



HAL
open science

De la rugosité aléatoire aux structures périodiques : étude de la propagation d'ondes ultrasonores en milieux inhomogènes

Bruno Morvan

► **To cite this version:**

Bruno Morvan. De la rugosité aléatoire aux structures périodiques : étude de la propagation d'ondes ultrasonores en milieux inhomogènes. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Havre, 2010. tel-00560978

HAL Id: tel-00560978

<https://theses.hal.science/tel-00560978v1>

Submitted on 31 Jan 2011

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

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

Université du Havre

Habilitation à Diriger des Recherches

Soutenue le 15 novembre 2010 par

Bruno Morvan

*De la rugosité aléatoire aux structures
périodiques : étude de la propagation d'ondes
ultrasonores en milieux inhomogènes*

Composition du Jury

Rapporteurs

M. DESCHAMPS, Directeur de recherche CNRS. LMP UMR 5469 CNRS.
G. DESPAUX, Professeur. IES UMR 5214 CNRS, Université Montpellier 2.
M. LETHIECQ, Professeur. GREMAN, Université de Tours.

Examineurs

P. FOUILLAT, Professeur. IMS UMR 5218 CNRS, Université Bordeaux 1.
J. VASSEUR, Professeur. IEMN UMR 8520 CNRS, Université Lille.
J.-L. IZBICKI, Professeur. LOMC FRE 3102 CNRS, FANO FR 3110, Université du Havre.
J. DUCLOS, Professeur. LOMC FRE 3102 CNRS, Université du Havre.

Invitées

C. POTEL, Professeur. LAUM UMR CNRS 6613, Université du Maine.
A.-C. HLADKY-HENNION, Directeur de recherche CNRS. IEMN UMR 8520 CNRS.

La rédaction de ce mémoire est l'occasion pour moi de faire un bilan des dix années passées depuis l'obtention du doctorat. Ces années ont été riches de rencontres et je mesure aujourd'hui la chance que j'ai eu de travailler avec des personnes qui m'ont beaucoup appris tout en partageant avec eux de très bons moments.

Je veux remercier tout d'abord Jean-Louis Izbicki qui en plus de sa grande culture scientifique (et culinaire !) possède la qualité de savoir partager. Je lui dois beaucoup.

Je suis également très reconnaissant envers Anne-Christine Hladky-Hennion qui m'a témoigné une grande confiance et qui au-delà de nos collaborations scientifiques m'a permis à travers la SFA de faire des rencontres très enrichissantes.

Les travaux présentés dans ce mémoire seraient très incomplets sans la contribution des Manceaux. Je veux parler de Catherine Potel, Tony Valier-Brasier et Michel Bruneau avec qui j'ai aimé travailler et partager les résultats que nous pouvions obtenir avec des approches complémentaires.

Je remercie Jérôme Vasseur de sa présence dans ce jury. L'étude des « cristaux phononiques » est un sujet passionnant qu'il sait faire partager.

Je reviens à des personnes que je côtoie chaque jour : Jean Duclos avec qui j'ai beaucoup appris durant mon doctorat et dont la rigueur et l'humilité m'ont toujours impressionné. Je le remercie de sa présence dans ce jury. Pour l'excellente atmosphère qui règne au laboratoire et plus particulièrement dans notre grand bureau, je veux saluer Hugues Duflo, Alain Tinel et Pierre Maréchal. Ceux qui le traversent, Francine, Pascal, Olivier, Reveka... Je n'oublie pas Mounsif Ech-Cherif El-Kettani qui m'a fait découvrir une belle culture en me proposant de participer au programme d'échange avec l'Université de Fès. Je remercie également Damien Leduc dont l'organisation et le classement sans faille m'ont plus d'une fois tiré d'affaire. Pascal Pareige qui fait le maximum à la tête du groupe acoustique pour que nous puissions travailler dans les meilleures conditions.

Je remercie évidemment les doctorants avec qui j'ai eu plaisir à travailler : Damien, Taoufiq, Maxime et Dimitri.

Merci enfin aux rapporteurs Marc Lethiecq, Marc Deschamps et Gilles Despaux et au président de ce jury Pascal Fouillat qui m'ont fait l'honneur de juger mon travail et avec qui j'ai eu plaisir à échanger durant la soutenance.

A Claire, Rose, Etienne et Félix...

Sommaire

PARTIE I : Curriculum Vitae détaillé11

I- Formation universitaire et parcours professionnel	13
II- Enseignement	14
1- Description des enseignements	14
2- Enseignements « hors » université	15
3- Charges administratives liées à l'enseignement	15
III Recherche	16
1- Encadrement Doctoral	16
1.1 – Contexte	16
1.2 - Liste des encadrements.....	17
1.3 - Autres participations à l'encadrement de thèses	18
2- Collaborations	19
2.1 - Collaborations nationales	19
2.2 - Collaborations internationales	19
3- Responsabilités scientifiques	20
4- Autres informations sur le déroulement de la carrière	21
5- Liste des publications et communications	21

Partie II : Synthèse des activités de recherche29

INTRODUCTION.....	31
-------------------	----

Chapitre 1 : Thèse d'université et post-doctorat 33

1- La thèse de doctorat (septembre 1997 à décembre 2000)	33
2- Post-doctorat : Evaluation non destructive de l'adhésion (maîtrise des comportements aux interfaces) (décembre 2000 à septembre 2002)	35
2.1 - C-scan air-coupling	35
2.2- Ondes guidées	38
3- Conclusion	42
Références	42
Annexes du chapitre 1	45

Chapitre 2 : Ondes guidées et surface rugueuse61

1- Caractérisation d'une surface rugueuse	62
2- Etude d'un profil de surface périodique.....	65
2.1- Présentation des échantillons étudiés	66
2.2- Etude par éléments finis	67
2.3- Vérification expérimentale	69
3- Etude d'un réseau multi périodique	70
4- Conclusion	73
Références	74
Annexes du chapitre 2	75

Chapitre 3 : Onde guidée et interface périodique93

1- Une première approche de la propagation d'onde en présence d'une interface périodique : étude de la plaque fluide	94
1.1- Structure étudiée	94
1.2 - Mise en évidence d'un couplage de modes	95
2- Couplage de modes et structure de bande du réseau 1D	96
2.1 Premières remarques sur l'ouverture de bandes interdites	98
2.2 Evolution de l'amplitude des modes sous le réseau	100
2.3 Modes évanescents	102
3 – Etude d'une plaque solide: cas des ondes SH.....	103
3.1- Transducteur EMAT (Electro Magnetic Acoustic Transducer)	103
3.2- Mise en évidence d'un couplage de modes SH en bord de zone de Brillouin ...	104
4- Conclusion	106
Références	107
Annexes du chapitre 3	109

Chapitre 4 : Ondes de Lamb et réseau 1D	117
1- Structure de bande	118
2- Couplage de modes au voisinage d'une bande interdite	120
3- Courbes de dispersion dans le plan complexe	122
4- Etude expérimentale des ondes sous le réseau	124
5- Réseau fini ou infini	126
6- Conclusion	128
Références	129
Annexes du chapitre 4	131
Chapitre 5 : Cristaux phononiques et réfraction négative	141
1 Réfraction négative d'une onde transverse	142
1.1- Présentation du CP	142
1.2- Démonstration expérimentale de la propriété de réfraction négative	143
1.3- Formation de l'onde réfractée en sortie de réseau	146
1.4- Modélisation par un réseau de sources ponctuelles	149
2- Réfraction négative d'une onde longitudinale dans un CP à matrice solide	152
3- Conclusion	157
Références	157
Annexes du chapitre 5	161
Chapitre 6 : Perspectives de recherche	169
1 Réfraction négative et lentille haute résolution	169
2 Cristaux Phononiques et Filtrage	170
3- Evaluation de la rugosité	171
4- CP de dimensions finies	171
5- Caractérisation de la microstructure	171
Références	172

PARTIE I

Curriculum Vitae détaillé

Nom, Prénom MORVAN, Bruno
Né le 13 août 1973 au HAVRE (Seine Maritime)
Situation familiale Marié, 3 enfants
Fonction Maître de Conférences à l'université du Havre
Section CNU 63
Adresse professionnelle LOMC FRE-3102 CNRS, Groupe Ondes Acoustiques
Université du Havre, Place Robert Schuman, BP4006, 76610 Le Havre

I- Formation universitaire et parcours professionnel

- **Maîtrise** de physique, juin 1996. Université de Rouen
- **DEA** « Instrumentation et commande », mention Bien, juin 1997. Université du Havre.
- **Allocataire de recherche** du 1/10/1997 au 1/09/2000
- **Moniteur** à la Faculté des Sciences et Techniques du Havre du 1/10/1997 au 1/09/2000
- **Soutenance de Thèse** de doctorat de l'université du Havre. Présentée le 21 décembre 2000. Mention Très Honorable avec les félicitations du jury. Titre : « Conversion des ondes de Lamb et de l'onde A sur une structure en T. Application au C.N.D. »

JURY

MM. R. DEBRIE, Professeur, Directeur de l'I.S.M.R.A. E.N.S.I.-Caen, *Rapporteur*
M. GAZALET, Professeur à l'Université de Valenciennes, *Rapporteur*
Mme A.S. BONNET-BEN DHIA, Chargée de Recherche C.N.R.S., E.N.S.T.A.,
MM. D. OSMONT, Ingénieur à l'O.N.E.R.A.,
G. MAZE, Professeur à l'Université du Havre,
J. DUCLOS, Professeur à l'Université du Havre,
J.M. CONOIR, Directeur de Recherche C.N.R.S., L.A.U.E.,
A. TINEL, Maître de conférences à l'Université du Havre,
H. DUFLO, Maître de conférences à l'Université du Havre.

- **Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche (A.T.E.R.)** du 1/09/2000 au 01/03/2002 à l'Université du Havre (Faculté des Sciences et Techniques, I.U.T. département GEII) et au Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique du Havre.
- **Qualifié** aux fonctions de Maître de Conférences en 63ème section, le 21 février 2001.
- **Post-Doctorant** du 01/03/2002 au 1/09/2002 chargé d'études dans le cadre du projet : « maîtrise de l'adhésion des composites & polymères » dans le cadre du G.I.S. PESCA (Pôle d'Excellence des Systèmes Composites Aérothermiques) réunissant l'université du Havre et l'entreprise AIRCELLE groupe SAFRAN (anciennement Hurel-Hispano Le Havre, SNECMA).
- **Maître de Conférences** depuis le 1/09/2002 (titularisation le 01/09/2003) à l'UFR ST de l'Université du Havre

II- Enseignement

1- Description des enseignements

Je suis en poste à l'UFR des sciences de l'Université du Havre depuis septembre 2002. J'ai débuté mes activités d'enseignement en 1997 dans le cadre du monitorat puis comme ATER.

Je ne vais pas donner ici une liste exhaustive des matières enseignées depuis 1997 mais uniquement les enseignements qui me semblent représentatifs. Ayant bénéficié l'an dernier d'un Congé Recherche ou Conversions Thématiques (CRCT), les volumes horaires d'enseignement sont donnés dans le tableau 1 pour l'année universitaire 2008/2009.

Les filières dans lesquelles j'interviens principalement sont les suivantes : Licence « Sciences Pour l'Ingénieur » (physique des ondes, Electronique, Electromagnétisme), Master « Systèmes Electriques Ondes Signaux » (physique des matériaux conducteurs et semi-conducteurs, Ondes, Electronique, Capteurs). Plus ponctuellement j'interviens dans d'autres filières telles que le Master 2 « Ingénierie des Matériaux Composites » dans lequel j'enseigne un cours traitant du Contrôle Non Destructif (Cours et TD). J'interviens également dans un parcours particulier où j'enseigne la physique : le Diplôme d'Université de Préparation aux Etudes Scientifiques (DUPRES). Celui-ci est destiné aux bacheliers ou aux étudiants non titulaires du BAC S désireux de s'orienter vers des études scientifiques ou techniques

MASTER 1 SEOS (Systèmes Electriques Ondes Signaux)	Physique des matériaux	18h TD et 18h Cours
	Ondes et vibrations	18h TD et 18h TP
	Electronique	24h TP
	Télécom	18h TP
MASTER 2 AMADEND (Acoustique, Matériaux Avancés, Détection et Évaluation Non Destructive)	Capteurs	16h TP
MASTER 2 IMC (Ingénierie des Matériaux Composites)	CND	15h Cours
L3 SPI	Electromagnétisme	12h cours et 12hTD
	Diffraction et Interférences	12h Cours
L3 Physique	Ondes	12h TP
DuPRES	Physique	10h Cours et 10h TD
L2 SPI	Electronique	14h TD

Tableau 1 : Détails des enseignements pour l'année 2008/2009

2- Enseignements « hors » université

Je suis à l'origine de la signature d'une convention entre l'Université du Havre et l'École Nationale de la Marine Marchande du Havre (ENMM). Cette collaboration entre l'UFR des sciences de l'Université du Havre et l'ENMM concerne les étudiants de 1^{ère} année du 1^{er} cycle en formation à l'ENMM et rentre dans le cadre du cours de Navigation. Elle a pour but d'offrir aux élèves une approche expérimentale des lois fondamentales de la physique ondulatoire. Je suis chargé également de mettre en place un second module cette année (2010-2011), qui concerne cette fois les élèves de 2^{ème} année.

Le LOMC développe des relations très importantes avec l'université Sidi Mohamed Ben Abdellah de Fès au Maroc. Un module d'enseignement de l'acoustique a été mis en place par M. Ech Cherif El Kettani dans le master Sciences de l'Information et des Systèmes (SIS) de la Faculté des sciences. Je participe à ce module chaque année dans lequel j'enseigne depuis quatre années (20h par an) les applications des ultrasons au Contrôle non destructif. Ce module a pour but de former à l'acoustique ultrasonore des étudiants dont la spécialité est le traitement du signal. Cet échange a permis de mettre en place deux cotutelles de thèse, l'une est en cours l'autre a été soutenue le 21/07/2009 par Naïma Alaoui Ismaili. En plus des cours qui s'adressent aux étudiants, j'ai donné des conférences à l'université Sidi Mohamed Ben Abdellah de Fès en novembre 2005 et plus récemment en mars 2010 à l'École Nationale des Sciences Appliquées de Fès (ENSAF).

3- Charges administratives liées à l'enseignement

J'ai été élu coordinateur de discipline EEA à l'UFR des sciences et techniques de l'université du Havre du 10/2004 au 10/2006 et du 09/2008 au 09/2010 (interruption pour cause de Congé Recherche et Conversion Thématique (CRCT) attribué par le CNU pour une durée de 6 mois). Dans ce cadre, j'ai eu en charge l'ensemble des crédits de la discipline EEA (équipement, fonctionnement), la gestion de 3 salles de Travaux Pratiques, la responsabilité de deux techniciens affectés à la discipline EEA (entretien individuel, fiche de poste), la gestion et l'harmonisation des services d'enseignement des enseignants relevant de la discipline EEA, la présentation des parcours EEA proposés à l'UFR des sciences lors des forums de l'enseignement supérieur ou de journées portes ouvertes.

III Recherche

1- Encadrement Doctoral

1.1- Contexte

Je souhaite dans cette partie préciser le contexte dans lequel se sont déroulés les différents encadrements de thèse que j'ai pu faire durant la période 2002/2010. Maître de conférences en poste depuis septembre 2002 à l'UFR des sciences et techniques de l'université du Havre, j'effectue mes recherches au sein du Groupe Ondes Acoustiques du Laboratoire Ondes et Milieux Complexes (LOMC FRE 3102 CNRS). Cette structure de recherche est récente puisqu'elle résulte de la réunion du LAUE UMR 6068 CNRS et du LMPG EA 2255 au 1^{er} janvier 2008. Cette réorganisation structurelle n'est évidemment pas exempte d'une réorganisation des thématiques de recherche et mon parcours « recherche » depuis 2002 a accompagné cette évolution. Après m'être investi dans le développement des activités « Evaluation Non Destructive » au sein du laboratoire, par le biais notamment du co-encadrement de deux thèses (D. Leduc thèse soutenue le 29/09/2005, directeur P. Pareige; T. Belhoussine Drissi soutenue le 02/07/2009, directeur P. Pareige), mes activités de recherche se sont diversifiées. En effet, la réorganisation du laboratoire a fait émerger un nouveau thème : Cristaux Phononiques. La nature de mes travaux de recherche ces dernières années dans l'équipe END-CND et les collaborations très étroites que nous avons développées avec l'IEMN UMR-8520 CNRS, laboratoire pionnier dans le domaine des cristaux phononiques, m'ont naturellement conduit à m'investir dans cette thématique. J'ai encadré sur ce sujet la thèse de M. Bavencoffe (soutenue le 27/11/2009, directeurs A.C. Hladky & J.L. Izbicki). Toujours dans cette thématique, j'ai participé à l'élaboration du projet ANR « SUPREME » : SUPERlentille à RÉfraction négative à base de MÉtamatériaux et cristaux phononiques, projet retenu sur un programme « blanc » 2009 de l'Agence Nationale pour la Recherche. Je coordonne dans le cadre de ce contrat la partie concernant plus particulièrement le Groupe Ondes Acoustiques du LOMC, c'est-à-dire la mise en œuvre expérimentale de cristaux phononiques à matrice solide permettant de réaliser la réfraction négative d'une onde ultrasonore. Dans ce contexte, je co-encadre la thèse de E. Manga (directeur E. Le Clézio) avec une équipe du LUSSE CNRS FRE-2448 (laboratoire qui a fusionné récemment avec le Laboratoire Imagerie et Cerveau (INSERM U 930)) de l'Université de Tours. E. Manga a passé sa première année à Tours puis du 1/03/2010 au 1/07/2010 au LOMC. Sa thèse a pour but de réaliser un démonstrateur pour l'imagerie ultrasonore basé sur l'obtention d'une image réelle créée par une lentille acoustique mettant en œuvre la réfraction négative. Nous avons progressé très rapidement depuis quelques mois sur ce sujet puisqu'une première expérience réalisée au LOMC montre le phénomène de réfraction négative pour des ondes transverses dans un cristal phononique réalisé dans une matrice aluminium. Ces résultats originaux ont été publiés récemment dans la revue Applied Physics Letters.

1.2- Liste des encadrements

- Co-encadrement de Thèse (50%) (directeur P Pareige): *Etudiant : Damien Leduc.*
Titre de la thèse « Propagation d'ondes de Lamb en présence d'une interface rugueuse» (soutenue le 29/09/2005)
Transformation de poste PRAG en Maître de Conférences à l'université du Havre en 2006.
- Co-encadrement de Thèse (50%) (directeur P. Pareige): *Etudiant : Taoufiq Belhoussine Drissi.*
Titre de la thèse «Evaluation non destructive par ondes guidées de la qualité d'une soudure reliant deux structures planes.» (Soutenue le 2/07/2009)
Recruté le 1/09/2009 comme ATER à l'université de Technologie de Compiègne.
- Co-encadrement de Thèse (50%) (directeur J.L. Izbicki, co-directeur A.C. Hladky Hennion) : *Etudiant : Maxime Bavencoffe.* Titre de la thèse «Couplages de modes de vibration en présence d'interfaces rugueuses. Influence de l'existence de bandes interdites sur l'atténuation des ondes de Lamb » (soutenue le 27/11/2009)
Recruté le 1/09/2010 comme Maître de Conférences à l'Ecole Nationale d'Ingénieurs du Val de Loire (université de Tours).
- Co-encadrement de Thèse (30%) sur projet ANR « SUPREME » (directeur E. Le Clezio): *Etudiant : Etough Manga.* Titre de la thèse « Modélisation de la propagation d'ondes dans des structures phononiques». (Début de la Thèse 02/2009)
- Co-encadrement d'un stagiaire de DEA (30%) :
Etudiant : Lionel Guenegou (du 01/2003 au 06/2003)
Titre du stage : « Propagation des ondes de Lamb dans des plaques anisotropes »
- Encadrement d'un stagiaire de DEA (100%) :
Etudiant : Firmin MBE MEYONG (de 01/2004 à 09/2004)
Titre du stage : « Etude du collage d'une plaque composite de fibre de verre/époxy sur un nid d'abeilles »
- Encadrement d'un stagiaire de Mastère 2ème année (100%) :
Etudiant : Moustapha ISSA CAMARA (de 01/2005 à 06/2005)
Titre du stage : « Etude de défauts de collage sur des sandwichs constitués d'une plaque nid d'abeille entre deux plaques composites carbone/époxyde »

1.3- Autres participations à l'encadrement de thèses

En plus des quatre co-directions de thèse détaillées ci-dessus, j'ai assisté deux autres doctorants notamment dans la réalisation de mesures expérimentales venant compléter leur travail théorique réalisé par ailleurs dans leurs laboratoires de rattachement.

- Le premier sujet pour lequel je suis intervenu est le « contrôle non-destructif de la qualité d'un collage par ondes de Lamb », thèse soutenue le 21/07/2009 par Naïma Alaoui Ismaili doctorante au laboratoire d'électronique signaux systèmes et d'informatique (LESSI) de la faculté des sciences Dhar El Mehraz de Fès, dont le titre est « Nouvelle méthode numérique de résolution d'un problème inverse. Application à l'estimation des paramètres caractéristiques d'un adhésif dans une structure tri-couche ». J'ai donc encadré cette doctorante pour la réalisation de mesures interférométriques sur des échantillons constitués de plaques collées. Nous avons ensemble défini le protocole expérimental, il s'agissait de réaliser des échantillons pour lesquels la qualité du collage est progressivement altérée, puis d'évaluer de façon acoustique cette altération. Ceci a fait l'objet d'une publication ainsi que de différentes conférences internationales et nationales.
- Le second sujet concerne l'influence de la rugosité de surface sur la propagation d'ondes guidées. Sur ce sujet, nous collaborons avec Catherine Potel, Michel Bruneau du Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM UMR CNRS 6613). Cette collaboration a débuté durant la Thèse de Damien Leduc soutenue en 2005 pour laquelle j'ai effectué une co-direction, elle a donné lieu et donne lieu encore aujourd'hui à de nombreuses publications. Tony Valier Brasier, qui a effectué sa Thèse au LAUM (soutenue le 29/09/2010), a effectué deux séjours d'une semaine au LOMC. J'ai réalisé avec lui l'étude de la propagation d'onde de cisaillement SH à travers un réseau de stries. L'étude "Interaction of Shear Horizontal ultrasonic waves with a surface grating: analytical and experimental results" a été acceptée au 159TH Meeting of the acoustical society of america 19–23 April 2010 Baltimore, Maryland).

2- Collaborations

2.1 Collaborations nationales

Le Groupement de Recherche GDR 2501, "Etude de la propagation ultrasonore en milieux non homogènes en vue du contrôle non destructif", créé en 2002 m'a permis de nouer des relations durables et très productives avec d'autres équipes françaises. Ces collaborations sont liées au « thème Interface » du GDR. Elles ont été amorcées en 2002 avec le Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM UMR CNRS 6613). En parallèle aux études expérimentales que nous menions sur les surfaces rugueuses, un modèle théorique était développé par Catherine Potel (PU), Claude Depollier (PU) et Michel Bruneau (PU). Depuis janvier 2004, je travaille également avec Anne-Christine Hladky Directrice de Recherche à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN UMR CNRS 852). J'étudie avec elle un modèle simplifié de plaque striée périodique. Ce travail s'est poursuivi avec la co-tutelle de thèse de Maxime Bavencoffe (soutenue le 27 novembre 2009), que j'ai co-encadrée avec Jean-Louis Izbicki (PU) et Anne Christine Hladky (DR) notamment pour la partie numérique (Méthode des Eléments Finis). Ces collaborations avec le LAUM et l'IEMN ont donné lieu à une production scientifique abondante dont le nombre de publications et de participations à des congrès témoigne. Ces collaborations ont été renforcées grâce à la création en janvier 2008 de la Fédération de Recherche FANO (Fédération d'Acoustique du Nord Ouest FR CNRS 3110) et la participation au projet « SUPREME » ANR-08-BLAN-0101-01 décrit plus haut au §1.1. Ce projet ANR réunit des équipes de recherche de la Fédération Acoustique du Nord Ouest (LOMC, LUSSI, IEMN), le Laboratoire de Mécanique Physique (UMR CNRS 5469) de Bordeaux et l'Institut des NanoSciences de Paris (INSP UMR7588). Je suis donc amené à travailler avec l'ensemble de ces partenaires et en particulier avec E. Le Clézio et L. Haumesser du LUSSI avec qui je co-encadre la thèse de D. Manga financée par l'ANR.

2.2 Collaborations internationales

Je participe à des programmes d'échange et de coopération avec des universités étrangères :

- Afin d'élargir notre champ de recherche pour développer des méthodes innovantes de Contrôle Non Destructives (CND), nous nous sommes associés à un Laboratoire spécialisé dans l'étude de phénomènes non-linéaires : le Nonlinear Acoustics Laboratory (Interdisciplinary Research Centrum, K.U. Leuven Campus Kortrijk). Ce partenariat s'est effectué dans le cadre d'un Plan d'Action Intégré (P.A.I. « Etude de la non-linéarité induite par un défaut de collage »). Il a été l'occasion pour moi d'effectuer plusieurs

séjours (période 2002-2003) afin de me former aux différentes techniques expérimentales spécifiques à l'étude de non-linéarités dans la propagation ultrasonore. Ces techniques sont maintenant en développement au laboratoire.

- Toujours dans le cadre des relations avec l'université Sidi Mohamed Ben Abdellah de Fès au Maroc, deux cotutelles de thèse ont été mises en place. L'une est en cours l'autre a été soutenue le 21/07/2009 par Naïma Alaoui Ismaili. En plus des cours que je dispense dans le cadre de cet échange, je participe ponctuellement aux recherches liées à cette collaboration (voir §1.3)
- Une collaboration existe également avec l'Université polytechnique de Bucarest en Roumanie. Elle consiste en des échanges Erasmus (j'ai passé un séjour d'une semaine en juin 2008) mais aussi une collaboration forte avec les chercheurs du département de mécanique. Je travaille plus particulièrement avec M. V. Predoi, notamment sur les problèmes de modélisation de soudure bi-métalliques. Deux communications dans des congrès internationaux et une publication (soumise à la revue Ultrasonics) sont issues de cette collaboration.
- J'ai invité le Professeur Omar R. Asfar pour une période de deux semaines au LOMC (du 18/05/2008 au 2/06/2008). Celui-ci est en poste à l'université d'Irbid en Jordanie au Department of Electrical Engineering. Nous travaillons ensemble sur la propagation d'ondes de Lamb sur des guides d'onde périodiques. Il développe un modèle théorique basé sur une méthode de perturbations multi-échelles.

3- Responsabilités scientifiques

- Au sein de la Société Française d'Acoustique (SFA), je suis membre élu depuis 2006 du groupe spécialisé GAPSUS (Groupe d'Acoustique Physique Sous-marine et UltraSonore) et également de la section régionale (SRGNO) dont j'ai été responsable scientifique durant 2 années (12/2006 au 12/2008). J'ai donc été amené à organiser différentes actions de communication et d'échange autour de l'acoustique : Ecole autour du thème « MEMS & acoustique » (les 3 et 4 avril 2007 à Lille), participation aux journées nationales de l'Union des Professeurs de Physique et de Chimie (UdPPC) du 27 au 30 octobre à Rouen sous la forme d'un atelier intitulé « Phénomènes atypiques de propagation d'ondes ultrasonores », participation à la « fête de la science » sous forme de démonstrations et d'exposés dans les collèges et lycées ...
- Coordinateur du chapitre « Ultrasons » du Livre blanc de l'acoustique (à paraître en décembre 2010).
- Membre élu du conseil de Laboratoire du LOMC depuis janvier 2008.
- Membre de la commission de spécialiste 63ème section de l'université de Rouen (2006).

- Membre du comité de sélection pour le recrutement d'un Maître de Conférences 63^{ème} section à l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis (juin 2008).
- Membre du prochain bureau (novembre 2010) de la Fédération d'Acoustique du Nord Ouest FR CNRS 3110, chargé de co-animer avec Jérôme Vasseur (IEMN) l'axe « Cristaux Phononiques et Milieux Périodiques ».
- Review d'articles pour les revues Acta Acustica (2 articles), Applied Surface Sciences (1 article) et Ultrasonics (1 article).

4- Autres informations sur le déroulement de la carrière

Je bénéficie de la Prime d'Encadrement Doctoral depuis 2006.

J'ai obtenu un CRCT (Congé Recherche ou Conversions Thématiques) attribué par le Conseil National des Universités (CNU) du 1/02/2010 au 1/08/2010.

5- Liste des publications et communications

- **Revue Internationale:**

[1] B. Morvan, H. Duflo, J. Duclos, A. Tinel,
Lamb wave interaction with a welded rib,
Acoustics letters, 24, n° 6, pp 111-116, 2000 (publié en 2002).

[2] B. Morvan, N. Wilkie-Chancelier, H. Duflo, A. Tinel, J. Duclos
« Lamb wave reflection at the free edge of a plate.”
J. Acoust. Soc. Am. 113(3), pp.1417-1425, (2003).

[3] D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, J-L. Izbicki
NDT&E International
«Measurement of the effects of rough surfaces on Lamb waves propagation»
Volume 37, issue 3, pp 207-211, (2004)

[4] D. Leduc, A-C. Hladky, B. Morvan, J-L. Izbicki, P. Pareige. “Propagation of Lamb waves in a plate with a periodic grating: interpretation by phonon”
Journal of the Acoustical Society of America 118(4), pp 2234-2239, (2005).

- [5] V. Vlasie, S. de Barros, M. Rousseau., L. Champaney, H. Duflo, B. Morvan. Mechanical and acoustical study of a structural bond: comparison theory/numerical simulations/experiment. *Eur. Journ. Mech. A/Solids*, 25 (3), pp. 464-482, (2006).
- [6] H. Duflo, B. Morvan, J-L. Izbicki
“Interaction of Lamb Waves on Bonded Composite Plates with Defects”.
Journal of Composite Structures, 79, pp 229-233, (2007).
- [7] B. Morvan, A-C. Hladky, D. Leduc, J-L. Izbicki
"Ultrasonic guided waves on a periodical grating: coupled modes in the first Brillouin zone" *Journal of Applied Physics*, Vol.101, 114906 (2007).
- [8] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A-C. Hladky-Hennion, J-L Izbicki, P. Pareige, M. Bruneau. “Lamb wave attenuation in a rough plate. I. Analytical and experimental results in an anisotropic plate Lamb wave attenuation in a rough plate.” *Journal of Applied Physics*, Vol.104, 074908 (2008).
- [9] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A-C. Hladky-Hennion, J-L Izbicki, P. Pareige, M. Bruneau. “Lamb wave attenuation in a rough plate. II. Analytical and numerical results in a fluid plate.” *Journal of Applied Physics*, Vol.104, 074909 (2008).
- [10] A.-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, B. Dubus, B. Djafari-Rouhani, D. Ekeom, and B. Morvan.
”Numerical analysis of negative refraction of transverse waves in an elastic material.”
Journal of Applied Physics, 104, 064906 (2008)
- [11] D. Leduc , B. Morvan, A.-C. Hladky, J-L. Izbicki
« Interaction of Lamb waves with a grating composed of two spatial periodicities: Study in dual space”
NDT&E International, 42, pp 513–517, (2009).
- [12] N. Alaoui Ismaili, D. Chenouni, Z. Lakhliai, M. Ech-Cherif El-Kettani, B. Morvan, and Jean-Louis Izbicki.
« Determination of Epoxy Film Parameters in a Three-Layer Metal/Adhesive/Metal Structure”
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 56 [9], pp 1955-1959 (2009)
- [13] M. Bavencoffe, A.-C. Hladky-Hennion, B. Morvan, and J.-L. Izbicki
“Attenuation of Lamb Waves in the Vicinity of a Forbidden Band in a Phononic Crystal”
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 56 [9], pp 1960-1967, (2009)

[14] B. Morvan, A. Tinel, A.-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, B. Dubus. « Experimental demonstration of the negative refraction of a transverse elastic wave in a two-dimensional solid phononic crystal”. *Appl. Phys. Lett.* 96, 101905, (2010).

[15] C. Croëne, B. Morvan, J. Vasseur, B. Dubus, A-C. Hladky-Hennion. « Analysis of Elastic Waves Transmitted through a 2D Phononic Crystal Exhibiting Negative Refraction”. *Accepté pour publication dans la revue IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* (2010).

[16] T. Belhoussine Drissi, B. Morvan, J.L. Izbicki, P. Pareige, M.V. Predoï. “Reflection and transmission of a Lamb wave at a bevelled bimetallic junction”. *Soumis à la revue Ultrasonics*

• **Conférences internationales:**

[1] B. Morvan, A. Tinel, H. Duflo, J. Duclos,
Ultrasonic weld testing using the laser vibrometer detection of a time-reversed A wave,
Joint meeting: 137th regular meeting of Acoustical Society of America, 2nd convention of the EAA: Forum Acusticum and the 25th German Acoustics DAGA Conference,
Berlin, Allemagne, 15-20 mars 1999, *J. Acoust. Soc. Am.* 1999, 105, n°2, 955,

[2] B. Morvan, A. Tinel, J. Duclos,
Coupling of Lamb waves at a tee junction,
1999 IEEE International Ultrasonics Symposium, Lake Tahoe, Nevada, USA 17-20 oct 1999,

[3] B. Morvan, H. Duflo, J. Duclos, A. Tinel
Interaction of Lamb wave with a welded rib,
141th meeting of the Acoustical Society of America, Chicago, Illinois, USA, 4-8 juin 2001.

[4] B. Morvan, J-L. Izbicki,
Defects detection on a composite structure by an optic measurement of ultrasonic surface waves,
Forum Acusticum Sevilla 2002, Sevilla, 16-20 september 2002

[5] B. Morvan; H. Duflo, J.L. Izbicki
Experimental study of Lamb wave propagation in a glass fibre reinforced composite plate and honeycomb structure”
Tenth International Congress on sound and Vibration, Stockholm, Sweden, 7-10 july 2003.

[6] H. Duflo, B. Morvan; J.L. Izbicki
“Lamb wave generation with air-coupling method on substrate with polymer thin film“

Tenth International Congress on sound and Vibration, Stockholm, Sweden, 7-10 july 2003.

[7] L. Martinez , B. Morvan; J.L. Izbicki. « Short space-time wave number frequency analysis of Lamb wave propagation and conversion at the edge of a plane plate” 5th World Congress on Ultrasonics, Paris, 7-10 september 2003.

[8] L. Martinez , B. Morvan; J.L. Izbicki. “Phonon localization methods through time and space: experimental SAW phonon aspects on a cylindrical shell ” J. Acoust. Soc. Am. 113, 2294 (2003)
145th Meeting of the Acoustical Society of America, Nashville, Tennessee (USA), 28 April- 2 May 2003.

[9] L. Martinez , B. Morvan and J-L. Izbicki “Space-time-wave number-frequency $Z(x,t,k,f)$ analysis of SAW generation on fluid filled cylindrical shells” Ultrasonics, Volume 42, Issues 1-9, April 2004, Pages 383-389

[10] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, J-L. Izbicki, C. Depollier
«Lamb wave propagation in isotropic media with rough interface : comparison between theoretical and experimental results»
Communication au 5th World Congress on Ultrasonics (WCU), Paris, 7-10 septembre 2003

[11] D. Leduc, C. Potel, B. Morvan, C. Depollier, P. Pareige, A-C. Hladky, J-L. Izbicki
«Propagation of Lamb waves on rough plates : analysis of the beam section»
Communication 31ème congrès QNDE (Quantitative NonDestructive Evaluation), Golden, Colorado, 25 au 30 juillet 2004

[13] B. Morvan, A-C. Hladky, D. Leduc, M. Bavencoffe, J-L. Izbicki
« Decoherence of Lamb waves by rough interface”
2005 IEEE International Ultrasonics Symposium. Septembre 18-21, 2005 Rotterdam- The Netherlands.

[14] A-C. Hladky, D. Leduc, B. Morvan, J-L. Izbicki
«Lamb wave propagation in a plate with a grooved surface with several spatial periodicities”
Ultrasonics 44 (2006), e1359-e1363.

[15] B. Morvan, A.C. Hladky-Hennion, D. Leduc, J. L. Izbicki.
« Coupled modes on a rectangular grating.”
2006 IEEE Internationnal Ultrasonics Symposium. Octobre 3-6 2006. Vancouver, Canada.
Actes sur CD, 2238-2241, ISBN : 1-4244-0202-6 (2006)

- [16] B. Morvan, A-C. Hladky-Hennion, D. Leduc, J-L. Izbicki, “Phonon phenomenon in the interaction of guided ultrasonic waves with a surface grating”, 12th International Conference on Phonon Scattering in Condensed Matter, Paris, 16 - 21 juillet 2007.
- [17] A-C. Hladky-Hennion, B. Dubus, F. Duval, J. Vasseur, C. Granger, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, B. Morvan.
« Design of Band-stop Filters Using PZT Layer On Silicon Substrate Phononic Crystals»
2007 IEEE International Ultrasonics Symposium. New York, 28th-31st October, 2007.
- [18] M. Bavencoffe, B. Morvan, A.-C. Hladky, O. Bou Matar and J.-L. Izbicki, Development of a suitable PML for an harmonic study of a finite 1D phononic crystal. Acoustics08, Paris. June 29-July 4 2008.
- [19] J. Vasseur, A.-C. Hladky-Hennion, B. Dubus, B. Djafari-Rouhani and B. Morvan, Design and characterization of stop-band filters using PZT layer on silicon substrate phononic crystals. Acoustics08, Paris. June 29-July 4 2008.
- [20] N. Ismaili Alaoui, M. Ech-Cherif El-Kettani, D. Chenouni, Z. Lakhlii, J.-L. Izbicki and B. Morvan, Inverse Problem to Determine an Epoxy Film Parameters in a Tri-Layer Metal/Adhesive/Metal Structure. Acoustics08, Paris. June 29-July 4 2008.
- [21] T. Belhoussine Drissi, B. Morvan and P. Pareige, Experimental study of lamb mode conversions at the junction of two joined plates. Acoustics08, Paris. June 29-July 4 2008.
- [22] A-C. Hladky-Hennion, B. Dubus, Vasseur, C. Granger, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, B. Morvan.
« Negative refraction of transverse waves in an elastic phonic crystal »
2008 IEEE International Ultrasonics Symposium. Pekin, November 2-5, 2008.
- [23] M. Bavencoffe, B. Morvan, A-C. Hladky-Hennion, J.-L. Izbicki. “Characterization of evanescent ultrasonic waves in a band gap of a 1D phononic crystal.” IEEE International Ultrasonics Symposium, Rome, 20-23 september 2009.
- [24] B. Morvan, A.C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, J.P Groby, B. Dubus, A. Tinel, B. Djafari-Rouhani. ”Negatively refracted transverse waves : study of the ultrasonic field at the exit of an elastic phononic crystal”. IEEE International Ultrasonics Symposium, Rome, 20-23 september 2009.
- [25] A-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, B. Dubus, B. Morvan. “Analysis of the elastic waves at the exit of a phononic crystal in the case of negative refraction”. 6th conference on the GDR 2501Research, joint with the 10th AFPAC, 18 - 22 January 2010.
- [26] C. Croënne, A-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, M. Bavencoffe, A. Tinel, B. Morvan and B. Dubus. « Left-handed elastic shear and longitudinal waves in 2D phononic crystals

made of a solid matrix.” Proceedings of 20th International Congress on Acoustics, ICA 2010. 23-27 August 2010, Sydney, Australia

- **Conférences nationales:**

C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, C. Depollier, J-L. Izbicki
«Propagation of Lamb waves in anisotropic rough plates : a perturbation method»
Communication au 7ème congrès de la Société Française d'Acoustique (CFA/DAGA 04),
Strasbourg, 22 au 25 mars 2004

D. Leduc, A-C. Hladky, B. Morvan, J-L. Izbicki, P. Pareige
"Ondes de Lamb dans une plaque comportant une interface striée avec plusieurs
périodicités spatiales ». 17ème Congrès Français de Mécanique, Troyes, Septembre 2005

C. Potel, M. Bruneau, B. Morvan, J-L. Izbicki, A-C. Hladky-Hennion, C. Depollier.
« Modal wave decoherence within a fluid layer with a rough surface”
Communication à Euro-African Workshop on Acoustics , Marrakech, 6 December 2005.

B. Morvan, A-C. Hladky, M. Bavencoffe, D. Leduc, C. Potel, J-L. Izbicki . « Vers une
interprétation physique de la propagation d’une onde sur une surface rugueuse ». 8ème
congrès français d’acoustique, Tours , avril 2006

M. Bavencoffe, B. Morvan, A-C. Hladky-Hennion, J-L. Izbicki. « Etude expérimentale de
pseudo-modes de Lamb au voisinage d’une bande interdite d’un réseau phononique ».
10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, 12-16 Avril 2010.

A-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, C. Croënne, J.-P. Groby, B. Dubus, B. Djafari-
Rouhani, B. Morvan, A. Tinel. « Réfraction négative d’ondes transverses dans les cristaux
phononiques. » 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, 12-16 Avril 2010.

E. D. Manga, L. Haumesser, F. Vander Meulen, A.C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, B.
Morvan, E. Le Clezio. « Application de la réfraction négative à l’imagerie ultrasonore de
deux sources acoustiques ». 10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, 12-16 Avril
2010.

T. Belhoussine Drissi, B. Morvan, Mihai Predoi, J-L. IZBICKI, P. Pareige.
“Etude de la transmission d’une onde guidée ultrasonore à la jonction de deux plaques
élastiques de nature différente en présence d’un défaut. ». ACMA 2010 12-14 Mai, 2010
Marrakech, Morocco.

- **Journées diverses**

H. Duflo, B. Morvan; J.L. Izbicki

«Diverses techniques expérimentales ultrasonores. Application à l'évaluation non-destructive»

Journées du GDR 2501 Ultrasons, Aussois, 8 au 12 décembre 2003

C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, J-L. Izbicki, C. Depollier
«Etude théorique et expérimentale de la propagation d'ondes de Lamb en milieu rugueux»
Journées du GDR Ultrasons 2501, Aussois, 8 - 12 décembre 2003, actes édités par l'INRIA, 235-239 (2004), ISBN 2-7261-1282-x.

B. Morvan, D. Leduc, A-C. Hladky, J-L. Izbicki.

« Propagation d'une onde de Lamb sur une plaque striée »

Journée GDR 2501 du 9 juin 2004

A-C. Hladky, D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, J-L. Izbicki, C. Potel, C. Depollier

« Propagation d'ondes de Lamb dans un réseau périodique : phonon de réseau »

Journées du GDR Ultrasons 2501, Roquencourt, 21 - 22 octobre 2004.

B. Morvan, A-C. Hladky, D. Leduc, C. Potel, M. Bruneau, J-L. Izbicki et C. Depollier.

« Modes couplés dans la première zone de Brillouin d'un réseau rectangulaire »

Quatrième Journées du GDR. Étude de la propagation ultrasonore en milieux non homogènes en vue du contrôle non-destructif. Presqu'île de Giens. 14 – 19 Mai 2006.

B. Morvan, A-C. Hladky, D. Leduc, J-L. Izbicki, P. Pareige

« Etude d'une rugosité par ondes de Lamb : apports numérique et expérimental. »

Journée acoustique du GDR ONDES GT1 : Modélisation des phénomènes de diffraction et de propagation des ondes électromagnétiques et acoustiques. 17 mai 2005. Paris.

pp. 244-245. ISBN : 2-7261-1282-x.

Y. Gelebart, H. Duflo, J. Duclos, B. Morvan,

« Évaluation du vieillissement thermique des composites »

Conférence Matériaux composites et allègement des structures aéronautiques.

Centre de conférence du Bourget. 20 juin 2007.

B. Morvan, H. Duflo, et J-L. Izbicki

« Activités de recherche en CND/END au LAUE. Application : END du vieillissement des structures en matériaux composites ».

1^{ères} Journées Scientifiques et Technique ECND Grand Ouest 28 juin 2007 au Mans.

B. Morvan

« Phénomènes atypiques de propagation d'ondes ultrasonores ». 56èmes Journées nationales de l'union des professeurs de physique et de chimie (UdPPC). Du 27 au 30 octobre 2008 à Rouen.

PARTIE II

Synthèse des activités de recherche

INTRODUCTION

Le point de départ de ce mémoire est la soutenance de doctorat en décembre 2000 dont le titre est « Conversion des ondes de Lamb et de l'onde A sur une structure en T. Application au C.N.D. ». Dans ce titre il est fait référence aux ondes guidées dans des structures planes et notamment les ondes de Lamb. Ce type d'onde présente en effet des propriétés très intéressantes pour des applications en évaluation non destructive, elles apparaissent en permanence dans les travaux que j'ai pu réaliser depuis lors. Le deuxième mot clef ou plutôt acronyme est CND pour Contrôle Non Destructif. Ce thème a constitué une part importante de mon travail de recherche au cours des premières années, décliné dans l'étude du collage, de l'endommagement de plaque composite ou encore de l'état de surface. La description de ces activités liées au CND est traitée dans le premier chapitre et pour une part dans le deuxième chapitre.

Dans le chapitre 1, après un bref résumé de la thèse, je donne deux exemples d'études réalisées sur des assemblages de composites (collage de plaques en fibre de carbone/époxy, structure sandwich avec nid d'abeille, ...). La présentation de ces deux exemples me permet d'explicitier l'approche essentiellement expérimentale que nous avons développée au LOMC pour traiter les problèmes de CND. Le troisième sujet lié initialement au CND et développé dans ce mémoire est l'étude de la rugosité de surface. Ce thème est un élément charnière dans mes activités de recherche. C'est sur ce sujet que j'ai commencé à m'intéresser à la propagation d'onde dans les milieux périodiques. En effet, il est rapidement apparu lors de l'étude de l'interaction d'ondes de Lamb avec des rugosités, qu'un lien étroit existait entre l'atténuation des ondes, les longueurs d'ondes en jeu d'une part et les longueurs caractéristiques de rugosités d'autre part. Nous nous sommes alors intéressés au cas canonique d'une rugosité à une seule période spatiale.

Une autre raison fait de l'étude de la rugosité un sujet « charnière » : en effet, c'est sur ce sujet que des collaborations très fructueuses entre le LOMC, le LAUM et l'IEMN se sont mises en place par le biais du GDR2501. La complémentarité des personnes impliquées dans ces trois laboratoires a permis de progresser rapidement sur la compréhension des phénomènes liés à la présence d'une interface rugueuse sur la propagation d'un mode guidé. Catherine Potel et Claude Depollier du LAUM nous ont d'abord rejoint sur ce sujet, le premier modèle théorique qu'ils ont développé, basé sur une méthode perturbative, donne des atténuations dont l'ordre de grandeur est comparable à ce que nous pouvions obtenir expérimentalement. Cependant, la complexité des profils de surface étudiés durant la thèse de

Damien Leduc (rugosité quasi aléatoire et à deux dimensions) ne nous permettait pas d'aller plus loin dans l'interprétation des résultats. Nous avons donc eu recours à la simulation par éléments finis. Anne-Christine Hladky-Hennion DR à l'IEMN s'est alors intéressée au sujet, nous avons avec elle établi de nombreux résultats concernant les réseaux de surface 1D. A l'issue de la Thèse de D. Leduc soutenue le 29/09/2005, plusieurs questions se posaient encore. Nous avons donc encadré avec A.C. Hladky et J.L. Izbicki la thèse de Maxime Bavencoffe, qui avait pour but de faire le lien entre les caractéristiques des structures périodiques infinies (ouverture de bandes interdites, repliement et croisement de courbes de dispersion, ondes évanescentes dans les gaps, ...) et les phénomènes liés à l'interaction des ondes de Lamb avec des réseaux de longueur finie. En parallèle, Catherine Potel et Michel Bruneau du LAUM développaient avec Tony Valier-Brasier (Thèse soutenue le 29/09/2010) un nouveau modèle reposant sur la formulation intégrale (théorème de Green) des équations de propagation et sur une recherche de solutions sur des bases modales (modes SH ou de Lamb). Même si leur modèle permet de traiter tout type de rugosité, ils se sont intéressés plus particulièrement au cas de la rugosité périodique. Les résultats qu'ils ont obtenus sont en très bon accord avec ce que nous avons pu observer expérimentalement ou numériquement, notamment les couplages modaux au voisinage d'une bande interdite.

J'ai regroupé les principaux résultats traitant de la rugosité et couvrant la période 2003-2009 dans les chapitres 2 à 4. Ces résultats ne sont pas nécessairement exposés dans un ordre chronologique. Le chapitre 2 rappelle le contexte de l'étude de la rugosité de surface et les raisons qui nous ont poussé à nous intéresser aux réseaux périodiques. Le chapitre 3 expose un certain nombre de résultats sur le cas simple de champs scalaires (guide d'onde fluide, ondes SH). Il me permet de donner des interprétations physiques des phénomènes observés. Le chapitre 4 traite exclusivement des ondes de Lamb. Cette synthèse de mes activités de recherche se termine par le chapitre 5 consacré à la réfraction négative dans les cristaux phononiques. Ce thème de recherche est récent puisqu'il a démarré réellement avec le dépôt du projet « SUPREME » : SUPerlentille à REfraction négative à base de MEtamatériaux et cristaux phononiques, à l'Agence Nationale pour la Recherche. Ce thème constitue l'essentiel de mes activités aujourd'hui. Encore une fois ce sujet s'enrichit des différentes contributions des équipes (IEMN Lille et le laboratoire « Imagerie et cerveau » de Tours) avec lesquelles nous travaillons au sein de la fédération de recherche FANO FR 3110.

Chapitre 1 : Thèse d'université et post-doctorat

Ce chapitre est une synthèse des travaux que j'ai pu mener en grande partie avant d'être nommé Maître de Conférences à l'Université du Havre en 2002. Les thématiques abordées sont différentes des sujets qui m'occupent aujourd'hui. Cependant, des passerelles existent entre ces travaux et la nature de mes recherches actuelles et il me semble intéressant de les rappeler. Lorsque j'ai démarré ma thèse en septembre 1997, le LAUE entamait une réorganisation de ses thématiques, jusqu'alors tournées essentiellement vers l'acoustique sous-marine. Ma thèse s'inscrivait donc dans cet objectif de diversification thématique et d'ouverture vers le milieu industriel. Le contrôle non destructif (CND) est une application importante des ultrasons et de nombreuses équipes françaises travaillent aujourd'hui autour de cette thématique. Un Groupement de Recherche CNRS (GDR 2501) depuis 2002 rassemble des communautés de chercheurs de différentes disciplines sur ce thème : "Etude de la propagation ultrasonore en milieux non homogènes en vue du contrôle non destructif". Le LOMC est actif au sein de ce GDR et contribue notamment par son approche essentiellement expérimentale du CND. J'ai donc participé au développement de cette activité d'abord dans le cadre de la thèse et du post-doctorat, mais aussi depuis en participant à des contrats de durée plus brève.

1- La thèse de doctorat (septembre 1997 à décembre 2000)

La thèse que j'ai soutenue en décembre 2000 est consacrée à l'évaluation non destructive par ultrasons d'assemblages soudés. Son titre est plus précisément: « Etude de conversion de modes de Lamb à la jonction d'une structure en T. Application au C.N.D. » [1]. Le but de ce travail était de comprendre les mécanismes de conversion de modes existant au niveau d'une jonction de deux plaques perpendiculaires soudées (plaque avec raidisseur) et d'exploiter ces taux de conversion afin de déterminer les caractéristiques de la soudure. Dans mes travaux de recherche qui ont suivi, j'ai exploité les outils théoriques et expérimentaux développés au cours de la thèse sur d'autres types de cibles telles que les milieux composites, les collages, les structures sandwich ou bien encore plus récemment les soudures bimétalliques.

Lorsque j'ai démarré mon travail de thèse, peu de résultats expérimentaux étaient alors disponibles concernant la conversion des ondes de Lamb et ces résultats se limitaient à l'observation et l'identification des ondes converties sur une discontinuité ou un obstacle. De nombreux résultats théoriques existaient en revanche, citons par exemple les travaux de P.J. Torvik [2], de R.D. Gregory *et al* [3]. Ces derniers utilisent l'orthogonalité des modes de Lamb d'une plaque d'extension infinie pour déterminer, à partir d'une décomposition modale du champ de déplacements ou de contraintes, la répartition d'énergie d'un mode incident à travers différents autres modes réfléchis ou transmis sur la discontinuité.

A partir de ces résultats théoriques j'ai mis au point un protocole expérimental permettant de déterminer les énergies transportées par chacun des modes. Ceci a été rendu possible grâce à

l'utilisation d'un vibromètre laser autorisant la mesure ponctuelle et absolue du déplacement normal à la surface. L'introduction d'un coefficient reliant le déplacement normal en surface au flux de vecteur de Poynting d'une onde donnée m'a permis de réaliser des bilans d'énergie. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au problème de la réflexion d'une onde de Lamb à l'extrémité libre d'une plaque. En effet, de nombreux résultats théoriques existaient, ceci nous permettait donc de valider notre approche expérimentale. Deux approches sont utilisées : mesure des déplacements normaux en surface au moyen d'un vibromètre laser ; calcul des mêmes grandeurs par la méthode des éléments finis. L'étude de la conversion des ondes A1 et S1 a été réalisée dans une gamme de fréquence/épaisseur comprise entre 2 et 7 MHz.mm. Ces résultats ont été publiés [4], l'article est donné en annexe à ce chapitre. Dans cette étude une correction a été calculée, celle ci prend en compte la diffraction des ondes de surface et conduit à des résultats très satisfaisants.

