *Modélisation des méthodes ultrasonores de surveillance de structures aéronautiques instrumentées en vue de leur optimisation*. PhD thesis, École Doctorale de l'École Polytechnique, 2011.

Bibliographie

- [1] CES EduPack software. 63
- [2] Comparison of NDT Methods. *Advanced Materials & Processes*, pages 39–49, 2008. [xiii](#), [4](#)
- [3] J. D. Achenbach and Y. Xu. Wave motion in an isotropic elastic layer generated by a time-harmonic point load of arbitrary direction. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 106(1) :83, 1999. [35](#), [57](#)
- [4] D.N. Alleyne and P. Cawley. A 2-dimensional Fourier transform method for the quantitative measurement of Lamb modes. In *IEEE Symposium on Ultrasonics*, pages 1143–1146. IEEE, 1990. [52](#), [64](#)
- [5] G. Anderson. Providing best value IVHM solutions for aging aircraft. In *9th joint FAA/DOD/NASA conference on aging aircraft*, Atlanta, USA, 2006. [1](#)
- [6] C. Boller, F.K. Chang, and Y. Fujino. *Encyclopedia of structural health monitoring*. John Wiley & Sons, Ltd, 2009. [2](#)
- [7] M. Castaings and B. Hosten. Guided waves propagating in sandwich structures made of anisotropic, viscoelastic, composite materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5) :2622, may 2003. [24](#)
- [8] N. Chakraborty, V.T. Rathod, D. Roy Mahapatra, and S. Gopalakrishnan. Guided wave based detection of damage in honeycomb core sandwich structures. *NDT & E International*, 49 :27–33, jul 2012. [xi](#), [25](#), [26](#)
- [9] Z. Chang and A. Mal. Scattering of Lamb waves from a rivet hole with edge cracks. *Mechanics of Materials*, 31(3) :197–204, mar 1999. [x](#), [17](#), [21](#), [22](#)
- [10] R. Chennamsetti. Interaction between the fundamental lamb modes and the front edge of a crack in a metallic plate. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 60(6) :1152–64, jun 2013. [x](#), [16](#), [17](#)
- [11] Y. Cho. Estimation of ultrasonic guided wave mode conversion in a plate with thickness variation. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 47(3) :591–603, jan 2000. [x](#), [18](#), [19](#)
- [12] Y. Cho, D. D. Hongerholt, and J. L. Rose. Lamb wave scattering analysis for reflector characterization. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 44(1) :44–52, jan 1997. [x](#), [15](#), [16](#)
- [13] A. J. Croxford, P. D. Wilcox, B. W. Drinkwater, and G. Konstantinidis. Strategies for guided-wave structural health monitoring. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 463(2087) :2961–2981, 2007. [x](#), [18](#), [52](#)
- [14] R. P. Dalton, P. Cawley, and M. J. S. Lowe. The Potential of Guided Waves for Monitoring Large Areas of Metallic Aircraft Fuselage Structure. *Journal of Nondestructive Evaluation*, 20(1) :29–46. [51](#)
- [15] B. W. Drinkwater and P. D. Wilcox. Ultrasonic arrays for non-destructive evaluation : A review. *NDT & E International*, 39(7) :525–541, 2006. [1](#)
- [16] 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 International*, 54 :96–102, mar 2013. [51](#)
- [17] P. Fromme and M. B. Sayir. Detection of cracks at rivet holes using guided waves. *Ultrasonics*, 40(1-8) :199–203, 2002. [17](#), [21](#)
- [18] P. Fromme and M. B. Sayir. Measurement of the scattering of a Lamb wave by a through hole in a plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(3) :1165, 2002. [21](#)