La propagation d'ondes de Lamb a ensuite été envisagée sur des plaques raidies, c'est-à-dire une plaque principale sur laquelle est soudée perpendiculairement une seconde plaque. Pour ce type de géométrie, une approche théorique de type décomposition modale n'était pas envisageable. J'ai donc utilisé un logiciel d'Éléments finis (ANSYS®) pour interpréter les observations expérimentales que je pouvais réaliser par ailleurs. J'ai étudié tout d'abord le cas d'une structure en acier inoxydable placée dans l'air. L'épaisseur de la plaque principale est de 2mm et trois épaisseurs de raidisseurs différentes sont utilisées (1,5mm, 2mm et 3mm). Les phénomènes de conversion sont étudiés dans le cas des ondes de Lamb A1 et S0 incidentes pour un produit fréquence-épaisseur FE qui s'étend de 2MHz.mm à 6MHz.mm. A la jonction de la plaque et du raidisseur, la répartition de l'énergie entre les ondes converties est évaluée. La comparaison des résultats expérimentaux et numériques met en évidence l'importance des dimensions de la soudure sur la transmission des ondes sur le raidisseur. Ceci a donné lieu à la rédaction d'une lettre publiée dans la revue *Acoustic Letters* [5].

La même structure mais cette fois immergée a été étudiée. Les ondes de Lamb sont appelées « généralisées » pour tenir compte de la réémission d'énergie de ces ondes lors de leur propagation. En plus des ondes de Lamb existe un autre type d'onde appelé onde de Scholte A qui se propage sans atténuation. J'ai étudié l'onde A en dessous de 1MHz.mm, fréquences pour lesquelles son énergie est localisée dans la plaque et non pas dans le fluide extérieur. Dans cette gamme de fréquences, cette onde est très dispersive. Pour éviter un étalement temporel trop important des signaux, j'ai utilisé un signal d'excitation adapté obtenu par retournement temporel [6]. J'ai montré que les conversions de l'onde A dépendent essentiellement du rapport entre l'épaisseur du raidisseur et de la longueur d'onde incidente.

A l'issue de ma thèse de doctorat, une proposition m'a été faite de poursuivre dans le domaine du contrôle non destructif par ultrasons. Cette fois l'étude concernait non plus des plaques métalliques mais des structures composites. Sur ce type de structure la soudure est remplacée par le collage et c'est l'évaluation de l'adhésion qui a été le sujet de mon travail durant ce post doctorat.

2- Post-doctorat : Evaluation non destructive de l'adhésion (maîtrise des comportements aux interfaces) (décembre 2000 à septembre 2002)

Les travaux décrits dans ce paragraphe dépassent le cadre de mon post-doctorat puisque j'ai continué de travailler sur ces sujets après ma nomination comme Maître de Conférences. Le développement d'outils pour l'évaluation de l'adhésion est une étape importante pour la maîtrise de l'adhésion des composites et polymères. Dans le cadre du projet : « maîtrise de l'adhésion des composites & polymères », le LAUE avait en charge, en partenariat avec le L.E.M.A. (Laboratoire d'Etude Mécaniques des Assemblages) F.R.E. 2481 (Versailles Saint Quentin), le L.M.M. (Laboratoire de Modélisation en Mécanique UMR 7607 Paris VI-VII) et le P.C.S.M. (Laboratoire de Physico-Chimie Structurale Macromoléculaire, E.S.P.C.I.) UMR 7615, de développer des techniques innovantes pour le contrôle non destructif d'assemblages de composites. Au LAUE, l'étude des matériaux composites s'insérait alors dans le thème de recherche « interfaces » (Collages, rugosités, matériaux composites, polymères). Après une étude comparative des diverses méthodes d'évaluation non destructives (Shearographie, thermographie I.R., Ultrasons.....), il est très rapidement apparu que les ondes ultrasonores et plus particulièrement les ondes guidées étaient particulièrement indiquées pour la caractérisation d'assemblages collés. Pour faciliter l'emploi des ultrasons et améliorer leur compétitivité en terme de temps de contrôle, l'emploi de technologies récentes d'émission ultrasonore (transducteur couplage air) ou l'association des ultrasons à des méthodes optiques a été envisagé. Des investissements ont donc été réalisés dans des équipements grâce à des Fonds européen de développement régional (FEDER) : banc de mesure par ultrasons dans l'air (NCA1000, motorisation des déplacements et transducteurs air-coupling) et vélocimètre laser (OFV 505 Polytec). La seconde phase du projet a consisté à la mise en œuvre de ces outils et à l'étude d'échantillons fournis par l'entreprise Hurel-Hispano (groupe SAFRAN) située au Havre. Différents types d'échantillons ont été élaborés. Ces échantillons sont des structures collées de 2 types : collage de 2 plaques de carbone époxy, et collage d'une plaque de verre époxy sur un nid d'abeille en aluminium. L'objet de mon travail a été de localiser et caractériser des défauts de collage. Le résultat de ces recherches a donné lieu à plusieurs communications ou publications (Cf liste de publications). Je vais commenter ici deux études réalisées sur chaque type d'échantillon. Premièrement, une cartographie de type C-scan d'un collage de deux plaques en carbone/époxy effectuée sur un banc de mesure par ultrasons dans l'air. Deuxièmement, une étude par ondes de Lamb de l'adhésion d'un nid d'abeille aluminium sur une plaque composite verre-époxy.

2.1 - C-scan air-coupling

L'échantillon étudié est une structure collée de deux plaques composites fibre de carbones/résine époxy. L'assemblage a une largeur de 190mm, une longueur de 290 mm et une épaisseur de 4.6mm. Six défauts de collage ont été ajoutés durant l'élaboration de l'échantillon. Deux défauts sont créés par insertion d'un film de téflon poreux ou non-poreux entre une des plaques et la couche de colle. Un autre défaut est obtenu en laissant un morceau

de tissu à délaminer (le tissu à délaminer est normalement totalement retiré avant collage pour créer une rugosité de surface nécessaire à l'accrochage de la colle). Un quatrième défaut est simplement un trou dans le film adhésif. Le cinquième est un morceau de séparateur que l'on trouve sur les films de colle. Le dernier est obtenu en ajoutant de la graisse PTFE à la colle avant l'assemblage.

Les mesures par ultrasons dans l'air ont été réalisées à l'aide d'un banc de mesure ULTRAN® NCA 1000. La chaîne d'acquisition « bas bruit » bénéficie d'une amplification de 150 dB de dynamique. Les mesures sont effectuées avec des transducteurs de fréquence centrale 500kHz. Le signal d'excitation est un signal *chirp* dont la fréquence varie entre 300 et 700 kHz. Les transducteurs émetteur et récepteur sont disposés face à face comme indiqué sur la figure 1. La plaque est balayée de façon continue horizontalement avec une acquisition de 150 valeurs crêtes crêtes prises à la volée sur chaque ligne et verticalement par pas de 1mm sur 71 lignes avec inversion du sens de mesure horizontal à chaque ligne. L'amplitude du signal transmis est stockée pour chaque position. Une cartographie complète est obtenue avec un temps moyen d'acquisition de 10 minutes.

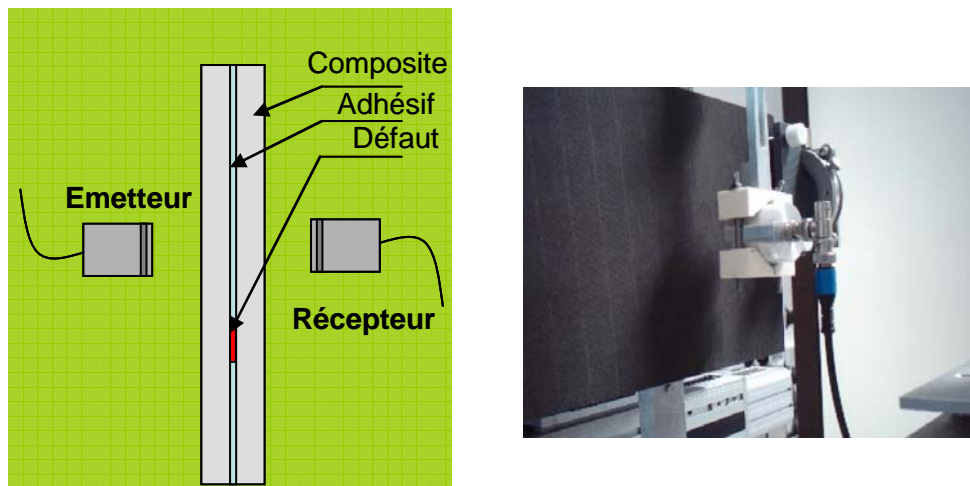


Figure 1 Dispositif expérimental

Les résultats sont donnés sur la figure 2. L'échelle de couleur a été choisie entre 70 et 100% des niveaux maxis (rouge). Les taches des coins en haut à gauche et en bas à droite sont dues à des pastilles piézoélectriques collées sur les coins de la plaque et ne correspondent pas à des défauts, ces pastilles ont servi pour l'étude de non-linéarités induites par les décollement. Cette étude n'est pas décrite ici.

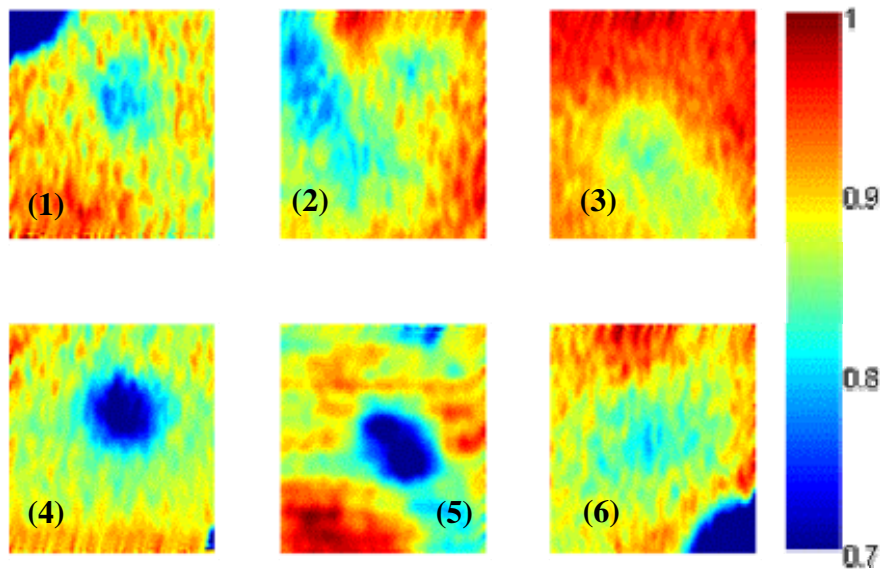


Figure 2 Cartographie (C-scan), réalisée grâce à un dispositif à ultrason à couplage par air, de différents défauts.

L'interprétation de chaque image de la figure 2 est la suivante :

- (1). Film téflon poreux: défaut bien localisé, bien détecté avec une saturation à 80%.
- (2).Tissu à délaminer: défaut diffusé vers les bords de la plaque au moment du chauffage, expansion de la surface affectée, bien détecté avec saturation à 80%.
- (3).Adhésif poinçonné: défaut assez diffus, expansion légère de la surface affectée, faiblement détecté avec une saturation à 80%.
- (4).Film téflon non poreux: défaut très bien localisé, très bien détecté avec une saturation à 70%.
- (5).Séparateur adhésif: défaut très bien localisé, légère expansion vers les bords de l'éprouvette, très bien détecté avec une saturation à 70%.
- (6).Graisse PTFE: défaut assez diffus, expansion légère de la surface affectée, faiblement détecté avec une saturation à 80%.

Nous avons montré par cette étude le potentiel en terme d'évaluation d'un banc de mesure par ultrasons à couplage par air. Ce dernier permet de détecter des défauts ne pouvant pas être identifiés par des méthodes « classiques » par contact. En effet les variations d'amplitude mesurées en présence d'un défaut de collage sont faibles en comparaison des variations d'amplitudes d'une position à l'autre liées au contact d'un transducteur (pression variable sur le capteur, épaisseur du couplant, influence de l'état de surface, ...). De plus, ce type d'évaluation permet un contrôle de la plaque en mouvement continu. Les perspectives du point de vue technologique sont donc encourageantes et l'apparition sur le marché de nouveaux concepteurs de transducteurs « air-coupling » est intéressante en termes de performance et de coût.

2.2- Ondes guidées

De nombreuses études ont été faites par ondes guidées sur les assemblages collés ou rivetés durant et à la suite de mon post-doctorat. La publication donnée en annexe à ce chapitre illustre le cas de la localisation et du dimensionnement d'un défaut par ondes guidées sur l'échantillon étudié dans la partie 2.1. Nous avons montré que connaissant les modes de Lamb capables de se propager dans la structure à tester, il est possible par un balayage rapide de localiser et caractériser (comme précédemment) un défaut sur une trajectoire en mesurant l'atténuation de l'onde.

De nouveaux protocoles de contrôles ont été élaborés [8]. La possibilité de déterminer rapidement les ondes de Lamb susceptibles d'exister dans des structures complexes à l'aide de deux transducteurs pivotant de façon synchrone a été utilisée. Cette technique nous permet, par simple comparaison, de savoir si un défaut se trouve ou non sur la trajectoire de l'onde, elle nous permet également de caractériser ce défaut et de savoir s'il est localisé dans l'épaisseur (délaminage) ou en surface (attache d'un rivet).

Je vais détailler dans cette partie l'étude d'un collage d'une plaque composite (fibre de verre et matrice époxy) sur une structure nid d'abeille en aluminium. Ce travail a en partie été présenté au 10^{ième} International Congress on Sound and Vibration [9].

Les plaques nids d'abeilles sont utilisées couramment dans les structures « sandwich » pour apporter de la rigidité à la structure sans l'alourdir exagérément. Ce type de structure pose un certain nombre de problèmes en terme de contrôle par ultrasons. En premier lieu, ce sont des multicouches et la multiplication des interfaces entraîne une atténuation importante des ultrasons. Un autre problème réside dans le fait que les dispositifs de CND couramment utilisés pour scanner des grandes surfaces nécessitent l'emploi de l'eau comme couplant soit en immergeant totalement la structure à contrôler soit en utilisant des jets d'eau pour l'émission et la réception du signal. Les cellules de nid d'abeilles constituent alors autant de cavités dans lesquelles l'eau peut se loger, ceci pouvant endommager gravement l'ensemble de la structure (risque de corrosion, rupture due à un alourdissement de la structure).

Si les ultrasons sont utilisés pour détecter des délaminages ou porosités [10-12] dans les plaques composites, les décollements entre la peau et « l'âme » en nid d'abeille sont difficiles à évaluer pour les raisons citées plus haut. Le « tap-testing » est employé mais ne constitue pas une technique reproductible et satisfaisante en terme de temps de contrôle. L'objectif de l'étude est de proposer une méthode basée sur l'utilisation d'ondes de Lamb pour évaluer la qualité d'un collage entre une peau de composite verre/époxy et un nid d'abeille en aluminium (figure 1).

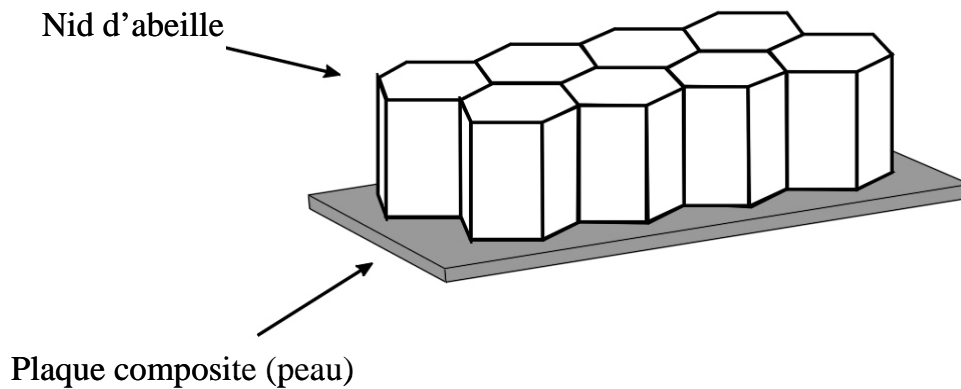


Figure 3 collage nid d'abeille sur plaque composite verre/époxy.

La peau est une plaque d'époxy avec des renforts de fibre de verre. La plaque est constituée d'un empilement de 11 plis pour une épaisseur totale de 1,3 mm. Les cellules du nid d'abeille sont hexagonales de côté 6mm et d'épaisseur 16mm. Le nid d'abeilles est collé à la peau avec une colle époxy. La colle forme un cordon à la base de chaque cellule. Ces cordons de colle jouent un rôle prépondérant dans la résistance au délaminage des structures « sandwich » [13].

Sur la figure 4 est présenté en coupe un assemblage nid d'abeilles sur plaque composite. Un transducteur de contact posé sur un sabot permet de produire des ondes de Lamb dans la plaque composite. J'ai dans un premier temps mis en évidence [7] l'existence de réflexions de l'onde guidée à chaque jonction entre le nid d'abeilles et la plaque. Ces réflexions occasionnent une forte atténuation de l'onde.

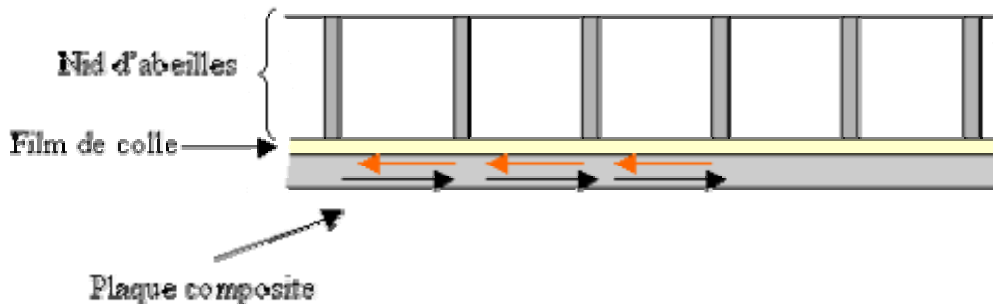


Figure 4 Description de l'échantillon

Sur la figure 5, tirée de la référence [9], je montre que l'évaluation de cette atténuation permet de discriminer une zone délaminée, d'une zone « saine ». On peut voir sur cette figure l'évolution de l'amplitude d'une onde S0 se propageant sur la peau de la structure sandwich pour une fréquence de $F=290\text{kHz}$. Cette figure est obtenue par transformée de Fourier spatiale à fenêtre glissante sur des amplitudes de déplacements mesurées par vibrométrie laser. En

l'absence de cordon de colle entre le nid d'abeille et la peau, l'onde S0 s'atténue beaucoup moins fortement.

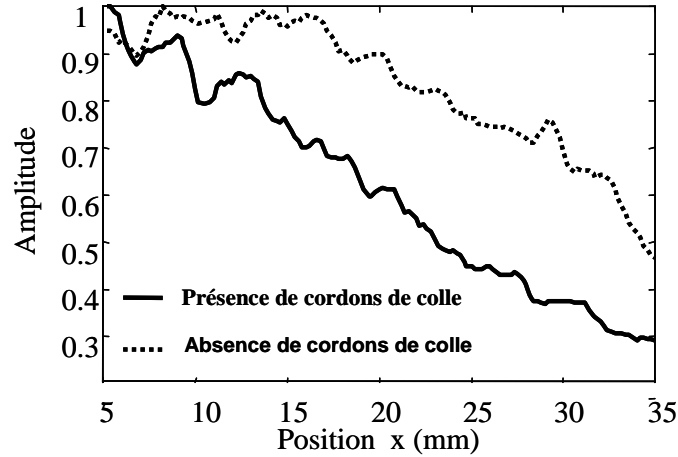


Figure 5 Evolution de l'amplitude du mode S0 à F=290kHz avec ou sans cordons de colle.

Je ne peux pas terminer cette partie consacrée à l'étude de structures nid d'abeilles sans montrer une figure qui à l'époque où je l'avais obtenue m'avait surpris et qui prendra tout son sens dans les chapitres qui vont suivre. Cette figure est le résultat de deux transformées de Fourier, temporelle puis spatiale, effectuées sur une mesure vibrométrique en régime impulsionnel (voir figure 6). Les ondes de Lamb sont excitées sur une gamme de fréquences allant d'une dizaine de kHz à 1 MHz. On peut remarquer que l'on retrouve pour les ondes incidentes (nombre d'onde positif) les courbes de dispersion des modes A0 et S0. Entre 0.3MHz et 1MHz, l'onde S0 est dominante et sa courbe de dispersion est quasiment linéaire dans cette gamme de fréquence. Dans la partie où les nombres d'ondes sont négatifs, on observe des maximums repartis sur des portions de droites parallèles à la courbe de dispersion de l'onde S0. Ces maximums ne se situent pas sur des courbes de dispersion des modes de Lamb. Nous verrons par suite, que ces modes sont le résultat de la périodicité introduite par la présence du nid d'abeille et leur nombre d'onde k vérifie une relation de Bragg qui s'écrit de la façon suivante : $k_{S0} - k = n \cdot \frac{2\pi}{D}$, avec k_{S0} le nombre d'onde de l'onde incidente, D la longueur d'une cellule de nid d'abeille et n un entier.

Le calcul de l'écart moyen des pics pour la figure 6 donne $\Delta k_{\text{exp}} = 675\text{m}^{-1}$. Nous sommes donc très proches de la valeur théorique $\Delta k = \frac{2\pi}{D} \approx 700\text{m}^{-1}$ (moins de 4% d'erreur) calculée dans le cas d'un espacement régulier des cloisons du nid d'abeilles de 9mm. L'erreur est imputable aux déformations du nid d'abeille durant le collage, ces déformations sont visibles sur la figure 7.

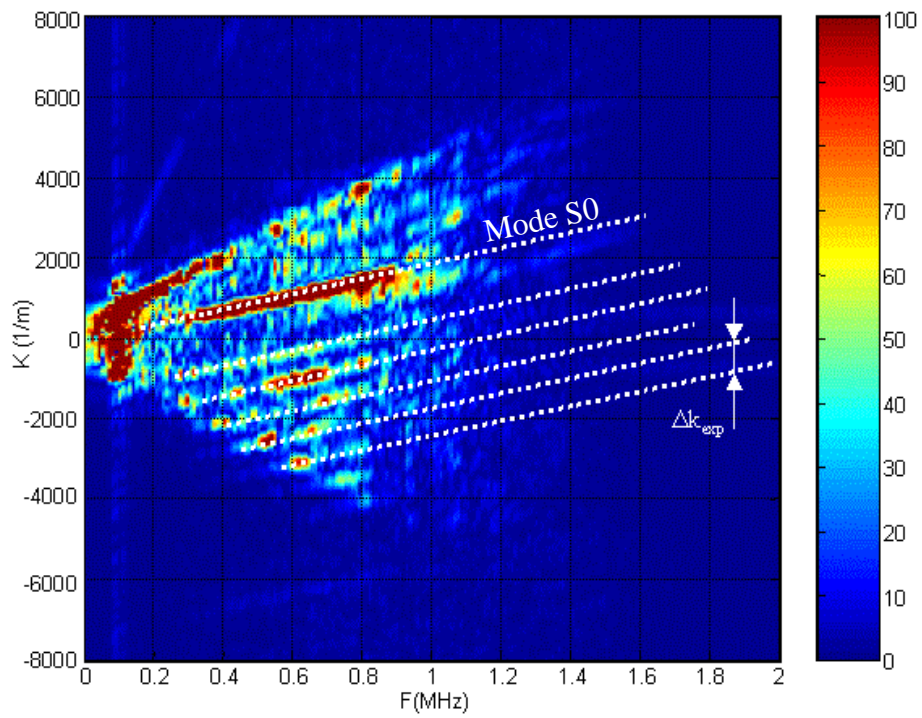


Figure 6 Représentation dans l'espace nombre d'onde/fréquence. Ondes guidées se propageant sur une structure collée nid d'abeilles sur plaque composite.

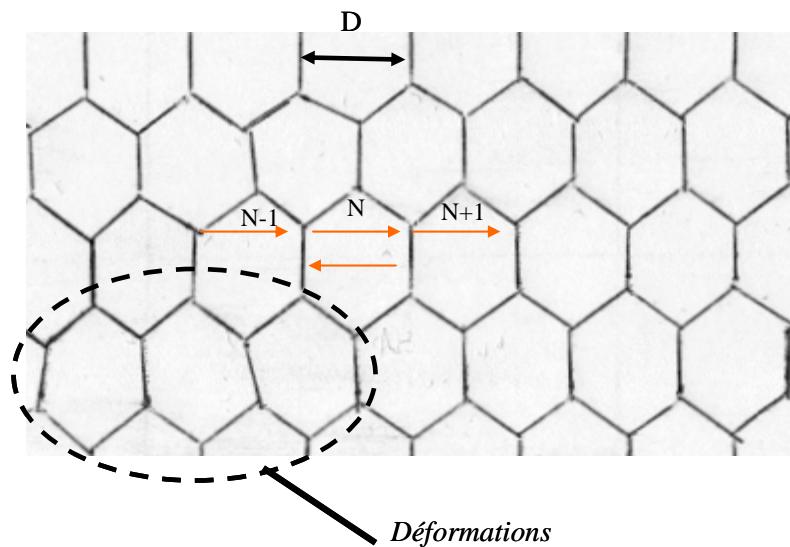


Figure 7 Déformations du nid d'abeille

3- Conclusion

A la suite du premier projet FEDER sur la « Maîtrise de l'adhésion des composites et polymères » qui s'est clos en octobre 2004, le LAUE a renforcé sa position sur cette thématique en participant à un second contrat FEDER qui porte sur la maîtrise et le contrôle des composites le long de leur cycle de vie. Un transfert de technologie est même actuellement en cours avec l'entreprise Aircelle (groupe SAFRAN), notamment sur les méthodes d'évaluations du vieillissement thermique des composites par ultrasons dans l'air (contrat PRESTO).

Références

- [1] Thèse de doctorat de l'université du Havre. Présentée le 21 décembre 2000. Titre : « Conversion des ondes de Lamb et de l'onde A sur une structure en T. Application au C.N.D. »
- [2] P.J. Torvik. "Reflection of wave trains in semi infinite plates". J.Acoust. Soc. Am. (1967), 99(4), pp 346-353.
- [3] R.D. Gregory and I. Gladwell. "The reflection of a symmetric Rayleigh-Lamb wave at the fixed or free edge of a plate". Journal of Elasticity (1983), 13, pp 185-206.
- [4] B. Morvan, N. Wilkie-Chancelier, H. Duflo, A. Tinel, J. Duclos. "Lamb wave reflection at the free edge of a plate." J. Acoust. Soc. Am. (2003), 113(3), pp.1417-1425.
- [5] B. Morvan, H. Duflo, J. Duclos, A. Tinel, "Lamb wave interaction with a welded rib", Acoustics letters, 2000 (publié en 2002), 24, n° 6, pp 111-116.
- [6] B. Morvan, A. Tinel, H. Duflo, J. Duclos, « Ultrasonic weld testing using the laser vibrometer detection of a time-reversed A wave », Joint meeting: 137th regular meeting of Acoustical Society of America, 2nd convention of the EAA: Forum Acusticum and the 25th German Acoustics DAGA Conference, Berlin, Allemagne, 15-20 mars 1999, J. Acoust. Soc. Am. (1999), 105, n°2, p 955.
- [7] Rapport FEDER 1 (juin 2003)
- [8] H. Duflo, B. Morvan, J-L. Izbicki. "Interaction of Lamb Waves on Bonded Composite Plates with Defects". Journal of Composite Structures (2007), 79, pp 229-233.
- [9] B. Morvan, H. Duflo, J.L. Izbicki. Experimental study of Lamb wave propagation in a glass fibre reinforced composite plate and honeycomb structure". Tenth International Congress on Sound and Vibration, Stockholm, Sweden, 7-10 july 2003. Actes sur CD.
- [10] C. Potel, T. Chotard, J-F. de Belleval and M. Benzeggagh. "Characterization of composite materials by ultrasonic methods: modelization and application to impact damage Composites". Part B: Engineering (1998) ,Volume 29, Issue 2, pp 159-169

[11] D. E. Chimenti and R. W. Martin “Nondestructive evaluation of composite laminates by leaky Lamb waves”. *Ultrasonics* (1991), 29, (1) , pp 13-21.

[12] N. Guo and P. Cawley. “Lamb waves for the NDE of composite laminates.” *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, 1992, vol. 11. New York: Plenum. pp. 1443–1450.

[13] R. Okada and M.T. Kortschot, “The role of the resin fillet in the delamination of honeycomb sandwich structures”. *Composites Science and Technology* (2002), 62, pp 1811-1819.

ANNEXES DU CHAPITRE 1

Lamb wave reflection at the free edge of a plate

Bruno Morvan,^{a)} Nicolas Wilkie-Chancellier, Hugues Duflo, Alain Tinel, and Jean Duclos
*Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique (L.A.U.E.), CNRS (UMR 6068),
Université du Havre, Place Robert Schuman, BP 4006, 76610 Le Havre, France*

(Received 6 November 2001; revised 22 November 2002; accepted 22 November 2002)

This study concentrates on the reflection of Lamb waves at the free end of a plate. The conversion phenomena are examined in detail over a large frequency range and the energy conversion coefficients are obtained by three different ways: theoretically, numerically (finite element method) and experimentally. The experimental energy determination is obtained from the measurement of the plate normal displacements, by mean of a laser interferometer. All results are in relatively good agreement and the energy balance between incident and reflected waves is discussed in each case.   2003 Acoustical Society of America. [DOI: 10.1121/1.1539521]

PACS numbers: 43.35.Cg, 43.35.Zc, 43.40.Dx [DEC]

I. INTRODUCTION

Lamb waves are frequently used in nondestructive testing of plane structures: they allow the detection of surface defects or internal cracks. Because they propagate over a long distance, weakly attenuated (in the case of a free elastic plate), they are used for the evaluation of the assembly of large free plates in aeronautics, for example. Many theoretical or experimental studies deal with Lamb wave propagation in infinite plates. However, manufacturers encounter some difficulties because real plates are limited in length and welded. In this paper, the reflection of Lamb waves at the free edge of a plate is investigated. Torvik¹ has shown that mode conversion phenomena occur to satisfy boundary conditions. A single mode gives rise to several propagating or nonpropagating modes.^{1,2} Gregory *et al.*³ confirm these results in the case of the first symmetric Lamb mode incident at the end of the plate. They develop a ‘‘method of projection’’ to compute the repartition of the incident energy between the various reflected waves. Y. Cho *et al.*⁴ integrate a boundary element method with the normal mode expansion technique to study the reflection of higher symmetric or antisymmetric incident Lamb waves at the edge. They prove the mode conversions and obtain the reflection coefficients of these waves.

Some experiments identify several mode conversions in a qualitative way.⁵ Lowe *et al.* show experimentally that nonpropagating modes occur when the A0 mode is reflected from the end of a plate.⁶ In this paper, we develop an experimental method to estimate the energy carried out by each reflected wave. The normal surface displacements of the plate are measured with a laser interferometer. Signal analysis allows us to extract accurate displacement values of the incident and reflected Lamb waves from these measurements. These displacements are then processed, so leading to the Lamb wave Poynting vector flow. In order to justify these measurements we develop a theory using the Torvik hypothesis. Moreover, some cases are calculated with the finite element method and verify the main theoretical results. At last,

the experimental results are compared with theoretical and finite element method (FEM) ones.

II. LAMB WAVE PROPAGATING IN A SEMI-INFINITE PLATE

A. Theoretical study of the reflection at the end of a semi-infinite plate

Consider a two-dimensional semi-infinite plate with a free edge on the right side as shown in Fig. 1. This plate is stainless steel (mass density $\rho=7800\text{ kg m}^{-3}$, velocities $v_T=3150\text{ m s}^{-1}$ and $v_L=5840\text{ m s}^{-1}$) and has a thickness d . As Torvik, we make the assumption that the propagating modes in the semi-infinite plate and in an infinite extended plate are identical.¹ An incident harmonic Lamb wave (frequency F) propagating in the $x_1>0$ direction is completely reflected at the plate extremity ($x_1=0$). If we suppose a single reflected mode, the boundary conditions of zero traction on the edge are not satisfied. This implies that wave conversions and reflected modes are propagating as well as evanescent modes, with real, imaginary or complex wave number, calculated for an infinite plate.^{1,2} In other words, at $x_1=0$, the incident wave stresses are opposite to the sum of an infinite number of reflected modes stresses:

$$\sum_n r_n T_{11}^n = -T_{11}^{\text{inc}}, \quad \sum_n r_n T_{31}^n = -T_{31}^{\text{inc}}. \quad (1)$$

In these expressions, T_{11}^{inc} and T_{31}^{inc} are the normal and tangential stress components of the incident wave of energy flow ϕ_{inc} ; $r_n T_{11}^n$ and $r_n T_{31}^n$ are the respective stresses of the n th reflected wave (if T_{11}^n and T_{31}^n are the stresses associated to a wave of energy ϕ_n).

In order to obtain the r_n coefficients, the linear system (1) is calculated in Q points regularly set in the thickness d of the plate and for a finite number N of reflected waves:

^{a)}Electronic mail: morvan@iut.univ-lehavre.fr

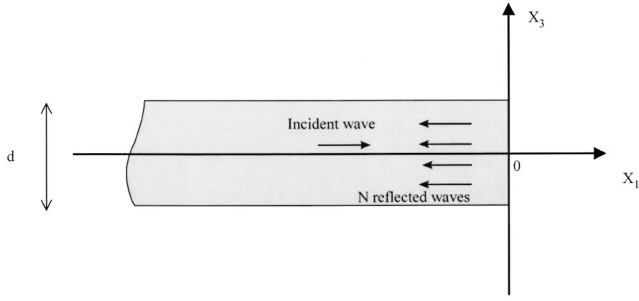


FIG. 1. Lamb wave reflection at the plate extremity.

$$\begin{bmatrix} T_{11}^{inc}(1) \\ T_{31}^{inc}(1) \\ T_{11}^{inc}(2) \\ T_{31}^{inc}(2) \\ \vdots \\ T_{11}^{inc}(Q) \\ T_{31}^{inc}(Q) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} T_{11}^1(1) & T_{11}^2(1) & \dots & T_{11}^N(1) \\ T_{31}^1(1) & T_{31}^2(1) & \dots & T_{31}^N(1) \\ T_{11}^1(2) & T_{11}^2(2) & \dots & T_{11}^N(2) \\ T_{31}^1(2) & T_{31}^2(2) & \dots & T_{31}^N(2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ T_{11}^1(Q) & T_{11}^2(Q) & \dots & T_{11}^N(Q) \\ T_{31}^1(Q) & T_{31}^2(Q) & \dots & T_{31}^N(Q) \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} r_1 \\ r_2 \\ \vdots \\ \vdots \\ r_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}.$$

If we use an evident matrix formulation

$$T + Mr = 0,$$

then

$$r = -(M^T M)^{-1} M^T T,$$

if exponents T and -1 mean respectively transposed and inverse matrix.

The energy carried by the n th reflected wave is written as

$$\phi_n = r_n \cdot r_n^* \phi_n.$$

In this expression, ϕ_n is the acoustic Poynting vector flow of the n th Lamb mode. In the particular case of complex or imaginary wave numbers K , the Poynting vector flow ϕ_n is equal to zero. In fact, these modes exist close to the extremity but do not carry energy along the x_1 direction.

Consequently, the Lamb wave energy reflection coefficient R_n can be calculated by dividing the energy of the reflected wave ϕ_n by the incident energy ϕ_{inc} ,

$$R_n = \frac{\phi_n}{\phi_{inc}}.$$

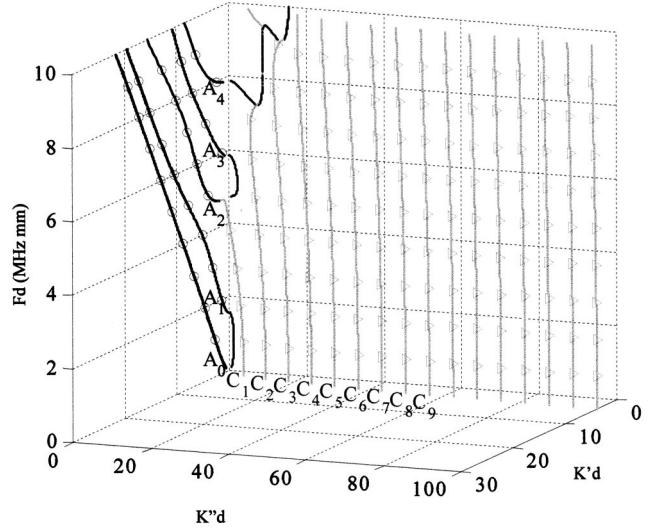


FIG. 2. Real, imaginary and complex antisymmetric wave number roots (○: real; △: complex; — imaginary).

In the next equation, the energy conservation concept can be applied to check the computation accuracy:

$$\phi_{inc} = \sum_n \phi_n = \sum_n R_n \phi_{inc} \text{ or } \sum_n R_n = 1.$$

The system of equations (1) is computed using 200 points at the plate extremity and 20 reflected modes. These modes are the 20 first real, imaginary and complex modes (at a given frequency, the complex roots are indexed by their increasing imaginary part). We want to test this theory in the case of an A1 incident wave. The reflected wave must have the same symmetry so we plot (Fig. 2) the wave number roots $K = K' + jK''$ of the antisymmetric modes. The three dimensional diagram (complex plane) is limited to the positive imaginary and real components of the wave number ($K' > 0$ and $K'' > 0$). In the plane (K', Fd), we recognize the classical Lamb waves dispersion curves. In Fig. 3, the 20 first antisymmetric modes for $Fd = 4$ MHz mm are represented in the complex wave number space. Only the modes

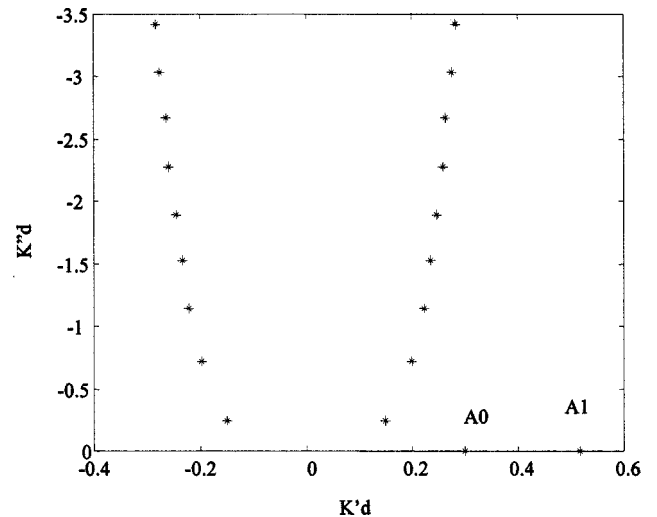


FIG. 3. The 20 first antisymmetric modes for $Fd = 4$ MHz mm in the complex wave number plane.

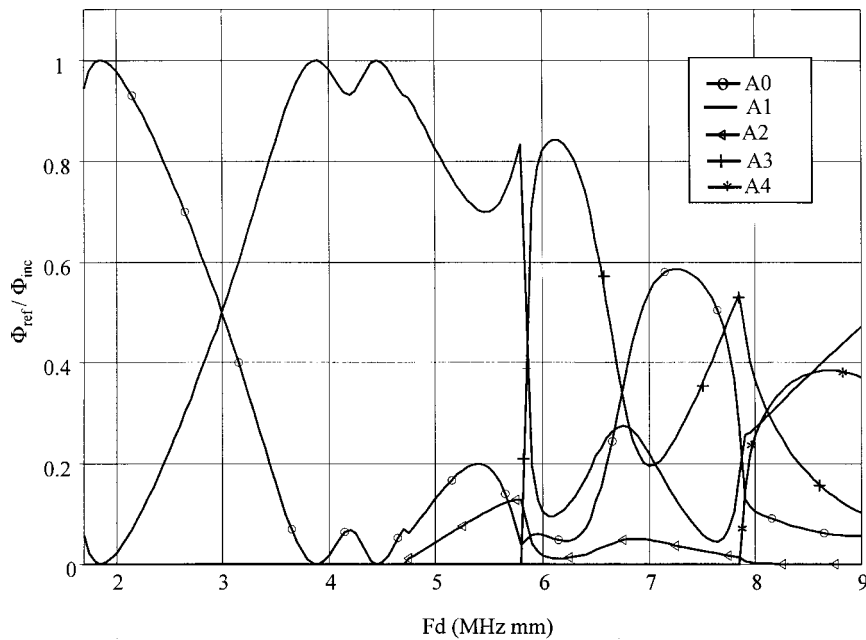


FIG. 4. Theoretical study. Repartition of the A1 incident wave energy among the reflected waves.

with a negative or a zero imaginary part K'' (damped in the negative x_1 direction) are taken into account. At this particular thickness-frequency product, there are only 2 real (A0, A1) and 18 complex roots (there is no imaginary solution).

The energy repartition of the incident A1 Lamb wave among the reflected modes is computed with a frequency-thickness step $\Delta Fd = 0.05$ MHz mm and plotted in Fig. 4 for $1.8 < Fd < 9$ MHz mm. There are three quite different zones. For the frequency-thickness products less than 2.3 MHz mm, the incident wave is almost completely converted into an A0 wave. Between 2.3 and 3.6 MHz mm, the trend is inverted and the A0 mode disappears to the benefit of the A1 mode. At each Fd value of a cutoff, an additional Lamb wave appears, so above $Fd = 5.85$ MHz mm the curves become intricate. In this condition, the balance between the incident and reflected energies is always achieved within 1% error. So, in the studied frequencies range, the A1 mode is almost completely converted in the first 20 real, imaginary and complex modes. We can neglect the contribution of the higher order modes and so limit the size of the matrix.

III. FINITE ELEMENT METHOD (FEM)

A. Excitation of a Lamb wave

In order to verify our theory, we use a finite element method. The FEM is used to solve static mechanical prob-

lems but can also be suitable for the study of wave propagation.⁷ Computations are made with the finite element code ANSYS. The characteristics of the plate are identical to those used in the previous theoretical study. A two-dimensional study of the plate (25 mm long and 2 mm thick) with plane strain condition is performed (Fig. 5). This limited plate is regularly discretized in rectangular elements with 400 nodes in length and 20 in depth, so that there are at least 20 nodes per Lamb wave wavelength. The transient analysis is done with a 1.04×10^{-8} s integration time step (which satisfies the optimum time step equal to L/V if L is the element length and V is the phase velocity of the fastest Lamb wave in the studied frequency range.)

First, the wave conversion study implies that the incident wave should be unique at the selected frequency. For this purpose, the wave is numerically launched in the plate by imposing its theoretical longitudinal and shear displacements $u_1(x_3, t)$ and $u_3(x_3, t)$ during five cycles at a given frequency F to the 20 nodes of the plate extremity (Fig. 5).

In a first time we detail the results in the particular case of the A1 incident mode at a frequency-thickness product equal to 2.3 MHz mm. Of course this study is repeated at several other Fd and finally the energy reflection coefficients are obtained from $Fd = 2.3$ MHz mm to $Fd = 4.5$ MHz mm. In the case of the incident A1 mode at $Fd = 2.3$ MHz mm, the computed surface displacements are given in Fig. 6. From this B scan, we can get the phase v_p and the group v_g

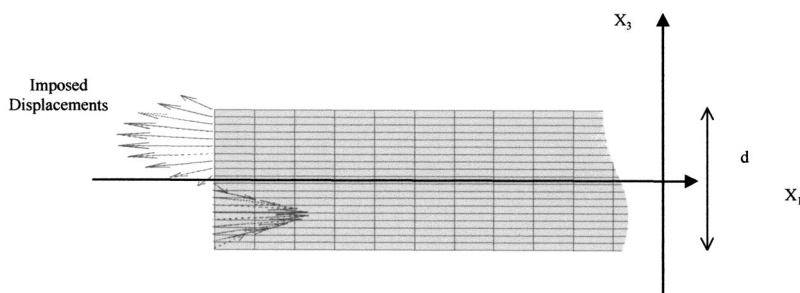


FIG. 5. Finite element method. Waves are numerically launched in the plate by imposing their theoretical longitudinal and shear displacements $u_1(x_3, t)$ and $u_3(x_3, t)$ to the 20 nodes of the plate extremity.

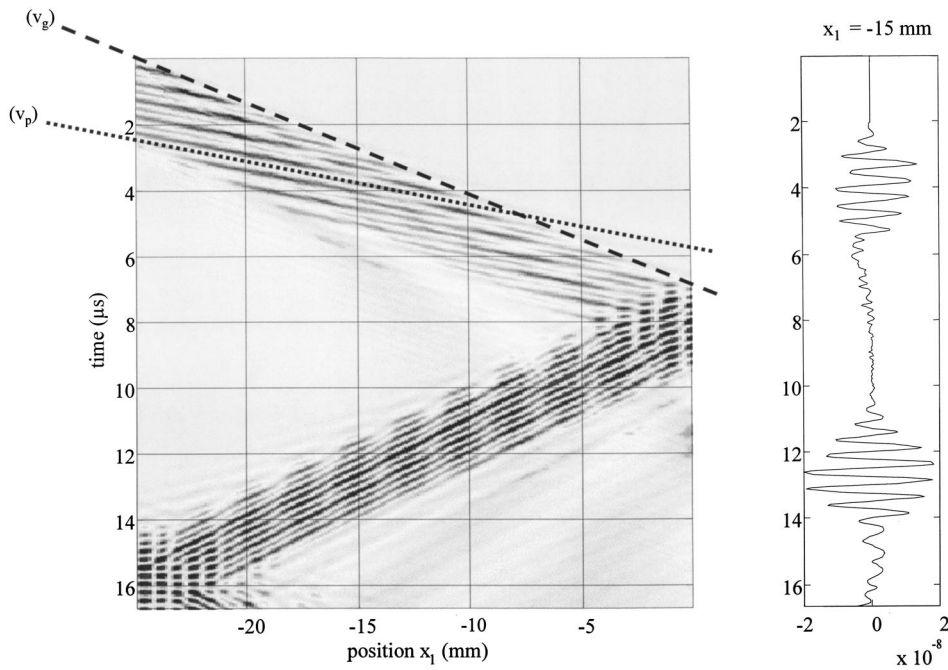


FIG. 6. Incident A1 wave and its reflection at the end of the plate. Spatio-temporal representation and time record at the location $x_1 = -15$ mm. The slopes $\Delta x_1 / \Delta t$ of the lines give respectively the phase v_p and the group v_g velocities of the incident wave.

velocities of the incident wave. The slopes of the two dashed lines give respectively $v_p = 3650 \text{ m s}^{-1}$ and $v_g = 7500 \text{ m s}^{-1}$. These values are in a good agreement with the theoretical velocities of the A1 mode at $Fd = 2.3 \text{ MHz mm}$. Moreover, considering the reflection of this wave, some amplitude oscillations mean that two or more reflected waves coexist. The propagation distance on the plate, however, is not long enough to separate the reflected modes in this spatio-temporal representation.

In order to identify the reflected waves, a spatial and a temporal fast Fourier transform are successively applied to the $u_3(x_1, t)$ signal,^{8,9} providing the representation of the signal in the dual space (k, F) . The modulus of the resulting signal $\psi(k, Fd)$ is plotted in gray level in Fig. 7. The positive

(respectively negative) wave numbers are associated to waves propagating in the increasing x_1 direction (respectively opposite direction). Two Lamb waves are seen to be excited: the mode A0 at a Fd product below 0.5 MHz mm and the A1 mode over the frequency range 2–2.6 MHz mm. The A0 mode is probably generated from the transient phase of the burst. The A0 mode does not interfere with the A1 amplitude measurement. In fact the waves are excited in two quite different frequency ranges and at a given thickness-frequency product there is one incident Lamb mode at once. Therefore the technique used to generate numerically the waves is suitable for this study. In the case of the incident A1 wave, two waves are reflected: A1 mode and a strong con-

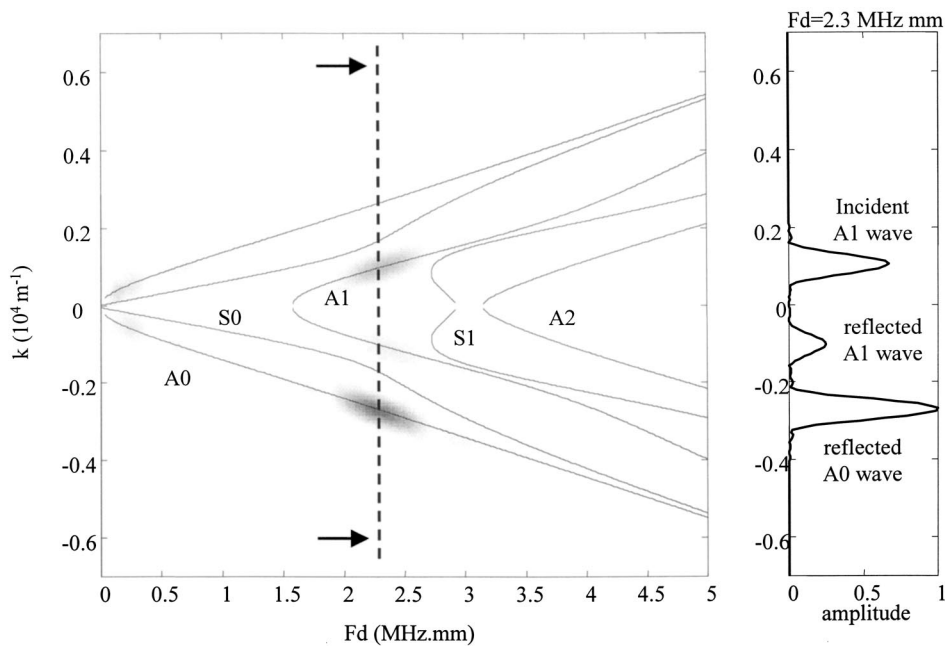


FIG. 7. Representation of the signal in the dual space (k, F) . The solid lines are the theoretical dispersion curves.

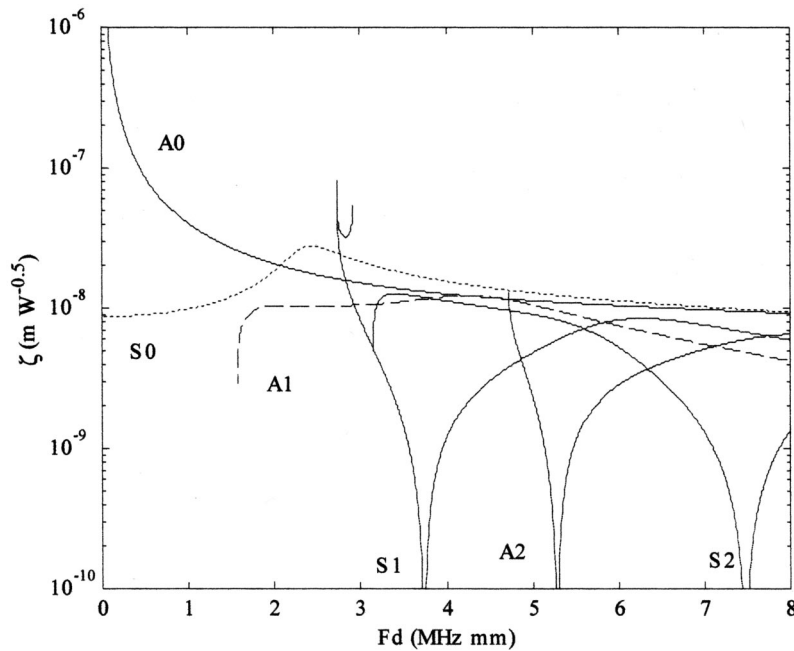


FIG. 8. Theoretical variation of coefficient ζ with frequency-thickness product for different Lamb modes. ζ relates the theoretical amplitude $|U_3|$ of the wave normal surface displacement to the square root of the power flow $|\phi|$.

verted A0 mode. Due to the symmetry of the scatterer, no symmetric mode is reflected.

In order to determine the power flow of the reflected waves, we must connect the measured normal displacement to the power.¹⁰ This is done in the next section.

B. Results: Energy carried by the reflected Lamb waves at the end of a plate

We define an absolute coefficient $\zeta = |U_3(x_3 = \pm d/2)| / \sqrt{|\phi|}$ which relates the theoretical amplitude U_3 of the normal surface displacement of a Lamb wave to the square root of the power flow $|\phi|$. This theoretical coefficient is plotted in Fig. 8 for several Lamb modes and for thickness-frequency products ranging from 0 to 8 MHz mm.

From the representation of the signal in the dual space (k, F) , we measure the displacement amplitudes $|\psi(k_n, F)|$ of the n th Lamb wave having a wave number k_n at a given frequency F ($n = 1, \dots, N$). The energy of each Lamb wave is obtained from the measured amplitude of the displacement and the theoretical coefficient ζ :

$$\phi_n(F) = \left(\frac{|\psi(k_n, F)|}{\zeta_n(F)} \right)^2.$$

Let us now consider the incident Lamb wave A1, at a given frequency F . It gives rise to N reflected Lamb waves. We obtain the energy reflection coefficient R_n as the ratio of the n th reflected wave energy ϕ_n to the A1 incident wave energy ϕ_{inc} :

$$R_n = \frac{\phi_n}{\phi_{\text{inc}}}.$$

The method (FEM computation and processing) is repeated at several other frequencies. The energy of the reflected modes is computed by 0.05 MHz mm step. Figure 9 represents the energy reflection coefficients over the frequency range 2.2–4.5 MHz mm. Theoretical energy reflection coefficients are plotted in solid line. The superimposed FEM results are in a good agreement with the theoretical ones.

tion coefficients are plotted in solid line. The superimposed FEM results are in a good agreement with the theoretical ones.

IV. EXPERIMENTATION

A. Quasi-harmonic study

The experimental setup is described in Fig. 10. A generator delivers a 30-cycle toneburst at the frequency $F = 2.1$ MHz to a Panametrics emitting piezo-composite transducer. This transducer is wide frequency range with a 2.25 MHz central frequency. Lamb waves are generated by the wedge method. A Polytec laser vibrometer is used to measure the plate normal surface displacements along a line parallel to the incident Lamb wave propagation direction Ox_1 . The displacement amplitudes are collected over 30 mm by 0.2 mm steps at the plate extremity. At each position, a 100- μ s-long signal is registered (10 000 points). In order to im-

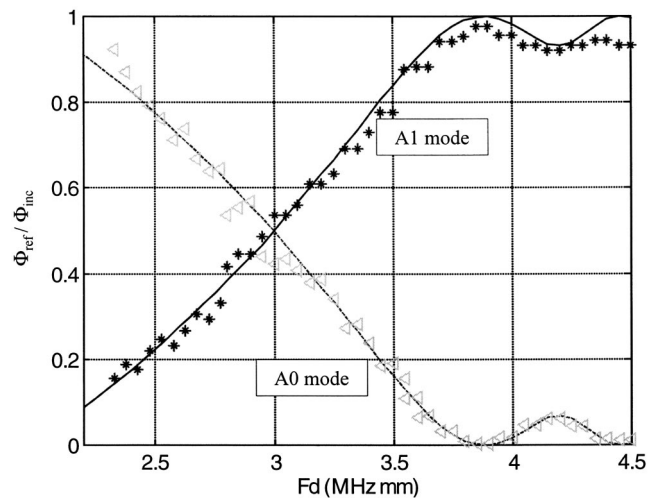


FIG. 9. Finite element method: energy reflection coefficients versus frequency-thickness in the case of an incident A1 wave.

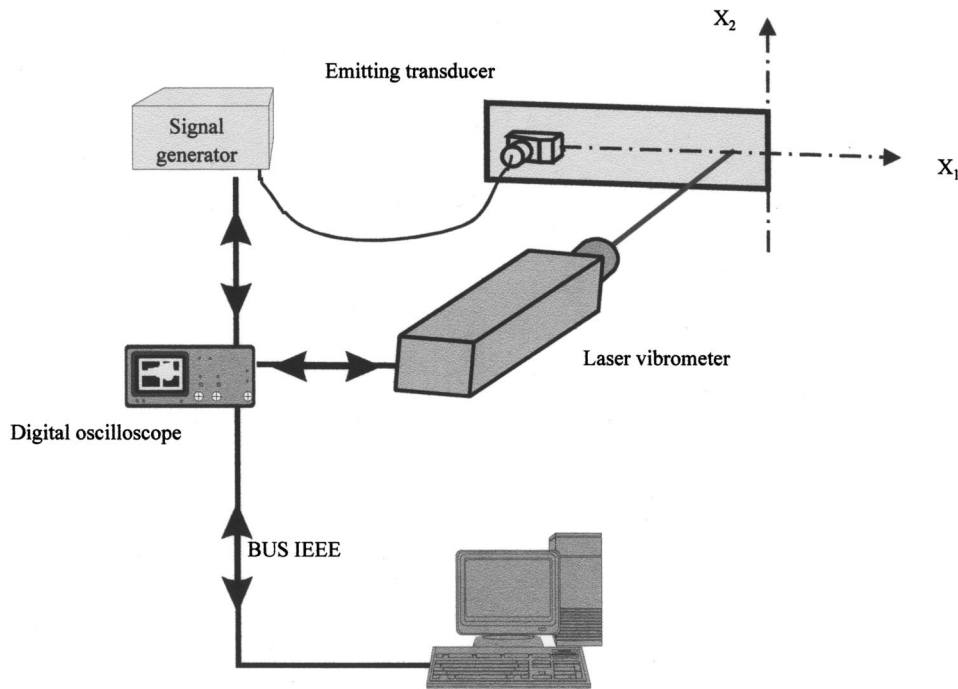


FIG. 10. Experimental setup.

prove the signal-to-noise ratio we perform an averaging over 1000 successive shots. The resulting *B* scan (Fig. 11), similar to those obtained with the finite element method, represents the normal displacement $u_3(x_1, t)$ versus time t and position x_1 . Amplitude oscillations are observable on the reflected waves. This is due to the alternate constructive and destructive interference of two waves propagating with near velocities. On the spatial spectrum representation of the signal at $Fd = 4.2$ MHz mm we verify that the incident wave is the *A1* Lamb wave (Fig. 12). Moreover, this figure confirms the presence of two reflected waves: *A0* and *A1* modes. At this frequency, these two first antisymmetric modes only exist. By means of the ζ coefficient we obtain the energy carried by each waves: 47.9% of the incident energy in *A1* wave and 2.2% in the *A0* wave. These value should be compared to the

theoretical ones: 4% of the incident energy converted in the *A0* wave and 96% in the *A1* wave. Obviously the determination of the reflected modes energy shows that the energy conservation is not verified: less than 50% of the incident wave energy is transmitted in the reflected modes. Several hypotheses can be given to explain the discrepancy between computation and experimentation. The main cause of the difference is that the *A1* Lamb waves generated at the wedge/plate interface do not have a constant amplitude and it is obvious that the processing gives a mean value of the wave amplitude (reflected or incident) over a large distance of propagation. Indeed, the incident beam diverges during the propagation due to the angular aperture caused by the disc-shaped transducer.

The divergence of the wave during the propagation is

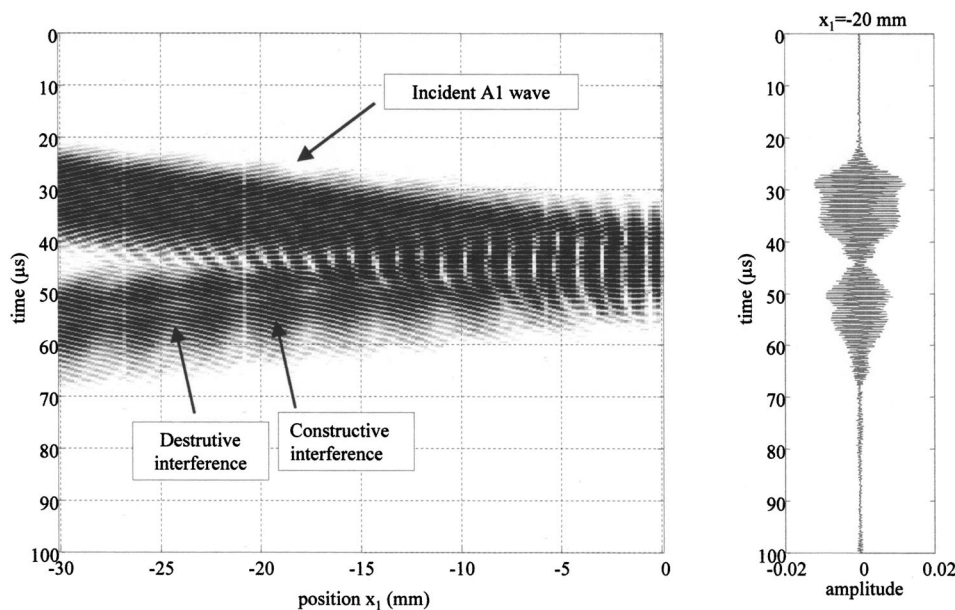


FIG. 11. Quasi-harmonic experimental study. Normal surface displacement $u_3(x_1, t)$ versus time and position x_1 . Time recorded signal at the location $x_1 = -20$ mm.

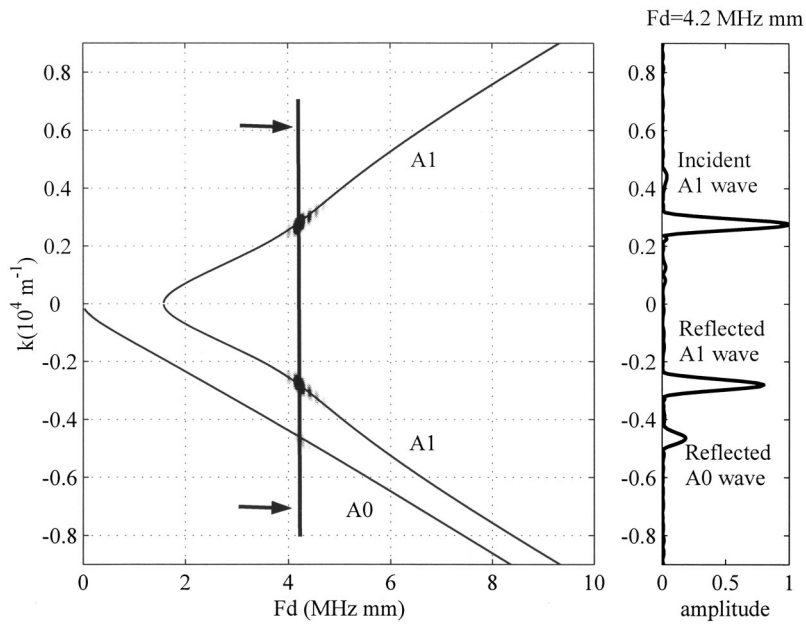


FIG. 12. Quasi-harmonic experimental study. Representation of the signal in the dual space (k, F) . The solid lines are to the theoretical dispersion curves.

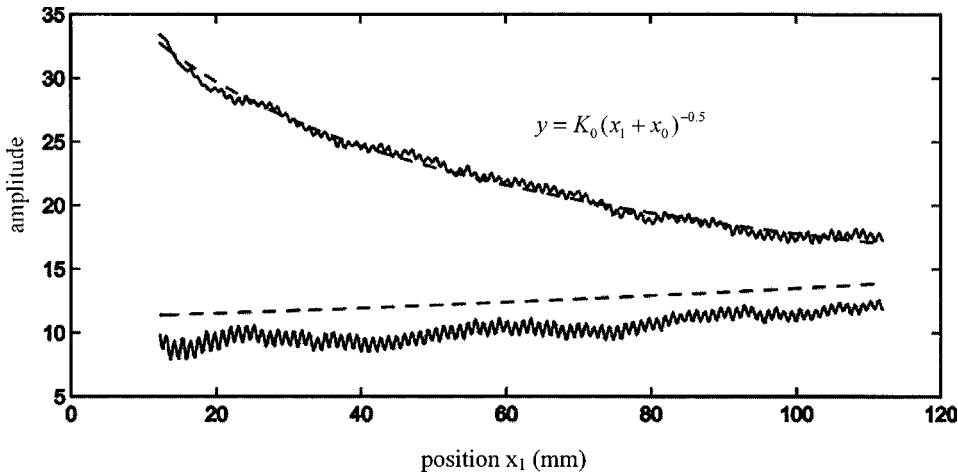


FIG. 13. Spatial behavior of the A1 wave amplitude at $F_d=4.2$ MHz mm. The superimposed dashed curve is the regression of the incident A1 wave amplitude.

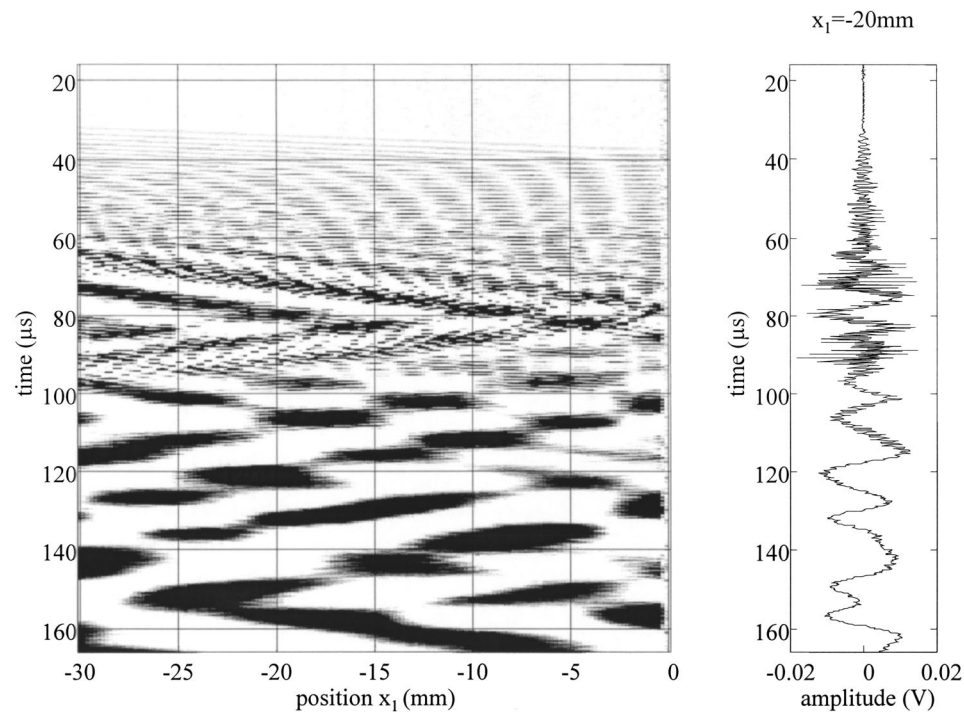


FIG. 14. Impulsional experimental study. Normal surface displacement $u_3(x_1, t)$ versus time and position x_1 . Time recorded signal at the location $x_1 = -20$ mm.

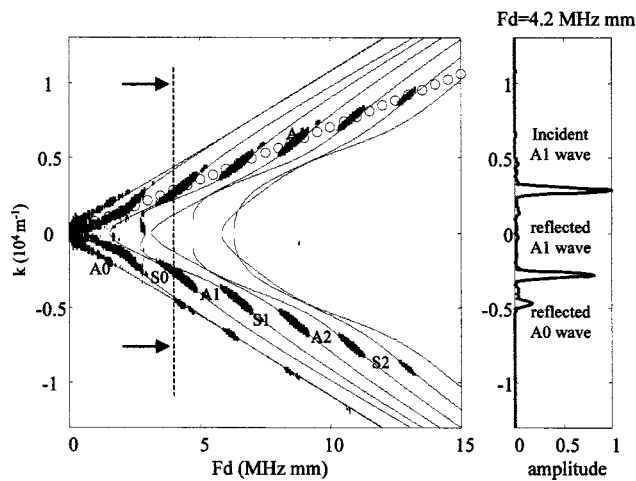


FIG. 15. Impulsional experimental study. Representation of signal in the dual space (k, F) . The solid lines are the theoretical dispersion curves.

verified by the determination of the amplitude attenuation along x_1 direction. By means of the experimental setup described in Fig. 10, we measure the surface displacements along the transducer axis from $x_1 = -120$ to $x_1 = -10$ mm by 0.2-mm steps. On the resulting signal $u_3(x_1, t)$, we perform a temporal fast Fourier transform which gives $\chi(x_1, F)$ in the space-frequency representation. Let us consider the A1 mode at frequency $Fd = 4.2$ MHz mm. In order to make an estimation of its amplitude attenuation during the propagation, a sliding window spatial Fourier transform is applied to the signal $\chi(x_1, F)$ at $F = 2.1$ MHz. The 50-point rectangular window is translated along x_1 on the signal $\chi(x_1, F)$ and at each x_1 position a spatial FFT is performed on the windowed signal. In Fig. 13 we plot the amplitudes of the incident and reflected A1 waves. The superimposed dashed curve is the regression of the experimental peak amplitude of the incident A1 wave. The equation of this curve is $y = K(x_1 + x_0)^{-1/2}$. This result agrees well with the theory of diffraction. Even if the uncertainty on the determination of reflected A1 wave amplitude is higher than the incident one, the wave continues to decrease as $1/\sqrt{x_1}$. In the next step it is assumed that the divergence is transmitted to the reflected wave so the converted wave decreases as the incident wave.

In addition to the beam divergence, some diffusion and

attenuation of the Lamb waves occur in the material during the propagation (it is not negligible in this frequency range). The quasi-harmonic study allows us to obtain the energy repartition of an incident wave at a given frequency. In order to obtain the results on a large frequency range one must repeat the measurement at numerous frequencies and this way could be very expensive in time and in memory. A solution is to perform an impulsional study which covers a larger frequency bandwidth.

B. Impulsional results

The experimental setup is identical to the previous quasi-harmonic study and a pulse voltage (300 V) is applied on the emitter transducer. In Fig. 14 the resulting B-scan $s(x_1, t)$ describes the time evolution of the u_3 displacements collected by the laser vibrometer along a line parallel to the direction of propagation of the waves. In order to identify each Lamb wave, a spatial and a temporal fast Fourier transform are successively applied to the $s(x_1, t)$ signal, providing a new representation of the signal in the dual space (k, F) . The 2d-FFT representation of the signal is shown in Fig. 15. Between $Fd = 3.8$ and $Fd = 4.8$ MHz mm, the incident wave is the A1 wave and there is no other incident wave with a significant amplitude. Therefore the study of the A1 mode conversion at the end of the plate is possible at these frequencies. At a given frequency, the reflected Lamb wave energies are deduced from the amplitudes by mean of the ζ coefficient previously defined. The results are corrected to take into account the beam divergence. Figure 16(a) shows the A1 incident energy repartition among the reflected modes over the frequency range 3.8–4.8 MHz mm. The A1 mode energy varies in an opposed trend to A0: the A1 energy decrease is compensated by the A0 energy increase. The variations of reflected wave energies are similar to the theoretical results [Fig. 16(b)] even if reflected energy is 80% of the incident one. In order to obtain a significant improvement in balance between incident and reflected energy, the experimentation must be done with a real plane wave and a 3D finite element computation must be performed.

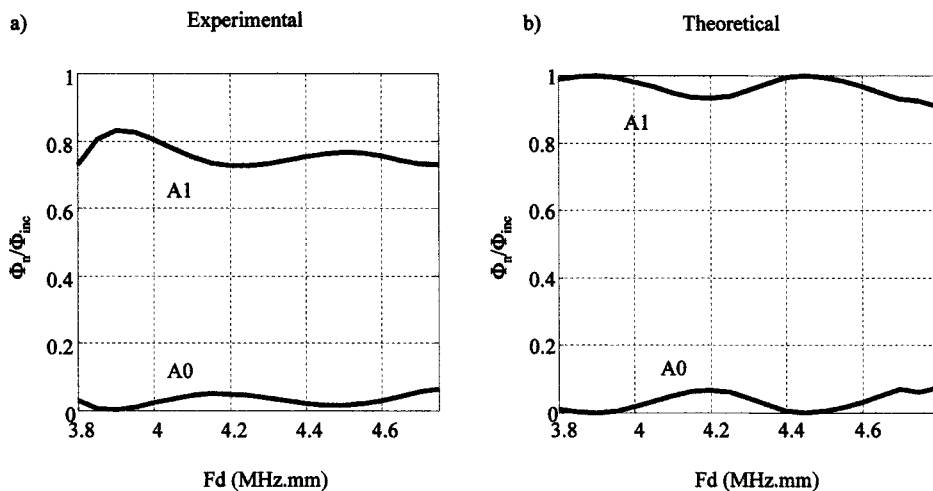


FIG. 16. Comparison between the experimental (a) and theoretical (b) energy reflection coefficient at the end of the plate (incident A1 wave).

V. CONCLUSION

Different studies of the reflection of the A1 Lamb wave at the free edge of a plate are performed in this paper. The FEM confirms our theoretical model with a good accuracy. Conversion modes are demonstrated and evaluated. An experimental verification of these conversions is achieved by vibrometer measurements of the wave displacement on the plate. The processing of the space data linked to the waves gives the reflection coefficient and the energy balance. We show that the incident wave energy is shared out among the reflected waves. These methods can be applied to study the Lamb wave conversion onto a wide variety of geometrical discontinuities. For example, in the case of a rib stiffened plate, we have made a precise nondestructive evaluation of the soldered joints by performing the measurement of the converted energy.¹¹

¹P. J. Torvik, "Reflection of wave trains in semi infinite plates," *J. Acoust. Soc. Am.* **41**, 346–353 (1967).

²D. C. Gazis and R. D. Mindlin, "Extensional vibrations and waves in a circular disk and a semi-infinite plate," *J. Appl. Mech.* **September**, 541–547 (1960).

³R. D. Gregory and I. Gladwell, "The reflection of a symmetric Rayleigh-Lamb wave at the fixed or free edge of a plate," *J. Elast.* **13**, 185–206 (1983).

⁴Y. Cho and J. L. Rose, "A boundary element solution for a mode conversion study on the edge reflection of Lamb waves," *J. Acoust. Soc. Am.* **99**, 2097–2109 (1996).

⁵S. Y. Zhang, J. Z. Shen, and C. F. Ying, "The reflection of the Lamb wave by a free plate edge: visualization and theory," *Mater. Eval.* **46**, 638–641 (1988).

⁶M. Lowe and O. Diligent, "Reflection of a fundamental Lamb modes from the ends of plates," *Review of Progress in Quantitative NDE*, edited by D. O. Thompson and D. E. Chimenti (Plenum, New York, 2001), Vol. 20.A, pp. 89–96.

⁷D. N. Alleyne, M. J. S. Lowe, and P. Cawley, "The reflection of guided waves from circumferential notches in pipes," *J. Appl. Mech.* **65**, 635–641 (1998).

⁸D. Alleyne and P. Cawley, "A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals," *J. Acoust. Soc. Am.* **89**(3), 1159–1168 (1991).

⁹L. Martinez, J. Duclos, and A. Tinel, "Aspects of a damped surface wave in the Fourier diamond spaces. New surface wave analysis method (S.W.A.M.)," *J. Acoust. Soc. Am.* **103**, 2901(A) (1998).

¹⁰B. Morvan, A. Tinel, and J. Duclos, "Coupling of Lamb waves at a tee junction," *IEEE International Ultrasonics Symposium, Lake Tahoe, NV, Vol. 1*, pp. 565–568 (1999).

¹¹B. Morvan, H. Duffo, J. Duclos, and A. Tinel, "Lamb wave interaction with a welded rib," *Acoust. Lett.* **24**(6), 111–116 (2000).

Interaction of Lamb waves on bonded composite plates with defects

H. Duflo *, B. Morvan, J.-L. Izbicki

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique, UMR CNRS 6068 IUT, Place Robert Schuman, 76600 Le Havre, France

Available online 28 February 2006

Abstract

This work is devoted to the characterization of defects in the bonding of two carbon epoxy composite plates using Lamb waves. First, artificial defects are located by a C-scan performed by two air-coupling transducers. Next, Lamb wave propagation is studied with a laser interferometer. The behavior of the incident wave is interpreted and related to the nature of the defect. The size of the flaw area is estimated.

© 2006 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Lamb waves; Air-coupling; Bonding; Laser interferometry; Composite; Non-destructive evaluation

1. Introduction

Guided waves are extensively used in the field of non-destructive testing for the characterization of materials evaluation of defects in homogeneous materials. More recent studies concern Lamb wave propagation in composite materials (i.e. [1–10]). For material having a plate configuration, Lamb wave evaluation has one main advantage: it is possible to test the entire thickness of the material over a great distance. This distance depends on the damping due to the material and in the case of a composite plate, the attenuation increases rapidly in function of the frequency. Hence the present study is limited to the two first A_0 and S_0 Lamb modes with a frequency of less than 500 kHz. The goal of this study is to determine which of these two Lamb waves is the most suitable to estimate a change in the quality of the bonding. To this purpose, different types of defects were studied. The choice of the six defects studied was guided by problems which may be met in the production lines of composite materials. Two studies were performed involving non-contact measurements.

The first study was an air-coupling C-scan which is used to localize the defects. The second study was based on laser

interferometry measurements along the direction of propagation of the Lamb wave. From these measured surface velocities, a spectral analysis was carried out showing that stationary modes are generated on both sides of the bonding defect. This phenomenon can be used to locate the depth of the defect in the plate as well as its dimensions.

2. Sample plate description

Two carbon-fibre plates were bonded using a film of supported epoxy adhesive. Each plate was made of eight plies of woven prepreg (2.3 mm thick). The assembly is 4.6 mm thick, 290 mm long and 190 mm wide. Artificial defects (12 mm in diameter) were inserted between the adhesive film and the substrate. Each of the included defects simulates a different type of flaw that could appear on the assembly line. Some pieces of Teflon® (PTFE) film, peel ply or separated film were inserted between the two plates before bonding, as in the case for defects numbers 1, 2, 4 and 5. Defect 3 was obtained by removing a piece of the adhesive film before bonding, and defect 6 was made by adding some grease, as this situation may very well encountered in industry on an assembly line for example. The original size of the defects was 12 mm in diameter but because the adhesive may continue to flow during the bonding process (post-cure), bonding defect dimensions could be slightly different.

* Corresponding author. Tel.: +33 (0)2 32 74 47 38.

E-mail addresses: hugues.duflo@univ-lehavre.fr, hugues.duflo@free.fr (H. Duflo).

2.1. Defect localisation with an air-coupling C-scan of the plate

In the last few years, a new kind of air-coupled transducer has appeared thus aiding in the non-contact ultrasonic testing (NDT) of samples which cannot be tested by the immersed pulse-echo ultrasonic method (i.e. [11–13]). To locate the defect on a composite plate, two air-coupling transducers were positioned face to face. The distance between the two devices is about 5 cm. The composite plate was placed on a XY motorized table. The two transducers used were Ultrason[®] NCT 105 (central frequency 500 kHz, bandwidth 500 kHz, active diameter 25 mm). A “chirp” signal was used on the emitter transducer. The receiver measures the transmitted signal through the plate and the maximum of the amplitude was stored by a computer. To obtain the C-scan image, the plate moves along a 70 mm horizontal line, after which a vertical shift of 1 mm was completed. The entire acquisition is 71 horizontal lines, and for each line, 150 values of the amplitude transmitted through the structure were caught in motion. It takes about 6 min to scan a square area of 70 × 70 mm using the max speed of about 20 mm/s for our XY motorized table.

These C-scans have been made on the six different defects. The images obtained are represented in Fig. 1 (each small image is 70 × 70 mm). The type of defect is indicated under the corresponding C-scan, and the color scale is represented on the right side of the figure. The maximum amplitude has been normalized from the amplitude in a

healthy area and a 70% level saturation has been used. The 2 spots on the coins (defect #1—upper left and defect #6—lower right) are due to two transducers which have been definitively fixed on the plate for other experiments.

All the defects are observed on the resulting images. Defects 1, 4 (porous and non-porous PTFE film) and 5 (separating film) are very clearly located. Sizes of inserted defects are the same as those observed (12 mm). The three other defects are less well localized, due to their nature. The remaining piece of peel ply makes a poor bonding due to a different surface state. The removal of piece of adhesive film makes a defect for which the size and shape vary during the curing. And once again, the adjunction of grease between the substrate and the adhesive layer gives another type of poor bonding whose area is not well defined.

Due to the diameter of the transducers (25 mm) the defects appear to be a little larger than their real size. Industry requires that all defects larger than 12 mm should be detected; this condition was well satisfied in this study.

In the next part, a point-measuring laser velocimeter was used to provide the time signal of the velocity of the waves at one point.

3. Laser velocimeter detection

A laser vibrometer OFV-5000 (Polytec[®]) uses the principle of the heterodyne interferometer to acquire characteristics of mechanical vibrations or transient motion processes. For the velocity acquisition, the controller is equipped with

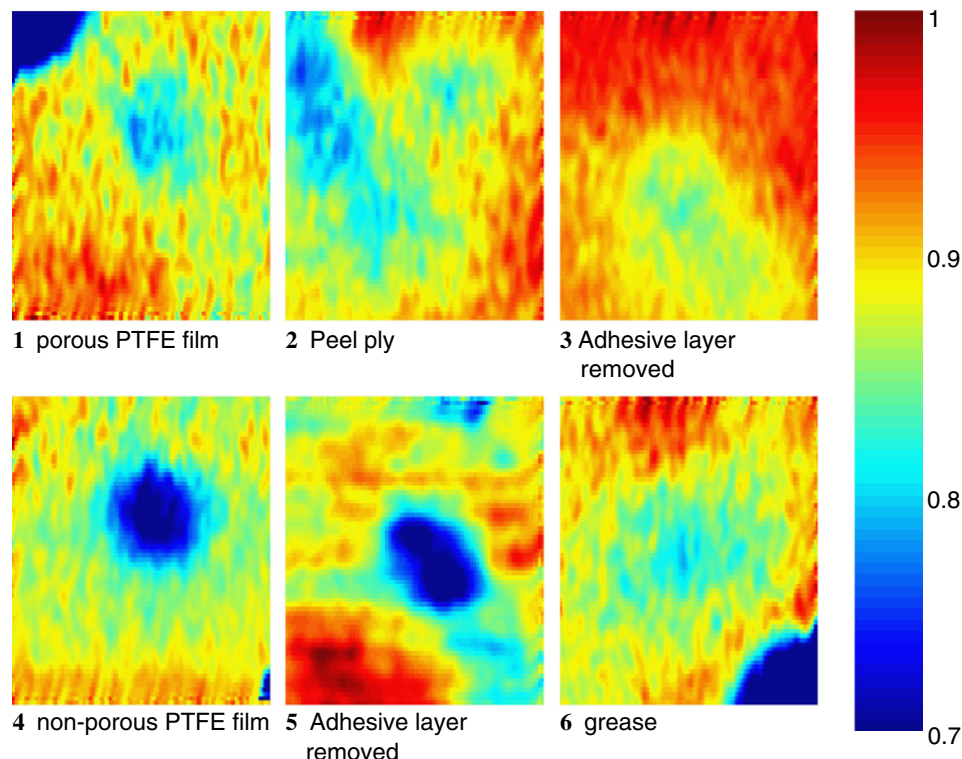


Fig. 1. C-scan results for the six areas (70 × 70 mm) around the defects. Saturation level about 70%.

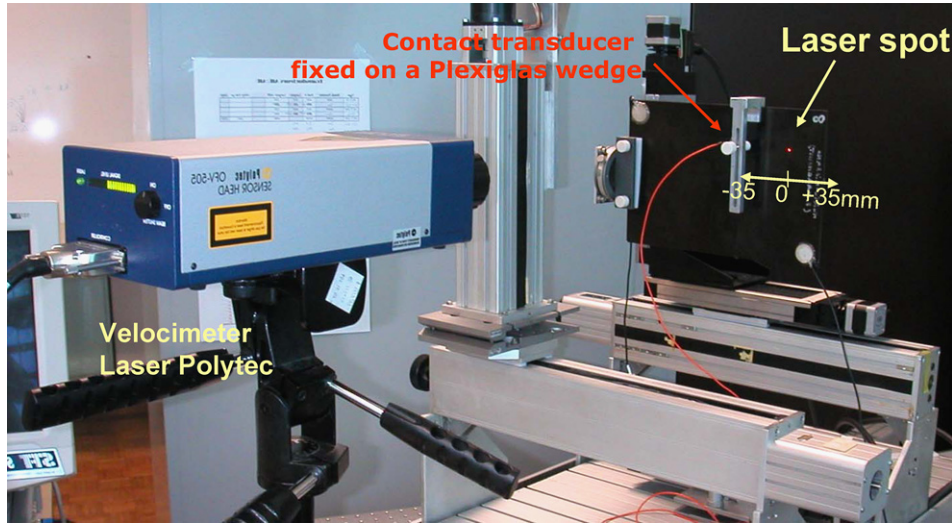


Fig. 2. Laser velocimeter set-up: guided wave generation and velocimeter detection.

the universal decoder: VD-06 (with a DSP technology). It has three measurement ranges which allow high-precision, high-resolution acquisition of vibrations in the frequency range from 0 Hz to 350 kHz (other decoders with higher frequency range are also available, but 350 kHz is enough for this study).

3.1. Guided wave propagation

To generate Lamb waves, an electric pulse was sent to a contact transducer fixed on a Plexiglas wedge and attached to the plate 5 cm before the defect area (Fig. 2). The plate was translated on -35 to $+35$ mm by 0.2 mm step ($x = 0$ is the center of defect position). As waves are propagating on the plate, they were detected by laser velocimeter. The measured surface velocity amplitudes were stored for each position. An example of a result for defect #5 is given in Fig. 3.

In this image the velocity amplitudes are given by color level versus position and time, and it can be observed that two waves are propagating with energy velocities that are quite different. Disturbances are observed in the case of the fastest wave propagation close to $x = 0$ position. These waves can be identified by a spectral analysis.

A double FFT was applied to obtain the dual space representation (wave number versus frequency). This representation permits us to obtain dispersion curves of the Lamb waves which are propagating. Fig. 4 shows the double

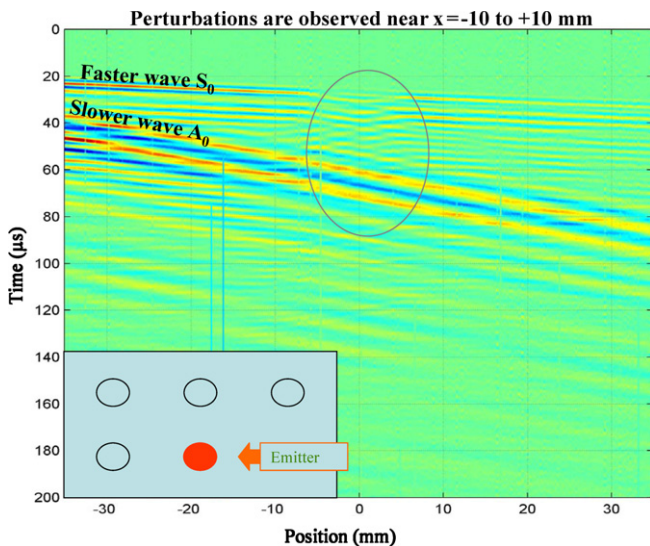


Fig. 3. Results for guided Lamb wave interaction on defect number 5 (separating film inserted). Time versus position image.

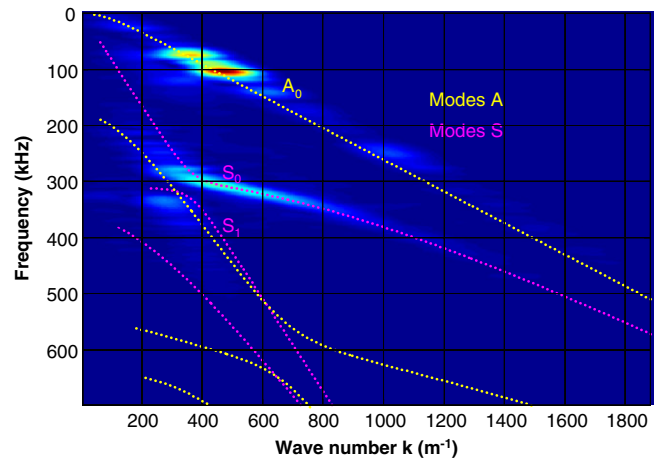


Fig. 4. Dual space (K, f) representation of temporal acquisition (defect 5), theoretical dispersion curves of symmetric and anti-symmetric Lamb waves.

Table 1
Measured and identified elasticity parameter of the studied plate

Measured parameters		Identified parameters	
Density	1560 kg m^{-3}	C_{11}	44.1 GPa
Thickness	4.6 mm	C_{13}	4.6 GPa
		C_{33}	15.2 GPa
		C_{44}	4.95 GPa

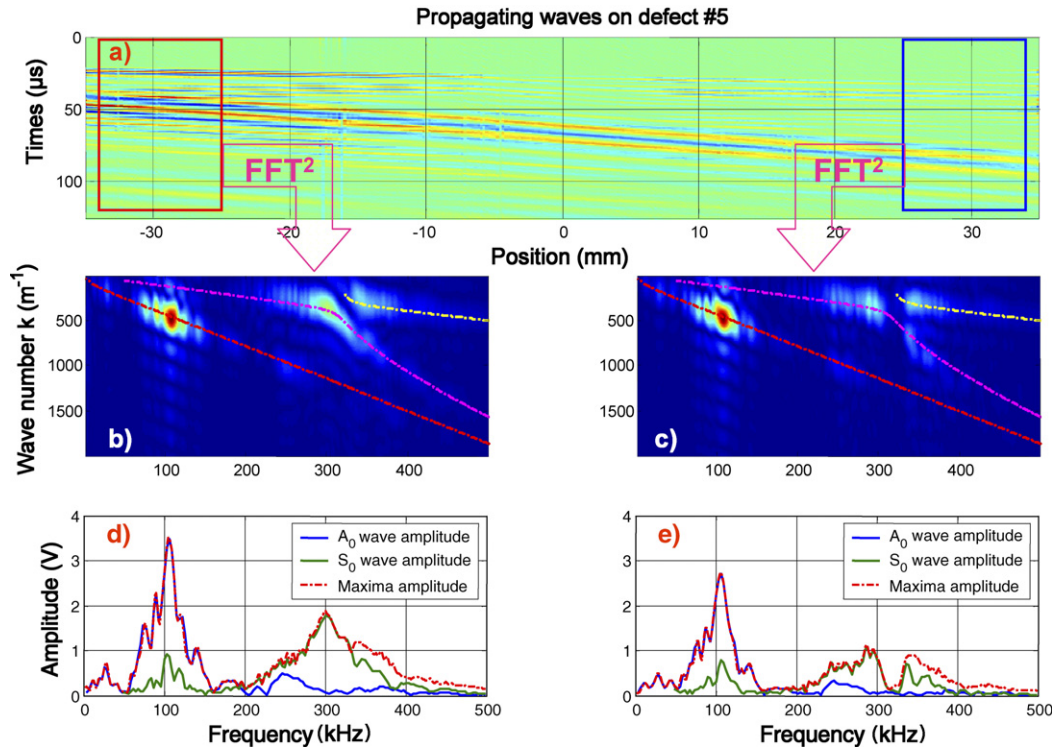


Fig. 5. Defect #5, measurement of the amplitude of A_0 and S_0 waves before and after the defect.

FFT image result. From this image, we identify the parameters listed in Table 1. The theoretical curves calculated using these coefficients were superimposed on the image result. The fastest wave corresponds to the S_0 wave whereas the slowest is the A_0 wave.

3.2. Guided wave interaction with defect

The (x, t) image in Fig. 3 is the result for defect #5 (insertion of a piece of separating film for the adhesive layer). Close to position $x = 0$ mm, disturbances are detected. A small part of the signal seems to go in reverse, thus mode conversions should exist. Recent works by Morvan and Izbicki [14] show that identification of the defect is possible in the (k, x) space and allow an estimation of the localization for defects #1, #4 and #5. For all the defects, we propose to study the A_0 and S_0 interaction with the defect by analyzing Lamb wave propagation.

The successive steps of the signal analysis can be seen in Fig. 5. First, a filtered image was calculated to keep only the waves being propagated in the increasing direction of the X -coordinates (Fig. 5a). Two (x, t) windows (blue and red)¹ was selected on each side of the defect. A double FFT was then calculated on these two windows (Figs. 5b and c). The theoretical dispersion curves allow identification of the A_0 , S_0 and S_1 waves. Finally, in Figs. 5d and e, the amplitude of the two fundamental waves A_0 and S_0

are plotted versus frequencies. The red curves give the total amplitude signal amplitude versus frequencies (including A_0 , S_0 and S_1). The comparison between the amplitudes of the A_0 waves before and after the defect shows that all frequency components (between 50 and 150 kHz) are globally attenuated by about 4 dB. Moreover, we verify that this attenuation is identical to those of the wave propagating in non-defected composite plate. This means that the A_0 wave is not sensitive to the defects. On the contrary, the S_0 wave frequency components are diversely affected by the defect. In the frequency range of 300–340 kHz there

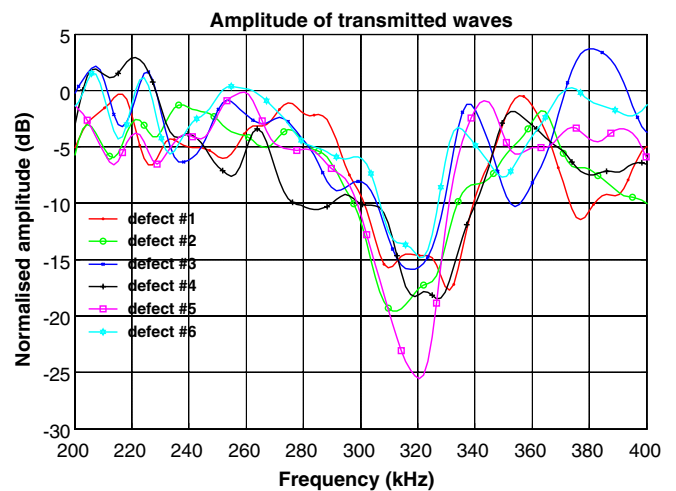


Fig. 6. Relative amplitude of the transmitted waves after passing through the defects.

¹ For interpretation of colour in figures, the reader is referred to the web version of this article.

Table 2

Wavelength calculated for A_0 and S_0 waves for a composite plate 2.3 mm thick

Frequencies (kHz)	280	300	320	340
A_0 wavelength (mm)	10.9	10.2	9.7	9.2
S_0 wavelength (mm)	39.0	36.4	34.0	32.0

is an abrupt loss of amplitude for the S_0 wave. Its amplitude variation is studied in the next paragraph and interpreted as excitation of converted modes.

3.3. Defect dimension estimation

The maximum of the transmitted wave amplitude (normalized by incident wave level) is plotted in dB scale for each defect (Fig. 6). A significant hollow (level inferior to -15 dB) around frequency 320 kHz is observed. This means that a part of S_0 incident energy is lost in the zone of the defect. Since the reflected waves are insignificant, the energy has to be distributed into a stationary mode located on the defect. Indeed, the resonant cavity is determined by the defect: its thickness is the distance between the defect and the plate interface and its length is defined by the defect size. In Table 2, the wavelengths of the A_0 and S_0 modes have been calculated for a composite plate 2.3 mm thick. The frequency range 300–320 kHz corresponds to a stationary A_0 mode on a length close to 10 mm.

For all the six defects, the incident S_0 wave is then converted into a stationary A_0 mode. This mode, located on the defect, strongly attenuates the transmitted S_0 waves around a particular frequency. This frequency measurement allows us to evaluate the size of the flaw area.

4. Conclusion

Two experimental methods of non-destructive evaluation were used to estimate the size of some artificial defects inserted in the bonding of two composite plates. The two studies are complementary and because of the non-contact nature of the experimental set-up these methods are well suited to industrial applications. The air-coupling technique was used to obtain C-scan images of the transmitted signal amplitude when the plate is moving between two air-coupled transducers. This technique requires having access to the both sides of the plate. All the defects are located, and sizes are well estimated. A second technique using a contact transducer and a laser interferometer was used to

detect the generated guided wave propagating through the defect. A dual space representation shows that the S_0 wave is affected during the passage through the altered area. Some frequency components of the incident signal are more attenuated. This is due to the presence of a stationary A_0 wave on the defect. The frequency for which the stationary mode is excited depends to the defect size.

Acknowledgment

This work is supported by Aircelle (Hurel-Hispano) Le Havre (SAFRAN Group).

References

- [1] Nagy PB, Jungman A, Adler L. Measurements of backscattered leaky Lamb waves in composite plates. *NDT & E Int* 1993;26(5):271.
- [2] Adler L, Rose WR, Rokhlin SI, Nagy PB. Lamb wave and leaky Lamb wave characterization of fiber reinforced composites. In: *Proceedings of the 2nd conference on advanced composites*, Dearborn, Michigan, USA, 18–20 November 1986.
- [3] Potel C, Chotard T, De Belleval J-F, Benzeggagh M. Characterization of composite materials by ultrasonic methods: modelization and application to impact damage. *Compos Part B: Eng* 1998;29(2):159–69.
- [4] Wu T-T, Liu Y-H. On the measurement of anisotropic elastic constants of fiber-reinforced composite plate using ultrasonic bulk wave and laser generated Lamb wave. *Ultrasonics* 1999;37(6):405–12.
- [5] Chimenti DE, Martin RW. Nondestructive evaluation of composite laminates by leaky Lamb waves. *Ultrasonics* 1991;29(1):13–21.
- [6] Guo N, Cawley P. Lamb waves for the NDE of composite laminates. *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*, vol. 11. New York: Plenum; 1992. p. 1443–50.
- [7] Lima WJN, Braga AMB. Dispersive waves in composites, a comparison between various laminated plate theories. *Compos Struct* 1993;25(1–4):449–57.
- [8] Chimenti DE. Lamb waves in microstructured plates. *Ultrasonics* 1994;32(4):255–60.
- [9] Bratton R, Datta S, Shah A. Scattering of Lamb waves in a composite plate. *Review of progress in quantitative nondestructive evaluation*. *NDT & E Int* 1996;29(4):250.
- [10] Green WA, Rhian Green E. Elastic waves in fibre composite laminates. *Ultrasonics* 2000;38(1–8):228–31.
- [11] Blomme E, Bulcaen D, Declercq F. Air-coupled ultrasonic NDE: experiments in the frequency range 750 kHz–2 MHz. *NDT & E Int* 2002;35:417–26.
- [12] Schindel DW, Forsyth DS, Hutchins DA, Fahr A. Air-coupled ultrasonic NDE of bonded aluminum lap joints. *Ultrasonic* 1997;35:1–6.
- [13] Stoessel R, Krohn N, Pfeiderer K, Busse G. Air-coupled ultrasound inspection of various materials. *Ultrasonic* 2002;40:159–63.
- [14] Morvan B, Izbicki J-L. Defects detection on a composite structure by an optical measurement of ultrasonic surface waves, *Forum Acousticum*, Sevilla 2002, Proceedings.

Chapitre 2 : Ondes guidées et surface rugueuse

Parmi les sujets auxquels nous nous sommes intéressés dans le chapitre précédent portant sur le CND, l'un concerne l'adhésion. L'évaluation de la qualité de l'adhésion revêt en effet un caractère essentiel dans des secteurs comme l'aéronautique où ce mode d'assemblage tend de plus en plus à remplacer le rivetage ou la soudure. Afin d'améliorer l'adhésion de deux plaques composites, celles-ci sont recouvertes d'un tissu à délaminer destiné à être arraché avant collage afin d'une part de protéger la surface à coller de toute pollution chimique mais aussi et surtout afin de créer une rugosité de surface. Il est en effet bien connu qu'en augmentant les surfaces encollées, on améliore l'adhésion. Pour créer une rugosité il existe différents moyens tels que l'attaque chimique, le sablage ou grenailage, l'ablation laser. La rugosité de surface intervient également lorsqu'on étudie la corrosion qui se traduit par une modification superficielle de la composition chimique (présence d'oxydes) mais surtout par une détérioration de l'état de surface. La récurrence de cette problématique dans les problèmes de CND, nous a amenés à nous intéresser à la caractérisation d'état de surface. Un nombre important d'études concerne la réflexion d'une onde plane sur une interface rugueuse [1-2]. Peu d'études portent sur l'influence de la rugosité sur la propagation d'ondes guidées. La plupart d'entre elles concernent les ondes de surface (Onde de Rayleigh, onde de Scholte) [3-4]. Sur les ondes de plaques de type ondes de Lamb, on peut citer les travaux de Chimenti et al [5-7].

Dans de nombreux cas, le profil d'une surface rugueuse, considéré comme aléatoire, possède en fait des pseudo périodicités spatiales. Pour une surface grenillée ou sablée, ces périodes seront liées par exemple à la taille des projectiles (gravier, sable,...) utilisés pour réaliser la surface rugueuse. Ces longueurs caractéristiques sont obtenues facilement en réalisant un relevé profilométrique puis en calculant la densité spectrale de puissance (DSP) du profil mesuré. Des études précédentes ont montré que la présence de rugosités affectait principalement l'amplitude de l'onde et non pas la vitesse de phase [5]. L'objectif des travaux exposés dans ce chapitre est de lier l'atténuation des ondes de Lamb aux propriétés de la plaque (profondeur de rugosité, périodicités spatiales). Ces travaux sont en partie issus de la thèse de Damien LEDUC : « Propagation d'ondes de Lamb en présence d'une interface rugueuse », thèse soutenue le 29/09/2005 et que j'ai co-encadrée avec Pascal Pareige.

1- Caractérisation d'une surface rugueuse

L'objectif de cette partie est d'analyser les ondes de type « ondes de Lamb » se propageant dans une plaque isotrope comportant une seule interface rugueuse. Les plaques étudiées sont en verre d'épaisseur $d=5\text{mm}$ et de 200 mm de côté. Trois plaques ont l'une de leurs faces traitée afin d'obtenir une surface rugueuse (l'autre face étant non traitée), la quatrième étant non traitée afin de constituer une plaque de référence. La topographie de la surface de chaque plaque est obtenue par un profilomètre de surface optique, ce qui permet d'évaluer l'amplitude de la rugosité, les paramètres statistiques usuels R_a (moyenne arithmétique de la rugosité) et R_q (moyenne quadratique de la rugosité) dont l'expression mathématique est

$$R_a = \frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N |Z_{ij}| ; R_q = \sqrt{\frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Z_{ij}^2}, (1)$$

où les amplitudes Z_{ij} sont mesurées à partir de la surface moyenne, et M, N sont le nombre de points dans chaque direction (voir Fig. 1). Ces paramètres sont donnés dans la Table 1 pour chaque plaque.

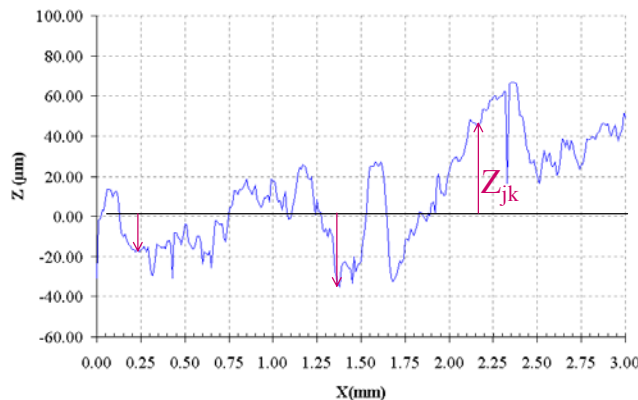


Figure 1 : Exemple de profil de rugosité (cas de la plaque grenillée)

	R_a (μm)	R_q (μm)
plaque non traitée	< 0.01	< 0.01
sablée	4.8	6.0
grenillée	23.3	29.8
fortement grenillée	52.4	67.4

Table 1 : Paramètres statistiques de rugosité pour les plaques en verre étudiées

A chaque profil de rugosité correspond une longueur spatiale, évaluée en utilisant la densité spectrale de puissance (DSP). De manière générale, un maximum correspond à une longueur d'onde spatiale du profil. Plusieurs maxima étant présents sur la DSP correspondant à chaque plaque, plusieurs longueurs d'onde spatiales Λ sont donc disponibles (voir Fig. 2).

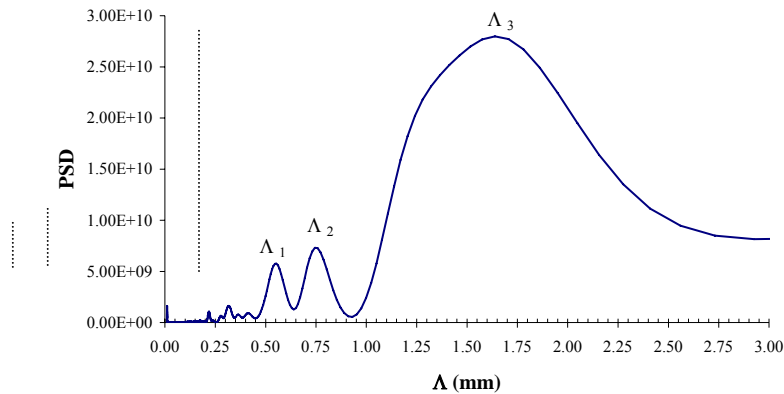


Figure 2 : DSP d'une plaque grenailée

Notons k_x la projection du vecteur d'onde sur l'axe x , ses parties réelle et imaginaire étant respectivement notées k'_x et k''_x . Nous avons réalisé l'étude expérimentale des quatre plaques dont les détails sont donnés dans l'article publié dans NDT&E International "Measurement of the effects of rough surfaces on Lamb waves propagation" [8] donné en annexe en fin de chapitre.

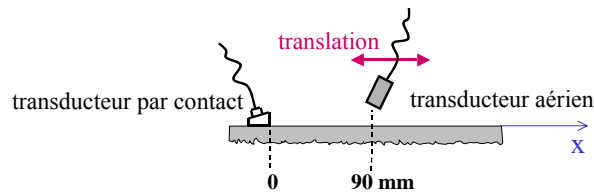


Figure 3 : Montage expérimental

Une mesure sans contact (figure 3) associée à un traitement du signal adapté permet d'extraire les caractéristiques correspondant à chaque mode de Lamb : vitesse de phase (reliée à k'_x) et atténuation (reliée à k''_x).