- [19] P. Fromme, P. D. Wilcox, M. J. S. Lowe, and P. Cawley. On the development and testing of a guided ultrasonic wave array for structural integrity monitoring. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 53(4) :777–784, 2006. 52
- [20] V. Giurgiutiu. *Structural Health Monitoring : with Piezoelectric Wafer Active Sensors*. 2007. 56
- [21] R. Guitel. Développement d'une sonde et d'une méthode expérimentale pour la génération d'ondes guidées pures dans les structures aéronautiques., 2015. 36
- [22] R. Guitel, N. Quaegebeur, P.-C. Ostiguy, P. Micheau, and P. Masson. Clamped piezoelectric movable transducer for robust and selective guided wave mode generation. In *CanSmart/SMN Workshop*, Vancouver, 2015. 36, 63, 64
- [23] N. Guo and P. Cawley. The interaction of Lamb waves with delaminations in composite laminates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(4) :2240, oct 1993. 17
- [24] A. L. Gyekenyesi, L. M. Harmon, and H. E. Kautz. Effect of experimental conditions on acousto-ultrasonic reproducibility. In *NDE For Health Monitoring and Diagnostics*, pages 177–186. International Society for Optics and Photonics, 2002. 51
- [25] B. Hosten, L. Moreau, and M. Castaings. Reflection and transmission coefficients for guided waves reflected by defects in viscoelastic material plates. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121(6) :3409–17, jun 2007. 52
- [26] J.-B. Ihn and F.-K. Chang. Pitch-catch Active Sensing Methods in Structural Health Monitoring for Aircraft Structures. *Structural Health Monitoring*, 7(1) :5–19, mar 2008. 6
- [27] W. Ke, M. Castaings, and C. Bacon. 3D finite element simulations of an air-coupled ultrasonic NDT system. *NDT & E International*, 42(6) :524–533, sep 2009. 13, 58
- [28] G. Konstantinidis, B. W. Drinkwater, and P. D. Wilcox. The temperature stability of guided wave structural health monitoring systems. *Smart Materials and Structures*, 15(4) :967–976, aug 2006. 51
- [29] H. Lamb. On Waves in an Elastic Plate. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 93(648) :114–128, 1917. 11
- [30] F. Lanza di Scalea, H. Matt, and I. Bartoli. The response of rectangular piezoelectric sensors to Rayleigh and Lamb ultrasonic waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 121(1) :175, 2007. 9, 63
- [31] F. Lanza di Scalea, P. Rizzo, and A. Marzani. Propagation of ultrasonic guided waves in lap-shear adhesive joints : Case of incident a₀ Lamb wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 115(1) :146, 2004. 19
- [32] G. Liu and J. Qu. Guided Circumferential Waves in a Circular Annulus. *Journal of Applied Mechanics*, 65(2) :424, jun 1998. x, 14
- [33] M. J. S. Lowe, P. Cawley, J.-Y. Kao, and O. Diligent. The low frequency reflection characteristics of the fundamental antisymmetric Lamb wave a₀ from a rectangular notch in a plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 112(6) :2612, 2002. 15
- [34] M. J. S. Lowe, R. E. Challis, and C. W. Chan. The transmission of Lamb waves across adhesively bonded lap joints. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3) :1333, mar 2000. x, 19, 20
- [35] M. J. S. Lowe and O. Diligent. Low-frequency reflection characteristics of the s₀ Lamb wave from a rectangular notch in a plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(1) :64, 2002. x, 15
- [36] Y. Lu and J. E. Michaels. A methodology for structural health monitoring with diffuse ultrasonic waves in the presence of temperature variations. *Ultrasonics*, 43(9) :717–31, oct 2005. 52
- [37] P. Masson and C. R. Halkyard. The use of time domain localized structural intensity for damage characterization. *Smart Materials and Structures*, 19(3) :035013, 2010. 14, 52