Les vitesses de phase expérimentales (reliées à k'_x) correspondant aux plaques rugueuses sont très proches de celles correspondantes à l'échantillon de référence non rugueux. Les amplitudes de déplacement de chaque mode de Lamb en fonction de x sont expérimentalement obtenues au moyen d'une Transformée de Fourier Spatiale à fenêtre glissante (voir Fig. 4 pour la plaque grenailée). Un ajustement avec le logarithme de ces courbes expérimentales permet de déterminer la valeur de k''_{x_a} "apparent", lié à l'atténuation.

L'atténuation expérimentale d'un mode de Lamb donné est qualifiée d'"apparente" car elle est reliée à des phénomènes différents : la rugosité, le couplage avec le milieu environnant et la diffraction du faisceau borné sur la plaque. La figure 4 montre donc que cette atténuation apparente dépend des modes et des fréquences considérés.

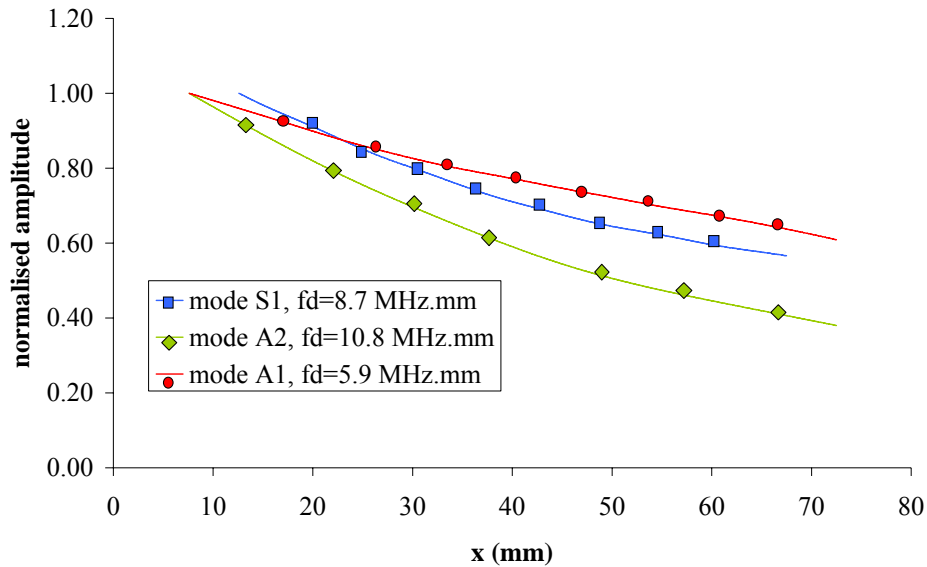


Figure 4 : Amplitudes expérimentales de déplacement normalisées pour les modes de Lamb dans une plaque de verre grenillée.

Si l'on s'intéresse maintenant à l'évolution de l'amplitude d'un même mode en fonction de la rugosité (figure 5), on constate des variations très importantes. L'atténuation sur la plaque vierge est ici principalement due aux effets de diffraction de faisceau. D'après la figure 5, l'atténuation augmente donc avec le paramètre R_q .

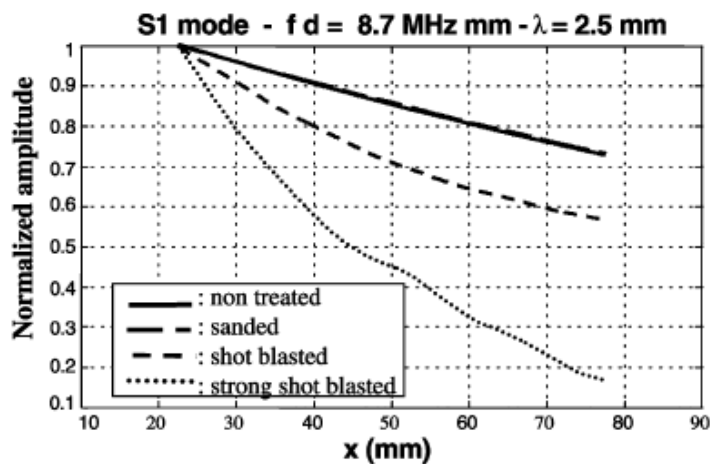


Figure 5 Evolution de l'amplitude du mode S1 en fonction de la distance de propagation sur différentes plaques rugueuses. (Figure tirée de la référence [8])

Nous avons comparé ces résultats expérimentaux à ceux théoriques obtenus par C. Potel et al [9] avec qui nous collaborons au sein du GDR CNRS 2501. Le modèle théorique repose sur la méthode des perturbations qui permet d'exprimer l'équation de dispersion de la plaque rugueuse comme la somme de l'équation de dispersion de la plaque non rugueuse et d'une

perturbation. Cette modélisation est 2D et ne prend pas en compte ni le fluide environnant (la plaque est supposée être dans le vide), ni la nature bornée du faisceau ultrasonore. L'atténuation théorique pour un mode de Lamb donné est donc seulement liée à la rugosité. Dans la table 2, sont données pour différentes fréquences les valeurs évaluées expérimentalement de la partie imaginaire du nombre d'onde corrigées k''_x (sans prendre en compte les effets de diffraction de faisceau) ainsi que les valeurs théoriques.

Mode de Lamb	A1	S1	A2
f d (MHz.mm)	5.9	8.7	10.8
$k'_x d$ (th.)	8.8	14.7	14.9
$k''_{x_a} d$ (exp.)	0.0365	0.0525	0.0755
$k''_x d$ (exp.)	0.0075	0.025	0.0052
$k''_x d$ (th.)	0.032	0.024	0.011

Table 2 : Caractéristiques expérimentales (exp.) et théoriques (th.) des modes de Lamb pour la plaque grenailée. $\Lambda = \Lambda_1 = 0.546 \text{ mm}$

Les résultats donnés dans la Table 2 montrent que les valeurs des k''_x expérimentaux et théoriques sont proches pour le mode S1, mais ne le sont plus pour les autres modes. Deux explications peuvent être données pour expliquer ces résultats. Premièrement, le modèle théorique développé est bi-dimensionnel, alors qu'une plaque grenailée nécessiterait un modèle tri-dimensionnel. Deuxièmement, la DSP de la Fig. 2 présente plusieurs maxima, qui correspondent à plusieurs longueurs d'onde spatiales. Les résultats présentés dans la Table 2 correspondent à $\Lambda = \Lambda_1 = 0.546 \text{ mm}$, or la valeur de k''_x pour un mode de Lamb donné dépend également de la périodicité spatiale Λ considérée. Par exemple, prendre pour valeur $\Lambda = \Lambda_3 = 1.64 \text{ mm}$ (voir Fig. 3) conduit à $k''_x d = 0.0083$ pour le mode A2, ce qui est proche de la valeur expérimentale.

L'influence des longueurs d'onde spatiales, via la DSP de la surface, doit donc être prise en compte pour décrire l'atténuation d'une onde de Lamb. Dans le chapitre qui suit, nous étudions notamment la relation entre la longueur d'onde spatiale Λ du profil de surface et la longueur d'onde de l'onde de Lamb se propageant sur la surface.

2- Etude d'un profil de surface périodique

Nous avons montré précédemment que la présence de rugosités affectait principalement l'amplitude de l'onde et non pas la vitesse de phase. L'atténuation d'amplitude est liée à la valeur moyenne quadratique des hauteurs du profil de surface et nous avons vu que les

périodes spatiales du profil sont déterminantes dans le calcul de l'atténuation. La question se pose alors de savoir si l'onde de Lamb est indifféremment sensible à toutes ces « échelles » de rugosité ou si au contraire elle va fortement interagir avec certaines périodicités spatiales. Pour répondre à cette question, nous avons simplifié le problème en considérant des réseaux striés de périodicités spatiales connues. Nous nous intéresserons dans un premier temps à une plaque sur la surface de laquelle a été gravé un réseau rectangulaire. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Applied Physics* [10]. Cette publication est jointe en annexe à ce chapitre, on pourra donc s'y référer pour plus de détails. Les résultats donnés sont expérimentaux et numériques. Les calculs par éléments finis ont été réalisés par Anne-Christine Hladky (IEMN) à l'aide du logiciel ATILA© [11].

2.1- Présentation des échantillons étudiés

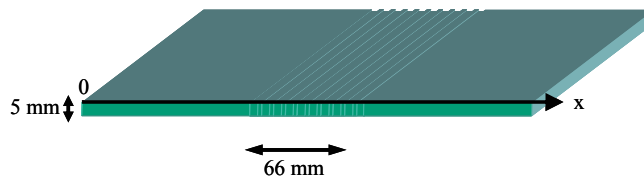


Figure 6 : Dimensions de la plaque étudiée

La figure 6 présente les dimensions de la plaque aluminium étudiée. Une des faces de la plaque possède un profil périodique de périodicité spatiale Λ . Par la suite, deux types de réseaux seront étudiés : un réseau carré et un réseau rectangulaire (figure 7). Le réseau a une longueur limitée de telle sorte qu'avant et après celui-ci, la plaque est parfaitement plane. Ceci permet notamment de générer puis d'identifier le mode de Lamb incident sans ambiguïté. La densité spectrale de puissance des deux profils est tracée figure 8.

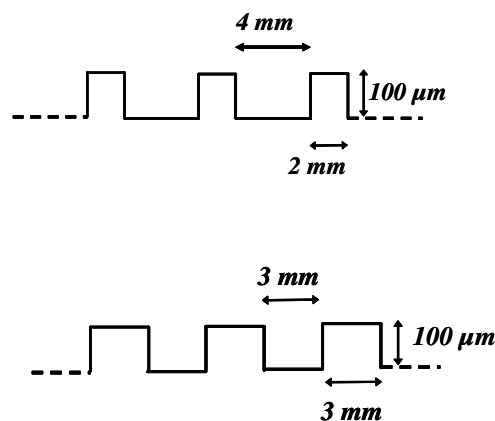


Figure 7 : Dimensions des réseaux rectangulaires et carrés.

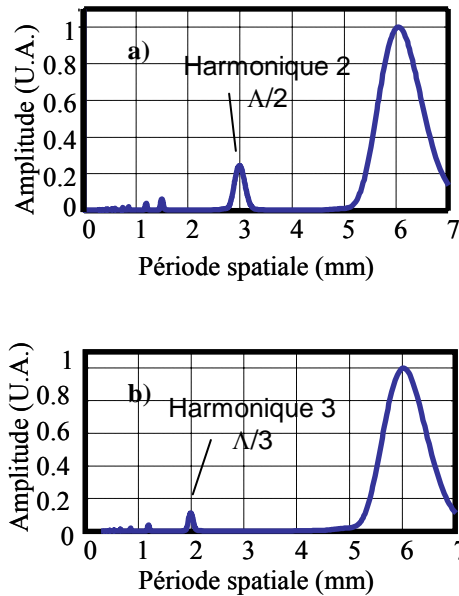
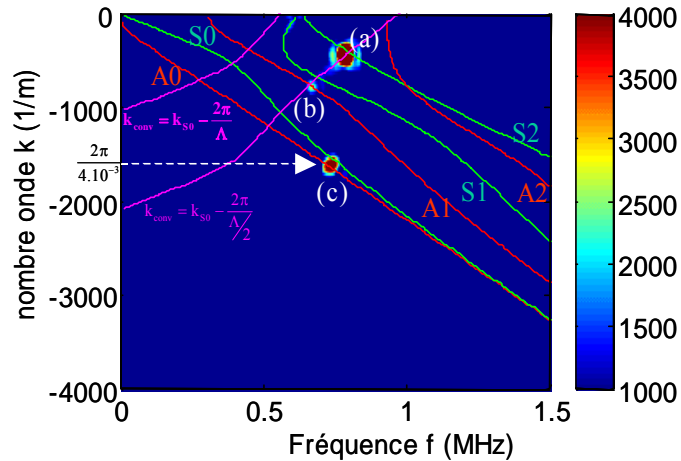


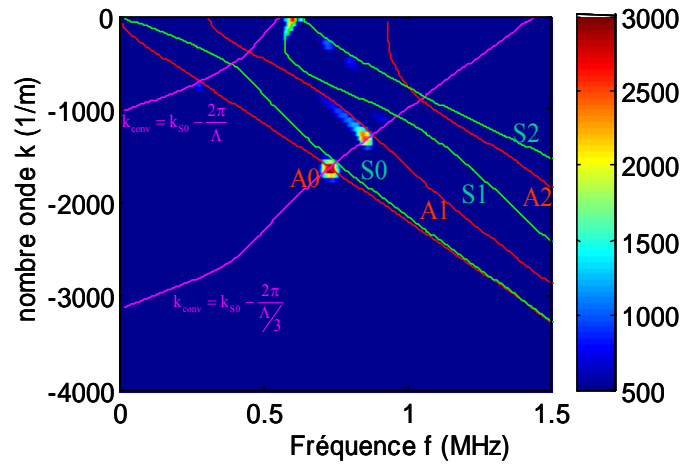
Figure 8 : Densité spectrale de puissance des échantillons étudiés.
Réseau de stries rectangulaires (a) et carrées (b).

2.2- Etude par éléments finis

Le mode incident est le mode S0 à la fréquence de 760 kHz. Pour le générer, on applique les déplacements théoriques du mode S0 sur la première extrémité de la plaque. L'excitation est quasi-harmonique : un train d'onde de 5 périodes est imposé. L'analyse transitoire par éléments finis permet de suivre la propagation de ce mode et plus particulièrement son interaction avec le réseau. Ce qui nous intéresse est l'observation de conversions de modes. Sur la bande fréquentielle excitée, cinq modes peuvent se propager : les modes A0, S0, A1, S1 et S2. Le réseau est composé de motifs rectangulaires et carrés de longueur $\Lambda = 6$ mm et de profondeur $p = 100$ μm . L'image de la double transformée de Fourier (figure 9), spatiale puis temporelle, des signaux temporels correspondants à chaque échantillon nous permet d'identifier ces modes comme étant des modes réfléchis. Pour le réseau rectangulaire (figure 9a), les modes réfléchis sont les modes A0 et/ou S0, A1 et S2. Pour le réseau carré (figure 9b), les modes réfléchis sont les modes A0 et/ou S0 et A1.



(a) Réseau rectangulaire.



(b) Réseau carré.

Figure 9 : Identification des ondes converties/ réfléchies dans l'espace fréquence/ nombre d'onde. Les courbes de dispersion théoriques sont représentées en trait continu. Les courbes en magenta représentent les nombres d'ondes k_{conv} pour l'harmonique 1, 2 ou 3.

On vérifie aisément que les vecteurs d'ondes des ondes converties obéissent à la relation [12] :

$$\vec{k}_{\text{inc}} - \vec{k}_{\text{conv}} = n\vec{G} \quad (1)$$

Avec n un entier et \vec{G} vecteur de base du réseau réciproque défini par $\vec{G} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}_x$.

\vec{k}_{inc} et \vec{k}_{conv} sont respectivement les vecteurs d'ondes incident et réfléchi. Il faut noter, d'après la relation (1), que le mode converti peut se propager soit dans le sens des x positifs (figure 1) soit dans le sens opposé.

Les courbes décrivant l'évolution des nombres d'onde en fonction de la fréquence sont représentées en magenta sur la figure 9. Ces courbes sont tracées pour $n=1$, $n=2$ et $n=3$ (courbes pour les harmoniques 1, 2 et 3). Pour le profil rectangulaire, l'harmonique 2 de la densité spectrale de puissance du profil est présente (figure 9b). On observe effectivement des conversions en ondes réfléchies dont les vecteurs d'ondes vérifient l'équation (1) avec $n=2$. Ces modes sont le mode S2 (identifié par la tache (a) sur la figure 9a) et le mode A1 (tâche (b)). On retrouve également (tache (c)) un mode stationnaire A0 (ou S0) correspondant à une cavité de longueur 4 mm. Cette cavité résonante est définie par la longueur de plus faible épaisseur du motif rectangulaire (figure 7).

Le profil carré ne possède que des harmoniques impaires. Les signaux, dans le plan nombre d'onde/fréquence, indiquent que les conversions liées à l'harmonique 2 disparaissent au profit de conversions associées à l'harmonique 3.

Ces résultats montrent que l'interaction d'une onde de Lamb avec un réseau de stries se visualise et s'interprète dans l'espace dual fréquence/ nombre d'onde.

2.3- Vérification expérimentale

La plaque étudiée expérimentalement comporte un réseau rectangulaire composé de 10 rainures de profondeur $p=100 \mu\text{m}$ et de périodicité spatiale $\Lambda=6 \text{ mm}$ (voir photographie figure 10)



Figure 10 : Photographie de l'échantillon à stries rectangulaires.

Les déplacements en surface sont relevés par interférométrie laser. Le transducteur émetteur est fixe tandis que le laser se déplace suivant la direction de propagation des ondes de Lamb.

Sur la figure 11 sont représentés les signaux, associés aux ondes réfléchies, dans l'espace fréquence/nombres d'onde. Le mode S0 est excité ainsi que le mode S1 autour de sa fréquence de coupure, le nombre de conversions observées sur la figure 11 est donc plus important que dans l'étude MEF.

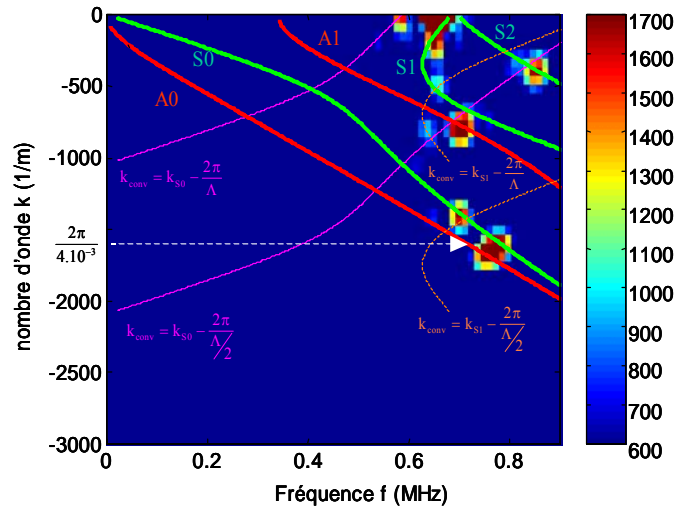


Figure 11 : Plan nombre d'onde/fréquences, modes réfléchis pour l'échantillon à stries rectangulaires.

On retrouve les modes convertis A1 et S2 précédemment identifiés sur un réseau rectangulaire lors de l'étude par éléments finis. En plus de ces modes, on observe des conversions issues du mode S1 incident : l'onde réfléchie S1 et l'onde réfléchie S0 telle que $k_{S0} = k_{S1} - \frac{2\pi}{\Lambda/2}$ associée à l'harmonique 2 du réseau ($\Lambda/2$). Le mode stationnaire A0 (ou S0) correspondant à une cavité de longueur 4 mm est également présent.

L'atténuation de l'onde incidente sous le réseau s'explique par un transfert d'énergie entre les différents modes convertis. Si la relation (1) permet de déterminer les vecteurs d'ondes des modes convertis, celle-ci ne donne aucune information sur l'amplitude de ces derniers et donc sur la répartition d'énergie dans les modes convertis. Nous allons voir dans la partie 3 que l'amplitude est directement liée à la hauteur des pics de la DSP de surface.

3- Etude d'un réseau multi périodique

Dans le cas d'un réseau de surface périodique de période spatiale Λ , nous avons donc établi qu'il existait des couplages de modes à des fréquences pour lesquelles un accord de phase existe entre d'une part les ondes incidentes et converties et d'autre part les périodes spatiales du réseau de surface présentent dans la DSP. Afin d'aller un peu plus loin, on considère

maintenant un profil de surface constitué de deux réseaux (cinq rainures) juxtaposés dont les périodes spatiales diffèrent : respectivement 3 et 3.7mm. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans la revue NDT&E International [13] (voir Annexe en fin de chapitre : « Interaction of Lamb waves with a grating composed of two spatial periodicities: Study in dual space »). La DSP de ce type de surface fait apparaître 3 pics. On retrouve deux pics à 2.96mm et 3.75mm qui correspondent aux périodicités des deux réseaux. Le 3ème pic est dû à un recouvrement des deux pics précédents (figure 12)

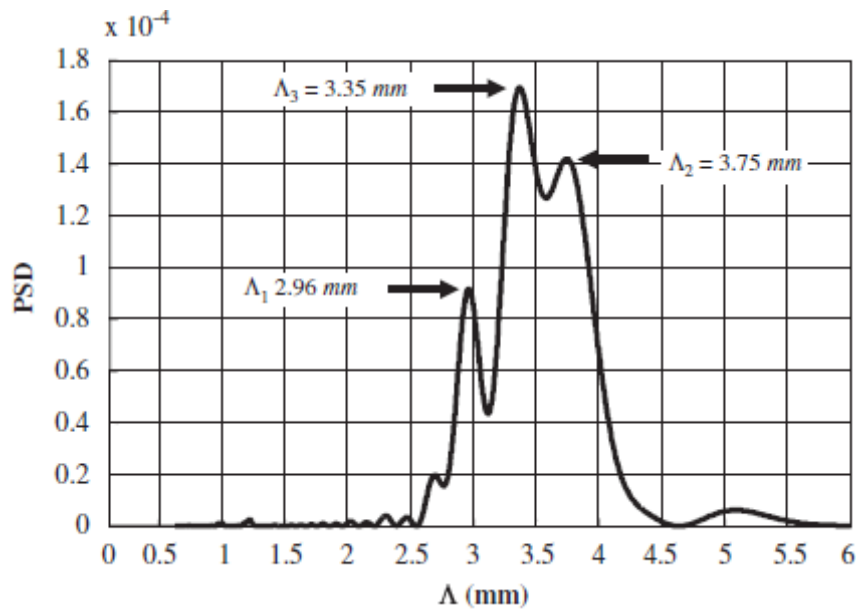


Figure 12 DSP de la surface

Le critère de Rayleigh qui stipule que l'écart entre deux pics doit être supérieur à la largeur à mi-hauteur pour pouvoir séparer ces deux pics n'est pas respecté ici. La largeur des pics est liée quant à elle au nombre faible de stries (5 dans ce cas) pris en compte

On s'intéresse maintenant aux conversions du mode S0 dans la plage de fréquence [720-920kHz]. Trois conversions du mode S0 en mode S2 sont observées figure 13. On retrouve des conversions liées aux deux périodicités des deux réseaux juxtaposés mais également une conversion associée au troisième pic ! De plus, il existe une très bonne correspondance entre l'amplitude des ondes converties et l'amplitude de la DSP comme le montre le tableau 2 (pour être homogène à une énergie, les amplitudes au carré sont comparées aux amplitudes de la DSP).

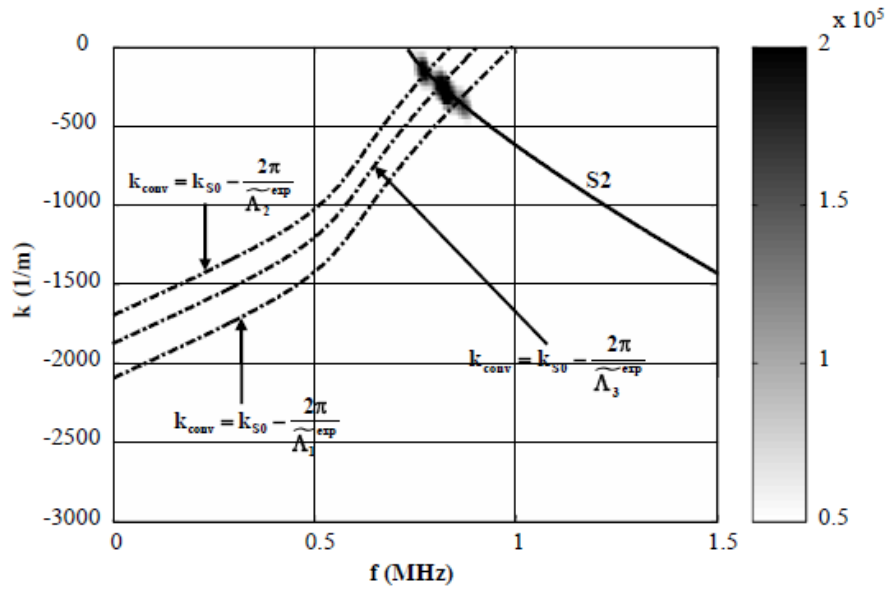


Figure 13 Etude expérimentale : Identification des ondes rétroconverties dans le plan fréquence/nombre d'onde. En traits continus sont représentées les courbes de dispersion des ondes de Lamb dans une plaque lisse d'épaisseur 4.4mm. En pointillés, les valeurs des nombres d'onde obtenus par la relation $\vec{k}_{inc} - \vec{k}_{conv} = n \cdot \vec{G}$ avec $k_{inc} = k_{S0}$ et $\vec{G} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}_x$, Les valeurs de Λ sont les positions des maximums de la figure 12.

Spatial period Λ			Relative energy		
PSD	2D FFT (numerical study)	2D FFT (experimental study)	PSD (%)	2D FFT (numerical study) (%)	2D FFT (experimental study) (%)
$\Lambda_1 = 2.96 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_1 = 3.08 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_1^{exp} = 2.89 \text{ mm}$	23	27	28
$\Lambda_2 = 3.75 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_2 = 3.81 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_2^{exp} = 3.68 \text{ mm}$	35	32	32
$\Lambda_3 = 3.35 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_3 = 3.35 \text{ mm}$	$\tilde{\Lambda}_3^{exp} = 3.21 \text{ mm}$	42	41	40

Tableau 2 : Comparaison entre les différentes longueurs d'onde obtenues par la DSP et celles estimées à partir des FFT2D des signaux expérimentaux et MEF. Pour chaque période spatiale l'amplitude de la DSP est comparée à l'amplitude relative du mode converti S₂ (MEF et Expérience).

La comparaison entre les valeurs relatives obtenues expérimentalement et numériquement d'une part et celles données par la DSP d'autre part est très bonne. On illustre bien ici l'importance de la DSP de la surface qui contient à la fois une information sur la position des conversions potentielles et sur l'amplitude de ces conversions.

4- Conclusion

Le processus de conversion de mode qui résulte de l'interaction d'une onde de Lamb avec une interface striée est donc totalement décrit dans l'espace dual fréquence/nombre d'onde. Les périodicités spatiales de l'interface vont imposer des couplages entre modes (conversions) et des réflexions. Ces transferts d'énergie du mode incident dans d'autres modes propagatifs entraînent une atténuation d'amplitude du mode incident.

Les résultats obtenus dans ce chapitre, même si ils apportent un début d'explication sur l'origine de l'atténuation d'une onde se propageant en présence de rugosité, ne permettent pas de répondre à toutes les questions. Notamment, pourquoi n'observe-t-on pas systématiquement un couplage entre deux modes alors que leurs nombres d'onde vérifient la relation d'accord de phase $\vec{k}_{inc} - \vec{k}_{conv} = n.\vec{G}$? Pourquoi l'harmonique 2 du réseau rectangulaire couple très bien les modes S0 et A1 mais pas du tout les modes S0 et S1 ? Autrement dit : Existe-t-il un coefficient de couplage, qui prend en compte non seulement le profil de surface mais aussi la nature des modes ? Ou bien encore : le couplage entre deux modes s'étend plus ou moins sur une certaine largeur fréquentielle, à quoi cette largeur est-elle liée ? Nous allons tenter de répondre à ces questions dans les deux chapitres qui suivent, tout d'abord en traitant le cas simple d'une plaque fluide et ensuite en développant dans le chapitre 4 des outils d'analyse numérique permettant de caractériser les « pseudo » modes de Lamb se propageant sous un réseau.

Références

- [1] J.H. Rose, M. Bilgen, P. B. Nagy and Laszlo Adler. « Effect of surface roughness on ultrasonic backscatter ». Review of Progress in Quantitative Non-destructive Evaluation, Vol. 11. Edited by D.O. Thompson and D.E. Chimenti, Plenum Press, New York, pp 1693-1700, (1992).
- [2] J.A. Ogilvy, “Theory of wave scattering from random rough surfaces”, I.O.P. Publishing, London (1991).
- [3] A.A. Maradudin and D.L. Mills, “The attenuation of Rayleigh surface waves by surface roughness”, Annals of Physics **100**, pp 262-309 (1976).
- [4] J. R. Chamuel, “Transient Scholte wave transmission along rough liquid/solid interfaces”, J. Acoust. Soc. Am. **83**(4), pp1336-1344 (1988).
- [5] D.E. Chimenti and O.I. Lobkis, "The effect of rough surfaces on guided waves in plates", Ultrasonics, **36**, 155-162 (1998)
- [6] O.I. Lobkis, D.E. Chimenti, “Elastic guided waves in plates with surface roughness I Model calculation”, Journal of the Acoustical Society of America, 102, pp 143-149 (1997).
- [7] O.I. Lobkis, D.E. Chimenti, “Elastic guided waves in plates with surface roughness II Experiments”, Journal of the Acoustical Society of America, 102, pp 150-159 (1997).
- [8] D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige and J-L. Izbicki, “Measurement of the effects of rough surfaces on Lamb waves propagation”, NDT&E International, 37, pp 207-211, (2004).
- [9] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A-C. Hladky-Hennion, J-L Izbicki, P. Pareige, M. Bruneau. “Lamb wave attenuation in a rough plate. I. Analytical and experimental results in an anisotropic plate Lamb wave attenuation in a rough plate.” Journal of Applied Physics, Vol.104, 074908 (2008).
- [10] B. Morvan, A-C. Hladky, D. Leduc, J-L. Izbicki. "Ultrasonic guided waves on a periodical grating: coupled modes in the first Brillouin zone". Journal of Applied Physics, Vol.101, 114906 (2007).
- [11] ATILA Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducer Modeling, Version 5.2.1, User’s Manual, ISEN, Acoustics Laboratory, Lille, France, (2002).
- [12] D. Leduc, A-C. Hladky-Hennion, B. Morvan, J-L. Izbicki, P. Pareige, “Propagation of Lamb waves in a plate with a periodic grating: interpretation by phonon”, Journal of the Acoustical Society of America 118(4), pp 2234-2239, (2005).
- [13] D. Leduc , B. Morvan, A-C. Hladky, J-L. Izbicki. “Interaction of Lamb waves with a grating composed of two spatial periodicities: Study in dual space”. NDT&E International 42, pp 513–517, (2009).

ANNEXES DU CHAPITRE 2



ELSEVIER

Available online at www.sciencedirect.com

SCIENCE @ DIRECT®

NDT&E International 37 (2004) 207–211

NDT&E
international

www.elsevier.com/locate/ndteint

Measurement of the effects of rough surfaces on Lamb waves propagation

Damien Leduc*, Bruno Morvan, Pascal Pareige, Jean-Louis Izbicki

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique (L.A.U.E.), UMR CNRS 6068, Université du Havre, Place Robert Schuman, BP 4006, Le Havre, 76610, France

Received 5 May 2003; revised 18 August 2003; accepted 11 September 2003

Abstract

This work deals with the sensitivity to the plate roughness of Lamb waves. An experimental study is performed involving an air-coupling transducer system. Signal processing allows us to extract the Lamb waves characteristics: phase velocity and attenuation. Plate surface topographies are obtained by means of an optical surface profiler. The acoustic characteristics and the surface topographies are finally linked. © 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved.

PACS: 43.35.Cg; 43.35.Zc

Keywords: Lamb waves; Rough surface; Surface topography

1. Introduction

The use of ultrasonic waves to control adhesive bonding is widespread nowadays (see e.g. [1]). In most cases of an adhesive joint, the substrate surface is treated before application of the adhesive. The goal is to increase the interfacial energy in the contact region. There are many different chemical or mechanical treatments; most of them consist in increasing the substrate surface roughness. Indeed, the surface roughness increases the area of physical contact and improves the adhesion strength. Estimation of the joint quality by means of acoustic methods cannot be performed without understanding the roughness effect on the ultrasonic waves propagation. In a bond structure, the plate rough side is located at the interface and there is of course no access to this surface for direct evaluation with surface waves (i.e. Rayleigh wave type). That is why Lamb waves seem accurate for future study. While these waves will be generated from the outer side of the plate, they may provide us with the bonding inner surface.

Many studies deal with roughness influence on ultrasonic waves reflection at a fluid–solid interface [2,3]. Few of them focus on guided waves propagation [4,5]. Brekhovskikh [6] has formulated an analysis that predicts the attenuation of

Rayleigh waves travelling on a periodic rough surface over a particular frequency band. Chimenti and Lobkis [7] show that guided waves damping increases with surface roughness and frequency for an immersed plate. However, roughness has no influence on the phase velocity of Lamb waves.

This work is an experimental study involving air-coupling measurement of Lamb waves on rough plates. Signal analysis allows us to extract, at a given frequency, the real (k'_x) and imaginary (k''_x) components of the wave vector of the Lamb waves propagating along the x direction. The real part k'_x of the wave number gives the wave phase velocity whereas its imaginary part k''_x gives the amplitude attenuation. We will study these parameters evolution versus the roughness parameter.

In a first part, the surface topography of many samples is studied. Then acoustic measurements are reported and discussed in Section 2. Finally a brief conclusion is given.

2. Surface topography

2.1. Characterization of the studied samples

The studied samples are glass plates with 200 mm sides and a thickness $d = 5$ mm. The measured acoustics parameters are the glass density: 2490 kg m^{-3} and the shear and longitudinal velocities: $c_T = 3485 \text{ ms}^{-1}$ and $c_L = 5825 \text{ ms}^{-1}$. These plates are treated on one side only

* Corresponding author. Tel.: +33-2-32-74-47-18; fax: +33-2-32-74-47-19.

E-mail address: damien.leduc@univ-lehavre.fr (D. Leduc).

Table 1
Roughness statistic parameters for the studied samples

	R_a (μm)	R_q (μm)	R_t (μm)
Non treated	<0.01	<0.01	0.10
Sanded	4.8	6.0	39.8
Shot blasted	23.3	29.8	202
Strong shot blasted	52.4	67.4	573

in order to obtain a rough surface except one that is considered as a reference plate. The other surface is roughless and exactly the same for all samples: this surface stands for a reference surface. Two quite different techniques are used to create surface roughness: sanding and shot blasting. We may observe the studied surface topography by means of an optical surface profiler. The analysed surface is about 25 mm^2 . The resolution is $5 \mu\text{m}$ in x and y directions and 10 nm in z direction.

2.2. Quantitative surface evaluation by optical profiler

We characterize the roughness by use of the usual statistic parameters R_a , R_q and R_t [8].

The R_a is called the roughness average; it is the arithmetic average of the absolute values of the measured height deviations. Height deviations Z_{ij} are measured from the mean surface. R_a mathematical expression is

$$R_a = \frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N |Z_{ij}| \quad (1)$$

where M and N are the number of data points in each direction of the analysed surface.

R_q , also called the root mean square (RMS) roughness, is obtained by squaring each Z_{ij} value over the evaluation area, then taking the square root of the mean

$$R_q = \sqrt{\frac{1}{MN} \sum_{j=1}^M \sum_{i=1}^N Z_{ij}^2} \quad (2)$$

R_t is the maximum peak-to-valley height; it is the vertical distance between the highest and lowest points of the surface. The statistic parameters of the four studied samples are reported in Table 1. These mean values are calculated from six acquisitions on each plate providing from different zones. As shown in Table 1, roughness values cover a large range of R_q .

3. Acoustic measurements

3.1. Experimental set-up

The experimental set-up is reported in Fig. 1. A pulse generator delivers a very short pulse voltage (about 300 V during 300 ns) to a Panametrics™ emitting piezo-composite

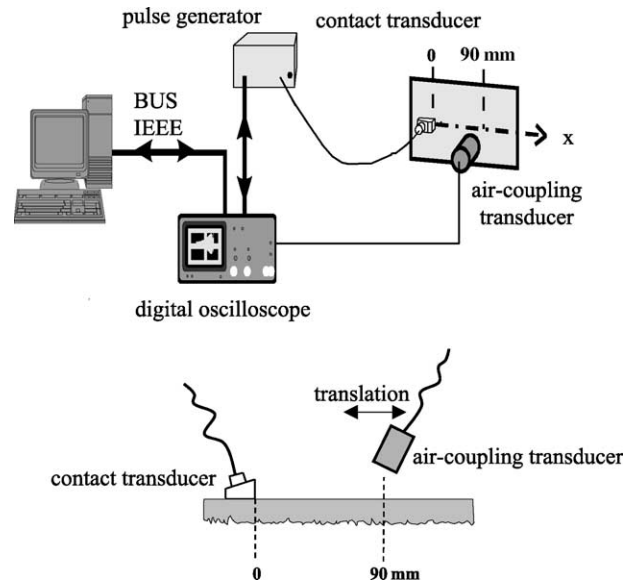


Fig. 1. Experimental set-up.

transducer. Lamb waves are generated by the wedge method. The receiver transducer is a Sofratest™ air-coupling piezo-electric transducer. The air-coupling transducer detects the re-radiated signal. The emitter transducer remains unmoved whereas the receiver is translated along the propagation direction of Lamb waves. The use of a receiver air-coupling transducer is very interesting for such a study. Experiments are repeatable because we avoid all the problems due to the contact of the transducer with the sample (to maintain unchanged the thickness of coupling gel and the pressure on the transducer during the measurement). Moreover, air-coupling measurements enable motorized translation and automatic data acquisition.

The two transducers are set on the non-rough side. The displacement amplitudes are collected from $x = 10$ to 90 mm by 0.1 mm step (origin $x = 0$ corresponds to the wedge position). For each position of the air-coupling transducer, a $200 \mu\text{s}$ long signal is acquired on 10,000 points. In order to improve the signal to noise ratio, we performed an average of 1000 successive shots.

3.2. Signal processing

Fig. 2 is the result of a spatial followed by a temporal Fast Fourier Transform [9] of the temporal signals. Waves are generated by a pulse excitation so we obtain Lamb waves on a large frequency bandwidth. The receiving air-coupling transducer bandwidth is narrower than the emitting contact transducer one and allows signal detection for a product thickness-frequency belonging to the range 5 and 15 MHz mm. Theoretical dispersion curves are superimposed on experimental data. Four Lamb modes may be identified: the A1 and A2 anti-symmetric modes and the S1 and S2 symmetric modes. The experimental wave numbers k'_x for the reference sample (without roughness) are close to

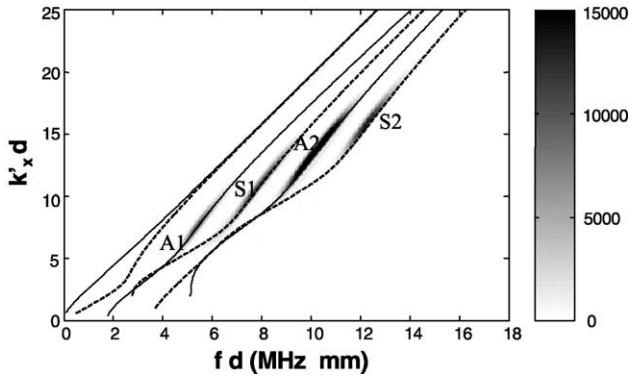


Fig. 2. Representation of the signal in the dual space (k, f) for reference sample. The lines correspond to the theoretical dispersion curves: solid lines for anti-symmetric modes and dotted lines for symmetric modes. Experimental data are in grey level. They practically coincide with the theoretical data.

the theoretical ones. In Section 3.2.1, wave numbers of Lamb waves propagating in rough sample are compared to the reference ones.

3.2.1. Lamb waves k'_x evolution for different surface roughness

The previous study for reference sample is now applied on the three plates with increasing roughness. We notice that, for the roughest sample, no mode is excited above $fd = 13$ MHz mm. This is probably due to the attenuation of the high frequencies modes propagating in rough plates. At high frequencies, the wavelengths of the Lamb modes become commensurate with the size of the roughness. A multi-scattering process can occur and consequently the propagation of the Lamb modes cannot be detected. That is why the k'_x comparison is performed only on the three first modes A1, S1 and A2. The experimental values of k'_x are the maximum values of signals in (k, f) representation. In that way, we have evaluated k'_x values of the Lamb waves for each studied sample and reported them in Fig. 3a. At a given frequency, the experimental k'_x for each sample are close to one another. Fig. 3b shows the results for the S1 mode: the shift between the theoretical and the experimental k'_x increases with the roughness.

The relative difference defined by

$$\frac{\Delta k'_x}{k'_x(\text{ref})} = \frac{k'_x(\text{rough}) - k'_x(\text{ref})}{k'_x(\text{ref})} \quad (3)$$

between rough and reference samples is reported in Table 2. This difference does not significantly change from a mode to one another, in other words it is independent of frequency shifts. It increases, however, with roughness even if its variation is not linear. Indeed the R_q coefficient for the shot blasting plate is five times higher than the sanding plate (Table 1) whereas the relative difference is almost the same. On the contrary the R_q value between the shot blasting and the strong shot blasting plates is twice greater and the relative difference increases from 2 to 4.6%. For the two

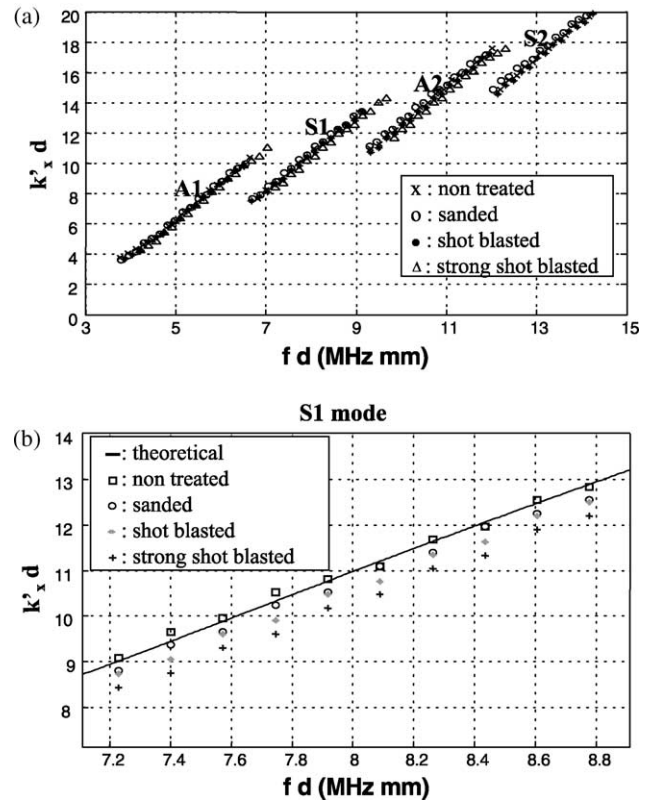


Fig. 3. Comparison of the k'_x for different samples: (a) For given mode, the k'_x value are almost unchanged whatever the sample. (b) Zoom on the S1 mode k'_x values. A small effect on the k'_x value is shown. Nevertheless this effect is the order of magnitude of the experimental error.

smoothest samples, the relative difference variation is in the range of detectability. For the roughest plate, the value of the relative difference is outside the experimental error domain and it can be concluded that, for a large value of roughness, an effect on the value of k'_x exists. Nevertheless the value of k'_x does not look like a good criterion to discriminate different roughness. In Section 3.2.2, we will study the effect of roughness on Lamb waves attenuation.

3.2.2. Comparison of Lamb waves attenuation

In order to isolate one mode for its further characterization, a spatial Short Time Fourier Transform (STFT) is achieved. First a temporal Fast Fourier Transform of

Table 2

k'_x relative difference values between rough and reference samples. For the strong shot blasted sample, the S2 mode is too attenuated

	$\frac{\Delta k'_x}{k'_x(\text{ref})}$ (%)		
	Sanded	Shot blasted	Strong shot blasted
A1 mode	2.0	2.1	4.5
S1 mode	2.0	2.5	4.6
A2 mode	2.1	2.2	4.4
S2 mode	2.1	2.4	X

the signal $s(x, t)$ is performed providing a $\tilde{s}_i(x, f)$ signal in the spatial-frequency domain. Then, the frequency corresponding to the studied mode is isolated using a spatial window sliding in the entire spatial domain (80 mm). A spatial FFT is computed for each position and provides a $\tilde{s}_{x,t}(k, f)$ signal. Thus, the amplitude attenuation versus distance between the emitting and receiving transducer is visualized in the (x, k) space.

After the STFT treatment, the amplitude for each mode is obtained and plotted in Figs. 4 and 5 versus propagation distance. On the figures, the level one corresponds to initial position. For a given mode, this normalization allows us to compare the attenuation for different plates.

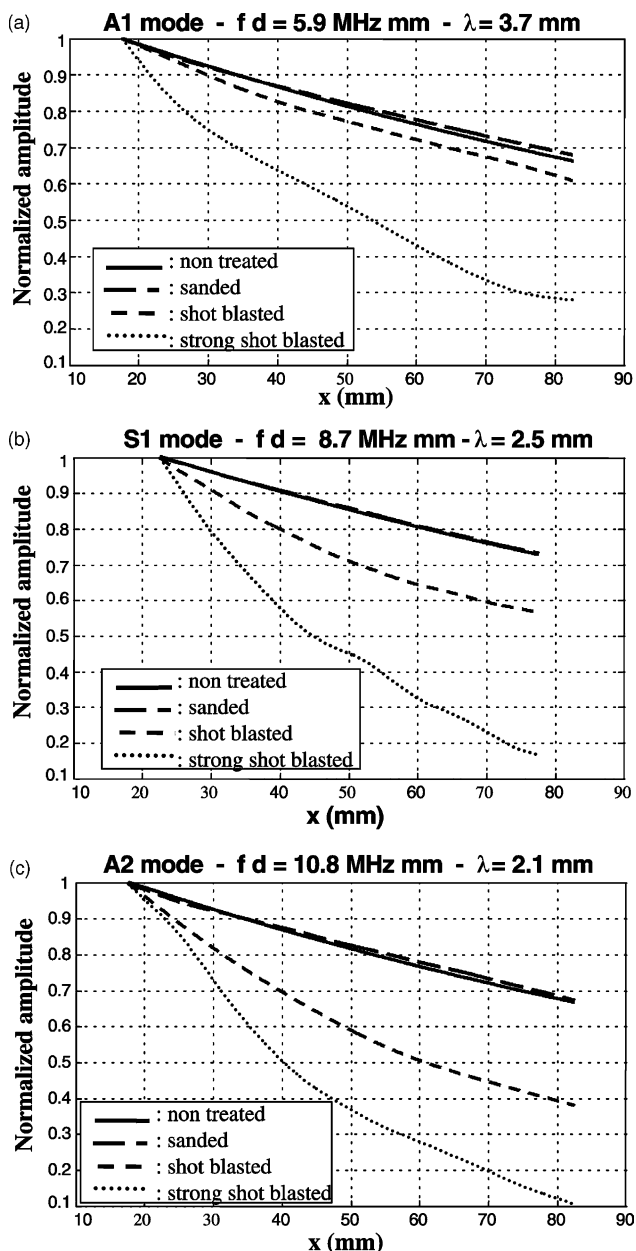


Fig. 4. Evolution of Lamb waves attenuation versus propagation distance: (a) for the A1 mode; (b) for the S1 mode and (c) for the A2 mode.

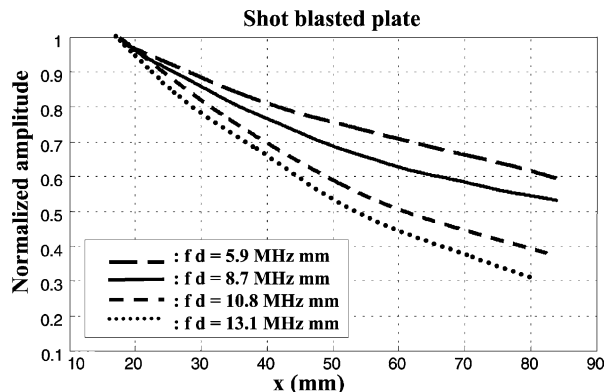


Fig. 5. Evolution of Lamb waves attenuation for the shot blasted plate at several frequencies.

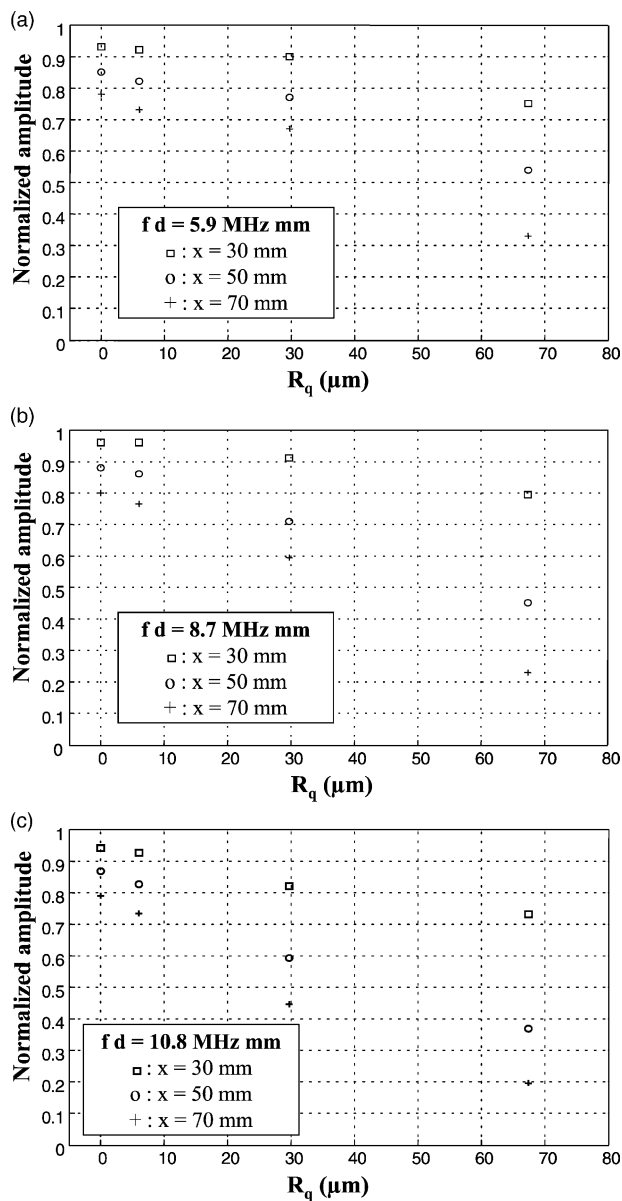


Fig. 6. Evolution of the acoustic normalized amplitude versus R_q surface parameter for different propagation distances ($x = 30, 50$ or 70 mm): (a) A1 mode; (b) S1 mode and (c) A2 mode.

First, we focus on a particular mode and we study the evolution of the wave amplitude versus the propagation distance x for different roughness (Fig. 4). This evolution is almost linear when the roughness is weak ($R_q < 6 \mu\text{m}$). Attenuation exists for the reference sample. This attenuation is close to the sanded sample one. It is mainly due to the diffraction phenomena occurring by the limited size of the emitter transducer. It has to be noticed that a small part of the energy is also re-radiated in the surrounding medium. This attenuation can be qualified as ‘apparent’. With frequency increasing, the effect of the diffraction diminishes nevertheless this attenuation still exists for the rough samples. For a given frequency, the attenuation increases with increasing roughness (Fig. 4a–c). This fact has been experimentally verified for each of the considered mode.

Secondly, the amplitude evolution of a selected roughness for different modes is shown in Fig. 5. We note that higher the frequency, higher the attenuation. By example, for a propagation distance of 70 mm, the attenuation varies from 3.5 dB (at 5.9 MHz mm) to 6.9 dB (at 13.1 MHz mm) for the shot blasted plate. The sensitivity to the roughness is then stronger in high frequency range.

As a partial conclusion, contrary to the k'_x value, the attenuation seems to be a good parameter in order to discriminate between different roughness.

4. Conclusion

After determining first the surface topography, secondly the effect of roughness of ultrasonic waves, we join the two parts of our work. Whereas the k'_x value is only slightly affected by the R_q parameter as discussed in Section 3.2.1, the attenuation is selected to be an efficient acoustic parameter. Thus we plot the attenuation versus R_q statistic parameter for a given Lamb mode (Fig. 6). This representation links explicitly acoustic parameters

and surface topography. Obviously a larger study involving more samples with a larger range of roughness would be necessary to obtain calibration curves.

Future works will concern adhesive interfaces in order to estimate the influence of the roughness on the bond quality.

Acknowledgements

The authors would like to thank Pascal Rembert for *Matlab*TM help, *Liot Techni-verres* for providing samples and *CRITT Analyses and Surfaces* for the surface topography.

References

- [1] Guyott CCH, Cawley P, Adams RD. The non-destructive testing of adhesively bonded structure: a review. *J Adhes* 1986;20:129–59.
- [2] Nagy PB, Adler L. Surface roughness induced attenuation of reflected and transmitted ultrasonic waves. *J Acoust Soc Am* 1987;82(1):193–7.
- [3] Boyd ML, Deavenport RL. Forward and specular scattering from a rough surface: theory and experiment. *J Acoust Soc Am* 1972;53(3):791–800.
- [4] Nagy PB, Adler L. Non destructive evaluation of adhesive joints by guided waves. *J Appl Phys* 1989;66(10):4658–63.
- [5] Kundu T, Maslov K, Karpur P, Matikas TE, Nicolaou PD. A Lamb wave scanning approach for the mapping of defects in [0/90] titanium matrix composites. *Ultrasonics* 1996;34:43–9.
- [6] Brekhovskikh LM. Propagation of surface Rayleigh waves along the uneven boundary of an elastic body. *Sov Phys Acoust* 1960;5:288–95.
- [7] Chimenti DE, Lobkis OI. The effect of rough surfaces on guided waves in plates. *Ultrasonics* 1998;36:155–62.
- [8] ASME B46.1-1995 Surface texture, surface roughness, waviness and lay. *Am Soc Mech Engrs*; 1995.
- [9] Alleyne D, Cawley P. A two-dimensional Fourier transform method for the measurement of propagating multimode signals. *J Acoust Soc Am* 1991;89(3):1159–68.

Ultrasonic guided waves on a periodical grating: Coupled modes in the first Brillouin zone

Bruno Morvan^{a)}

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique, UMR CNRS 6068, Université du Havre, Place Robert Schuman, Boîte Postale 4006, 76610 Le Havre, France

Anne-Christine Hladky-Hennion

Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR CNRS 8520, 41 boulevard Vauban, 59046 Lille, France

Damien Leduc and Jean-Louis Izbicki

Laboratoire d'Acoustique Ultrasonore et d'Electronique, UMR CNRS 6068, Université du Havre, Place Robert Schuman, Boîte Postale 4006, 76610 Le Havre, France

(Received 17 January 2007; accepted 31 March 2007; published online 5 June 2007)

The propagation of Lamb waves in a plate with an engraved periodic grating is addressed in this article. Mode conversions and reflections are analyzed. In the first part the conversion modes are explained by the existence of a resonance condition between the Lamb-wave wavenumbers and the fundamental and harmonic spatial periods of the grating. These phenomena are experimentally and numerically highlighted for a metallic waveguide with a rectangular grating. The second part focuses on the pseudo-Lamb wave dispersion curves in a periodic waveguide. The periodicity implies that the Lamb waves dispersion curves fold back at the edge of the Brillouin zone. Several stop bands appear: classical band gaps at the boundary of the Brillouin zone and mini-stop-bands inside the Brillouin zone. For the ministop band, dispersion curves cross and a possible coupling occurs between the modes. Finally, conversions or the existence of gaps are linked with the Power Spectral Density of the grating profile. © 2007 American Institute of Physics.

[DOI: [10.1063/1.2737348](https://doi.org/10.1063/1.2737348)]

I. INTRODUCTION

Lamb waves are of great interest in the nondestructive evaluation of surfaces or interfaces. The particular case of periodic surfaces is studied in this article. Understanding this problem can be useful, for example, to evaluate ribbed plate or sandwich panels utilizing a honeycomb core. It was shown that a guided wave is attenuated when propagating on a plate with a rough surface.¹⁻⁴ The amplitude attenuation is related to the Root Mean Square (RMS) value of the depth of the roughness. Potel *et al.*⁴ have shown the importance of the spatial periods of the surface for the calculation of the attenuation. Furthermore, attenuation depends on the considered Lamb mode. An original approach to the problem consists in interpreting the attenuation by an energy transfer between modes.⁵ This approach also supposes restriction on the value of the rms and a weak variation of the surface profile. Therefore, in the presence of roughness, an incident propagating mode is converted in propagating or localized modes. Consequently, the energy lost by the incident wave is divided among a wide number of modes.

If the plate is periodically corrugated, mode coupling involves interference processes. In this case, a phase matching between the incident and one special converted mode can occur. This phenomenon has been extensively studied in the case of the propagation of sound waves in a waveguide with sinusoidally perturbed rigid wall.⁶⁻⁸ Some other recent

works deal with the propagation of Lamb waves in an elastic plate having periodically corrugated free surfaces.⁹⁻¹³ El Bahrawy⁹ shows by using a modal approach that inside a stopband a Lamb mode can interact with another Lamb mode. This interaction leads to crossover point in the Lamb waves dispersion curves. This phenomenon was experimentally studied by Leduc *et al.* in Ref. 13 in the case of an incident wave propagating in a plate with a surface grating composed by triangular grooves. It is shown that converted reflected waves are observed depending on the period of the corrugated surface.

The case of a multiperiodic surface has been studied theoretically by means of the multiscale method.¹⁴ The number of possibilities to have different coupled modes increases and then wider stop bands can be obtained. In this paper, it is shown that for a rectangular grating there is an interaction between an incident Lamb wave with the fundamental period of the grating and also with the spatial harmonic components. In the first part, we present a transient analysis of Lamb wave propagation on a corrugated plate by a Finite Element Method. Two rectangular geometries are studied and particularly the effect of the shape of the rectangular corrugation. In the second part, an experimental study is performed on the same plates.

In the last part, interpretation of the conversion phenomena is done by considering the dispersion curves of the propagating modes in a plate with an infinite periodical surface grating. The dispersion curves exhibit a folding effect and band gaps. Some band gaps inside the first Brillouin

^{a)}Electronic mail: bruno.morvan@univ-lehavre.fr

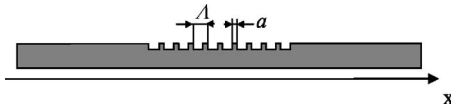


FIG. 1. Geometry of the studied samples. Λ is the periodicity and a is the length of the higher part of the pattern. x is the direction of propagation.

zone appear at particular dispersion curves crossing. It is shown that these “mini-stop bands” exist for the frequencies where converted waves were previously observed.

II. POSITION OF THE PROBLEM

The geometry of the studied corrugated plate is shown in Fig. 1. Λ is the periodicity and a is the length of the higher part of the pattern. Two specimens are considered: a rectangular surface grating with a ratio $a/\Lambda=1/3$ and a square surface grating such that $a/\Lambda=1/2$. The period of the grating Λ is equal to 6 mm. The thickness of the aluminum plates is 5 mm whereas the corrugation depth is equal to 100 μm . Concerning the Lamb wave propagation, the corrugation can then be treated as a small perturbation.

The power spectral density (PSD) of the two profiles is drawn in Figs. 2(a) and 2(b). It is obtained by the Fourier transform of the autocovariance function calculated from the surface profile. It gives the spatial wavelength components of the surface. It was already pointed out that an incident Lamb mode can interact with the wavenumber of the surface corrugation. In a previous study¹¹ authors have shown that the interaction of the incident wave with the grating can be reduced to a relation between the wave vectors

$$\mathbf{k}_{\text{inc}} - \mathbf{k}_{\text{conv}} = \mathbf{G} \quad (1)$$

where \mathbf{G} is one vector of the reciprocal lattice (by analogy with the crystalline structures). \mathbf{G} is defined by: $\mathbf{G} = (2\pi/\Lambda)\mathbf{u}_x$. \mathbf{k}_{inc} and \mathbf{k}_{conv} are, respectively, the wave vectors of the incident and reflected converted waves. It should be noted that the incident and the converted modes can be

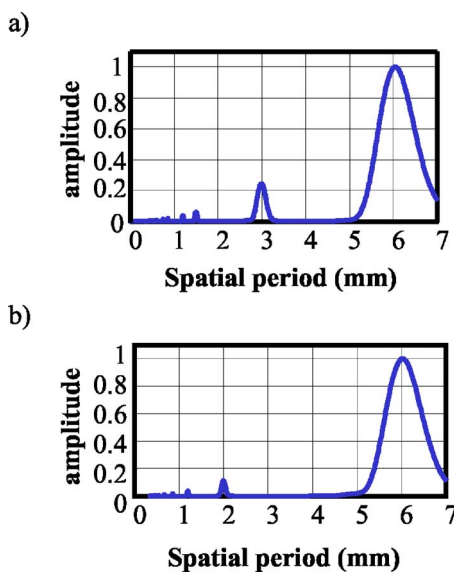


FIG. 2. Power Spectral Density of the surface profile of the studied samples against the spatial period Λ . (a) Rectangular grating and (b) square grating.

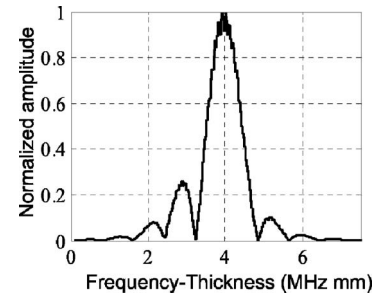


FIG. 3. FEM study. Amplitude of the S_0 incident wave vs frequency-thickness product.

either codirectional or contradirectional. Relation (1) restricts the interaction of the incident wave to the fundamental grating period. The converted waves excited on two successive grooves must be in phase and the phase matching corresponds to the smaller path. Whatever the path the general condition is

$$\mathbf{k}_{\text{inc}} - \mathbf{k}_{\text{conv}} = n\mathbf{G}, \quad (2)$$

where n is an integer. Therefore, incident and converted wavelengths are also coupled to the harmonics of the grating (Λ/n).

We are interested in the interaction of a Lamb wave with the harmonic components (wave vector $n \cdot k_\Lambda$). This is necessary to use the fact that the PSD of the profile contains Λ/n harmonics. The interaction will be enhanced if the amplitude of these harmonics is strong. Therefore, it is interesting to study a rectangular profile instead of a triangular profile used in the previous study.¹¹ Moreover, the variation of this amplitude can be controlled by the antisymmetric shape of the rectangular profile.

III. NUMERICAL PROCESSING

The numerical study is performed with the ATILA[®] code.¹⁵ The two-dimensional (2D) model is a 200 mm long plate with a limited grating on one side (Fig. 1). The acoustics parameters, longitudinal and shear velocities, are, respectively, $c_L=6350$ m/s and $c_T=3100$ m/s. The density of the aluminum is equal to 2700 kg/m^3 . Only a part of one side is engraved with eleven identical rectangular grooves. The surface is flat before and after the grating: it enables to generate and identify the incident Lamb mode. A transient analysis is performed. A single mode is generated at the first extremity of the plate by imposing its corresponding theoretical displacements in the thickness. The excitation is quasiharmonic and limited to five periods. The transient analysis allows us to follow the propagation of this mode in the space-time domain and particularly its interaction with the grating. The normal surface displacements are calculated. From these displacements, the identification of the propagating modes is performed in the dual space by applying a time and a spatial fast Fourier transform (2D FFT).

The incident wave (positive wave number) is the fundamental symmetrical wave S_0 , generated on a frequency bandwidth centered at $f=800$ kHz, corresponding to a frequency-thickness product equal to 4 $\text{MHz} \cdot \text{mm}$. In Fig. 3 the amplitude of the S_0 mode versus frequency is plotted. The

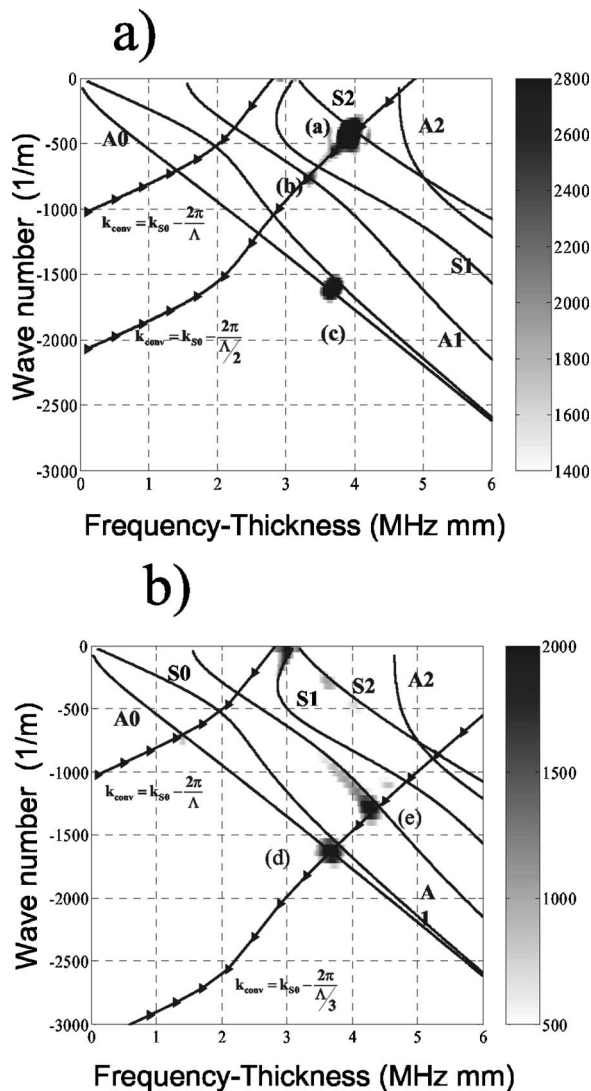


FIG. 4. FEM study. Incident S_0 wave. Identification of the converted/reflected waves in the wave number/frequency space. The theoretical dispersion curves are plotted in solid line. The solid lines with triangle represent the wave numbers k_{conv} obtain by relation (2) $k_{inc}=k_{S_0}$. (a) Rectangular grating and (b) square grating.

bandwidth of the signal [approximately (3.6–4.4 MHz mm)] is due to the short time duration of the tone burst. We are interested in mode conversions under the grating. Five modes can propagate (A_0 , S_0 , A_1 , S_1 , and S_2) in the considered frequency range (Fig. 4). A 2D FFT of the different time-space signals on each sample enables to identify the converted modes. In the case of the rectangular grating [Fig. 4(a)], reflected Lamb mode S_2 is observed with a very strong amplitude at $f=4$ MHz mm [spot (a)]. A_1 mode at $f=3.35$ MHz mm [spot (b)] and A_0 or S_0 at $f=3.65$ MHz mm [spot (c)] are also present. From relation (1), the wavevector of the converted waves can be calculated. The curves describing the evolution of the wavenumbers k_{conv} versus frequency are represented in solid line with triangle in Fig. 4. Each intersection of these curves with a Lamb wave dispersion curves indicates a possible conversion of the incident wave. In Fig. 2(b), the PSD of the profile shows that the harmonic 2 is present. Indeed conversions into reflected waves are observed and the wave vectors of

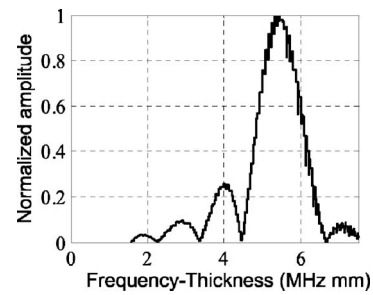


FIG. 5. FEM study. Amplitude of the A_1 incident wave vs frequency-thickness product.

these waves check the Eq. (2) with $N=2$. The reflected wave, identified by the spot (c) on the Fig. 4(a) cannot be explained by relation (2). At this frequency, the wavelength of the incident mode is equal to 4 mm and this length is equal to $(A-a)$ (Fig. 1). We can formulate the hypothesis that a S_0 standing wave is present in each groove of the grating.

The square profile has only odd harmonics. The signals in the wave number/frequency space show that conversions related to the harmonic 2 disappear whereas conversions related to the harmonic 3 appear [$k_{conv}=k_{S_0}-2\pi/(\Lambda/3)$]. A_0 and A_1 Lamb waves are observed for frequency-thickness products equal, respectively, to 3.65 and 4.3 MHz mm [spots (d) and (e)].

The same study is repeated with the incident A_1 wave excited at the frequency-thickness 5.5 MHz mm (Fig. 5). Figures 6(a) and 6(b) give, respectively, the converted reflected waves in the case of the rectangular and square grating. The theoretical values k_{conv} from Eq. (2) are superimposed to the 2D FFT representation of signals. In the case of the rectangular surface profile, only converted modes associated to the fundamental period and to the even harmonics ($N=2$ and $N=4$) are present in accordance with the spectral content of the PSD (Fig. 2). The case of the spot (f) corresponding to a converted reflected S_1 wave is quite different. At this frequency, three modes are coupled: A_1 , A_0 , and S_1 modes. Indeed A_1 is converted in the A_0 reflected wave [$k_{A_0}=k_{A_1}-2\pi/(\Lambda/4)$] due to the presence of the fourth harmonic in the PSD. Then, in his turn, the A_0 reflected mode is itself converted in an S_1 wave propagating in the same negative x direction ($k_{S_1}=-k_{A_0}-2\pi/\Lambda$). The case of the coupling between three modes in a two-dimensional multiperiodic waveguide was also studied by Asfar.¹²

The interaction of the incident A_1 Lamb wave with the square grating is shown in Fig. 6(b). Only converted modes coupled to the odd harmonics of the grating are excited. The indirect conversion in the A_0 Lamb wave at frequency $fe=1.07$ MHz mm is observed [spot (g)]. At this frequency the incident A_1 mode and reflected A_0 and S_1 modes are coupled.

IV. EXPERIMENTAL VERIFICATION

Two corrugated plates are studied (experimentally) with, respectively, a square and rectangular grating. The studied plates are engraved with 11 rectangular grooves and the surface profiles are identical to those considered with the finite element method (Fig. 1). Plate thicknesses are 4.75 and 4.45 mm for, respectively, the square and rectangular plates. A

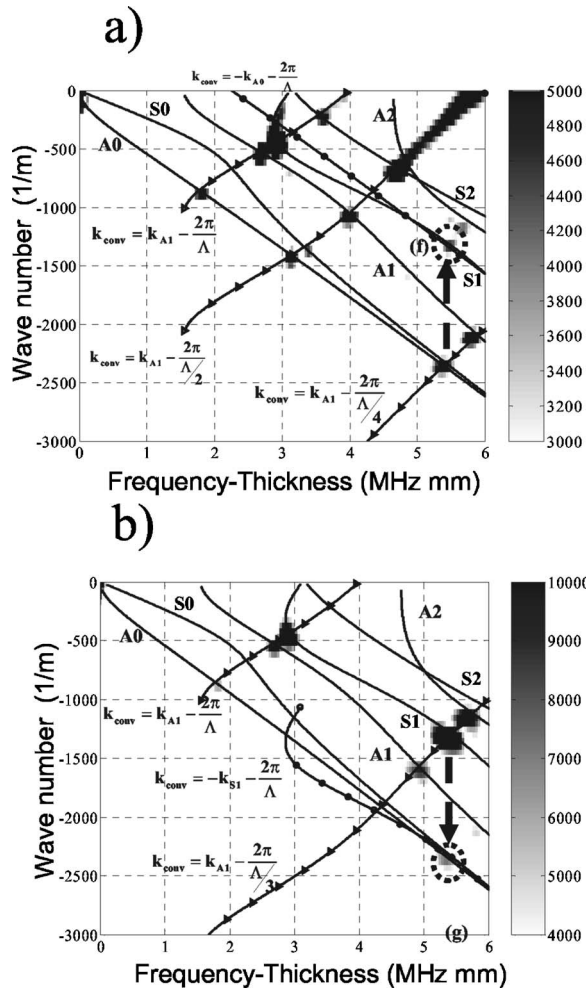


FIG. 6. FEM study. Incident A_1 wave. Identification of the converted/reflected waves in the wavenumber/frequency space. The theoretical dispersion curves are plotted in solid line. The solid lines with triangle represent the wavenumbers k_{conv} obtained by relation (2) $k_{inc} = k_{A_1}$. (a) Rectangular grating and (b) square grating.

pulse generator delivers a very short pulse voltage (about 300 V for duration of 0.3 μ s) to a piezocomposite transducer. The central frequency of this emitting transducer is 1 MHz and the -6 dB bandwidth is 660 kHz. Lamb waves are then generated by the wedge method. The surface displacements are detected by a laser interferometer. The interferometer remains unmoved whereas the plate with the emitter transducer is translated along the principal direction of the incident wave propagation. The interferometer collects the normal displacements from $x=10$ mm (origin $x=0$ corresponds to the wedge position) to $x=90$ mm by 0.1 mm step. For each position of the laser, a 100 μ s long signal is stored with a 0.02 μ s time step. In order to improve the signal to noise ratio, an average of 350 successive shots are performed. For each spatial position, the amplitude is recorded and then an (x, t) image is obtained as in the case of the finite element method (FEM) study. A 2D FFT is applied to the previous data: it gives the dispersion curves of the waves traveling in the plate in the (k, f) space. In Fig. 7 the amplitude of the incident waves are plotted versus frequencies. In the frequency-thickness range (2–4 MHz mm), the S_0 mode is

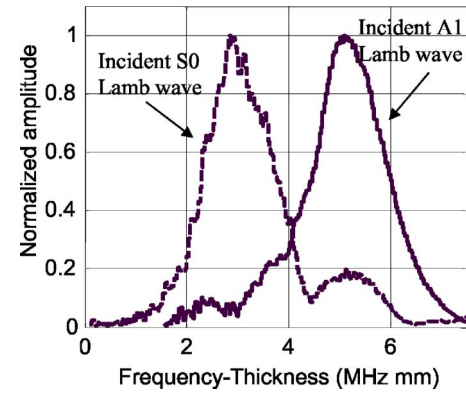


FIG. 7. Experimental study. Amplitude of the incident waves vs frequency-thickness product.

generated whereas the incident A_1 mode is present in the thickness-frequency range (4–6 MHz mm). The S_1 mode around its cutoff is also excited.

A. S_0 incident wave

Reflected signals in the wave number/frequency space are represented in Fig. 8 for a frequency range where the S_0 Lamb wave is incident. In the case of the rectangular profile, the converted A_1 and S_2 modes are reflected [respectively, spot (i) and (h) in Fig. 8(a)]. As in the FEM study these modes are linked to the second ($N=2$) harmonic of the grating. The conversion mode related to the S_1 incident mode is present: the reflected S_0 wave [spot (j)] related to the harmonic 2 of the grating [$k_{S_0} = k_{S_1} - 2\pi/(\Lambda/2)$]. Figure 8(a) shows the S_0 standing wave [spot (k)] already observed in the FEM study [Fig. 4(a)]. The wavelength λ of this wave is equal to 4 mm corresponding to the difference between the period Λ and the length $a=2$ mm (see Fig. 1). Contrary to the case of the rectangular profile, the square profile has only odd harmonics. We verify that conversions (h) and (i) related to the harmonic 2 disappear [Fig. 4(b)]. Spots surrounded in dots are due to the S_1 incident mode. The A_0 reflected mode [spot (l)] is due to a conversion of the S_0 mode and verifies $k_{A_0} = k_{S_0} - 2\pi/(\Lambda/3)$. The spot (m) is a standing S_0 wave with a wavelength $\lambda=3$ mm equal to the half of the square groove.

B. A_1 incident wave

In the frequency bandwidth where the A_1 wave is incident (Fig. 9), the converted waves (A_1 , S_2 , A_0/S_0) are also linked to the presence of the second and fourth harmonics in the PSD of the rectangular grating profile. The spot (n) is a reflected A_1 component of a standing wave with a wavenumber $k=2\pi/(\Lambda-a)=1570$ m^{-1} .

The 2D FFT on the square grating [Fig. 9(b)] exhibits converted waves due to the third harmonic. The A_0 reflected waves [spot (o)] at thickness-frequency $fe=5.25$ MHz mm results from the conversion of the S_1 reflected wave. Then, at this frequency three modes are coupled: A_1 , S_1 , and A_0 modes. The S_0 mode [spot (p)] and A_1 mode [spot (q)] are due to the presence of two standing waves with wave numbers $k=2\pi/(\Lambda-a)=2100$ m^{-1} .

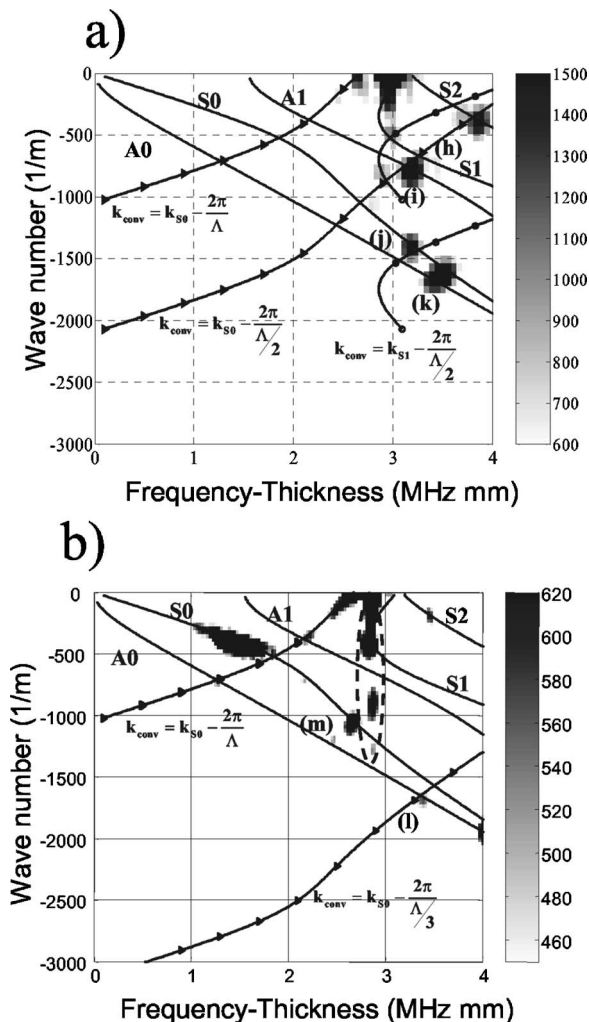


FIG. 8. Experimental study. Incident S_0 wave. Identification of the converted/reflected waves in the wavenumber/frequency space. The theoretical dispersion curves are plotted in solid line. The solid lines with triangle represent the wavenumbers k_{conv} obtained by relation (2) with $k_{inc}=k_{S_0}$. The solid lines with circle represent the wave numbers k_{conv} obtained by relation (2) with $k_{inc}=k_{S_1}$. (a) Rectangular grating and (b) square grating.

These results are consistent with those obtained by the FEM study. However, slight differences are observed between the frequencies of the converted waves in the experimental and the FEM studies. Indeed thicknesses of the experimental plates are slightly lower than the FEM plate model. Then there is a small shift of the wavenumbers of the Lamb wave. In the experiment the signal is a short pulse. The spectrum is only limited by the bandwidth of the broadband transducer. In the FEM the excitation is quasi harmonic and then the spectrum of the signal exhibits a low level for some frequencies. This fact explains why some conversions observed in experimental study are not observed in the FEM study. In spite of these small differences the two studies allow to conclude that a simple relationship exists between incident and converted wavevector and the surface grating profile. The wave vectors of the converted waves depend on the PSD of the grating profile. Some additional converted modes are also observed due to standing wave formed under surface grating.

It is well known¹⁶ for a one-dimensional (1D) crystal that the propagating wave vector belongs to the first Brillouin zone. Here the grating can be considered as a 1D crystal. Therefore, it is convenient to study the coupling between Lamb modes inside the first Brillouin zone. This is the goal of the following section.

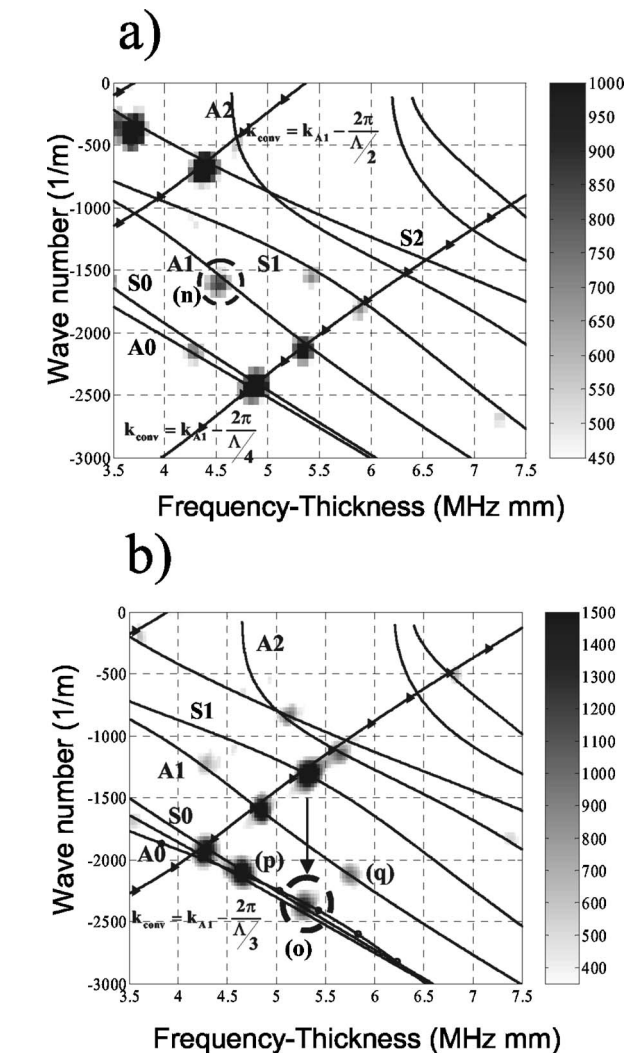


FIG. 9. Experimental study. Incident A_1 wave. Identification of the converted/reflected waves in the wave number/frequency space. The theoretical dispersion curves are plotted in solid line. The solid lines with triangle represent the wave numbers k_{conv} obtained by relation (2) with $k_{inc}=k_{S_0}$. The solid lines with circle represent the wave numbers k_{conv} obtained by relation (2) with $k_{inc}=k_{S_1}$. (a) Rectangular grating and (b) square grating.

loun zone. Here the grating can be considered as a 1D crystal. Therefore, it is convenient to study the coupling between Lamb modes inside the first Brillouin zone. This is the goal of the following section.

V. DISPERSION CURVES IN THE FIRST BRILLOUIN ZONE

In this section, the waveguide is considered as a repetition along the (Ox) direction of the elementary cell of the grating (Fig. 10). The finite element method consists in meshing only one unit cell of the grating and then using the

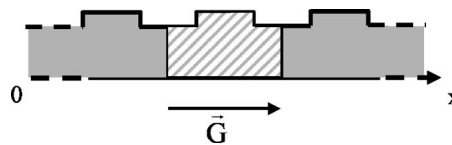


FIG. 10. Elementary periodic cell.

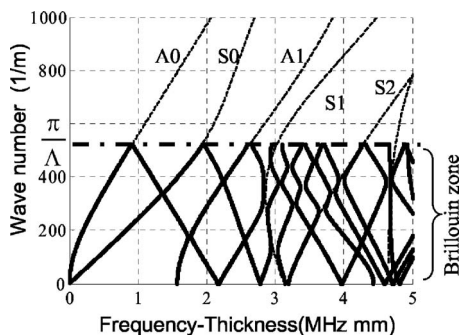


FIG. 11. Dispersion curves in the first Brillouin zone. Rectangular grating.

Bloch–Floquet relations,¹⁷ which are the phase relations between nodes separated by one period. On each boundary of the pattern ($x=0$ and $x=\Lambda$), a Bloch–Floquet condition has to be fulfilled. The angular frequency ω is a periodic function of the wave vector \mathbf{k} so the study becomes restricted to the first Brillouin zone. The dispersion diagram is plotted by varying the wave vector in a half Brillouin zone $[0; \pi/\Lambda]$ and then the other half zone $[-\pi/\Lambda; 0]$ is plotted symmetrically. The dispersion curves enable us to deduce propagation modes, cutoff frequencies, bandwidth, and stop bands.

In Fig. 11 the dispersion curves for the rectangular grating are plotted in the Brillouin zone. The periodicity of the guide implies that the Lamb waves dispersion curves fold back for $k=\pm\pi/\Lambda$ and $k=0$. The study of these dispersion curves shows the existence of gaps also called forbidden bands. These gaps are of two kinds: stop band at the limit of the Brillouin zone or “mini-stop band” into the Brillouin zone.¹⁸

Mini-stop bands are due to the opening of gap at the crossing of two Lamb mode dispersion curves. This leads to anti-crossing behavior of the dispersion curves. This case corresponds to mode coupling (mode conversion). Indeed, near the edge of the stop band, the group velocity vanishes and allows a possible conversion between two different modes. For the rectangular grating in Fig. 12, a mini-stop band appears at crossing between the S_0 and S_1 dispersion curves ($fe=3.85$ MHz mm). This implies an important band

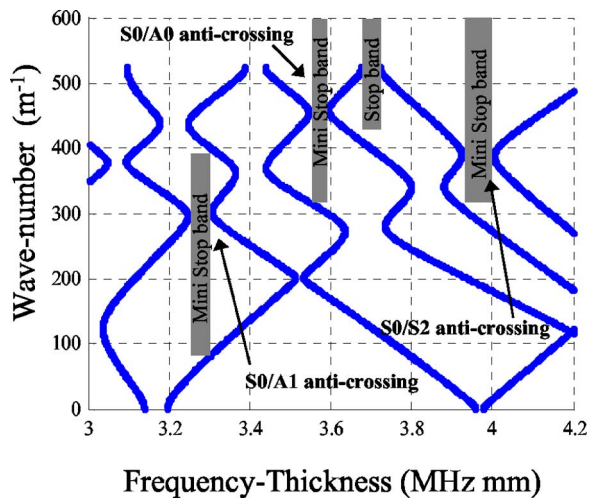


FIG. 12. Stop bands for the rectangular grating. Zoom of Fig. 11 in the range (3–4.2 MHz mm).

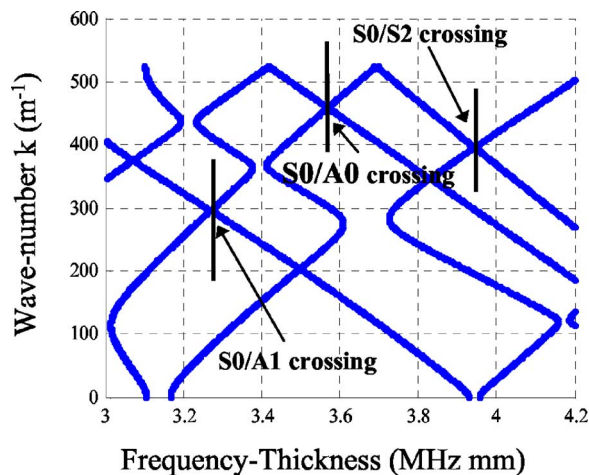


FIG. 13. Stop bands for the square grating.

gap and therefore a strong coupling between the mode S_0 and the mode S_2 . Indeed a reflected mode S_2 is observed experimentally and by the FEM analysis in Fig. 4 [spot (a)] and Fig. 8(a) [spot (h)]. For the square grating in Fig. 13, the band gap is closed and the wave S_0 does not convert into the mode S_2 [Figs. 4(b) and 8(b)]. The same phenomenon is observed at the crossing of the S_0 and A_1 dispersion curves. A ministop band is present in Fig. 12 at $fe=3.25$ MHz mm. This forbidden band leads to a S_0 mode conversion in the A_1 mode. This conversion is observed in Fig. 4(a) [spot (b)] and Fig. 8(a) [spot (i)]. Stop bands seem to appear according to the grating period and implying the existence of an energy transfer between modes.

The second type of stop band exists at the boundary of the Brillouin zone. These stop bands are located in a frequency range where a dispersion curve folds back. An example of stop band is shown in Fig. 14 around the frequency-thickness product $fe=3.7$ MHz mm. This stop band is located at the limit $k=\pi/\Lambda$ where the S_0 dispersion curve is folding back. This point corresponds to the intersection of two dispersion branches shifted by $\pm m(2\pi/\Lambda)$ (m is an integer). This leads to relation (2) with $N=2$. This forbidden band is present for the square and the rectangular grating. In Figs. 4(a) and 4(b), reflections of the S_0 wave are observed around $fe=3.7$ MHz mm [spots (c) and (d)]. One can note that the amplitude of the S_0 reflected wave is stronger in the case of the rectangular grating and corresponds to a wider stop band.

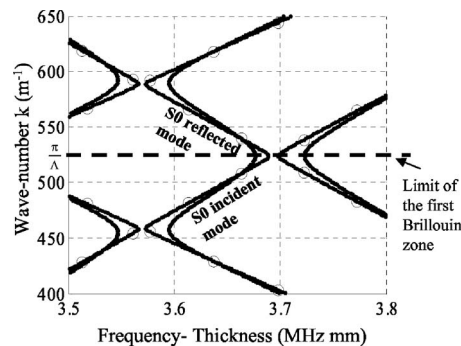


FIG. 14. Lamb wave dispersion curves for rectangular grating (solid lines) and square grating (solid lines with circles).

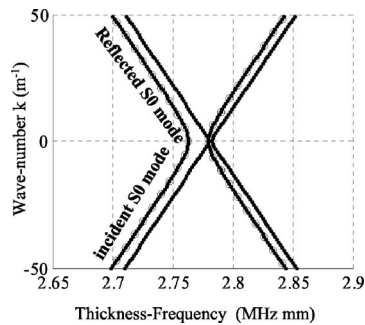


FIG. 15. Lamb wave dispersion curves for rectangular grating (solid lines) and square grating (solid lines with circles).

We also verify the link between opening of stop band and conversion phenomena for experimental results. Spot (m) is observed in Fig. 8(b) and corresponds to a reflected S_0 wave with a wave vector $\mathbf{k} = -1050 \text{ m}^{-1}$. Figure 15 shows that a gap is open at this thickness-frequency product $fe = 2.78 \text{ MHz mm}$ in the case of the square grating whereas the gap is closed for the rectangular one. At $k=0$ or $k = \pm \pi/\Lambda$, the opening of a stop band means that two counterpropagating modes are coupled.

VI. CONCLUSIONS

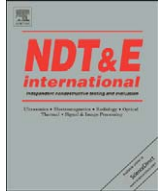
The process of mode conversions describes the interaction of Lamb wave with a periodic grating. This process is completely described in the dual space (wave number/frequency space). The spatial periods of the corrugated surface imply coupling between modes (conversions) and reflections. The coupling of modes is related to the opening of the band gaps in the fold-back dispersion curves in the first Brillouin zone. In this study the complex modes are not taken into account in the mode conversion process. In the future, it could be interesting to identify these localized modes. In particular, they are very important near a default

of a grating as shown in the domain of photonic gratings.¹⁸ As the opening of the stop band is strongly dependent on the PSD of the surface, further studies will treat this topic. This kind of study has not been developed in the crystal photonic field.

ACKNOWLEDGMENTS

This work is supported by the research group on ultrasonics (GDR CNRS No. 2501, France). The authors would like to thank Philippe Saint-Martin (I.U.T., Le Havre, France) for the machining of the experimental samples.

- ¹O. I. Lobkis and D. E. Chimenti, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 143 (1997).
- ²O. I. Lobkis and D. E. Chimenti, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 150 (1997).
- ³D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, and J.-L. Izbicki, *NDT Int.* **37**, 207 (2004).
- ⁴C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, J.-L. Izbicki, and C. Depollier, *Proceedings of the World Congress on Ultrasonics*, Paris, France, 2003, Vol. 2, pp. 609–612.
- ⁵C. Potel, M. Bruneau, B. Morvan, J.-L. Izbicki, A.-C. Hladky-Hennion, and C. Depollier, *Euro-African Workshop on Acoustics*, Marrakech, December 2005.
- ⁶A. H. Nayfeh, *J. Acoust. Soc. Am.* **57**, 1036 (1975).
- ⁷J. C. Samuels, *J. Acoust. Soc. Am.* **31**, 319 (1959).
- ⁸S. E. Sandström, *J. Acoust. Soc. Am.* **79**, 1293 (1986).
- ⁹A. El-Bahrawy, *J. Sound Vib.* **170**, 145 (1994).
- ¹⁰S. Banerjee and T. Kundu, *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 2006 (2006).
- ¹¹S. Banerjee and T. Kundu, *Int. J. Solids Struct.* **43**, 6551 (2006).
- ¹²T. Kundu and S. Banerjee, *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, 1217 (2006).
- ¹³D. Leduc, A.-C. Hladky-Hennion, B. Morvan, J.-L. Izbicki, and P. Pareige, *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 2234 (2005).
- ¹⁴O. R. Asfar and A. H. Nayfeh, *SIAM Rev.* **25**, 455 (1983).
- ¹⁵ATILA Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducer Modeling, Version 5.2.1, User's Manual, ISEN, Acoustics Laboratory, Lille, France, 2002.
- ¹⁶L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures* (Dover, New York, 1953).
- ¹⁷P. Langlet, A.-C. Hladky-Hennion, and J.-N. Decarpigny, *J. Acoust. Soc. Am.* **98**, 2792 (1995).
- ¹⁸J.-M. Lourtioz, *Les Cristaux Photoniques ou la Lumière en Cage* (Hermès-Lavoisier, Paris, 2003).



Interaction of Lamb waves with a grating composed of two spatial periodicities: Study in dual space

Damien Leduc^{a,*}, Bruno Morvan^a, Anne-Christine Hladky^b, Jean-Louis Izbicki^a

^a Laboratoire d'Ondes et Milieux Complexes Groupe Ondes Acoustiques, FRE CNRS 3102, Fédération d'Acoustique du Nord-Ouest, FR CNRS 3110, Université du Havre, Place Robert Schuman, BP 4006, 76610 Le Havre, France

^b Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR CNRS 8520, Fédération d'Acoustique du Nord-Ouest, FR CNRS 3110, 41 boulevard Vauban, 59046 Lille, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 20 November 2008

Received in revised form

17 February 2009

Accepted 23 February 2009

Available online 5 March 2009

PACS:

43.35.Cg

43.20.Mv

Keywords:

Lamb waves

Grating

Mode conversion

Phonon

Power spectral density

ABSTRACT

This work is a contribution to the characterisation of a rough surface by ultrasonic methods. The target application is the non-destructive evaluation of interfaces (corrosion or bonding quality). Usually, rough surfaces exhibit a limited number of dominant spatial periodicities. This paper deals with the propagation of Lamb waves in a plate with a finite surface grating composed of two spatial periodicities. Conversion modes of Lamb waves are shown. Normal displacements of the plate are studied using Fourier analysis. A new quantitative link between these data and the power spectral density (PSD) of the profile is highlighted. An experimental study confirms the numerical predictions.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Lamb waves are very useful for the non-destructive evaluation of interfaces. For instance, these waves are used in the study of the effects of corrosion [1], or bonding quality [2–4]. A guided wave propagating on a plate with a rough surface [5–18] exhibits an attenuation related to the root mean square (RMS) value of the depth of the roughness and to different spatial periods of the surface [12–18]. Recent works have dealt with the effect of one single spatial period called Λ [14,17,18]. For one given frequency, a phase matching exists between the incident and one particular converted mode involving the value of Λ [14]. If a plate is composed of two gratings with two different well-separated periodicities Λ_1 and Λ_2 (i.e. $\Lambda_2 - \Lambda_1 > \Lambda_1$), the power spectral density (PSD) [19] exhibits two well-separated peaks and the phenomenon is quite similar to the case of one grating. Mode conversions are observed which are linked either to Λ_1 or to Λ_2 . In this paper, a plate with two juxtaposed short gratings of five grooves is analysed. This work is then a step to study the much

more complicated actual situation where roughness is generally composed of more than two spatial periodicities.

In the first part, we present a numerical transient analysis of Lamb wave propagation on a periodically corrugated plate using the finite element method (FEM). In the second part, an experimental study is carried out on a plate whose characteristics are the same than the one used in the FEM computation. A quantitative link between the characteristics of the propagating modes and the PSD of the periodically corrugated profile will be highlighted.

2. Position of the problem

The geometry of the studied plate is reported in Fig. 1. The studied sample is an aluminium plate with a thickness 4.4 mm. The grating is composed of 10 triangular grooves: there are five grooves with a depth 80 μm on a length L_1 equal to 3 mm and then other five grooves with a depth 100 μm on a length L_2 equal to 3.7 mm. The choice of the number of grooves is justified in the following. Hence, the corrugation can be considered as a small perturbation for the Lamb wave propagation. Experimentally, the grating has been machined by using a slotting cutter: this cutter

* Corresponding author. Fax: +33 2 32 74 47 19.

E-mail address: damien.leduc@univ-lehavre.fr (D. Leduc).

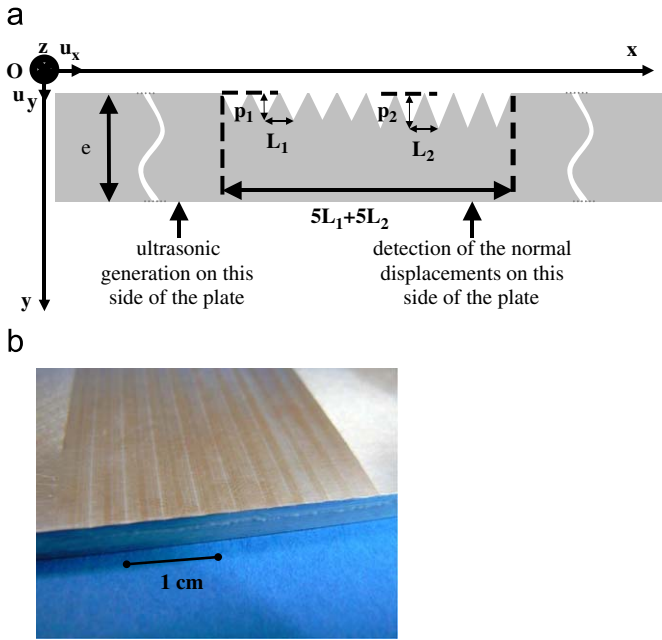


Fig. 1. Geometry of the studied samples. The corrugated zone is composed of 10 triangular grooves: five grooves with a depth $p_1 = 80 \mu\text{m}$ on a length $L_1 = 3 \text{ mm}$ followed by other five grooves with a depth $p_2 = 100 \mu\text{m}$ on a length $L_2 = 3.7 \text{ mm}$. The plate is $e = 4.4 \text{ mm}$ thick. x is the propagation direction.

has been sharpened with a specific angle related to the periodicity of the grating. The measured acoustic parameters of the plate are the longitudinal and shear velocities, respectively, $c_L = 6320 \text{ m/s}$ and $c_T = 3070 \text{ m/s}$. The density of the aluminium is equal to 2790 kg/m^3 . Before and after the grating, the interfaces of the plate are flat and then the propagating waves on these areas are the well-known Lamb waves.

The authors [14,18] have previously characterized the interaction of the incident wave with a grating composed of identical grooves. The analysis of the incident and reflected waves by Fourier processing leads to characterize the signal in the wavenumber/frequency space; the signal processing will be detailed in the next paragraph. It is therefore easy to identify the nature of the modes. A relation between the incident (\mathbf{k}_{inc}) and converted (\mathbf{k}_{conv}) wave vectors and \mathbf{G} , one vector of the reciprocal lattice (by analogy with the crystalline structures) is obtained

$$\mathbf{k}_{\text{inc}} - \mathbf{k}_{\text{conv}} = n \mathbf{G} \quad (1)$$

where n is an integer and \mathbf{G} is defined by $\mathbf{G} = (2\pi/\Lambda)\mathbf{u}_x$, Λ being one of the spatial wavelengths of the grating and \mathbf{u}_x being the unitary vector along the x -direction. This relation links acoustic wavelengths and geometric wavelengths. To obtain the spatial wavelength Λ of the profile, it is necessary to compute the PSD of the profile shown in Fig. 1. The PSD is obtained from the Fourier transform of the autocovariance function of the surface profile [19]. The computation gives the evolution of the PSD versus $2\pi/\Lambda$. In Fig. 2, the PSD is drawn versus Λ for an easier understanding. Three maxima are observed: one maximum at $\Lambda_1 = 2.96 \text{ mm}$ related to L_1 (the corresponding value for the single L_1 grating would be $\Lambda'_1 = 3.0 \text{ mm}$), one at $\Lambda_2 = 3.75 \text{ mm}$ related to L_2 (the corresponding value for the single L_2 grating would be $\Lambda'_2 = 3.7 \text{ mm}$) and one another is located at $\Lambda_3 = 3.35 \text{ mm}$. Therefore, many possibilities of converted modes arise from Eq. (1) since different wavelengths of Λ are present in the profile. As the grating has a finite length, the PSD shows wide peaks. As it is well known, if the grating has a quasi-infinite length, the PSD shows sharp peaks. In the case of real rough surface, the PSD shows wide peaks [19], this

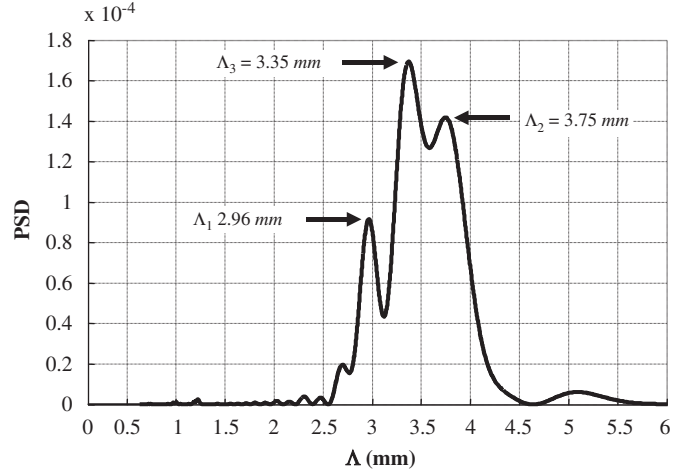


Fig. 2. Power spectral density (PSD) of the surface profile of the studied sample versus the spatial period Λ .

explains the choice of the limited number of grooves for this study. The overlapping of the peaks related to each grating gives rise to a third peak. The overlapping also explains the slight variation between the first hand Λ'_1 and Λ_1 and, on the second hand, between Λ'_2 and Λ_2 . The number of grooves for a given length is such as the related peaks in the PSD do not obey the Rayleigh principle for the separation of the spectral lines [20]. The PSD gives more than information about the spatial periodicities present in the roughness; it also gives information about the number of grooves which influence the width of the peaks. In the following, it will be shown that the ultrasonic measurements proposed in this paper are sensitive to the whole characteristics of the roughness. The depth of the grooves does not modify the location of the peaks but influence their amplitude when the ratio between the depth of the grooves and the thickness of the plate remains in a limited value of approximately 8% [14]. In the problem addressed here, such as bonding and corrosion, the ratio defined previously does not limit the application of the results given in this paper. In other words, the roughness is considered as a small perturbation of the interface [21,22].

3. Numerical processing

The finite element code ATILA[®] is used for the numerical simulations [23]. The plate is meshed and divided into elements connected by nodes. A bi-dimensional mesh with a plane strain condition is used because the plate is supposed to be infinite in Oz -direction. Isoparametric elements are used with a quadratic interpolation along element sides. The mesh is divided into 10 quadratic elements in the thickness, eight elements per Λ_1 and 10 elements per Λ_2 in the length. Each element is also smaller than one quarter of the acoustic wavelength: this value is classical in the finite element method [24].

The elastic plate is submitted to analytical displacements on the left edge of the plate with a view to exciting the S_0 Lamb mode. The incident wave is limited to five periods (the choice of five periods will be justified in the experimental part) and the central frequency is 800 kHz to excite the S_0 mode properly.