- [38] H. M. Matt. *Structural diagnostics of CFRP composite aircraft components by ultrasonic guided waves and built-in piezoelectric transducers*. PhD thesis, University of California San Diego, 2007. 8
- [39] J. E. Michaels and T. E. Michaels. Detection of structural damage from the local temporal coherence of diffuse ultrasonic signals. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 52(10) :1769–1782, 2005. 52
- [40] R. Mohamed. *Éléments spectraux pour les ondes ultrasonores guidées*. PhD thesis, 2014. xiii, 7
- [41] R. S. C. Monkhouse, P. D. Wilcox, and P. Cawley. Flexible interdigital PVDF transducers for the generation of Lamb waves in structures. *Ultrasonics*, 35(7) :489–498, nov 1997. 9
- [42] F. Moser, L. J. Jacobs, and J. Qu. Modeling elastic wave propagation in waveguides with the finite element method. *NDT & E International*, 32(4) :225–234, jun 1999. 35, 58
- [43] P. B. Nagy and L. Adler. Nondestructive evaluation of adhesive joints by guided waves. *Journal of Applied Physics*, 66(10) :4658, nov 1989. 51
- [44] P.-C. Ostiguy, N. Quaegebeur, K. R Mulligan, P. Masson, and S. Elkoun. In situ mechanical characterization of isotropic structures using guided wave propagation. *Smart Materials and Structures*, 21(6) :065010, jun 2012. 14
- [45] P.-C. Ostiguy, M.H. Sherafat, D.R. Franca, N. Bouslama, N. Quaegebeur, A. Maslouhi, L. Lessard, P. Hubert, M. Viens, M.R. Mofakhami, Z. Hajjar, and P. Masson. Selection of Structural Features for the Systematic Study of Guided Wave Propagation and Interaction with Damage. *10th Intl. Work. on SHM*, sep 2015. xiii, 10, 11, 27
- [46] M. V. Predoi and M. Rousseau. Lamb waves propagation in elastic plane layers with a joint strip. *Ultrasonics*, 43(7) :551–9, jun 2005. 20
- [47] A. S. Purekar, D. J. Pines, S. Sundararaman, and D. E. Adams. Directional piezoelectric phased array filters for detecting damage in isotropic plates. *Smart Materials and Structures*, 13(4) :838–850, 2004. 52
- [48] A. Raghavan and C. E. S. Cesnik. Modeling of piezoelectric-based Lamb wave generation and sensing for structural health monitoring. In Shih-Chi Liu, editor, *Smart Structures and Materials*, pages 419–430. International Society for Optics and Photonics, jul 2004. 54
- [49] A. Raghavan and C. E. S. Cesnik. Review of Guided-wave Structural Health Monitoring. *The Shock and Vibration Digest*, 39(2) :91–114, 2007. 9
- [50] S. Rokhlin. Diffraction of Lamb waves by a finite crack in an elastic layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 67(4) :1157, apr 1980. 16
- [51] S. Rokhlin. Lamb wave interaction with lap-shear adhesive joints : Theory and experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(June) :2758–2765, 1991. 19
- [52] J. L. Rose. A Baseline and Vision of Ultrasonic Guided Wave Inspection Potential. *Journal of Pressure Vessel Technology*, 124(3) :273, aug 2002. 51
- [53] R. Seifried, L. J. Jacobs, and J. Qu. Propagation of guided waves in adhesive bonded components. *NDT & E International*, 35(5) :317–328, jul 2002. 51
- [54] M. H. Sherafat, R. Guitel, N. Quaegebeur, L. Lessard, P. Hubert, and P. Masson. Guided wave scattering behavior in composite bonded assemblies. *Composite Structures*, 136 :696–705, 2016. 10, 64
- [55] M. H. Sherafat, N. Quaegebeur, L. Lessard, P. Masson, and P. Hubert. Guided Wave Propagation through Composite Bonded Joints. In *EWSHM - 7th European Workshop on Structural Health Monitoring*, Nantes, France, 2014. 52
- [56] E. A. Skelton, S. D. M. Adams, and R. V. Craster. Guided elastic waves and perfectly matched layers. *Wave Motion*, 44(7-8) :573–592, aug 2007. 13

- [57] W. J. Song and J. L. Rose. Ultrasonic guided wave scattering in a plate overlap. . . . *and Frequency Control, . . .*, 52(5) :892–903, 2005. [x](#), [19](#)
- [58] Z. Su, L. Ye, and Y. Lu. Guided Lamb waves for identification of damage in composite structures : A review. *Journal of Sound and Vibration*, 295(3-5) :753–780, aug 2006. [x](#), [9](#), [12](#), [17](#)
- [59] K.S. Tan, N. Guo, B.S. Wong, and C.G. Tui. Experimental evaluation of delaminations in composite plates by the use of Lamb waves. *Composites Science and Technology*, 53(1) :77–84, jan 1995. [17](#)
- [60] L. Taupin. *Modélisation des méthodes ultrasonores de surveillance de structures aéronautiques instrumentées en vue de leur optimisation*. PhD thesis, École Doctorale de l'École Polytechnique, 2011. [x](#), [22](#), [23](#), [24](#), [25](#)
- [61] X. Wan, Q. Zhang, G. Xu, and P. W. Tse. Numerical simulation of nonlinear Lamb waves used in a thin plate for detecting buried micro-cracks. *Sensors (Basel, Switzerland)*, 14(5) :8528–46, jan 2014. [x](#), [13](#)
- [62] P. Wilcox, M. Evans, O. Diligent, M. Lowe, and P. Cawley. Dispersion and excitability of guided acoustic waves in isotropic beams with arbitrary cross section. In *AIP Conference Proceedings*, volume 615, pages 203–210. AIP, may 2002. [22](#), [38](#)
- [63] M. Willcox and G. Downes. A Brief Description of NDT Techniques. Technical report, 2003. [xiii](#), [5](#)