The values of the out-of-plane displacements are collected on the opposite surface of the corrugated surface with a sampling period 10 ns. These displacements are sorted in a time-space matrix (x,t) . Reflected and incident waves are separated by applying a two-dimensional fast Fourier transform (2DFFT) on

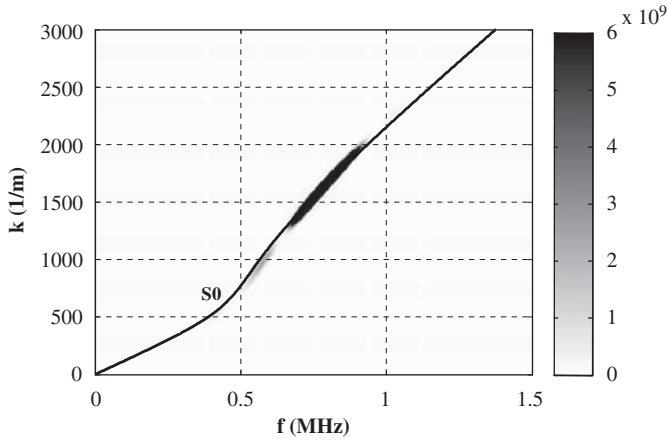


Fig. 3. Dispersion curves obtained from the FEM study: the grey level corresponds to the square of the normal surface displacements of the incident signal in the dual space (k, f). The S_0 theoretical dispersion curve is plotted in a solid line.

the data i.e. a temporal FFT followed by a spatial FFT. The temporal FFT computation gives a frequency–space representation (x, f) and then the spatial FFT computation leads to a representation in the wave number–frequency space (k, f). Positive components of wave number k correspond to the incident waves whereas negative components are reflected ones. In Fig. 3, the square of the normal surface displacements is presented in grey level. The theoretical dispersion curve of the S_0 mode is superimposed in a solid line; the mode is excited on the frequency bandwidth [650–940 kHz]. It is verified that the incident wave is the incident S_0 Lamb mode as required. Mode conversions under the grating are shown in Fig. 4(a). The reflected S_2 mode is observed on the frequency bandwidth of the incident wave. To establish the connection between the converted modes and the PSD, a three-dimensional representation is shown in Fig. 4(b). This three-dimensional representation takes into account the dispersive nature of the Lamb waves. Three peaks are observed for the following wave number–frequency values: $k_1 = -340 \text{ m}^{-1}$ at $f_1 = 738 \text{ kHz}$, $k_2 = -119 \text{ m}^{-1}$ at $f_2 = 783 \text{ kHz}$ and $k_3 = -241 \text{ m}^{-1}$ at $f_3 = 815 \text{ kHz}$. These wave number values verify the phonon relation (Eq. (1)) with, respectively, $\Lambda_1 = 3.08 \text{ mm}$, $\Lambda_2 = 3.81 \text{ mm}$ and $\Lambda_3 = 3.35 \text{ mm}$. These values are very close to the wavelengths present in the PSD Λ_1 , Λ_2 and Λ_3 (Fig. 2). The curves describing the evolution of the wave numbers k_{conv} calculated from Eq. (1) are represented in a dash-dot lines in Fig. 4(a) for the spatial periods Λ_1 , Λ_2 and Λ_3 . A converted reflected mode is indeed observed at the intersection of these curves with a Lamb wave dispersion curve. To go further, it is tempting to relate the amplitude of the peaks of the PSD with the square of the amplitude of the converted modes. Indeed, on the studied frequency range, the energy carried by the Lamb waves (it is the flux of the Poynting vector through the section of the plate) is proportional to the square of the displacement amplitude [25]. Figs. 4(b) and 2, for which the vertical axes are homogeneous to an energy, show three peaks, respectively. To get the physical meaning, it is necessary to compare the relative amplitude of the peaks observed in Figs. 4(b) and 2. This normalisation is performed by dividing each amplitude by the sum of the amplitude of these peaks. In Table 1, it is shown first that the spatial wavelengths obtained by the PSD of the profile correspond to those computed from the 2D FFT analysis of the propagation of the waves. Second, the amplitudes of the converted modes obtained from the 2D analysis are close to the amplitude of the peaks obtained from the PSD of the surface

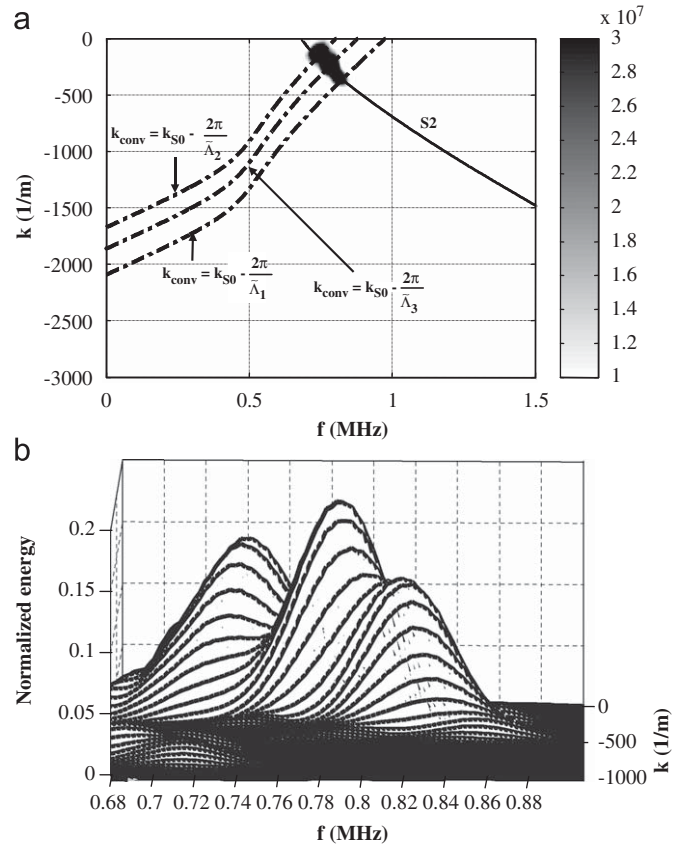


Fig. 4. (a) FEM study: identification of the reflected/converted waves in the dual space (k, f). The solid line corresponds to the theoretical dispersion curve of S_2 . The dashed-dot lines represent the wave numbers k_{conv} obtained by Eq. (1) with $k_{\text{inc}} = k_{S_0}$. (b) Magnification of a 3D representation of the reflected signal (the axes are (k, f) and amplitude of the 2D FFT).

profile. Thus, it is established that the converted modes are completely determined by the PSD. Eq. (1) relates each wave number of the converted waves with the spatial periods of the surface grating whereas the amplitudes of these converted waves are determined by the corresponding amplitude in the PSD. An experimental validation of these numerical data is now proposed.

4. Experimental verification

4.1. Experimental set-up

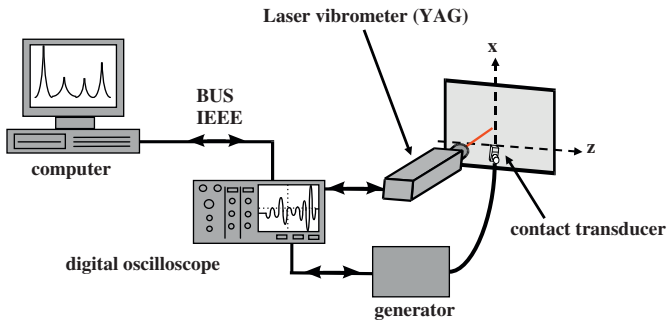
Lamb waves are generated by the wedge method [26]. A Krautkramer® piezo-composite transducer is reported on a plexiglas wedge. The wedge has an angle of 49° in order to properly generate the S_0 mode in the studied frequency bandwidth. A water base coupling gel is used to improve the transmission of the ultrasonic waves at each interface (between the transducer and the wedge, and between the wedge and the plate). A function generator delivers a tone burst to the transducer. This burst signal is composed of five periods at a frequency 860 kHz with an amplitude 10 V peak-to-peak. The choice of five cycles for the emitting burst is a compromise between a sufficient energy level of the acoustical signal (i.e. with a signal-to-noise ratio inferior to 1%) and a wide frequency bandwidth (about 30% of the central frequency). Indeed more the number of cycles of the emitting burst increases, less the

Table 1

Comparison between the different wavelengths obtained by the PSD of the profile, the 2D FFT of the numerical signal and the 2D FFT of the experimental signal.

Spatial period A			Relative energy		
PSD	2D FFT (numerical study)	2D FFT (experimental study)	PSD (%)	2D FFT (numerical study) (%)	2D FFT (experimental study) (%)
$A_1 = 2.96$ mm	$\tilde{\Lambda}_1 = 3.08$ mm	$\tilde{\Lambda}_1^{\text{exp}} = 2.89$ mm	23	27	28
$A_2 = 3.75$ mm	$\tilde{\Lambda}_2 = 3.81$ mm	$\tilde{\Lambda}_2^{\text{exp}} = 3.68$ mm	35	32	32
$A_3 = 3.35$ mm	$\tilde{\Lambda}_3 = 3.35$ mm	$\tilde{\Lambda}_3^{\text{exp}} = 3.21$ mm	42	41	40

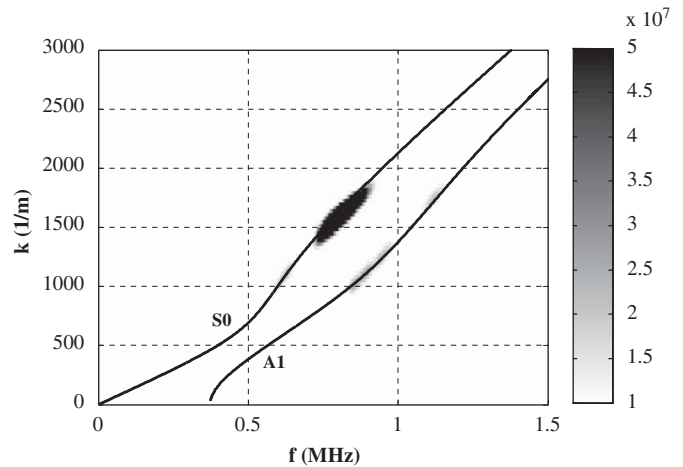
For each spatial period A , the amplitude of the PSD (homogeneous to energy) is compared to the relative energy of the S_2 converted mode (numerically and experimentally).

**Fig. 5.** Experimental set-up.

frequency bandwidth of the incident mode decreases. The central frequency of the emitting transducer is 1 MHz and the -6 dB bandwidth is 660 kHz. The wave propagates over 44 mm before reaching the grating and a non-contact detection using a laser interferometer is performed. At the surface of the plate, the normal displacements can thus be measured along the axis of propagation from $x = 5$ to 85 mm with a translation step of 0.1 mm (the origin $x = 0$ corresponds to the wedge position). The experimental set-up is reported in Fig. 5. For each position of the laser, an average of 300 successive shots is performed and a signal of 100 μ s long with a 0.01 μ s time step is stored. The signal averaging improves the signal-to-noise ratio. Finally, an (x, t) image is obtained from which a signal processing is applied in the next part.

4.2. Signal processing

Reflected and incident waves are separated by applying a 2D FFT to the recorded signals. Positive components of wave-number k correspond to the incident waves [Fig. 6] whereas negative wave-number values correspond to converted/reflected waves [Fig. 7(a)]. The theoretical dispersion curves of first modes are superimposed on the experimental data. Fig. 6 shows that two Lamb waves are excited: the S_0 mode and the A_1 mode with a smaller amplitude. These waves are generated on the [720–920 kHz] frequency range. As in the numerical simulations, a conversion in S_2 mode is observed around the frequency $f = 800$ kHz. A three-dimensional representation is shown in Fig. 7(b) to establish the connection between the converted modes and the PSD. Three peaks are exhibited at $k_1 = -360$ m^{-1} , $k_2 = -146$ m^{-1} and $k_3 = -253$ m^{-1} . These maxima verify the phonon relation (Eq. (1))_{exp} with, respectively, $\tilde{\Lambda}_1^{\text{exp}} = 2.89$ mm, $\tilde{\Lambda}_2^{\text{exp}} = 3.68$ mm and $\tilde{\Lambda}_3^{\text{exp}} = 3.21$ mm. These values are very close to the computed wavelengths present in Table 1. Moreover, the experimental amplitude of the converted modes agrees very

**Fig. 6.** Experimental study: square of the normal surface displacements of the incident signal in the dual space (k, f) . The S_0 and A_1 theoretical dispersion curves are plotted in a solid line.

well with those shown in Table 1. Therefore, the results predicted by numerical simulations are accurately assessed since experimental, numerical (FEM) and analytical results (PSD) coincide well. Consequently, a new physical meaning is acquired: the amplitudes of the peaks of the PSD enable to predict the amplitude of the converted modes.

5. Conclusion

The interaction of Lamb waves with a periodic grating implies mode conversions. The characteristics of the converted Lamb waves, i.e. wavenumber and amplitude, are determined from the analysis in dual space (wave number/frequency space). On the other hand, the PSD of the surface profile gives the distribution of the spatial wavelengths present on the surface. Two main data are used: the location of the peaks and their amplitude. It was shown first that the nature of the converted modes is determined by using the location of the peaks of the PSD and the phonon relation (Eq. (1)). Second, the amplitude of the converted modes is directly related to the amplitude of the peaks in the PSD. Possible conversions of ultrasonic waves can be then predicted by computing the power spectral density of the profile. Or conversely, conversions of a known acoustical signal can give information about the features of the surface topography of an inaccessible interface. As the design of the corrugation imposes the properties of the converted modes, conversely it would be possible to obtain a specific mode by using a specific design.

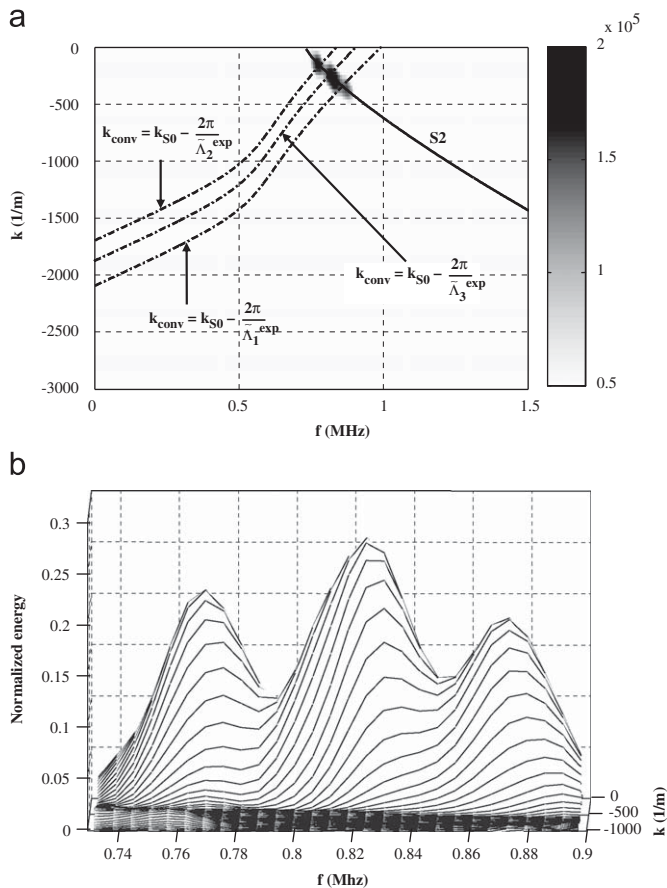


Fig. 7. (a) Experimental study: identification of the reflected/converted waves in the dual space (k, f). The solid line corresponds to the S_2 theoretical dispersion curve. The dash-dot lines represent the wave numbers k_{conv} obtained by relation (1) with $k_{\text{inc}} = k_{S_0}$. (b) Magnification of the experimental reflected signal in a 3D representation (the axes are (k, f) and amplitude of the 2D FFT).

Acknowledgments

This work is supported by the research group on ultrasonics (GDR CNRS no. 2501, France). The authors would like to thank Dawn Hallidy for proofreading the manuscript.

References

- [1] Terrien N, Royer D, Lepoutre F, Osmont D. Optimization of corrosion monitoring using Lamb waves. *Rev Quant Nondestr Eval* 1995;24:134–41.
- [2] Rose L, Zhu W, Zaidi M. Ultrasonic NDT of titanium diffusion bonding with guided waves. *Mater Eval* 1998;56:535–9.
- [3] Allin JM, Cawley P, Lowe MJ. Adhesive disbond detection of automotive components using first mode ultrasonic resonance. *NDT&E Int* 2003;36:503–14.
- [4] Santos M, Perdigão J. Leaky Lamb waves for the detection and sizing of defects in bonded aluminium lap joints. *NDT&E Int* 2005;38(7):561–8.
- [5] Lobkis OI, Chimenti DE. Elastic guided waves in plates with surface roughness I Model calculation. *J Acoust Soc Am* 1997;102:143–9.
- [6] Lobkis OI, Chimenti DE. Elastic guided waves in plates with surface roughness II experiments. *J Acoust Soc Am* 1997;102:150–9.
- [7] Chimenti DE, Lobkis OI. The effect of rough surfaces on guided waves in plates. *Ultrasonics* 1998;36:155–62.
- [8] Dai S, Zhang H. Propagation of elastic waves in a plate with rough surfaces. *Chin J Ac* 2003;22(3):194–202.
- [9] Leduc D, Morvan B, Pareige P, Izbicki JL. Measurement of the effects of rough surfaces on Lamb wave propagation. *NDT&E Int* 2004;37:207–11.
- [10] Potel C, Leduc D, Morvan B, Pareige P, Izbicki JL, Depollier C. Lamb wave propagation in isotropic media with rough interface: comparison between theoretical and experimental results. In: *Proceedings of the World Congress on Ultrasonics*. Vol. 2, Paris, France, 2003, p. 609–612.
- [11] Potel C, Leduc D, Morvan B, Pareige P, Depollier C, Izbicki JL. Propagation of Lamb waves in anisotropic rough plates: a perturbation method. In: *Proceedings of the French Congress on Acoustic (CFA/DAGA '04)*. Vol. 1, Strasbourg, France, 2004, p. 147–148.
- [12] Banerjee S, Kundu T. Elastic wave propagation in sinusoidally corrugated waveguides. *J Acoust Soc Am* 2006;119:2006–17.
- [13] Banerjee S, Kundu T. Symmetric and anti-symmetric Rayleigh-Lamb modes in sinusoidally corrugated waveguides: an analytical approach. *Int J Solids Struct* 2006;43:6551–67.
- [14] Leduc D, Hladky AC, Morvan B, Izbicki JL, Pareige P. Propagation of Lamb waves in a plate with a periodical grating: interpretation by phonon. *J Acoust Soc Am* 2005;118(4):2234–9.
- [15] Lauriks W, Kelders L, Allard JF. Surface waves above gratings having a triangular profile. *Ultrasonics* 1998;36:865–71.
- [16] Kundu T, Banerjee S, Jata KV. An experimental investigation of guided wave propagation in corrugated plates showing stop bands and pass bands. *J Acoust Soc Am* 2006;120:1217–26.
- [17] Leduc D, Morvan B, Hladky AC, Pareige P, Izbicki JL. Lamb wave propagation in a plate with a grooved surface with several spatial periodicities. *Ultrasonics* 2006;44:1359–63.
- [18] Morvan B, Hladky AC, Leduc D, Izbicki JL. Ultrasonic guided waves on a periodical grating: coupled modes in the first Brillouin zone. *J App Phys* 2007;101(1):1–7.
- [19] Mallat S. *A wavelet tour of signal processing*. Second ed. New York: Academic Press; 1999.
- [20] Hecht E, Zajac A. *Optics*. Fourth ed. New York: Addison-Wesley Educational Publishers; 2001.
- [21] Potel C, Leduc D, Morvan B, Depollier C, Hladky-Hennion AC, Izbicki JL, et al. Lamb wave attenuation in a rough plate. I. Analytical and experimental results in an anisotropic plate. *J Appl Phys* 2008;104(7):074908 (p. 1–10).
- [22] Potel C, Leduc D, Morvan B, Depollier C, Hladky-Hennion AC, Izbicki JL, et al. Lamb wave attenuation in a rough plate. II. Analytical and numerical results in a fluid plate. *J Appl Phys* 2008;104(7):074909 (p. 1–6).
- [23] ATILA[®] Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducer Modeling, Version 5.2.1, User's Manual. ISEN, Acoustics Laboratory, Lille, France, 2002.
- [24] Dhatt G, Touzot G. *The finite element method displayed*. New York: Wiley; 1984.
- [25] Morvan B, Wilkie-Chancellor N, Duflo H, Tinel A, Duclos J. Lamb wave reflection at the free edge of a plate. *J Acoust Soc Am* 2003;113:1417–25.
- [26] Rose JL. *Ultrasonic waves in solid media*. New York: Cambridge University Press; 1999.

Chapitre 3 : Onde guidée et interface périodique

Dans ce chapitre nous continuons à nous intéresser à la propagation des ondes guidées dans une lame présentant un profil périodique sur une seule interface. Mais ici l'équation des ondes ne fait intervenir qu'une seule vitesse : il s'agit d'étudier la propagation d'une onde guidée dans une plaque fluide ou la propagation d'une onde SH dans une plaque solide. Cette configuration nous permet sur un cas simple d'exposer un certain nombre de résultats qui éclaireront l'étude, plus complexe, de la plaque solide dans le chapitre suivant. La configuration étudiée dans ce chapitre n'est cependant pas dénuée de tout intérêt applicatif. Les premières études [1-4] qui se sont intéressées au problème de la propagation d'une onde acoustique dans un guide d'onde dont les parois ne sont pas parfaitement lisses, trouvaient une application dans des problèmes pratiques tels que la propagation dans des canalisations de ventilation, les tuyaux d'admission d'air de réacteur et plus généralement tout système mettant en jeu des canalisations susceptibles de propager des sons. Ces études reposent sur l'hypothèse de faibles perturbations : la rugosité de surface des parois servant de guide reste petite vis-à-vis de l'épaisseur du guide. Elles mettent toutes en évidence une condition de résonance entre d'une part les modes propagatifs et d'autre part les longueurs d'onde des rugosités de surface. Cette condition traduit un couplage de modes. Samuels [1] et Salent [2] ont déterminé cette condition de résonance mais le développement utilisé pour obtenir cette condition ne permet pas de décrire le système au voisinage de la fréquence de résonance. Nayfeh [3-4] utilise la méthode multi échelles et introduit un paramètre supplémentaire : le paramètre de désaccord. Il montre alors que le couplage s'étend sur une bande fréquentielle centrée sur la fréquence de « résonance ». Asfar [5-6] a étendu par la suite l'utilisation de la méthode multi échelles à d'autres types d'ondes dont notamment les ondes SH. L'ensemble des résultats de ce chapitre peut être transposé à l'étude de la propagation d'ondes SH dans un milieu solide. Les ondes SH sont des ondes de cisaillement pur se propageant dans une plaque solide, une seule vitesse est alors nécessaire pour décrire le problème et la mise en équation est alors parfaitement identique à celle de la lame fluide.

1- Une première approche de la propagation d'onde en présence d'une interface périodique : étude de la plaque fluide

1.1- Structure étudiée

La figure 1 présente la géométrie de la plaque étudiée. La masse volumique et la célérité des ondes dans le fluide sont respectivement $\rho=2700 \text{ kg/m}^3$ et $c=6350 \text{ m/s}$. Ce travail complète une étude effectuée sur une plaque d'aluminium, le fluide fictif considéré possède donc des caractéristiques correspondant à ce matériau.

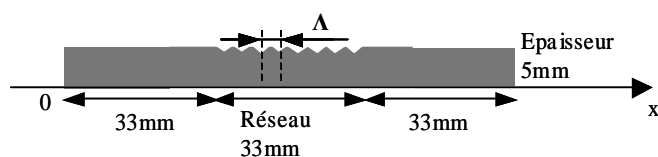


Figure 1 Géométrie de la plaque rainurée.

Une des faces de la plaque possède un profil périodique de périodicité spatiale Λ . Par la suite, différents types de réseaux seront étudiés (rectangulaires, triangulaires ou sinusoïdaux). Le réseau a une longueur limitée de telle sorte qu'avant et après celui-ci, la plaque est parfaitement plane. Ceci permet notamment de générer puis d'identifier le mode guidé incident sans ambiguïté.

Nous nous intéressons donc aux modes propagatifs guidés dans une plaque plane fluide (figure 2) qui seront notés par la suite P_n , $n=0,1,2,\dots$

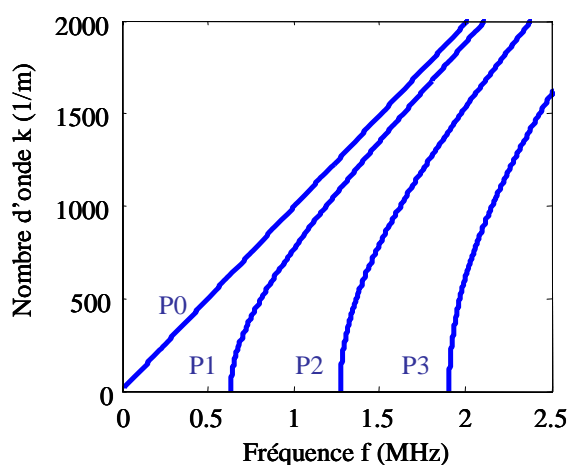


Figure 2 : Courbes de dispersion dans la plaque fluide d'épaisseur 5mm

1.2 Mise en évidence d'un couplage de modes

Une étude Eléments Finis est réalisée, le maillage est constitué d'éléments rectangulaires respectant la condition $d < \lambda/20$, avec d la distance minimum entre deux noeuds adjacents et λ la longueur d'onde du mode étudié. Le mode incident est le mode P1 à la fréquence de 1,5MHz. Pour le générer, on applique les déplacements théoriques du mode P1 sur la première extrémité de la plaque. L'excitation est quasi-harmonique : un train d'onde de 5 périodes est imposé. L'analyse transitoire par éléments finis permet de suivre la propagation de ce mode et plus particulièrement son interaction avec le réseau.

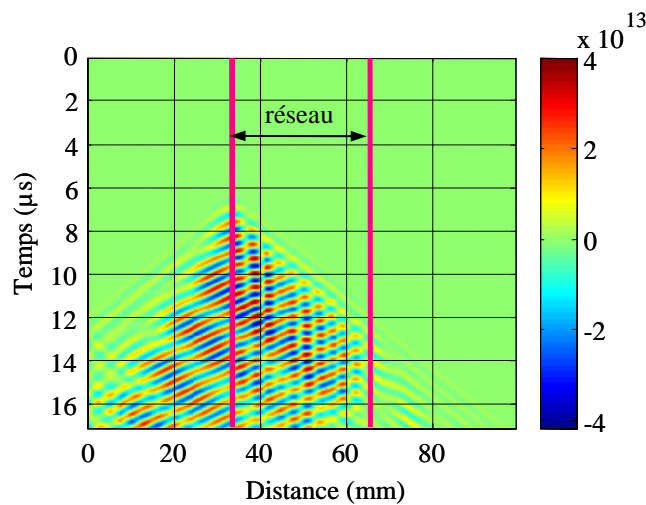


Figure 3 Signaux temporels

Ce qui nous intéresse ici, c'est l'observation de conversions de modes sous le réseau. A la fréquence de 760 kHz, seuls 3 modes se propagent : les modes P0, P1 et P2. L'image donnée figure 3 représente les pressions dans le plan médian de la plaque. Le réseau est composé de motifs triangulaires de longueur $\Lambda=3$ mm et de profondeur $300 \mu\text{m}$. La pression associée au mode P1 étant nulle sur le plan médian, on n'observe aucun signal jusqu'à ce que l'onde atteigne le réseau à $x=33$ mm au temps $t=7 \mu\text{s}$. Un signal correspondant à des réflexions est ensuite observable. L'image de la double transformée de Fourier (figure 3), spatiale puis temporelle, nous permet d'identifier ces modes comme étant des modes réfléchis P0 à la fréquence $f=1.14$ MHz et P2 à $f=1.45$ MHz.

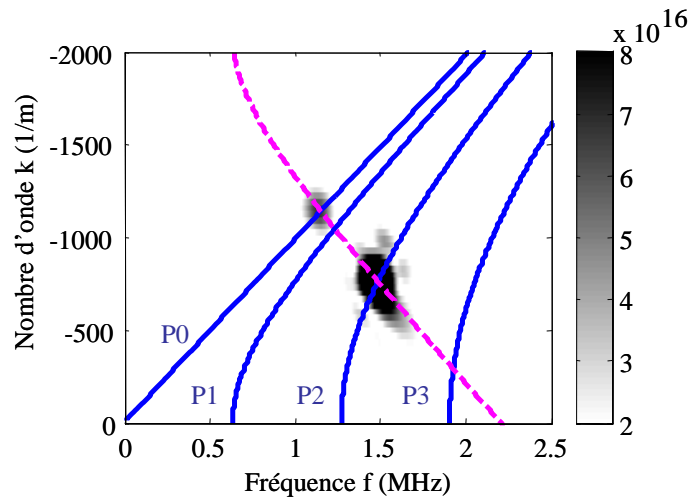


Figure 3 : Identification des ondes converties/réfléchies dans l'espace fréquence-nombre d'onde. Les courbes de dispersion théoriques sont représentées en trait continu. La courbe en pointillé représente les nombres d'ondes k_{conv} pour $n=1$.

On retrouve la relation déjà énoncée dans le chapitre précédent. Les vecteurs d'onde des ondes converties obéissent à la relation :

$$\vec{k}_{inc} - \vec{k}_{conv} = n \cdot \vec{G} \quad (1)$$

Avec n un entier et \vec{G} vecteur de base du réseau réciproque défini par $\vec{G} = \frac{2\pi}{\Lambda} \vec{u}_x$. \vec{k}_{inc} et \vec{k}_{conv} sont respectivement les vecteurs d'onde incident et réfléchi.

Il faut noter que le mode converti peut se propager soit dans le sens des x positifs (figure 1) soit dans le sens opposé. Si la relation (1) permet de déterminer les vecteurs d'onde des modes convertis, celle-ci ne donne aucune information sur l'amplitude de ces derniers et donc sur la répartition d'énergie dans les modes convertis. Ce couplage peut être interprété à l'aide des courbes de dispersion calculées pour une plaque périodique d'extension infinie.

2- Couplage de modes et structure de bande du réseau 1D

On considère que le guide d'onde est la répétition à l'infini suivant la direction Ox du motif élémentaire décrit à la figure 4. La méthode développée par éléments finis [7] consiste à ne mailler qu'une seule cellule élémentaire et à exploiter les relations de Bloch-Floquet, c'est à dire les relations de phase entre les nœuds séparés par une période. Le vecteur d'onde fixe les déphasages entre les plans délimitant la cellule élémentaire. La pulsation ω étant une fonction périodique du vecteur d'onde k , l'étude se restreint à la première zone de Brillouin. Le

diagramme de dispersion est construit en faisant varier le vecteur d'onde k sur la demi-zone de Brillouin, l'autre moitié se déduisant par symétrie. L'exploitation des courbes de dispersion permet de déduire les modes de propagation, les fréquences de coupure, les bandes passantes et les bandes d'arrêt.

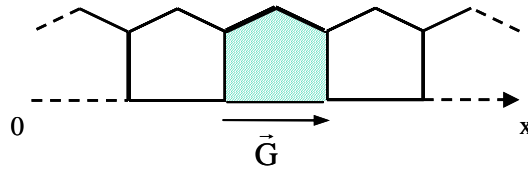


Figure 4 : Motif élémentaire du réseau périodique.

La périodicité Λ introduite dans le guide induit donc un effet de « repliement » de la relation de dispersion des ondes de Lamb en bord de la première zone de Brillouin définie par des valeurs k appartenant à l'intervalle $\left[-\frac{\pi}{\Lambda}, \frac{\pi}{\Lambda}\right]$ (figure 5). On se ramène dans cette zone par un décalage de $\frac{2p\pi}{\Lambda}$ des courbes de dispersion (p entier). On a alors, dans cette zone, des croisements de courbes de dispersion. En fonction de la périodicité du réseau, des bandes interdites apparaissent. On distingue deux cas :

- La première configuration est l'apparition d'une bande interdite en bord de zone de Brillouin. Reprenons l'exemple du mode P1 incident, en bord de zone on aura évidemment $k_{p1} = \frac{\pi}{\Lambda}$ et cette valeur est compatible avec la relation (1) si $\vec{k}_{conv} = -\vec{k}_{inc}$ et $n=1$. L'onde se réfléchit donc sans conversion.

- Dans le deuxième cas, la bande d'arrêt apparaît à l'intérieur de la zone de Brillouin. La présence de cette bande d'arrêt correspond alors à un couplage possible entre modes. En effet, il apparaît alors un « anti-croisement » ou gap intra-bande, encore appelé « mini bande d'arrêt » en photonique [8], entre les courbes de dispersion correspondant à des modes différents. Le terme de mini bande d'arrêt indique que ce n'est pas une bande interdite totale mais partielle concernant uniquement deux modes de nature différente.

Sur la figure 5, nous pouvons observer un anti-croisement entre les courbes de dispersion des modes P0 et P1 à la fréquence $f=1.15$ MHz. C'est également à cette fréquence que le mode converti P0 a été identifié précédemment. L'apparition d'une bande d'arrêt dans la première zone de Brillouin traduit donc bien un transfert d'énergie d'un mode à l'autre.

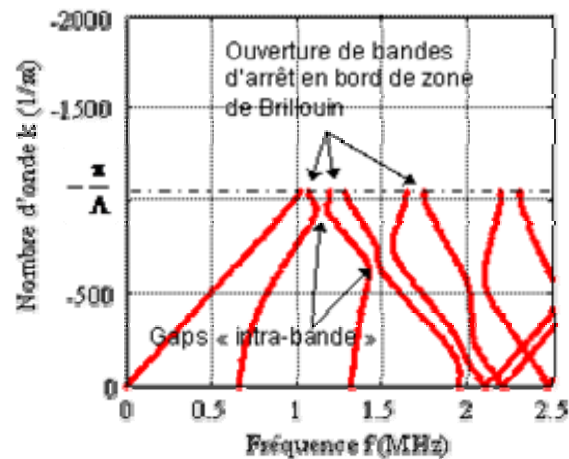


Figure 5 : Courbes de dispersion dans la première zone de Brillouin. Mise en évidence de bandes d'arrêt en bord et dans la 1^{ère} zone de Brillouin.

2.1 Premières remarques sur l'ouverture de bandes interdites

L'interprétation de l'ouverture de bandes interdites peut se faire à l'aide d'un modèle simple décrivant les ondes pour des fréquences juste avant et après le gap. Sur la figure 6 sont représentées les courbes de dispersion théoriques des modes guidés pour des plaques planes d'épaisseur 4.5 mm, 4.75 mm et 5 mm (courbes en traits pleins). Ces épaisseurs correspondent respectivement aux épaisseurs minimum, moyenne et maximum d'une plaque sur laquelle est gravé un réseau sinusoïdal d'amplitude 500 μm . Les courbes de dispersion repliées sont également superposées en considérant un réseau de période $\Lambda=6$ mm. En pointillé, on a représenté les courbes donnant le nombre d'onde du mode converti calculé à partir de la relation 1. On peut observer alors que la bande d'arrêt en bord de zone de Brillouin s'ouvre (point A) à l'intersection des courbes de dispersion relatives à une épaisseur de plaque de 5 mm (fréquence f_1) et se ferme (point B) à l'intersection des courbes de dispersion pour une épaisseur de 4.5 mm (fréquence f_2). En dehors de cette zone, l'onde est peu sensible au réseau et suit la courbe de dispersion définie pour l'épaisseur moyenne 4.75mm.

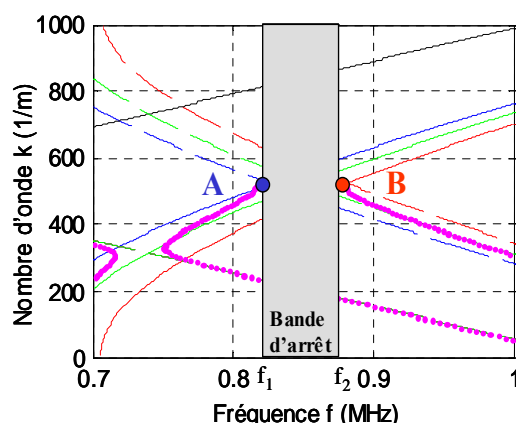


Figure 6: Les courbes de dispersion pour le mode P1 sont les traits continus bleu, vert et rouge respectivement pour les épaisseurs 5 mm, 4.75 mm et 4.5 mm. En pointillé sont tracées les valeurs de k_{conv} calculées à partir de la relation (1).

La figure 7 représente très schématiquement les ondes au voisinage du gap. Le point A (figure 6) se situe à l'intersection de la courbe de dispersion et de la courbe déterminant le mode converti (relation 1 avec mode incident P1), toutes deux calculées pour une épaisseur de 5mm. Pour ce point A, la propagation de l'onde est décrite figure 7.a. La même analyse est faite pour le point B (figure 6). L'épaisseur est cette fois de 4.5mm (figure 7.b).

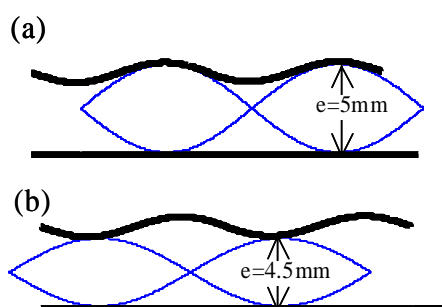


Figure 7: description schématique des ondes sous le réseau en bord de zone de Brillouin. (a) ouverture de la bande d'arrêt, (b) fermeture de la bande d'arrêt.

La concordance de phase entre deux modes, décrite par la relation 1, existe donc bien, non pas uniquement à une fréquence donnée mais dans une gamme de fréquence d'autant plus large que la profondeur du réseau est grande. On retrouvera ce résultat au chapitre suivant lorsqu'on étudiera l'évolution de la largeur d'un gap en fonction des différents paramètres du réseau.

2.2 Evolution de l'amplitude des modes sous le réseau

Un échange d'énergie s'effectue donc entre des modes dans des zones de fréquences particulières. Ces zones correspondent à des ouvertures de bandes interdites dans le diagramme de bande du réseau infini. Dans le cas d'un couplage de modes contra-propagatifs, cet échange d'énergie doit donc se traduire par une atténuation d'amplitude de l'onde incidente tandis que l'onde rétro-convertie voit son amplitude augmenter. Afin de calculer ces amplitudes, une étude éléments finis est à nouveau réalisée. L'évolution de l'amplitude en fonction de la position peut être obtenue par une étude harmonique. Afin d'éviter toute réflexion sur les extrémités de la plaque, des éléments absorbants sont ajoutés. Les caractéristiques de la plaque sont légèrement différentes de celles étudiées au début de ce chapitre (vitesse dans le fluide $C_f=5825\text{m/s}$). En effet, nous nous accordons avec l'étude théorique effectuée par Catherine Potel. Les résultats exposés dans ce chapitre ont été publiés dans la revue *Journal of Applied Physics* donnée en annexe de ce chapitre [9].

Le mode incident est donc le mode P0. La figure 9 montre l'amplitude des déplacements du mode P1 converti en fonction de la position x . On reconnaît les deux parties qui concernent les zones non striées de la plaque pour lesquelles les amplitudes sont constantes si on néglige les faibles oscillations dues à la formation d'onde stationnaire entre le réseau et la couche absorbante. Au delà de la zone rainurée l'amplitude est quasiment nulle, ce qui est cohérent avec le fait que l'onde P1 soit réfléchi. Il faut préciser que les amplitudes ont été normalisées par l'amplitude de l'onde incidente avant le réseau. Dans la direction $x < 0$, l'amplitude du mode augmente sous le réseau, ce qui traduit le caractère cumulatif de la conversion observable également dans l'étude temporelle (figure 2): chaque dent contribue à réfléchir une partie de l'onde incidente.

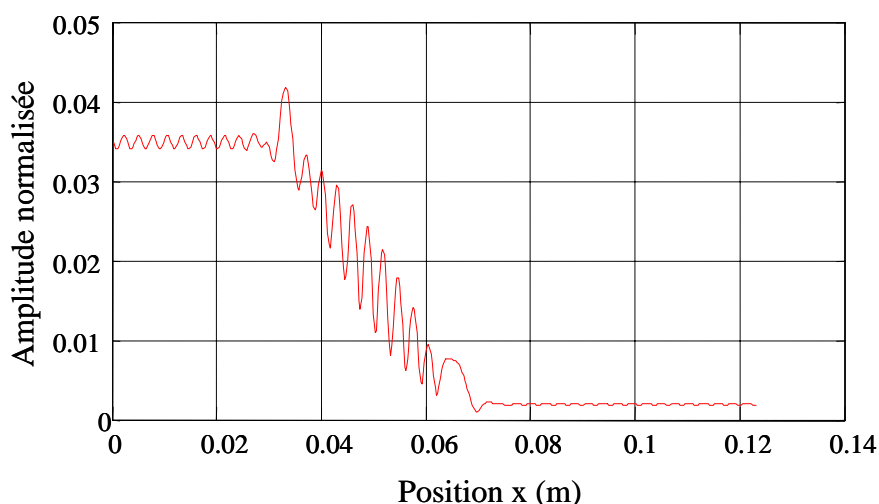


Figure 9: Amplitude de la pression dans le plan médian de la plaque normalisée par l'amplitude de l'onde incidente P1 (fréquence 1.06MHz)

Sur la figure 10 sont rassemblées les amplitudes théoriques du mode converti pour différentes fréquences ($f=1.06$ MHz, $f=1.09$ MHz et $f=1.1$ MHz.). Ces résultats ont été calculés par C. Potel *et al* [9] et sont issus d'une étude multi-modale. Cette approche théorique est basée sur la décomposition du champ total sur l'ensemble des modes propagatifs et évanescents (nombres d'onde complexes).

Ceci permet de tracer l'évolution de l'amplitude de l'onde incidente P1, de l'onde rétroconvertie P0, mais aussi des ondes évanescentes. Concernant l'amplitude du mode P0 rétroconverti, on retrouve l'allure de la courbe figure 9. L'amplitude totale rétroconvertie est cependant différente de celle obtenue par MEF. Deux raisons peuvent être avancées pour expliquer cette différence. La première est la grande sensibilité du calcul vis à vis de la fréquence considérée. La figure 10 montre le résultat pour 3 fréquences différentes, on voit que pour $f=1.09$ MHz, on obtient une amplitude très proche de celle obtenue numériquement. La variation de fréquence est pourtant inférieure à 3%. La deuxième raison est que le modèle étudié par C. Potel est sensiblement différent de celui étudié par MEF puisqu'il considère les dents en « surépaisseur ».

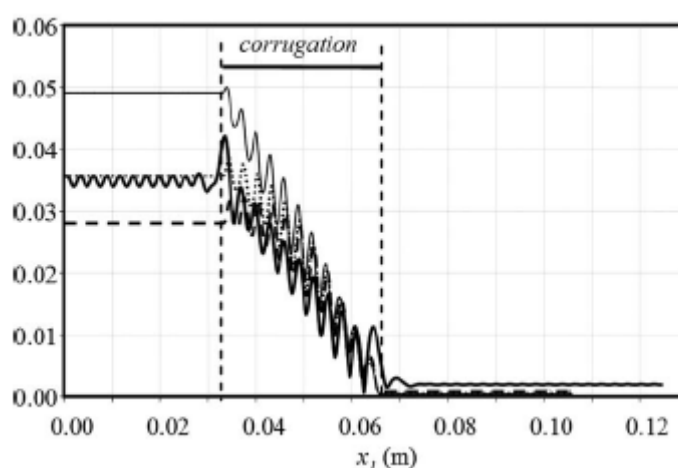


Figure 10 : Module de l'amplitude normalisée du mode P0 rétroconverti. Trait continu épais : résultat obtenu par le code éléments finis ATILA à $f=1.06$ MHz. Trait continu fin, pointillé, tiret: résultats obtenus par le modèle analytique [voir ref 9], respectivement pour $f=1.06$ MHz, $f=1.09$ MHz et $f=1.1$ MHz.

Sur la figure 9, des « oscillations » sont également visibles sous le réseau. Celles-ci sont liées à la présence des stries (on compte effectivement 11 « oscillations »). En entrée et sortie de réseau l'amplitude ces oscillations sont très importantes. Nous verrons dans la partie suivante qu'elles sont liées à la présence des modes évanescents.

2.3 Modes évanescents

Dans la configuration étudiée et pour des fréquences inférieures à 1.9MHz, seuls les modes propagatifs P0, P1 et P2 sont présents. Les modes d'ordre supérieur ont un nombre d'onde complexe, ils sont évanescents pour les fréquences considérées. Sur une plaque plane d'extension infinie, ces modes ne peuvent exister, il est toutefois nécessaire de les prendre en compte lorsqu'il existe une discontinuité quelconque dans la plaque [10]. A partir des amplitudes du déplacement en fonction de la position x données figure 9, nous pouvons calculer une transformée de Fourier spatiale et obtenir le spectre des nombres d'onde. Les deux pics principaux correspondent aux modes P0 incident et P1 réfléchi. Si on filtre les composantes des nombres d'onde qui correspondent à ces deux modes (on supprime les pics liés aux modes propagatifs) et qu'on effectue une transformée de Fourier inverse, on obtient la courbe en trait continu gras de la figure 11. Les déplacements donnés sur cette figure sont liés à des modes dont la partie réelle du nombre d'onde est proche de zéro, c'est-à-dire pour cette fréquence, les modes évanescents. Il est intéressant de comparer ce résultat avec l'amplitude des modes évanescents calculée par C. Potel [9]. Le calcul analytique permet de séparer les différentes contributions de chaque mode évanescent alors que le traitement du signal réalisé à partir des simulations donne le champ total lié à l'ensemble des modes évanescents. La contribution relative des solutions complexes de l'équation de dispersion décroît rapidement avec l'ordre du mode. Au-delà de l'ordre 3, l'amplitude des modes devient négligeable.

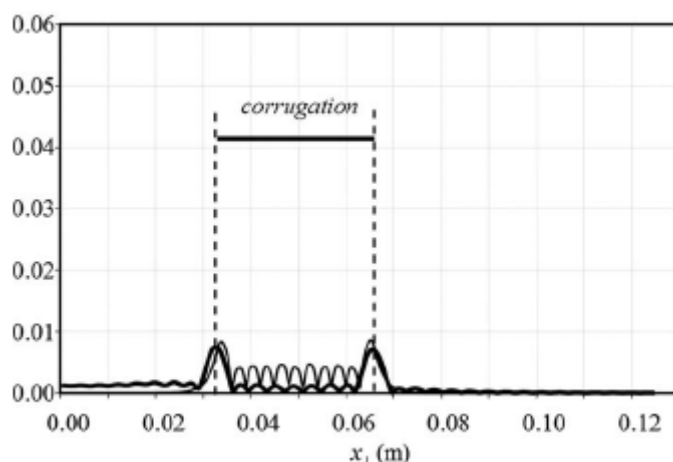


Figure 11 : Comparaison de l'amplitude de la pression normalisée du mode évanescent P2 à $F=1.06\text{MHz}$ obtenue par approche intermodale (trait continu fin) avec l'amplitude obtenue par le calcul éléments finis (trait continu gras).

On voit bien ici l'importance des modes évanescents, notamment dans les processus de conversion de mode en entrée et sortie de réseau. On abordera également par la suite, dans l'étude des ondes de Lamb dans une plaque solide, ces singularités que sont les zones de transition en entrée et sortie de réseau.

3 – Etude d’une plaque solide: cas des ondes SH

La plaque solide constitue un bon milieu pour décrire simplement les phénomènes observés sur des guides à interfaces périodiques. Il est cependant délicat de mener une étude expérimentale sur ce type de structure. Une solution est de considérer les ondes SH dans une plaque solide. Ces ondes qui ont la particularité d’être des ondes de cisaillement pur, vérifient une relation de dispersion identique à celle obtenue pour la plaque fluide, à ceci près que nous considérerons ici la vitesse des ondes transverses. Dans cette partie, avant de détailler l’étude expérimentale, nous allons revenir sur le dispositif employé pour générer ces ondes : le transducteur EMAT [11].

3.1- Transducteur EMAT (Electro Magnetic Acoustic Transducer)

Les transducteurs utilisés pour l’étude expérimentale sont réalisés au laboratoire par D. Leduc. Le principe de transduction du signal électrique en signal acoustique met en jeu la force de Laplace et des courants induits de surface. La figure 12 décrit son principe de fonctionnement.

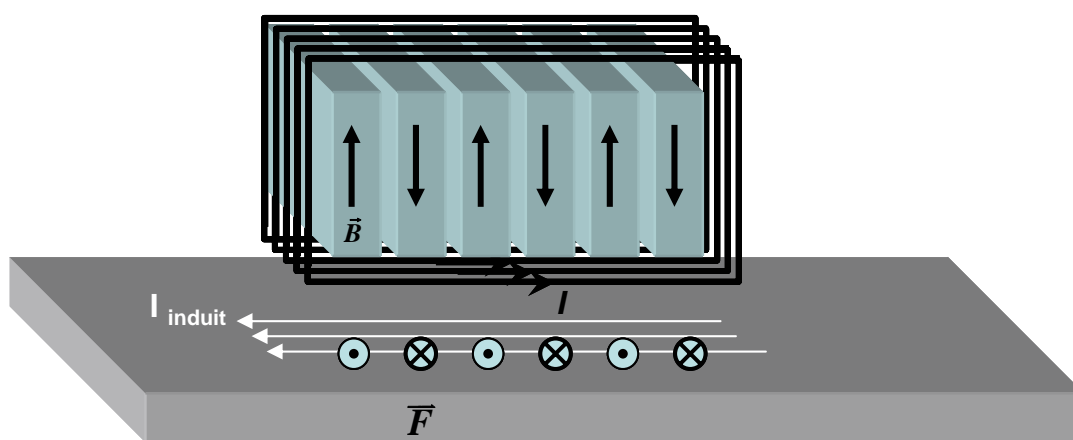


Figure 12 : Principe de fonctionnement de l’EMAT

Un transducteur EMAT produit des ondes acoustiques dans des milieux électriquement conducteurs par application de la loi de Laplace : action d’un champ magnétique statique \vec{B} sur un courant induit I_{induit} (voir figure 11). Il faut donc qu’une bobine placée au voisinage d’un solide conducteur y crée un courant induit. Le champ magnétique statique est créé par plusieurs aimants.

La figure 11 représente le schéma de principe d’un EMAT destiné à créer une onde SH. Le sens du courant est représenté à un instant donné (ces courants sont variables). On vérifie que

les forces de Laplace s'exercent (à un instant donné comme indiqué par la flèche) en vérifiant la relation :

$$\overline{dF} = I_{\text{induit}} \overline{dl} \times \overline{B}$$

Les ondes ultrasonores sont obtenues par transfert du mouvement des électrons aux atomes du solide. L'aimant utilisé est à base de terres rares. Il produit un champ magnétique statique d'environ 1,5 Tesla. La bobine est constituée d'environ 60 enroulements.

3.2- Mise en évidence d'un couplage de modes SH en bord de zone de Brillouin

Le cas du couplage de deux modes identiques, contra-propagatifs est traité ici. L'échantillon étudié est composé d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 2.9mm sur laquelle est gravé un réseau de 30 stries triangulaires de profondeur 120µm et de période $\Lambda=4.2\text{mm}$. La vitesse des ondes transverses est de 3140m/s. Les courbes de dispersion des ondes SH sur la partie non striée de la plaque sont données figure 13. Sur cette figure est matérialisé par un point vert l'intersection qui correspond à l'égalité : $k_x^{SH_0} = \frac{\pi}{\Lambda} - k_x^{SH_0}$. Comme nous l'avons vu précédemment, cette égalité traduit un couplage entre deux ondes SH_0 contra-propagatives.

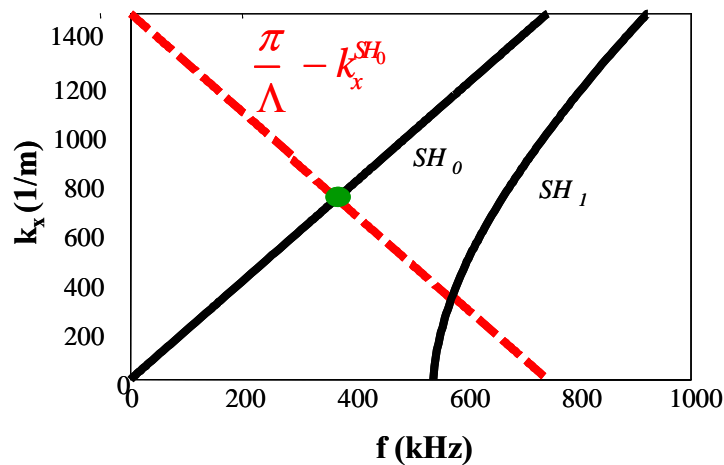


Figure 13 courbes de dispersion des modes SH. Identification d'un couplage de modes SH_0 contra-propagatifs lié à la présence du réseau de strie de période $\Lambda=4.2\text{mm}$.

Le montage expérimental est donné figure 14. L'excitation de l'onde SH_0 polarisée dans la direction y est réalisée à l'aide d'un transducteur à ondes de cisaillement (Panametrics V151) (diamètre 2.54cm, fréquence centrale 500 kHz). Un train d'onde de 10 périodes est utilisé et on réalise 150 acquisitions pour des fréquences variant de 300 kHz à 450 kHz par pas de 1 kHz.

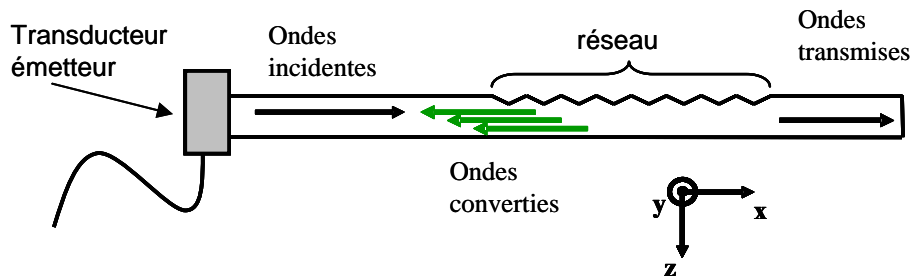


Figure 14 Dispositif expérimental

Pour chaque fréquence, on relève un oscillogramme correspondant au moyennage sur 100 acquisitions successives. Sur la figure suivante est rassemblé l'ensemble des oscillogrammes. A $t=184\mu\text{s}$, on observe la réflexion en bout de plaque. L'onde SH0 n'étant pas dispersive, on retrouve bien les dix périodes du signal d'excitation. Beaucoup plus étalé dans le temps, un signal lié à la réflexion sur le réseau est visible pour un temps compris entre 65 et 150 μs .

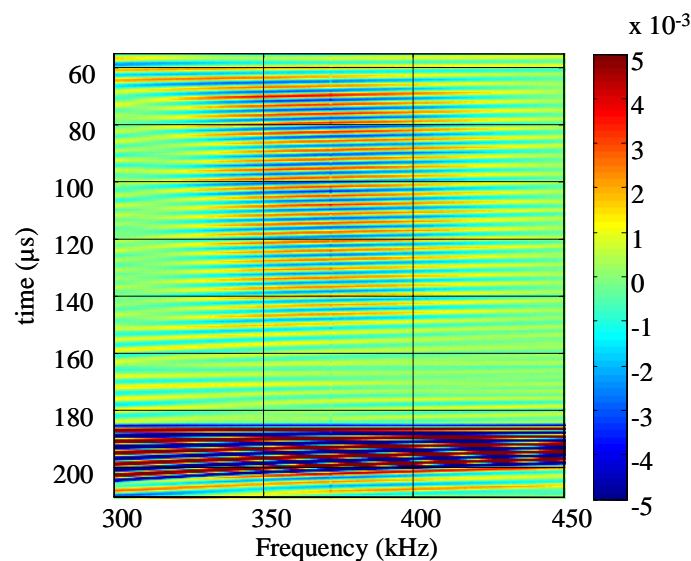


Figure 15 Oscillogrammes relevés pour chaque fréquence d'excitation. Les amplitudes du déplacement normal en surface sont en niveau de couleur.

Après normation par le signal obtenu sur une plaque vierge, on obtient le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence. Cette configuration a également été étudiée théoriquement par Tony Valier-Brasier dans sa thèse de doctorat préparée au Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM UMR CNRS 6613) sous la direction de Catherine Potel et de Michel Bruneau. Nous avons superposé dans la figure 16, les courbes théoriques et expérimentales en unité arbitraire. Il existe des effets liés à l'aspect

tridimensionnel de l'expérience (effets de diffraction de faisceaux) qui ne nous permettent pas une comparaison absolue des coefficients de réflexion. Il y a cependant une très bonne concordance entre les résultats expérimentaux et théoriques quant à la largeur fréquentielle sur laquelle il existe un couplage du mode SH₀ incident avec le mode SH₀ réfléchi. Il existe un léger décalage en fréquence des courbes obtenues, le maximum de réflexion est obtenu expérimentalement à F=371kHz alors que la théorie donne ce maximum à F=373kHz. Ceci peut parfaitement s'expliquer par les irrégularités du réseau usiné (profondeur, périodicité spatiale).

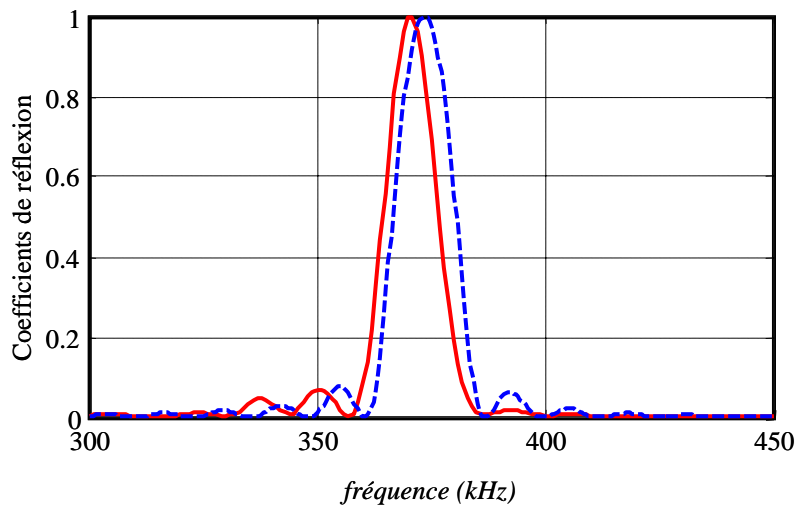


Figure 16 Comparaison des coefficients de réflexion expérimental (trait continu rouge) et théorique (pointillé) de l'onde SH₀ sur le réseau de stries.

4- Conclusion

Avec ce modèle simple d'un milieu de propagation à une seule onde, nous avons pu établir quelques propriétés des guides d'ondes périodiques. Le lien est établi entre le couplage de mode et l'ouverture de bandes d'arrêts dans les courbes de dispersion. Nous avons vu qu'en entrée et en sortie de réseau, l'adaptation des ondes s'effectuait avec le concours des ondes évanescentes. Nous ne nous sommes pas intéressés aux ondes qui se propagent sous le réseau lui-même, nous le ferons dans le chapitre suivant.

Références

- [1] J. C. Samuels, “On propagation of waves in slightly rough ducts”, *Journal of the Acoustical Society of America* 31(3), 319-325 (1958).
- [2] R. F. Salant, “Acoustic propagation in waveguides with sinusoidal walls”, *Journal of the Acoustical Society of America* 53(2), 504-507 (1973).
- [3] A. H. Nayfeh, “Acoustic waves in ducts with sinusoidally perturbed walls and mean flow”. *J. Acoust. Soc. Am.* 56 (3), 768-770 (1974).
- [4] A. H. Nayfeh, “Sound waves in two-dimensional ducts with sinusoidal walls”. *J. Acoust. Soc. Am.* 57 (5), 1036-1039 (1975)
- [5] O.R. Asfar and A.H. Nayfeh. “The application of the multiple scales to wave propagation in periodic structures”. *SIAM Review*. Vol 25, No. 4, pp. 455-480, (1983).
- [6] M. A. Hawwa, O. R. Asfar. “Mechanical-wave filtering in a periodically corrugated elastic plate”. *Journal of Vibration and acoustics*. Vol 118, pp. 16-20, (1996).
- [7] P. Langlet, A.C. Hladky-Hennion, J.N. Decarpigny. “Analysis of the propagation of acoustic waves in passive periodic materials using the finite element method”, *J. Acoust. Soc. Am.* 98, pp.2792-2800 (1995).
- [8] Jean-Michel Lourtioz « Les cristaux photoniques » Ed. Lavoisier (2003).
- [9] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A-C. Hladky-Hennion, J-L Izbicki, P. Pareige, M. Bruneau. “Lamb wave attenuation in a rough plate. II. Analytical and numerical results in a fluid plate.” *Journal of Applied Physics*, Vol.104, 074909 (2008).
- [10] B. Morvan, N. Wilkie-Chancelier, H. Duflo, A. Tinel, J. Duclos. “Lamb wave reflection at the free edge of a plate.” *J. Acoust. Soc. Am.* 113(3), pp.1417-1425, (2003).
- [11] K. Mirkhani, C. Chaggares, C. Masterson, M. Jastrzebski, T. Dusatko, A. Sinclair, R. Jafari Shapoorabadi, A. Konrad, M. Papini. « Optimal design of EMAT transmitters » *NDT&E International* 37, pp 181–193, (2004)

ANNEXES DU CHAPITRE 3

Lamb wave attenuation in a rough plate. II. Analytical and numerical results in a fluid plate

Catherine Potel,^{1,4,a)} Damien Leduc,^{2,4} Bruno Morvan,^{2,4} Claude Depollier,^{1,4} Anne-Christine Hladky-Hennion,^{3,4} Jean-Louis Izbicki,^{2,4} Pascal Pareige,^{2,4} and Michel Bruneau^{1,4}

¹Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine (LAUM), UMR CNRS 6613, 72085, Le Mans, France

²Laboratoire d'Ondes et Milieux Complexes (LOMC) FRE CNRS 3112, Université du Havre, 76600 Le Havre-France

³Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), UMR CNRS 8520, 59046 Lille, France

⁴Fédération Acoustique du Nord-Ouest, (FANO), FR CNRS 3110, France

(Received 12 February 2008; accepted 20 July 2008; published online 3 October 2008)

This paper aims at providing analytical and numerical approaches to analyze the behavior of guided waves (Lamb-type waves) propagating inside plates with a rough surface considered here as distributed small perturbations. A physical interpretation of the attenuation phenomenon of the propagating mode generated by the source (mode coupling) is provided for an ideal rough plate (fluid plate) using an analytical model available in the literature. This analytical model is validated using a numerical method. The obtained results on periodically corrugated surfaces of fluid plates emphasize the role played by the spatial period and the modal coupling. They serve also as results for interpreting the effect due to randomly rough surfaces in solid plates, notably the effect of the power spectrum density of the rough profile (including the effect of the statistical roughness parameters mentioned in Part I). The results obtained experimentally and theoretically, for the attenuation factor of the main Lamb wave, are found close to one another. © 2008 American Institute of Physics. [DOI: 10.1063/1.2979851]

I. INTRODUCTION

The characterization of bounded roughened surfaces before applying adhesive joint, in order to detect poor cohesive and adhesive properties, remains difficult. Earlier studies based on the analysis of surface waves (Rayleigh waves or Scholte waves) are not really adapted for the characterization of such surfaces (see Refs. 1–13 and references contained therein). Guided acoustic waves, i.e., Lamb waves, turn out to be the best adapted kind of waves to characterize this roughness when plates are bounded together.

In a previous work,¹⁴ analytic solutions for describing the acoustic coupling in fluid-filled rough waveguides were given. This model involves the use of Green's theorem and perturbation method in the frame of a modal analysis. The roughness is described exactly by the depth and the slope of the profile; the wavelength is assumed to be much greater than the depth of the roughness profile. With a view, as in Part I (companion paper¹³), of characterizing bounded roughened surfaces before applying an adhesive joint in order to detect poor cohesive and adhesive properties, this paper aims at providing the results obtained both from the above-mentioned analytical model¹⁴ and from a numerical model [finite element method (FEM)]. It deals with the propagation of guided, longitudinal acoustic waves in a planar waveguide having rough surfaces. A physical interpretation of several phenomena involved in the presence of roughness is given: it

emphasizes first modal coupling in the rough boundary and second phonon relationships, which are related to the incident wave, the converted modes, and the grating.^{15–17} Notably, the paper deals with (i) an analytical estimation of the attenuation factor of the guided wave (in good agreement with the experimental results⁹) and (ii) a numerical validation of the analytical model using FEM.

II. INTEREST OF THE FLUID PLATE REGARDING THE SOLID PLATE

The three-dimensional model developed in Ref. 9 for an anisotropic rough plate is a shape profile model with a mono-mode approach: the scattering of a main Lamb mode on the shape perturbation of the boundaries is taken into account, which leads to a dispersion equation of the form

$$F(k_1, \omega) \approx F_0(k_1, \omega) + \delta F(k_1, \omega) = 0, \quad (1)$$

where the function $F_0(k_1, \omega)$ corresponds to the dispersion equation for classical Lamb modes in a plate with plane surfaces and $\delta F(k_1, \omega)$ is a perturbation term. For a given angular frequency ω , the solution k_1 of the dispersion in Eq. (1) can be written as (its real and imaginary parts denoted k'_1 and k''_1 , being related, respectively, to the shift frequency and to the attenuation of the wave)

$$k_1 = k_{1_0} + \delta k_1, \quad (2)$$

with the roughness of the stress-free boundary inducing a small complex perturbation $\delta k_1 = \delta k'_1 + i \delta k''_1$.

Therefore, the consequences of the scattering of the main Lamb mode on the roughness (especially the imaginary

^{a)} Author to whom correspondence should be addressed: Tel.: 33 2 43 83 36 17. FAX: 33 2 43 83 35 20. Electronic mail: catherine.potel@univ-lsmans.fr.

TABLE I. Characteristics of the fictitious fluid (glass with only longitudinal waves) and characteristics of the roughness as the function of the dimensionless parameters fd/c_0 and d/Λ : $k_0=(2\pi/d)(fd/c_0)$; $\lambda=d/(fd/c_0)$; $f=(c_0/d)(fd/c_0)$; $\Lambda/\lambda=(fd/c_0)/(d/\Lambda)$; $\ell=(2N-1)\Lambda/2$.

		"Glass" (for longitudinal waves)	
	c_0 (m s ⁻¹)	5825	
	ρ (kg m ⁻³)	5000	
	d (m)	0.005	
$fd/c_0=0.92$	λ (m)	0.0054	
$d/\Lambda=5/3$	Λ/λ	0.555	
	f (MHz)	1.0718	
	k_0 (m ⁻¹)	1156	
$k_0\ell=450; N=130$	ℓ (m)	0.388	
$fd/c_0=0.91$	λ (m)	0.0055	
$d/\Lambda=5/3$	Λ/λ	0.55	
	f (MHz)	1.06	
	k_0 (m ⁻¹)	1143	
$k_0\ell=37.7; N=11$	ℓ (m)	0.033	

part k_1'' of the wavenumber k_1 related to the attenuation) are observed on a main Lamb mode. Actually, the complex perturbation δk_1 of the wavenumber $k_{1,0}$, which is associated with the main Lamb mode without roughness [see Eq. (2)], corresponds to a loss of energy in the main Lamb mode through energy transfers between modes, but these phenomena have not been described in the analytical procedure. The results obtained (Ref. 13, Sec. IV) show mainly that the spatial period Λ involved in the rough profile (through the power spectrum density of the profile) is an important parameter.

In order to better understand the involved phenomena, the behavior of a much simpler medium (a fictitious fluid plate—the properties of which are close to those of glass, see Table I) is modeled, taking into account all the modes, which could be created by the scattering of a main Lamb mode on the roughness. This is an intermodal approach.

The theoretical model and its main results¹⁴ are summarized in Sec. III, showing more particularly the influence of the spatial period Λ on the amplitude of the modes and providing an understanding of these basic physical phenomena. A comparison with the results obtained by FEM approach is then presented in Sec. IV.

III. SHAPE PROFILE MODEL FOR A FLUID ROUGH PLATE: INTERMODAL APPROACH, PHONON RELATIONSHIP

This section is based on Ref. 14 (most of the theoretical relations are given with more details in this reference). The waveguide is assumed to be limited by two parallel rigid plates having two-dimensional shape perturbations (three-dimensional problem). The fluid plate (speed of sound c_0), with regularly shaped surfaces $x_3=0$ and $x_3=\delta$, which encloses the real waveguide, is characterized by its thickness δ . The inner plate surrounded by the real waveguide is characterized by its thickness d (see Fig. 1). The depths of the small shape deviations are, respectively, denoted $H_0(x_1, x_2)$ and $H_d(x_1, x_2)$ at $x_3=0$ and $x_3=\delta$.

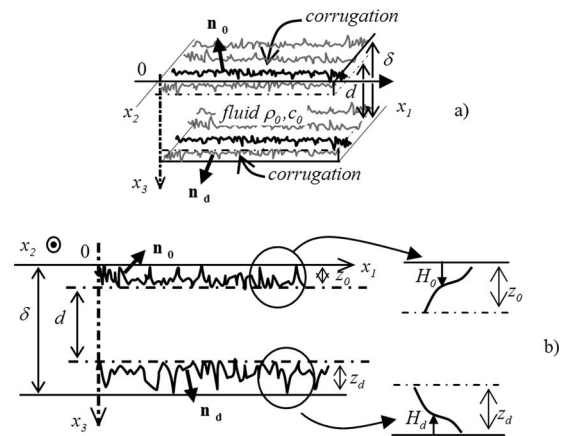


FIG. 1. Fluid plate between two perturbed boundary surfaces.

The acoustic pressure field $\hat{P}(x_1, x_2, x_3; \omega)$ in the perturbed plate is expressed as an eigenfunction expansion, the orthogonal eigenfunction $\psi_m(x_3)$ being the solution of the Neumann boundary problem in the regularly shaped waveguide for which surfaces bound the perturbed waveguide [see Eqs. (8) and (9) in Ref. 14],

$$\hat{p}(x_1, x_2, x_3; t) = \hat{P}(x_1, x_2, x_3; \omega) e^{i\omega t} = \sum_m \hat{A}_m(x_1, x_2) \psi_m(x_3) e^{i\omega t}, \quad (3)$$

where

$$\psi_m(x_3) = \sqrt{(2 - \delta_{m0})/\delta} \cos(k_m x_3), \quad (4a)$$

with

$$k_m = m\pi/\delta, \quad m \in \mathbb{N}. \quad (4b)$$

The coefficients $\hat{A}_m(x_1, x_2)$ are determined using methods relying on integral formulation and modal analysis and using the appropriate Green function $G_m(x_1, x_2; x_1', x_2')$.¹⁸ The solution is obtained from an iterative method to express the amplitude of each mode $\hat{A}_m(x_1, x_2)$, the lower order (Born approximation) $\hat{A}_m^{(0)}$ being given by

$$\hat{A}_m^{(0)}(x_1, x_2) = \hat{Q}_m G_m(x_1, x_2; 0, 0), \quad (5)$$

where \hat{Q}_m is the strength of a monochromatic source (which is assumed to be flush-mounted at $x_1=0$ and $x_2=0$) related to the m th mode. In fact, it represents the energy transfer between the external source and the eigenmode m . The first-order perturbation expansion

$$\hat{A}_m^{[1]} = \hat{A}_m^{(0)} + \hat{A}_m^{(1)} \quad (6)$$

is then obtained from [see Eq. (43) in Ref. 14]

$$\begin{aligned} \hat{A}_m^{(1)}(x_1, x_2) = & \sum_{\mu} \hat{Q}_{\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_m(x_1, x_2; x_1', x_2') \hat{\gamma}_{\mu m}(x_1', x_2') \\ & \times G_{\mu}(x_1', x_2'; 0, 0) dx_1' dx_2' \\ & + \sum_{\mu \neq m} \hat{Q}_{\mu} (k_{x_1 m}^2 - k_{x_1 \mu}^2) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \end{aligned} \quad 111$$

$$\begin{aligned} & \times G_m(x_1, x_2; x'_1, x'_2) N_{\mu m}(x'_1, x'_2) G_\mu(x'_1, x'_2; 0, 0) \\ & \times dx'_1 dx'_2, \end{aligned} \quad (7)$$

where

$$k_{x_1 m}^2 = k_0^2 - k_m^2 \quad \text{with} \quad k_0 = \omega/c_0, \quad (8)$$

$$N_{\mu m}(x_1, x_2) = \int_{H_0}^{\delta-H_d} \psi_\mu(x_3) \psi_\mu(x_3) dx_3 \quad (9)$$

and where the coupling factor $\hat{\gamma}_{\mu m}(x'_1, x'_2)$ is a derivative operator (with respect to x'_1 and x'_2) acting on the Green function $G_\mu(x'_1, x'_2; 0, 0)$. This operator, $\hat{\gamma}_{\mu m}(x'_1, x'_2)$, involves the partial derivatives of the rough profiles $H_0(x'_1, x'_2)$ and $H_d(x'_1, x'_2)$ with respect to x'_1 and to x'_1 (it is related to the coupling through the slope and the depth of the surface perturbation itself). The general expression of the higher orders is given in Ref. 14, Sec. IV.

The summations over modes μ in Eq. (7) are representative of the intermodal couplings between the mode m generated by the source and all the modes (denoted μ) created by the scattering on the roughness. The integrals from $(-\infty)$ to $(+\infty)$ indicate that the coupling source is the roughness (which is an extended source); they represent the nonlocal effects of the roughness. In other words, these integrals and the use of the Green function $G_m(x_1, x_2; x'_1, x'_2)$ emphasize that the roughness before and after the measurement point (x_1, x_2) does not act on the coupling in the same way. Moreover, as these integrals involve the rough profile, they are related to the Power Spectrum Density (PSD) of the rough profile, and thus to the spatial periods Λ (see Ref. 13, Secs. II B and IV B).

As far as these spatial periods are concerned, for a periodic roughness of spatial period Λ , the relationships between both the length of the spatial period Λ and the acoustic wavelengths $\lambda_{x_1 m}$ and $\lambda_{x_1 \mu}$ along the x_1 -axis appear ($\lambda_{x_1 m} = 2\pi/k_{x_1 m}$ for mode m generated by the source and $\lambda_{x_1 \mu} = 2\pi/k_{x_1 \mu}$ for modes μ created by the scattering on the corrugation). These relationships involve a phase matching, which emphasizes the interference processes (phonon relations¹⁴⁻¹⁶), namely,

$$k_{x_1 m} + k_{x_1 \mu} \pm 2\pi/\Lambda = 0, \quad (10)$$

i.e., using Eqs. (4b) and (8),

$$\frac{k_{x_1 \mu} d}{2\pi} = \pm \frac{d}{\Lambda} - \sqrt{\left(\frac{fd}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{m}{2}\right)^2}. \quad (11)$$

Equation (11) shows therefore a strong coupling between the primary wave (wavenumber $k_{x_1 m}$) and the counterpropagating secondary wave (wavenumber $-k_{x_1 \mu}$). The intersection in the plane $[fd/c_0, k_{x_1 m} d/(2\pi)]$ of the dispersion curves (thick lines in Fig. 2) with the curves representing the phonon relation (11) (with $+d/\Lambda$, thin lines in Fig. 2 for $d/\Lambda=5/3$) permits to predict the values of the frequencies for which there could be such a strong coupling for a given ratio d/Λ .

As an example, for $fd/c_0 \approx 0.92$, the thin line, which represents the phonon relation [Eq. (11)] for $m=1$, has an intersection with the dispersion curve of the regular-shaped

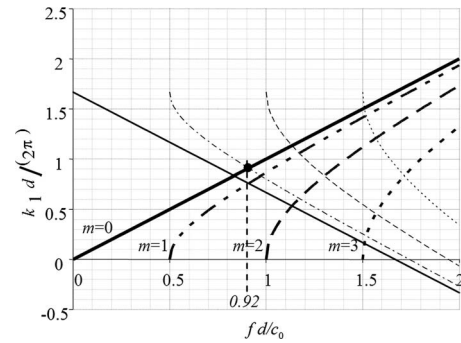


FIG. 2. Dispersion curves (thick lines) of the guide with smooth interfaces ($k_{x_1} d/(2\pi) = \sqrt{(fd/c_0)^2 - (m/2)^2}$) and curves (thin lines) corresponding to the phonon relation (11) ($k_{x_1} d/(2\pi) = d/\Lambda - \sqrt{(fd/c_0)^2 - (m/2)^2}$). Solid lines: mode $m=0$, dash-dots lines: mode $m=1$, dashed lines: $m=2$, dotted lines: $m=3$.

guide corresponding to $\mu=0$ (labeled $m=0$ on the figure). Therefore, when the source creates mode $m=1$, a strong coupling appears with mode $\mu=0$. Moreover, as there is an intersection of this thin line with the dispersion curve of the guide for mode $m=1$ at a value of fd/c_0 close to 0.92, a strong self-coupling between mode $m=1$ created by the source and the same mode $\mu=1$ appears, perturbing this mode $m=1$. For a periodic sawtooth profile (Fig. 3), this is the situation presented in Fig. 4, showing the modulus of the normalized amplitudes calculated at the third-order perturbation expansion. It is assumed that, inside the two-dimensional waveguide bounded by two parallel plates, the only mode created by the source is mode $m=1$ and that the frequency is such that $fd/c_0=0.92$ with $d/\Lambda=5/3$; thus, the upper modes ($\mu \geq 2$) are evanescent and the fundamental plane mode ($\mu=0$) is the only propagative mode created by coupling due to the corrugation. Figure 4(a) shows that this mode $\mu=0$ created by the scattering on the corrugation has a much greater amplitude than the evanescent coupled modes $\mu=2$ and $\mu=3$ [Figs. 4(c) and 4(d)].

The amplitude of mode $m=1$ [Fig. 4(b)] decreases when the abscissa of the observation point ($k_0 x_1$) increases. This decrease has an approximate exponential shape, with an attenuation factor equal to approximately 10^{-3} mm^{-1} for the fictitious fluid (see Table I). The order of magnitude is the same as those obtained experimentally and theoretically in Ref. 13 (see Secs. II C and IV B and Table III).

Focusing now on the propagation upstream and downstream the roughness, the corrugation starts at the “input” abscissa x_i such as $k_0 x_i \approx 23$, and length ℓ of the corrugation, such as $k_0 \ell = 36.3$, which corresponds to $N=11$ teeth (see Table I for dimensional quantities) and to $\ell \approx 5.7 \lambda$ for the

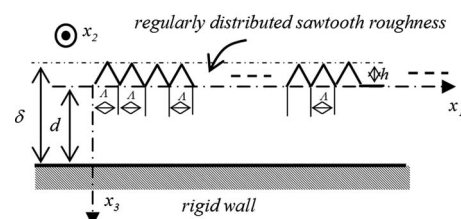


FIG. 3. Fluid plate between two rigid walls: the smooth plane wall and the wall having regularly distributed corrugations (sawtooth profile).¹¹²

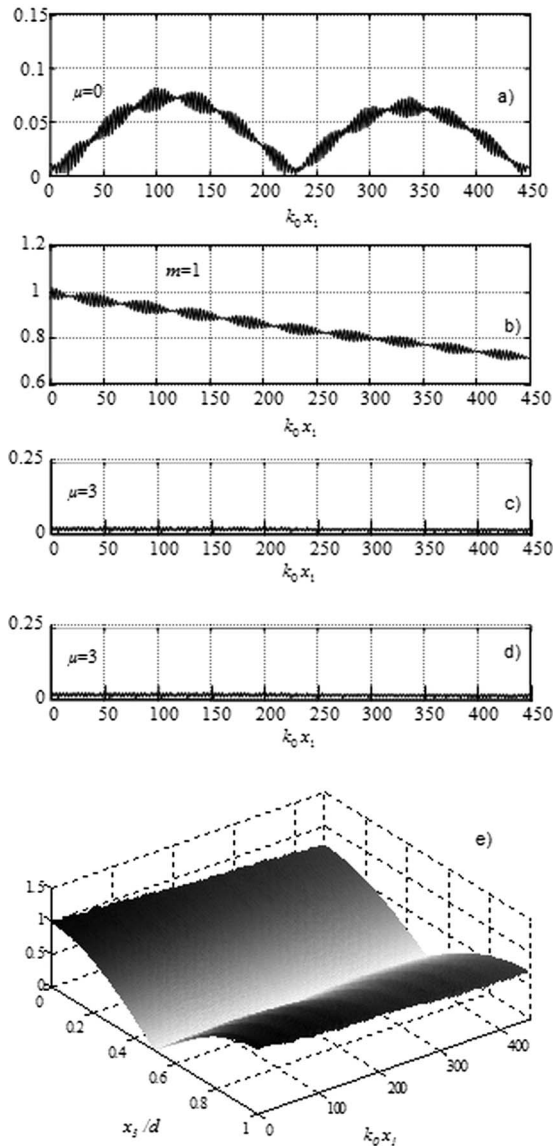


FIG. 4. Modulus of the normalized amplitude of the pressure variation (third order) for the sawtooth profile (see Fig. 3). (a) $\hat{A}_{\mu=0}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for mode $\mu=0$, (b) $\hat{A}_{m=1}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for mode $m=1$ (the only mode generated by the source), (c) $\hat{A}_{\mu=2}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for the evanescent mode $\mu=2$, (d) $\hat{A}_{\mu=3}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for the evanescent mode $\mu=3$, and (e) $|\hat{p}^{[3]}(x_1)/A_m^0|$ of the total pressure variation, when $fd/c_0=0.92$ and $d/\Lambda=5/3$. The length ℓ of the corrugation at $x_3=0$ is such that $k_0\ell=450$, which corresponds to $N=130$ teeth (see Table I for dimensional quantities) and to $\ell \approx 71.5\lambda$ for the fictitious glass fluid indicated in Table I. The heights of the teeth are such that $h/d=0.005$; the interface $x_3=d$ is smooth (see Fig. 3).

fluidlike media indicated in Table I. The heights of the teeth or of the crenels are such as $h/d=0.005$. The modulus of the normalized amplitudes of the modes considered and the corresponding total acoustic pressure, as functions of the observation point, are given in Fig. 5. The backward propagation, created by the backscattering on corrugation, is obviously upstream the corrugation ($x_1 < x_i$). Downstream the corrugation, the mode created by the source decreases when the abscissa of the observation point increases.

IV. FINITE ELEMENT METHOD: COMPARISON WITH THE INTERMODAL APPROACH

The ATILA finite element code has been used to validate the analytical results presented before.¹⁹ The plate is divided

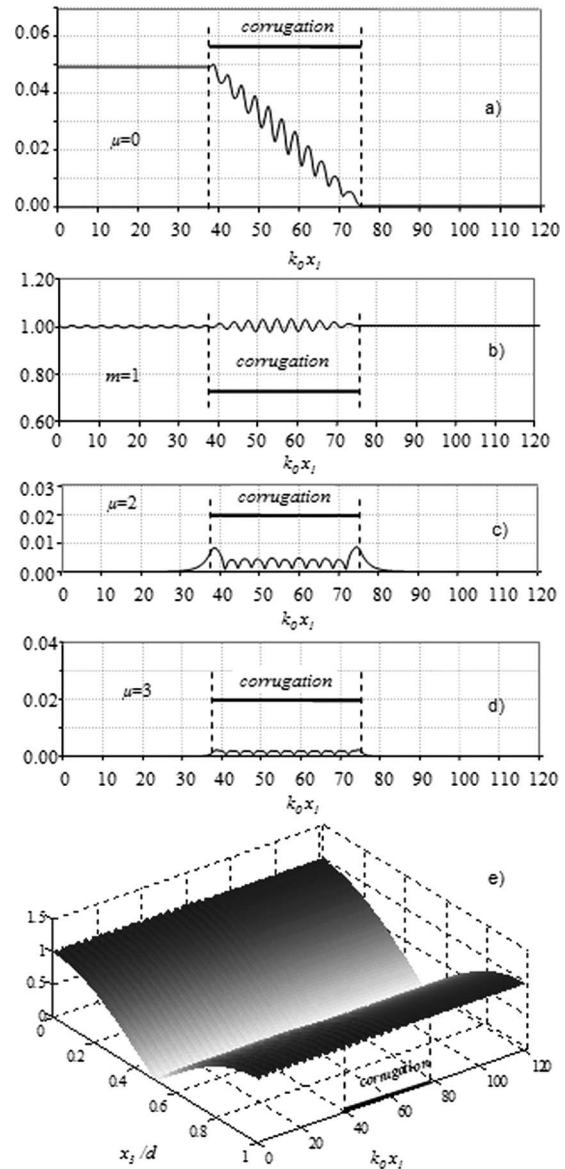


FIG. 5. Modulus of the normalized amplitude of the pressure variation (third order) for the sawtooth profile (see Fig. 3). (a) $\hat{A}_{\mu=0}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for mode $\mu=0$, (b) $\hat{A}_{m=1}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for mode $m=1$ (the only mode generated by the source), (c) $\hat{A}_{\mu=2}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for the evanescent mode $\mu=2$, (d) $\hat{A}_{\mu=3}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for the evanescent mode $\mu=3$, and (e) the total pressure variation $|\hat{p}^{[3]}(x_1)/A_m^0|$, when $fd/c_0=0.91$ and $d/\Lambda=5/3$. The coordinates of the ends of the corrugation are x_i and $(x_i+\ell)$ with $k_0x_i=37.7$; the length ℓ of the corrugation at $x_3=0$ being such that $k_0\ell=37.7$, which corresponds to $N=11$ crenels (see Table I for dimensional quantities) and to $\ell \approx 6\lambda$ for the fictitious glass fluid indicated in Table I. The heights of the teeth are such that $h/d=0.005$; the interface $x_3=d$ is smooth (see Fig. 3).

into elements and connected by nodes. In the rough profile region, the teeth are assumed to be of infinite length and uniform in the perpendicular direction to Fig. 6 so that a bidimensional mesh is sufficient, thanks to a plane strain condition. Isoparametric elements are used, with a quadratic interpolation along the elements sides. The fluid plate considered (Table I) is divided into three domains (Fig. 6): the central domain containing eleven identical teeth (the grating) and the two domains having smooth surfaces downstream and upstream the grating. A harmonic displacement source excitation ($f=1.06$ MHz, i.e., $fd/c_0=0.91$) is set at the en-

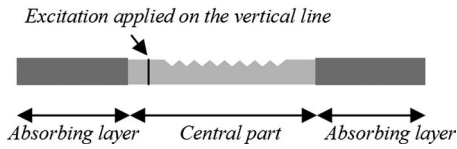


FIG. 6. Fluid plate between two rigid walls used for the FEM: the wall being plane and the wall having regularly distributed corrugations (sawtooth profile with $N=11$ teeth, spatial period $\Lambda=0.003$ m, and depth of the teeth $h=25$ μm). In order to minimize the reflection effect at the ends of the plate, absorbing layers are introduced upstream and downstream the corrugation. The harmonic excitation (mode $m=1$) is applied on the vertical line at the entrance of the corrugation.

trance of the rough domain, and absorbing layers are assumed to introduce losses outside the corrugated domain in order to minimize the parasitic reflections at the ends of the mesh. The calculation gives the pressure at each node of the mesh in the fluid plate at a given frequency.

In order to observe, at a value of fd/c_0 close to 0.92, the coupling between mode $m=1$ (assumed to be the only one created by the source) and mode $\mu=0$ created by coupling only, the acoustic pressure is analyzed in the median plane of the plate because, without teeth, it is equal to zero when mode $m=1$ propagates. The modulus of the normalized pressure, associated with the coupled mode $\mu=0$ as a function of abscissa x , is shown in Fig. 7 (thick solid line). This FEM result can be compared to the analytical one (Fig. 5(a) or thin solid line on Fig. 7). Note that the oscillations of the pressure in domain $x < 0.033$ m (upstream the grating) are due to a weak reflection at the left end of the plate; they can be numerically cancelled using an appropriate method (perfectly matched absorbing layer or other methods). The backward mode $\mu=0$ results from the conversion of mode $m=0$ on each tooth; the oscillations of the curve appear to be deeply correlated with the length of the teeth of the corrugation. The amplitude of the wave downstream the corrugation is nearly equal to zero in the situation considered, as it has already been mentioned in the analytical results.

The numerically estimated value of the acoustic level (mode $\mu=0$, thick solid line of Fig. 7) in the region of the plate upstream the roughness, for frequency $f=1.06$ MHz, differs slightly from the analytical one (thin solid line of Fig.

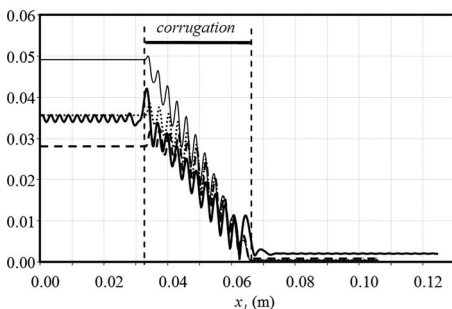


FIG. 7. Modulus of the normalized amplitude $\hat{A}_{\mu=0}^{[3]}(x_1)/A_m^0$ for mode $\mu=0$ of the pressure variation for the sawtooth profile shown in Fig. 6. Thick solid line: result obtained from ATILA finite element code when $fd/c_0=0.91$ (i.e., $f=1.06$ MHz). Thin solid line, dotted line, dashed line: results obtained from the analytical intermodal shape profile model at the third order, respectively, when $fd/c_0=0.91$ (i.e., $f=1.06$ MHz), $fd/c_0=0.936$ (i.e., $f=1.09$ MHz), and $fd/c_0=0.94$ (i.e., $f=1.1$ MHz).

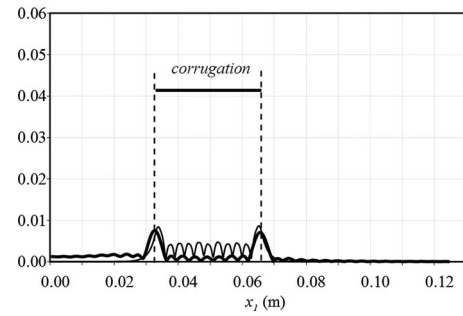


FIG. 8. Modulus of the normalized amplitude of the evanescent modes of the pressure variation for the sawtooth profile shown in Fig. 6 when $fd/c_0=0.91$ (i.e., $f=1.06$ MHz). Thick solid line: result obtained from ATILA finite element code, thin solid line: result obtained from the analytical intermodal shape profile model at the third order for the evanescent mode $\mu=2$.

7), with a relative error approximately equal to 25%. However, attention must be paid to the fact that the discrepancies between these results are very dependent on the frequency; changing the frequency of 3% from the value 1.06 MHz (Fig. 7, dotted line) does not change significantly the results obtained numerically. Thus, given the very small surface perturbation (the depth of the corrugation being only 0.5% of both the thickness of the plate and the wavelength, and the absolute value of the slope being lower than 2×10^{-2}), there is a quite close agreement between these analytical and numerical results, thereby supporting the fact that the analytical modeling would be accurate in the situation considered (fluid plate).

At the input and at the output of the corrugated region, the amplitude of the acoustic pressure (Fig. 8, thick solid line) of all the evanescent modes increases slightly on the first and last teeth; the same kind of result has been obtained analytically for the amplitude of the evanescent mode $\mu=2$ [Fig. 5(c) or thin solid line in Fig. 8]. The amplitude value of the evanescent modes, obtained numerically (Fig. 8, thick solid line), is as expected close to the analytical value of the amplitude of the evanescent mode $\mu=2$ [Fig. 5(c) or thin solid line in Fig. 8].

V. CONCLUSION

Both analytical and numerical (FEM) methods have been used for describing the effects of a surface roughness on the waves propagating in ideal rough plates (fluid plates), with a view of characterizing bounded roughened surfaces before applying the adhesive joint. The analysis leads to (i) a physical interpretation of the phenomena by describing the mode coupling for a fluid plate using the so-called intermodal shape profile model and (ii) a validation of these latter results using a purely numerical method (FEM).

Results obtained on periodically corrugated surfaces (fluid plate and intermodal shape profile model) serve as preliminary results for randomly rough surfaces in providing physical interpretation of the phenomena observed. Notably, for the monomode shape profile model, the theoretical attenuation factor of the main Lamb mode considered, associated with a regularly distributed sawtooth roughness, is close to the result found experimentally [Part I (Ref. 13)]. Moreover, both the numerical and the analytical shapes

coupled modes (created by energy transfer from the main mode by coupling on the roughness), as function of the length of the roughness, are in good agreement.

Further refinements would require more advanced theoretical investigations, which imply modeling the modal coupling in rough solid plates (accounting for longitudinal and transversal waves), leading presumably to consistent results with the precision needed for characterizing the noncontact surface roughness from the measurements using ultrasonic techniques.

ACKNOWLEDGMENTS

Support from the CNRS through the research group (No. GDR-2501) was gratefully acknowledged. The authors are grateful to the reviewer for his constructive suggestion to separate the earlier version of this paper in two parts.

¹C. C. Guyott, P. Cawley, and R. D. Adam, *J. Adhes.* **20**, 129 (1986).

²S. Banerjee and T. Kundu, *J. Acoust. Soc. Am.* **119**, 2006 (2006).

³T. Kundu, S. Banerjee, and K. V. Jata, *J. Acoust. Soc. Am.* **120**, 1217 (2006).

⁴S. Banerjee and T. Kundu, *Int. J. Solids Struct.* **43**, 6551 (2006).

⁵J. M. Claeys, O. Leroy, A. Jungman, and L. Adler, *J. Appl. Phys.* **54**, 5657 (1983).

⁶A. Jungman, L. Adler, J. D. Achenbach, and R. Roberts, *J. Acoust. Soc. Am.* **74**, 1025 (1983).

⁷B. I. Boyanov and V. L. Strashilov, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **39**, 119 (1992).

⁸M. A. Hawwa, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 137 (1997).

⁹D. H. Berman, *J. Acoust. Soc. Am.* **96**, 417 (1994).

¹⁰O. I. Lobkis and D. E. Chimenti, *J. Acoust. Soc. Am.* **102**, 143 (1997).

¹¹K. Mampaert and O. Leroy, *J. Acoust. Soc. Am.* **83**, 1390 (1988).

¹²W. Lauriks, L. Kelders, and J. F. Allard, *Ultrasonics* **36**, 865 (1998).

¹³C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A.-C. Hladky-Hennion, J. L. Izbicki, P. Pareige, and M. Bruneau, *J. Appl. Phys.* **104**, 074908 (2008).

¹⁴C. Potel and M. Bruneau, *J. Sound Vib.* **313**, 738 (2008).

¹⁵B. Morvan, A.-C. Hladky-Hennion, D. Leduc, and J. L. Izbicki, *J. Appl. Phys.* **101**, 114906 (2007).

¹⁶D. Leduc, A.-C. Hladky, B. Morvan, J.-L. Izbicki, and P. Pareige, *J. Acoust. Soc. Am.* **118**, 2234 (2005).

¹⁷D. Leduc, B. Morvan, P. Pareige, and J. L. Izbicki, *NDT & E Int.* **37**, 207 (2004).

¹⁸M. Bruneau and T. Scelo, *Fundamentals of Acoustics* (ISTE, United Kingdom, 2006).

¹⁹ATILA Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducer Modeling, Version 5.2.1, User's Manual ISEN, Acoustics Laboratory, Lille, France, 2002.

Chapitre 4 : Ondes de Lamb et réseau 1D

Dans les chapitres 2 et 3 nous nous sommes intéressés à l'interaction d'une onde guidée avec un réseau de surface de longueur limitée. Nous avons observé des phénomènes de conversion de modes ; ces conversions étaient uniquement étudiées avant et après le réseau dans des zones où la plaque est parfaitement plane. Dans ce chapitre nous allons étendre cette étude au cas d'une plaque solide. Une analyse quantitative des conversions est réalisée notamment à travers des bilans d'énergie mettant en jeu les différentes ondes, incidentes, réfléchies et converties. Ceci nous permet d'étudier l'influence des paramètres du réseau (longueur, profondeur des stries, périodicité, géométrie des stries) sur les couplages de modes de Lamb. Un autre aspect des travaux exposés dans ce chapitre concerne la caractérisation des ondes se propageant *sous* le réseau. Ces résultats ont été obtenus en grande partie durant la thèse de Maxime Bavencoffe [1] que j'ai co-encadrée avec Anne-Christine Hladky (IEMN) et Jean-Louis Izbicki. Une méthode, reposant sur un calcul éléments finis, permet de déterminer les nombres d'onde complexes des modes d'une plaque infinie dont la surface est striée périodiquement. Nous pouvons donc non seulement tracer les courbes de dispersion des ondes propagatives et obtenir la structure de bande du réseau monodimensionnel comme nous l'avons fait au chapitre précédent, mais aussi déterminer les caractéristiques (partie réelle et imaginaire du nombre d'onde) des ondes dans les bandes interdites, encore appelée « gap », créées par la périodicité du guide d'onde. Les ondes évanescentes présentes dans les gaps n'ont pas encore été étudiées. Jusqu'à maintenant, nous avons justifié l'atténuation des ondes par des couplages de modes observés sur un réseau fini. L'objectif de ce chapitre est de faire la jonction entre cette approche et les caractéristiques des modes évanescents présents dans les bandes interdites. En d'autres termes, il s'agit d'interpréter les phénomènes physiques observés sur un réseau limité à l'aide des caractéristiques d'un réseau infini, c'est-à-dire un cristal phononique 1D.

1- Structure de bande

La méthode utilisée pour déterminer la structure de bande (courbes de dispersion dans la 1^{ère} zone de Brillouin) a déjà été explicitée dans la partie 2 du chapitre 3. L'exploitation des courbes de dispersion permet de déduire les modes de propagation, les fréquences de coupure, les bandes passantes et les bandes d'arrêt. On étudie ici une plaque d'aluminium d'épaisseur $E=5\text{mm}$. Le réseau de stries a une périodicité $\Lambda=7\text{mm}$ et une profondeur $p=200\mu\text{m}$.

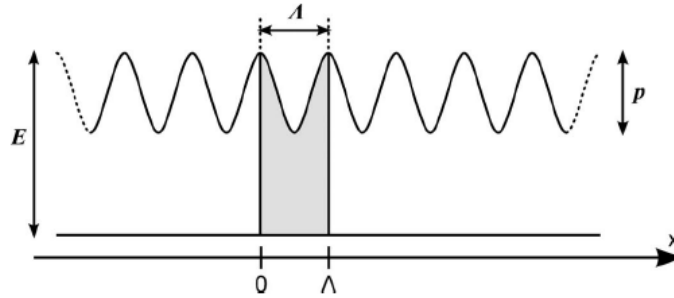


Figure 1 Description de la plaque étudiée

Sur la figure 2 sont tracées en vis-à-vis les courbes de dispersion dans le cas d'une plaque lisse et d'une plaque avec réseau sinusoïdal. La périodicité Λ introduite dans le guide induit donc un effet de « repliement » de la relation de dispersion des ondes de Lamb en bord de la première zone de Brillouin définie par des valeurs k appartenant à l'intervalle $\left[-\frac{\pi}{\Lambda}, \frac{\pi}{\Lambda}\right]$. On se ramène dans cette zone par un décalage de $\frac{2p\pi}{\Lambda}$ des courbes de dispersion (p entier). On a alors des croisements de courbes de dispersion.

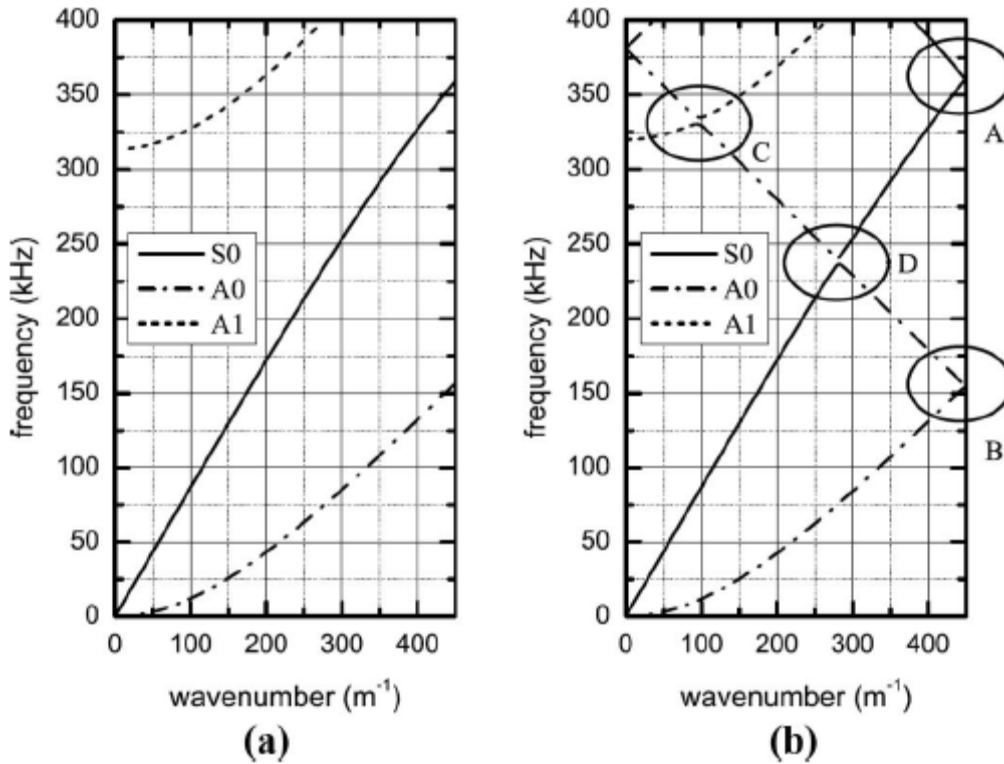


Figure 2 (a) Courbes de dispersion des ondes se propageant dans une plaque « lisse »
 (b) Courbes de dispersion des ondes se propageant dans une plaque striée périodique

Pour des rugosités de surface faibles, il a été montré que les vitesses de phase des ondes propagatives étaient peu modifiées (voir chapitre 1). Sur la figure 2b, on retrouve effectivement dans le cas de la plaque striée les courbes de dispersion caractéristiques des ondes de Lamb repliées dans la première zone de Brillouin. Par la suite, nous conservons la nomenclature classique des ondes de Lamb à laquelle nous ajoutons un indice Λ ($A0^\Lambda$, $S0^\Lambda$, $S1^\Lambda$, ...) pour désigner les ondes se propageant sur une plaque de profil de surface périodique.

Des « gaps » ou bandes d'arrêt apparaissent au niveau des croisements (ou plutôt anti-croisement) de courbes (cercles C et D, figure 2.b) mais aussi en bord de zone de Brillouin au niveau des repliements (cercles A et B, figure 2.b). Les gaps en bord de zone mettent en jeu un seul mode tandis que les gaps à l'intérieur de la zone de Brillouin à l'intersection de deux courbes de dispersion mettent en jeu deux modes différents. Ces bandes d'arrêt sont localisées comme nous l'avons vu au chapitre précédent à des fréquences pour lesquelles il existe un couplage de modes, c'est-à-dire au voisinage d'une fréquence pour laquelle les nombres d'onde en jeu vérifient la relation $k_{\text{inc}} - k_{\text{conv}} = n \cdot \frac{2\pi}{\Lambda}$ avec k_{inc} et k_{conv} les nombres

d'onde respectivement incident et converti. Sur la Figure 3 nous pouvons observer cet « anti-croisement » entre les courbes de dispersion des modes S_0^A et A_0^A . Ces modes sont contra-propagatifs (i.e. les pentes des courbes de dispersion sont de signes opposées)

En fonction de la périodicité du réseau, des bandes d'arrêt apparaissent donc qui traduisent un transfert d'énergie d'un mode à l'autre.

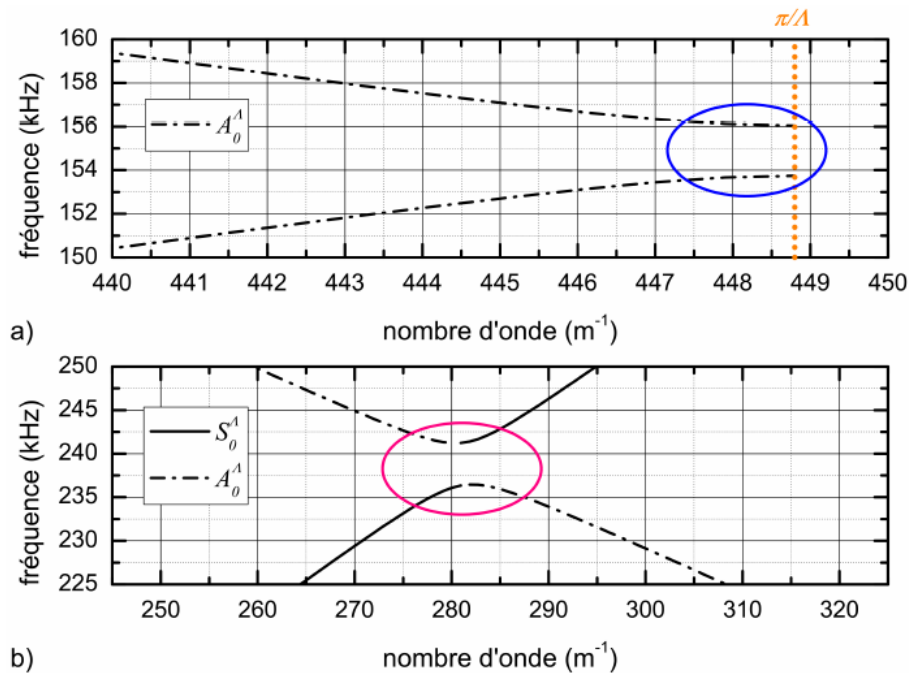


Figure 3 Détails de la figure 2.b : Ouverture d'une bande d'arrêt au bord de la 1^{ère} zone de Brillouin (cercle bleu). Ouverture d'une bande d'arrêt dans la zone de Brillouin (cercle rose).

2- Couplage de modes au voisinage d'une bande interdite

Dans la thèse de Maxime Bavencoffe, nous nous sommes intéressés à l'étude quantitative du couplage de modes pour des fréquences dans et à proximité d'une bande interdite [2]. Pour réaliser cette étude il est essentiel d'avoir une bonne résolution fréquentielle, le gap ayant une largeur de quelques kHz pour des ondes se propageant à quelques centaines de kHz. Une analyse harmonique par éléments finis (code Atila®) a donc été privilégiée. La structure étudiée est une plaque de longueur limitée sur laquelle est gravé un réseau de stries sinusoïdales. De part et d'autre du réseau, des zones planes sont présentes sur lesquelles seront identifiés les modes propagatifs. Pour éviter des réflexions multiples sur les extrémités de la structure étudiée, des couches absorbantes (PML) sont ajoutées. Ces PML ont été développées avec un formalisme proposé par O. Bou-Matar [3-4].

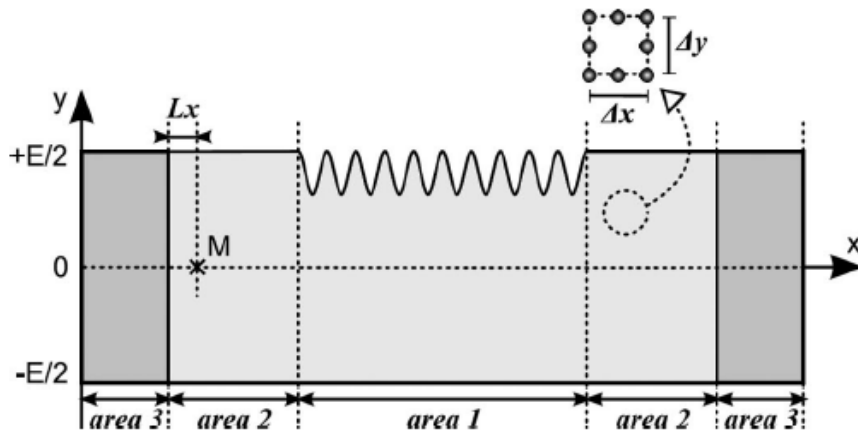


Figure 4 Structure étudiée par la méthode des éléments finis.

Le couplage des modes A_0 et S_0 dans le premier gap intra-bande est étudié (voir figure 3.b). Une onde S_0 est excitée sur la partie plane de la structure (point M figure 4), cette onde traverse le réseau dans la direction $x > 0$ et se convertit en onde A_0 se propageant dans la direction $x < 0$. Les énergies sont évaluées à partir des amplitudes des ondes [5]. On définit les coefficients de transmission T_{S_0} et de rétro-conversion R_{A_0} du mode S_0 .

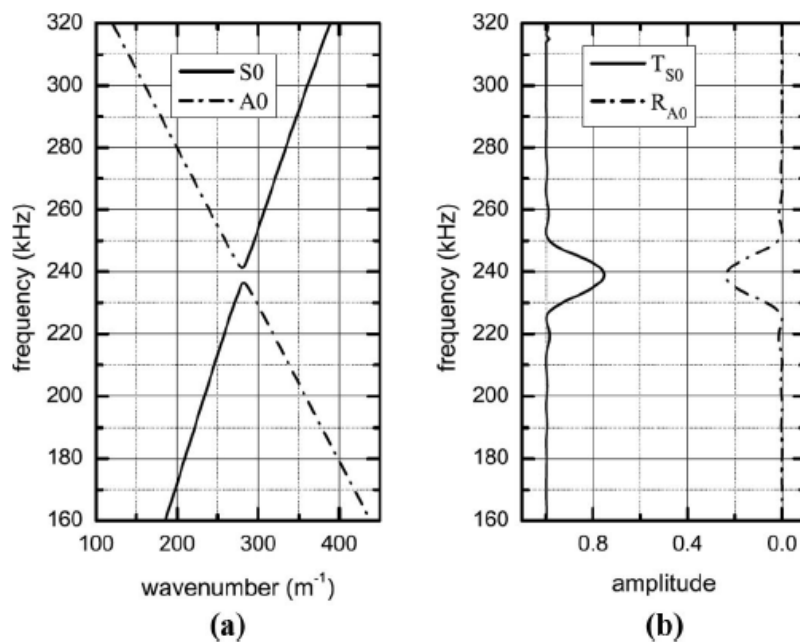


Figure 5 (a) Courbes de dispersion des ondes S_0 et A_0 pour une plaque infinie périodique
 (b) Coefficient de rétro-conversion et de transmission d'une onde S_0 sur un réseau de stries de dimension finie.

Le couplage est maximum au centre du gap et l'amplitude de l'onde S_0 transmise est alors minimale. On peut constater que le couplage de modes se fait sur une bande fréquentielle

beaucoup plus grande que la largeur du gap définie dans la figure 5.a. Les figures 5.a et 5.b sont associées à des configurations très différentes : La figure 5.a correspond au cas d'un réseau d'extension infinie tandis que la figure 6.b relative à un réseau fini dépend évidemment du nombre de rainures. Sur la figure 6, nous pouvons constater que la largeur fréquentielle sur laquelle existe un couplage des modes A0/S0 diminue avec le nombre de rainures considérées tandis que l'amplitude à la fréquence centrale du gap du mode *ré*tro-converti augmente. Cette amplitude converge évidemment pour atteindre la valeur de 100% de conversion de l'onde incidente. On peut ici se poser la question du sens que revêt cette valeur asymptotique vers laquelle tend l'amplitude de l'onde convertie. Plus généralement se pose la question de la description d'un réseau limité à travers les caractéristiques calculées sur un réseau infini : problèmes liés à la description des phénomènes aux interfaces, des zones de transition où la prise en compte des ondes évanescentes sera nécessaire comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent. Nous apportons des éléments de réponse à cette problématique au paragraphe 5 de ce chapitre.

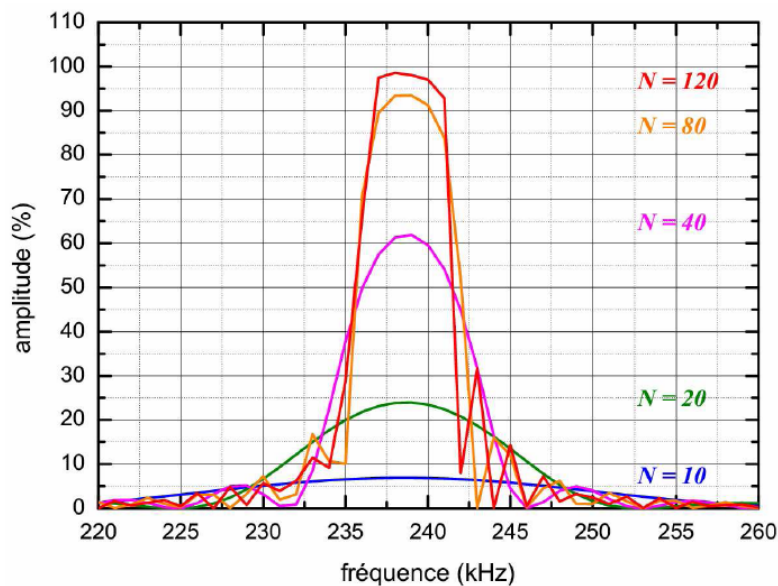


Figure 6 Evolution du coefficient de rétro-conversion en énergie en fonction de la fréquence et du nombre de rainures N.

3- Courbes de dispersion dans le plan complexe

Afin d'obtenir les solutions complexes des nombres d'onde et donc identifier des modes dans les bandes interdites, une méthode a été développée par Maxime Bavencoffe et Anne-Christine Hladky. Cette méthode s'inspire des travaux de D. Duhamel [6]. La méthode précédemment utilisée au paragraphe -1- de ce chapitre est basée sur l'étude modale du motif élémentaire d'un réseau périodique. Plus précisément, pour une valeur réelle donnée du

nombre d'onde, on cherche les fréquences pour lesquelles il existe un mode de vibration. La nouvelle méthode, quant à elle, est basée sur l'utilisation des matrices de transfert [7]. On détermine par analyse harmonique la matrice de transfert reliant déplacements et contraintes de part et d'autre d'un motif élémentaire. D'après le théorème de Bloch-Floquet, les valeurs propres de cette matrice sont les nombres d'onde complexes des ondes se propageant sur la structure périodique.

Sur les figures 4 et 5 sont tracées dans le plan complexe les parties réelles et imaginaires des nombres d'onde au voisinage du 1^{er} gap bord de bande du mode $A0^\wedge$ et du gap intra-bande lié au couplage des modes $A0^\wedge$ et $S0^\wedge$ pour la plaque rainurée de motif sinusoïdal présentée dans la partie 1 de ce chapitre.

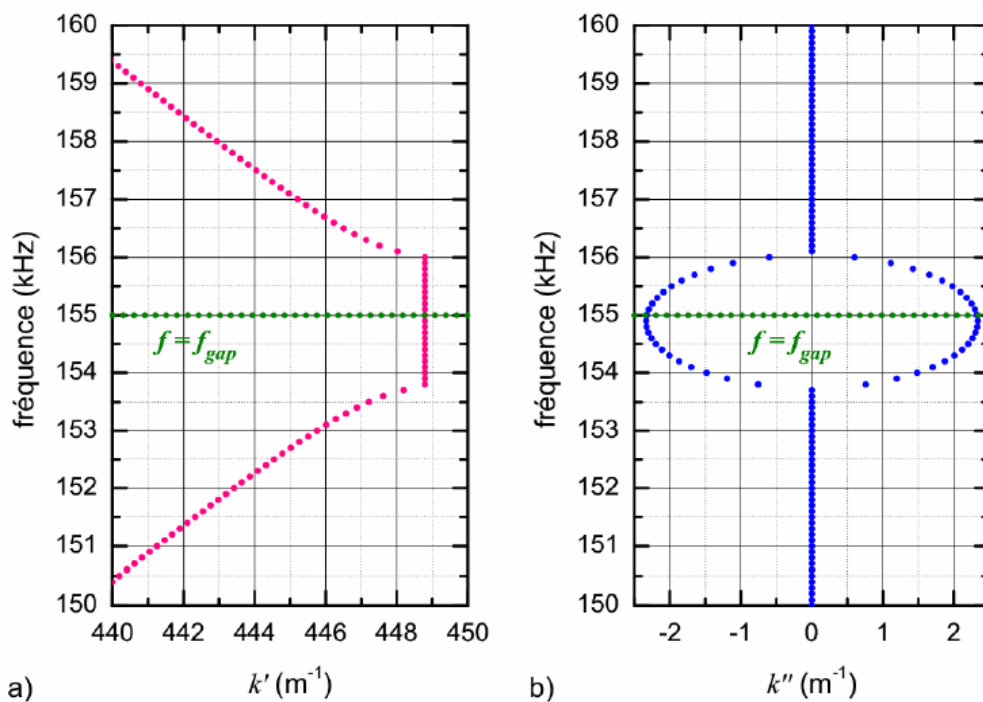


Figure 4 Parties réelle (a) et imaginaire (b) des nombres d'onde au voisinage d'un gap bord de zone.

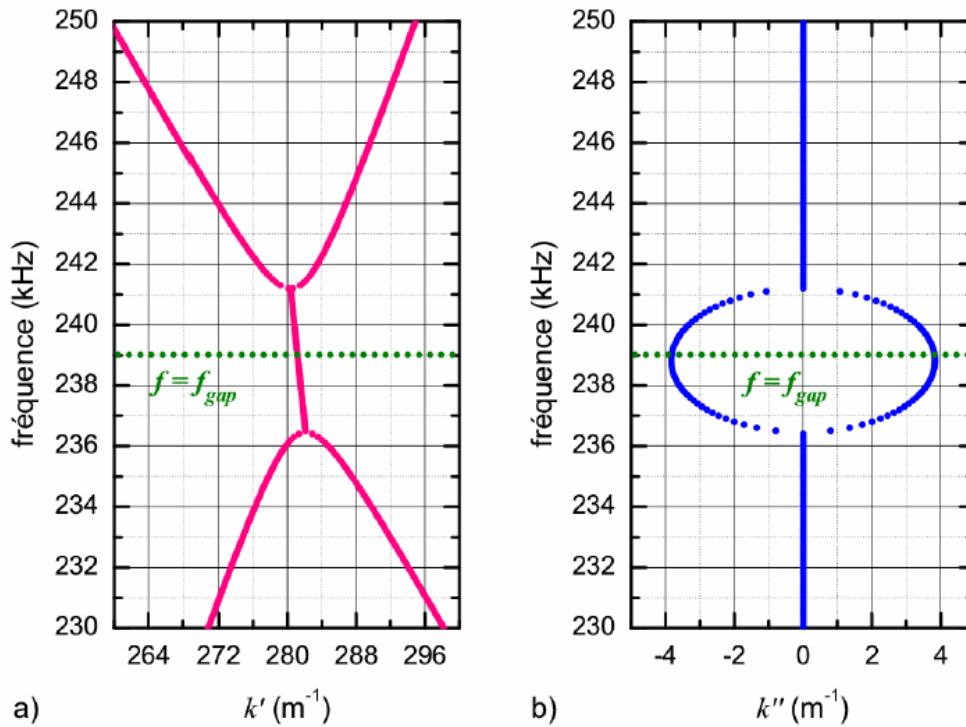


Figure 5 Parties réelle (a) et imaginaire (b) des nombres d'onde au voisinage d'un gap intra-zone.

Plusieurs remarques concernant les résultats présentés figures 4 et 5 :

- Quel que soit le type de gap considéré, l'atténuation (*i.e.* la partie imaginaire du nombre d'onde) est maximale à la fréquence centrale du gap.
- La partie réelle du nombre d'onde est constante et égale à $\frac{\pi}{\Lambda}$ pour le mode évanescent dans le gap de bord de zone.
- Pour le gap intra-bande, les courbes de dispersion des modes $S0^\Lambda$ et $A0^\Lambda$ convergent vers une branche à partie réelle unique, il existe donc une dégénérescence des modes dans les bandes interdites.
- Les solutions complexes dans le gap n'ont à priori de sens physique que pour les guides de dimensions finies.

4- Etude expérimentale des ondes sous le réseau

L'étude expérimentale est effectuée sur un échantillon différent de celui étudié dans le paragraphe précédent. La plaque d'aluminium, d'épaisseur $2h = 3 \text{ mm}$, comporte un réseau de 30 rainures triangulaires (plus facile à usiner avec précision) de profondeur $p = 120 \text{ }\mu\text{m}$ et de périodicité spatiale $\Lambda = 4.2 \text{ mm}$. Une onde $S0$ est générée sur une partie plane de la plaque puis se propage ensuite sous le réseau. On étudie les ondes sous le réseau. La figure 6 présente les signaux obtenus pour une fréquence d'excitation de 350kHz dans le plan fréquence/nombre d'onde ainsi que les courbes de dispersion théoriques.

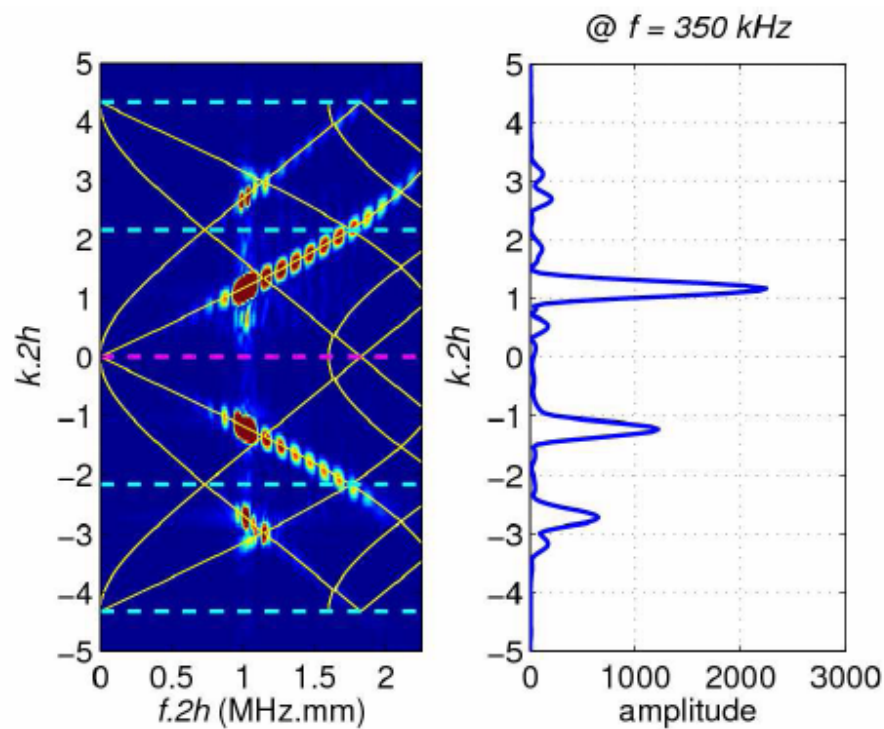


Figure 6 Représentation dans le plan fréquence / nombre d'onde des déplacements normaux sous le réseau pour une fréquence d'excitation du transducteur de 350kHz

L'excitation est constituée d'un train d'onde de 10 périodes, la bande fréquentielle sur laquelle est excitée l'onde S_0 est donc « assez » large. Les effets conjugués de la bande passante du transducteur (transducteur plus sensible aux fréquences supérieures à sa fréquence centrale) et la directivité du capteur ultrasonore (le faisceau acoustique s'étale géométriquement plus pour les basses fréquences) impliquent des niveaux d'amplitudes pour l'onde S_0^A plus importants en hautes fréquences.

Sur la coupe à 350kHz de la figure 6, on observe un pic à $k.2h \approx 3.1$, qui correspond à une tache du plan fréquence/nombre d'une onde localisée sur un repliement de courbes de dispersion. On peut isoler ce signal puis effectuer une double transformée de Fourier inverse. On aboutit à la représentation spatio-temporelle de la figure 7. On observe clairement sur cette figure une opposition entre les vitesses de phase et de groupe.

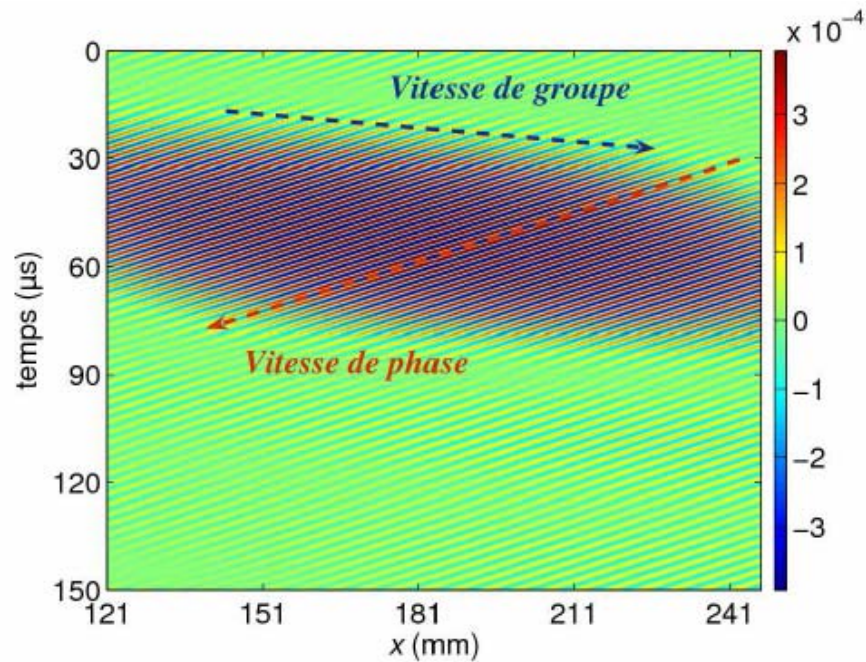


Figure 7 Image spatio-temporelle du signal réfléchi obtenue pour une fréquence d'excitation de 350 kHz.

5- Réseau fini ou infini

L'atténuation des ondes sous le réseau est donc liée à la présence de bandes interdites dans la structure de bandes (figure 4 et 5). La partie imaginaire du nombre d'onde implique une atténuation exponentielle des ondes, cette valeur peut-elle être déterminée numériquement ou expérimentalement en étudiant les ondes se propageant sous un réseau fini ? La courbe donnant le coefficient de transmission de l'onde S_0 en fonction du nombre de rainures dans le réseau (i.e. en augmentant la longueur du réseau) est donnée figure 8 pour différentes valeurs de profondeurs de rainures. Ces courbes sont déterminées par un calcul éléments finis, elles possèdent une asymptote horizontale autour de l'origine. Pour des profondeurs de 200 et 400 μm , l'onde semble s'atténuer exponentiellement à partir d'un certain nombre de rainures.

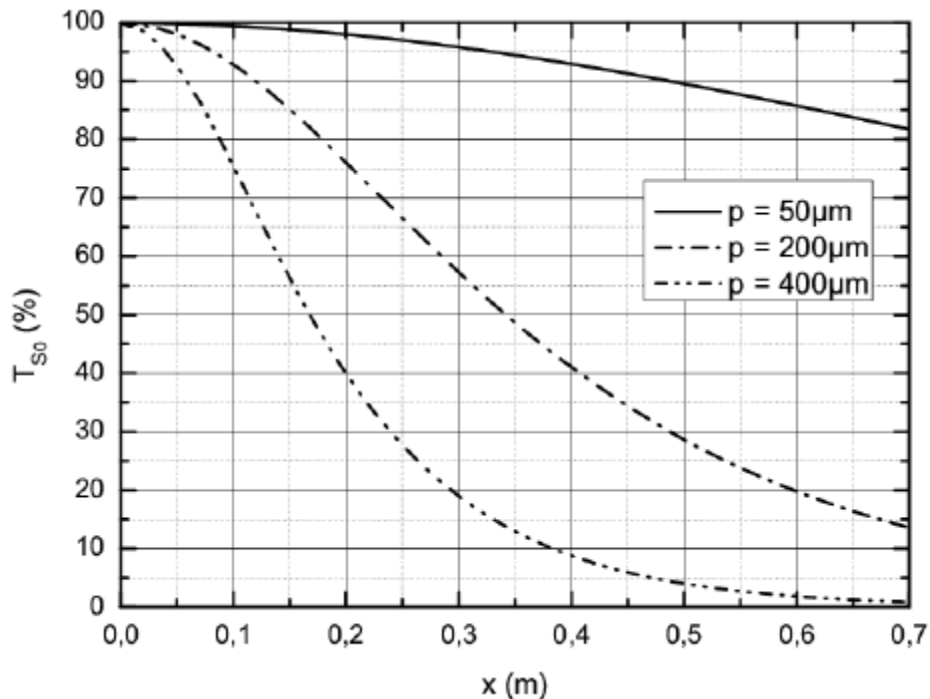


Figure 8 Coefficients de transmission à travers un réseau de longueur x pour différentes profondeurs de stries de surface.

Pour un réseau de 84cm (soit 120 rainures), nous avons réalisé une régression exponentielle en seillant successivement un nombre minimum N_{\min} de rainures pour les 3 profondeurs précédemment étudiées. Il apparaît que pour le réseau de profondeur 400 μm , au-delà de 20 rainures, les caractéristiques de l'onde sur le réseau fini sont proches de celles d'un réseau infini. Une erreur de 3% existe entre la partie imaginaire du nombre d'onde obtenue par régression sur l'amplitude du mode S_0 et la valeur calculée pour un réseau infini. Ce nombre minimum passe à 40 dans le cas de profondeur de 200 μm . Plus les rainures sont profondes et moins il est nécessaire de prendre en compte de rainures pour que le comportement des ondes soit en accord avec les caractéristiques théoriques calculées sur un réseau infini. En d'autres termes on définit une zone de transition, d'autant plus grande que la profondeur des rainures est faible.

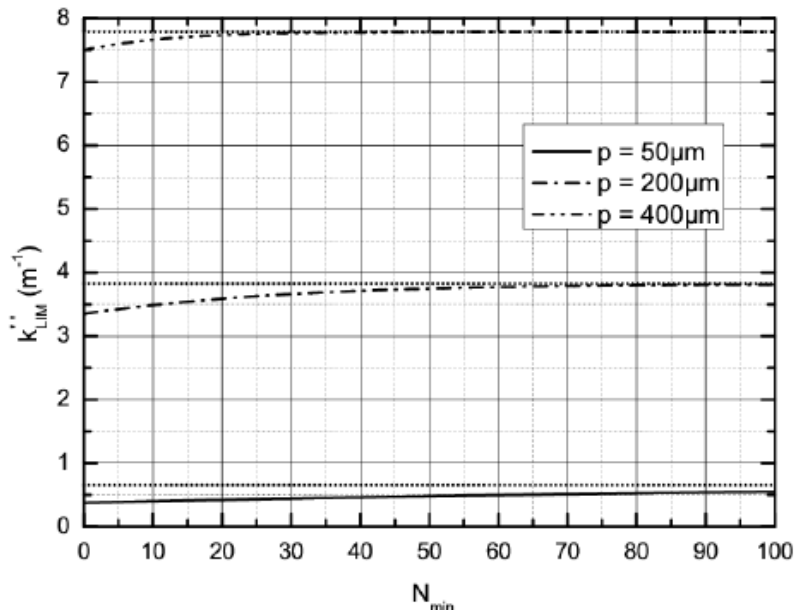


Figure 9 Estimation de la partie imaginaire du nombre d'onde du mode évanescent à $F=239\text{kHz}$ pour un réseau de longueur finie en supprimant, dans le calcul de la régression exponentielle, les N_{\min} premières rainures. En pointillé est tracée la valeur théorique asymptotique calculée pour un réseau infini.

Cette partie met en exergue une question à laquelle peu d'études répondent à l'heure actuelle. Cette question est la suivante : les ondes se propageant dans un milieu périodique ont des propriétés liées à la périodicité elle-même, il est donc nécessaire que l'onde se propage sur une distance intégrant plusieurs longueurs d'ondes spatiales pour s'établir. C'est plus généralement la question d'une zone de transition qui se pose. Comment s'effectue la transition entre un milieu homogène et un milieu périodique ? Cette problématique sera très présente dans le chapitre 5 consacré principalement à l'étude de la réfraction négative dans un cristal phononique.

6- Conclusion

A partir de l'étude d'une surface rugueuse nous en sommes venus à traiter le cas d'un guide d'onde périodique. Les chapitres 3 et 4 nous ont permis d'exposer quelques résultats concernant les ondes se propageant dans un tel milieu. Nous avons vu comment s'effectuait le couplage modal au voisinage d'une bande interdite, comment les différents paramètres du réseau de surface influent sur ce couplage. Les propriétés particulières de certaines ondes se propageant dans un milieu périodique telles que l'opposition entre vitesse de phase et de groupe pour certaines bandes fréquentielles, ont été mises en évidence. Le chapitre qui suit sera consacré à l'exploitation des propriétés particulières des milieux périodiques à des fins

applicatives. Nous verrons notamment comment les repliements de courbes de dispersion peuvent être exploités pour réaliser une lentille acoustique « super-résolution ».

Références

- [1] M. Bavencoffe, "Propagation d'ondes de Lamb dans un guide d'ondes à interface périodique ". Thèse de doctorat soutenue le 27/11/2009 à l'Université du Havre.
- [2] M. Bavencoffe, A-C. Hladky-Hennion, B. Morvan, and J-L. Izbicki. "Attenuation of Lamb Waves in the Vicinity of a Forbidden Band in a Phononic Crystal". IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 56, no. 9, (2009).
- [3] O. Bou-Matar, V. Preobrazhensky, and P. Pernod, "Two-dimensional axisymmetric numerical simulation of supercritical phase conjugation of ultrasound in active solid media," J. Acoust. Soc. Am., vol. 118, p. 2880-2890, (2005).
- [4] M. Bavencoffe, B. Morvan, A.-C. Hladky, O. Bou Matar and J.-L. Izbicki, « Development of a suitable PML for an harmonic study of a finite 1D phononic crystal. » Acoustics08, Paris. June 29-July 4 2008.
- [5] B. Morvan, N. Wilkie-Chancelier, H. Duflo, A. Tinel, J. Duclos. « Lamb wave reflection at the free edge of a plate. » J. Acoust. Soc. Am. 113(3), pp.1417-1425, (2003).
- [6] D. Duhamel, B.R. Mace, and M.J. Brennan, "Finite element analysis of the vibrations of waveguides and periodic structures," J. Sound Vib., vol. 294, p. 205-220, (2006).
- [7] D.J. Mead, "A general theory of harmonic wave propagation in linear periodic systems with multiple coupling," J. Sound Vib., vol. 27, p. 235-260, (1973).

ANNEXES DU CHAPITRE 4

Attenuation of Lamb Waves in the Vicinity of a Forbidden Band in a Phononic Crystal

Maxime Bavencoffe, Anne-Christine Hladky-Hennion, Bruno Morvan, and Jean-Louis Izbicki

Abstract—When a Lamb wave propagates on a plate engraved by a periodic grating, it may exhibit attenuation. This attenuation is related to a coupling of this incident mode with other propagating modes. As the propagation takes place in a periodic medium, the dispersion curves of the modes are of interest because they exhibit passbands and stopbands related to the geometry of the waveguide. The goal of this work is to quantitatively establish the relation between the value of the attenuation of the propagating waves and the width of the forbidden bands appearing inside the Brillouin zone. This study is performed by using a finite element method (ATILA code).

I. INTRODUCTION

RECENTLY, structures with periodic geometries have regained popularity in the field of vibration and noise control and in acoustic band gap analysis. Actually, acoustic gaps are frequency domains in which propagation of sound and phonons are forbidden. Therefore a better understanding of the vibratory behavior of such periodic structures, called phononic crystals, is not only of academic interest [1] but is relevant to practical applications such as frequency filters, vibrationless environments for high-precision mechanical systems, or the design of new transducers [2]. The application area also covers the field of nondestructive testing and evaluation (NDTE) [3]. Guided ultrasonic waves such as Lamb waves can actually be used for the nondestructive evaluation of a random corrugated plate because they are very sensitive to the surface state [4], [5]. In fact, even if the surface is slightly rough, the amplitude of the propagating waves is attenuated [6]–[8]. The surface can be characterized by its power spectrum density, which exhibits different spatial wavelengths [9]. Previous works have shown that the attenuation is related to the different spatial wavelengths of the rough surface [10]. To go forward in the comprehension of the previous problems, the study of the propagation of waves in plates with a periodic corrugation is proposed in this paper. As many authors have done, a sinusoidal shape for the corrugation is mainly used to have only one spatial period [11]–[15].

Manuscript received November 18, 2008; accepted May 15, 2009.

M. Bavencoffe, B. Morvan, and J.-L. Izbicki are with the Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, FRE-3102 CNRS, Groupe Ondes Acoustiques, University of Le Havre, France (e-mail: maxime.bavencoffe@univ-lehavre.fr).

A.-C. Hladky-Hennion is with and M. Bavencoffe is also with the Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, UMR-8520 CNRS, Lille, France.

Digital Object Identifier 10.1109/TUFFC.2009.1272

In the particular case of a plate with a periodic surface, for certain frequencies, the incident wave gives rise to converted backward modes. In a previous paper, Morvan *et al.* [16] have shown that the conversion/reflection phenomenon is a consequence related to the opening of forbidden frequency bands. A forbidden band corresponds to the interaction of one mode with itself (at the limit of the Brillouin zone) or to the interaction between 2 given modes (inside the Brillouin zone). It does not affect the other propagating modes [17]–[19].

What are the parameters involved in the coupling of Lamb waves? Is it possible to establish a link more clearly than previously between the characteristics of the mini-stopband (forbidden band inside the Brillouin zone) and the attenuation of the waves? Therefore the aim of this paper is to establish a link between mesoscopic aspects (attenuation of Lamb waves) and the band structure (mini-stopband).

With a view toward answering the previous questions, the case of an aluminum plate with a 1-D sinusoidal grating is studied. First, the dispersion curves in the first Brillouin zone is presented. Second, the relation between a mini-stopband and the attenuation is exhibited. Then, the influence of the limited size of the grating and, finally, the influence of the depth of the grooves on the attenuation are considered. Our goal is to shed new light on the comprehension of the relation between some geometrical characteristics of the grating and the wave attenuation.

II. DISPERSION CURVES IN THE FIRST BRILLOUIN ZONE

In this part, an infinite 5-mm thick plate made of aluminum (density $\rho = 2700$ kg/m³, longitudinal velocity $c_L = 6432$ m/s, transversal velocity $c_T = 3136$ m/s) with a 1-D periodic corrugation is considered.

The waveguide is considered as a repetition along the (Ox) direction of one elementary pattern. Because the waveguide is supposed to be infinite and periodic in the (Ox) direction, the study is restricted to only one unit cell with a spatial period of Λ . The Bloch-Floquet relation, which is a phase relation between points separated by one period, is written as [20]:

$$F(x + \Lambda) = e^{j\Lambda k} \cdot F(x), \quad (1)$$

where F is any space function (displacement, etc.) and k is the wavenumber. This relation defines boundary conditions between adjacent cells. Then, for a given wavenumber k , vibration frequencies ω are determined for propagating

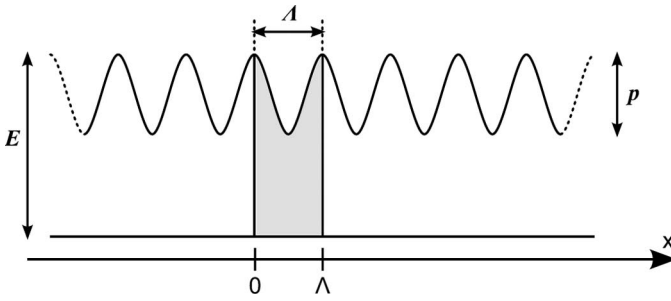


Fig. 1. Elementary periodic cell.

waves, leading to dispersion curves $\omega(k)$. The solutions of the dispersion relation are $2\pi/\Lambda$ periodic with respect to the wavenumber k : $\omega(k) = \omega(k + 2\pi/\Lambda)$. This property implies that the study can be limited to wavenumber values in the first Brillouin zone [21]. This zone is defined in a wavenumber range $[-\pi/\Lambda; \pi/\Lambda]$. Classically, the dispersion diagrams are drawn in a half-Brillouin zone $[0; \pi/\Lambda]$.

The dispersion curves are practically calculated by a modal analysis based on the finite element method (ATILA code [22]): the mesh consists of one unit cell of the waveguide, which is divided into elements connected by nodes. Isoparametric elements are used with quadratic interpolation along the element sides. The Bloch-Floquet theorem is fulfilled on each boundary of the pattern at $x = 0$ and $x = \Lambda$ (Fig. 1).

Fig. 2(a) presents the theoretical dispersion curves for a 5-mm thick infinite aluminum plate. Three modes are exhibited: the S0 symmetrical mode and the A0 and A1 antisymmetrical modes. In Fig. 2(b), the dispersion curves for a sinusoidal grating are plotted in the first Brillouin zone.

The parameters of the computed sinusoidal grating are $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, and $p = 200$ μm . The value of the period Λ has been chosen to be in the same range of values as the wavelength of the S0 and A0 modes for a low frequency range of values. In addition, with a view to being in accordance with the hypothesis of small perturbations of the surface, the depth of the grooves p must be much smaller than the thickness of the plate E . In this study, the ratio between the depth of the grooves and the thickness of the plate is less than 4%.

The periodic structure of the guide implies that the Lamb waves dispersion curves fold back at $k = \pm\pi/\Lambda$ and $k = 0$. These dispersion curves clearly exhibit gaps, also called forbidden bands [Fig. 2(b)]. Two different kinds of gaps are noticed: the stopbands, at the limit of the Brillouin zone, and the “mini-stopbands,” inside the Brillouin zone [23].

Stopbands, which correspond to points A and B in Fig. 2(b), are due to the opening of gaps at the folding of a Lamb mode dispersion curve. This statement is related to a coupling between one given incident mode [the A0 mode for point B and the S0 mode for point A in Fig. 2(b)] and the same mode propagating in the opposite direction. Mini-stopbands, which correspond to points C and D in Fig. 2(b), are due to the opening of gaps at the crossing

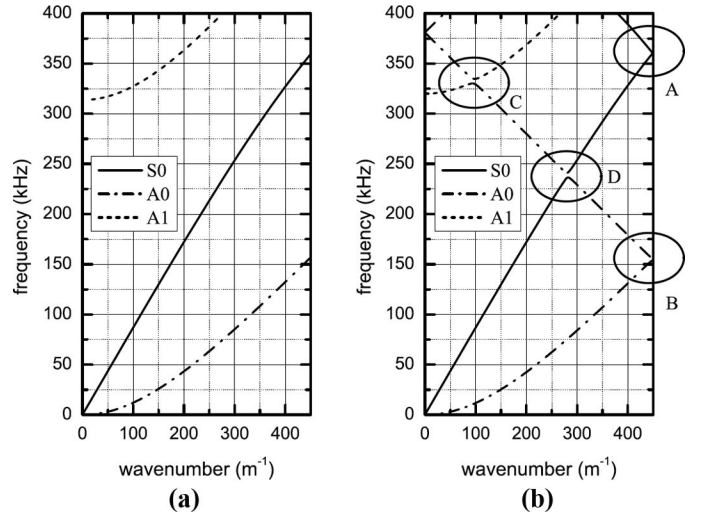


Fig. 2. Dispersion curves for (a) a smooth 5-mm thick plate, (b) a sinusoidal grating in the first Brillouin zone, $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μm .

of 2 different Lamb-mode dispersion curves. This leads to an anticrossing behavior of the dispersion curves. This case corresponds to mode coupling. Indeed, near the edge of the stopband, the group velocity vanishes and allows a possible conversion between 2 different modes. Then, point C is due to a coupling between the A0 and A1 modes and point D to a coupling between the A0 and S0 modes.

Fig. 3 is an enlarged view near point D of Fig. 2(b). It confirms the existence of a mini-stopband at the crossing between the S0 and A0 dispersion curves. This gap occurs between 236 kHz and 241 kHz and its central frequency is $f_{\text{gap}} = 239$ kHz. This readily visible band gap separates 2 branches. On each branch, points corresponding to a positive group velocity ($\partial\omega/\partial k > 0$) are related to the S0 mode and points corresponding to a negative group velocity ($\partial\omega/\partial k < 0$) are related to the backpropagating A0 mode. The limits of the band gap ($\partial\omega/\partial k = 0$) imply a stationary phenomenon. Therefore, there is a continuity on each branch between the propagating S0 mode and the backpropagating A0 mode. Thus, a coupling between the A0 and S0 modes occurs. This means that if a S0 Lamb wave is propagating in such a grating, it would give rise to a backpropagating A0 mode, and vice versa.

In the following, this band gap will be studied from an energy point of view.

III. MINI-STOPBANDS AND WAVE ATTENUATION

To study more precisely the coupling between the A0 and S0 modes around the gap D in Fig. 2(b), harmonic analyses are performed at several frequencies between 160 kHz and 320 kHz, i.e., in a frequency range located before the cut-off of the A1 mode. For this study, a finite-length waveguide is modeled.

The structure is divided into 3 main areas. The first area is the central one, containing the corrugated part

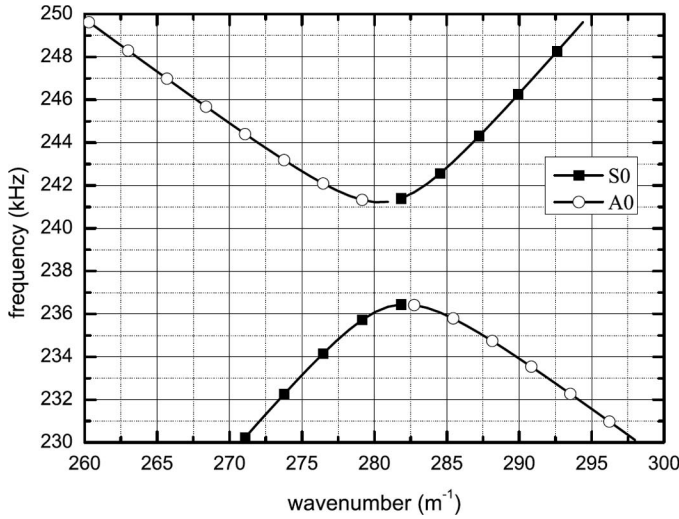


Fig. 3. Detail of the dispersion curves in the first Brillouin zone for a sinusoidal grating, $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μm .

which is limited to N periods of sinusoidal grooves. The second area is composed by 2 flat surfaces before and after the grating of 65 mm length each (Fig. 4).

However, a finite structure leads to reflections at its ends because harmonic analyses are performed. To avoid stationary waves between the grating and the extremities of the mesh, perfectly matched layers (PML) are added (area 3 in Fig. 4). These “sponge layers” are made of 20 layers of 2.43 mm length each. They are designed for a maximum incident wavelength $\lambda_{\text{max}} = 40$ mm which is sufficient for the frequency range studied (see Table I). These PML allow less than 1% reflection at the borderline between area 2 and area 3. Some additional information about the PML method employed here is given in [24]–[28].

The excitation is set in area 2 at $Lx = 2.35$ mm from the edge of the left-hand PML (see Fig. 4). It has been verified that the value of Lx has no influence on the results. The finite element mesh has been built with a view to having a horizontal line (Ox) at the middle of the thickness of the plain plate. Considering a plain infinite plate, a symmetrical wave has a non-null x displacement at the middle of the plain plate ($y = 0$), contrary to an antisymmetrical wave. Thus, because of the frequency range investigated, an S0 symmetrical wave is generated by applying a displacement along the (Ox) direction on the node M ($y_M = 0$) of the left-hand area 2 (Fig. 4). Therefore, with this excitation, an S0 incident wave is propagating in area 2 and is impinging on area 1 where the top part of the plate is corrugated. Because of the coupling between the S0 and A0 modes (Fig. 3), a backpropagating A0 wave is expected. As the x displacement for an antisymmetrical mode at $y = 0$ is null in area 2, the propagation of this backpropagating mode is not disturbed by the excitation. By the way, the same results would have been observed by applying the appropriate stress field rather than a displacement field.

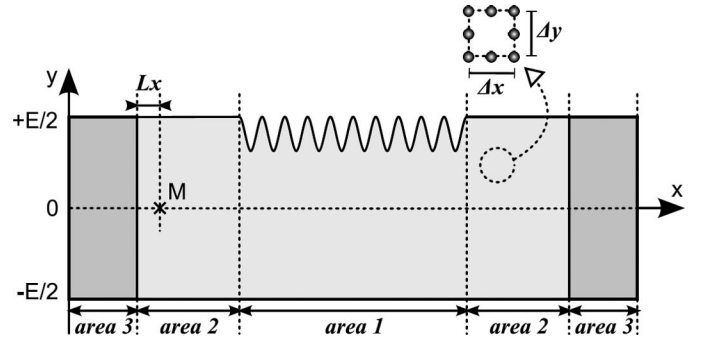


Fig. 4. Schematic of the corrugated plate for 10 grooves and detail of the finite element mesh.

TABLE I. RANGE OF VALUES OF THE WAVELENGTH OF THE PROPAGATING MODES FOR FREQUENCIES BETWEEN 160 kHz AND 320 kHz.

	$f = 160$ kHz	$f = 320$ kHz
λ_{S0}	33.9 mm	16.1 mm
λ_{A0}	13.8 mm	8.1 mm

Table I gives the range of values of the wavelength of the propagating modes for the studied frequencies. The mesh is made of isoparametric elements with a quadratic interpolation along element sides [29]. Previous studies have demonstrated that the larger dimension of an element has to be smaller than a quarter of wavelength to properly describe field variations [30]:

$$\max(\Delta x, \Delta y) \leq \frac{\lambda_{\min}}{4}. \quad (2)$$

In our case, (2) is completely satisfied because the dimensions $\Delta x = 0.5$ mm and $\Delta y = 0.625$ mm of the mesh in area 1 and area 2 (Fig. 4) respect the following criterion:

$$\max(\Delta x, \Delta y) \leq \frac{\lambda_{\min}}{12}. \quad (3)$$

By performing harmonic analyses at several frequencies between 160 kHz and 320 kHz, normal displacements are collected under the plate before and after the grating. For each frequency, a spatial fast Fourier transform (FFT) is applied to the collected data. Fig. 5 presents the results of the FFT at $f = f_{\text{gap}}$ for $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μm , and $N = 20$ grooves.

Each main peak is related to a given propagating mode. By comparing the value of the abscissa of each peak to the dispersion curves in Fig. 2(a), the involved propagating modes are identified. In addition, the direction of propagation of a mode is given by the sign of the wavenumber: reflected waves are related to negative wavenumber values whereas incident and transmitted waves are related to positive ones. The amplitude of a mode is proportional to the amplitude of the peak.

As expected (see Fig. 2), a converted A0 mode is reflected and a part of the incident S0 mode is transmitted.

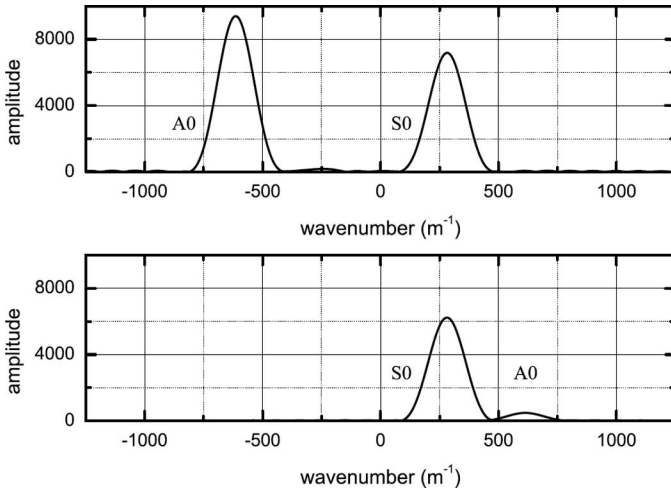


Fig. 5. Results of the fast Fourier transform at $f = f_{\text{gap}}$ for $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μm , and $N = 20$ grooves (top) before the grating (bottom) after the grating.

From these results, the energy reflection and transmission coefficients are computed. Details on the computation of the energy transported by each propagating wave are given in the following.

As is well known [31], the energy carried by a wave along the (Ox) direction is identified by the value ϕ of the flux of the Poynting vector through a 1-m thick cross-section along the (Oz) direction of the plate (Fig. 6).

$$\phi = \int_{-E/2}^{+E/2} \int_0^1 P dz dy, \quad (4)$$

with

$$P = \Re \left(-\frac{\underline{v}_j^* \underline{T}_{ji}}{2} \right), \quad (5)$$

where P is the time-averaged flux of the Poynting vector along the (Ox) direction, \underline{v}_j^* are the components of the particular conjugate velocity and \underline{T}_{ji} are the components of the stress tensor. \Re denotes the real part of the expression.

It is possible to establish a link between the normal displacement field of a Lamb wave on the surface of a plate and the energy carried by this wave. The upshot of it all is that the values of the energy of the modes can be estimated in 2 steps.

First, from a theoretical point of view, a plate without any corrugation is considered. A coefficient ζ is then defined for each mode as the ratio between the normal displacements of the surface of the plate and the energy carried by the wave [32], [33]:

$$\zeta = \frac{|U_y|_{\text{surface}}^{\text{theory}}}{\sqrt{\phi^{\text{theory}}}}. \quad (6)$$

Second, from the values of the normal displacements of the propagating Lamb waves obtained by the finite

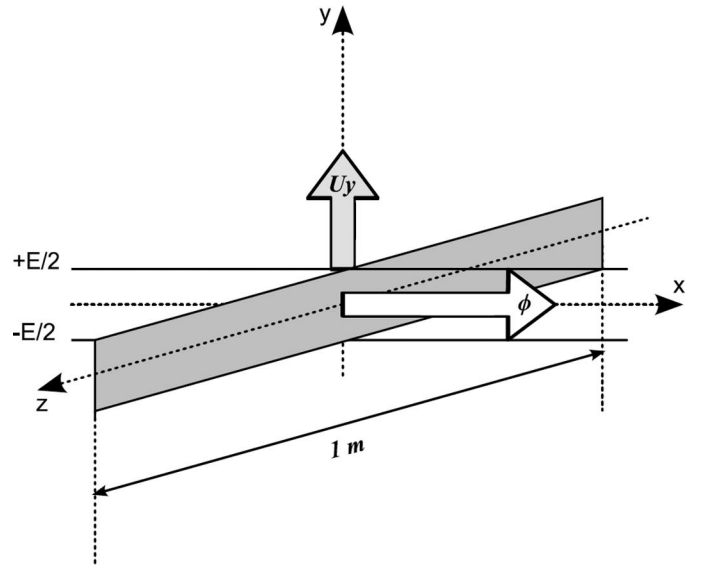


Fig. 6. The flux of the Poynting vector through a 1-m thick cross-section of a smooth plate.

element method (FEM) and using the ζ coefficient, the values of the energies of the incident wave ϕ_{inc} , the transmitted wave ϕ_{trans} , and the reflected/converted wave ϕ_{conv} are estimated:

$$\phi_{\text{fem}} = \left(\frac{|U_y|_{\text{surface}}^{\text{fem}}}{\zeta} \right)^2. \quad (7)$$

The conversion coefficient in the A0 mode is defined by $R_{A0} = \phi_{\text{conv}}^{A0} / \phi_{\text{inc}}^{S0}$. In the same way, the transmission coefficient in the S0 mode is denoted by $T_{S0} = \phi_{\text{trans}}^{S0} / \phi_{\text{inc}}^{S0}$. Fig. 7(a) reproduces an enlarged view of the dispersion curves, and in parallel with Fig. 7(b), the evolution of the values of the T_{S0} and R_{A0} coefficients for the sinusoidal grating are plotted against the frequency.

These curves exhibit 2 different kinds of extrema at the central frequency of the gap $f_{\text{gap}} = 239$ kHz [Fig. 7(b)]. In fact, at this frequency, T_{S0} presents a minimum and R_{A0} presents a maximum. It clearly exhibits a coupling between the S0 mode and the A0 mode in the gap. Thus, there is an energy transfer between the 2 modes: 24% of the energy carried by the S0 mode is converted into the A0 mode at $f = f_{\text{gap}}$. The assessment of the conservation of the energy ($T_{S0} + R_{A0} = 1$) is checked with an error lower than 1%, i.e., lower than the numerical error.

In the next section, the influences of different parameters of the grating (size of the grating, depth of the grooves) on the wave attenuation will be considered.

IV. INFLUENCE OF SOME GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF THE GRATING

The dispersion curves are obtained by modal analysis for an infinite structure, whereas the curves of the T_{S0} and R_{A0} coefficients are the results of harmonic analyses

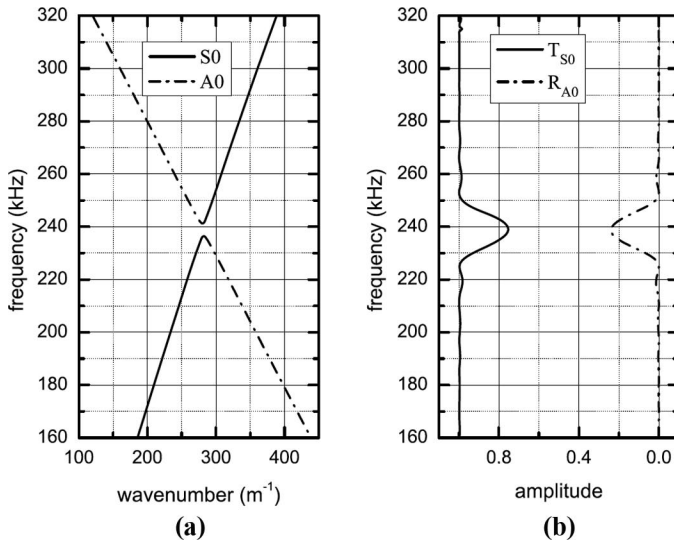


Fig. 7. (a) Dispersion curves in the first Brillouin zone for a sinusoidal grating, $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μ m. (b) Corresponding curves of the transmission (T_{S0}) and reflection (R_{A0}) coefficients for $N = 20$ grooves.

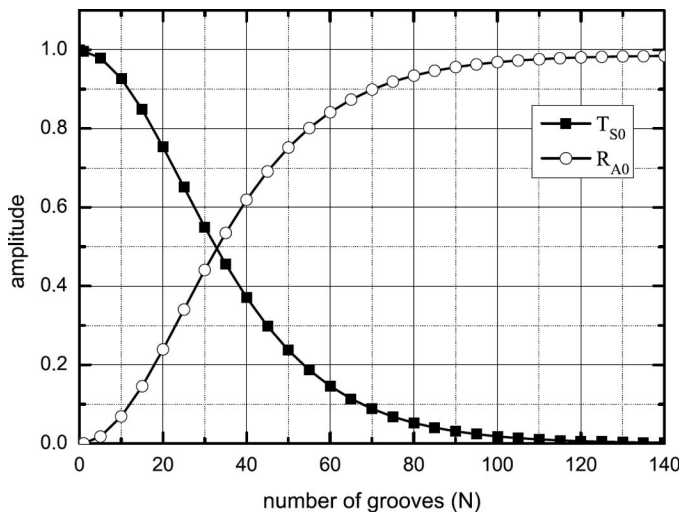


Fig. 8. Variation of the number of grooves on the transmission (T_{S0}) and reflection (R_{A0}) coefficients at the central frequency of the gap, $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μ m.

for which a structure with a finite number of grooves was modeled. As shown in Fig. 7, the maximum of the energy transfer between the S0 and A0 modes occurs at $f = f_{\text{gap}}$. At this frequency, for $N = 20$ grooves, 24% of the energy carried by the S0 mode is converted into the A0 mode. Hence, one may wonder what the influence of the number of grooves is on the transmission (T_{S0}) and reflection (R_{A0}) coefficients at the central frequency of the gap.

As shown in Fig. 8, at $f = f_{\text{gap}}$, when the number of grooves increases, the values of the T_{S0} coefficient decrease nonlinearly to 0%, while those of the R_{A0} coefficient increase to 100%. Moreover, even if the perturbation of the surface (defined as the ratio between the depth of the grooves and the thickness of the plate) is less than 4%,

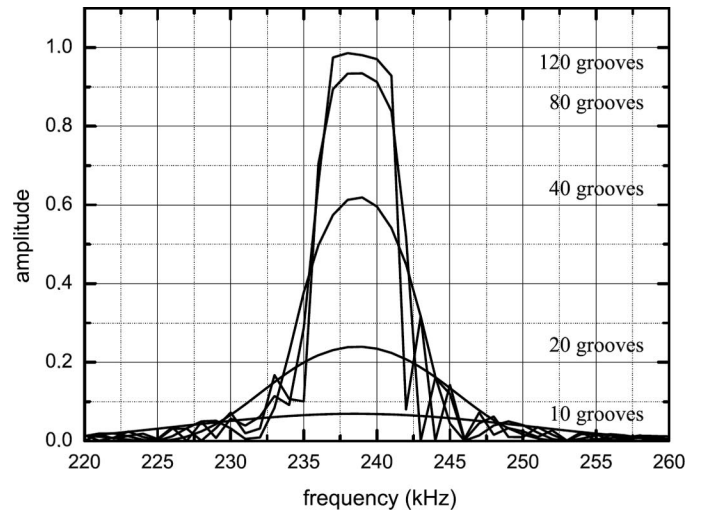


Fig. 9. Influence of the number of grooves on the conversion coefficient (R_{A0}), $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $p = 200$ μ m.

for more than 115 grooves it can be considered that the incident wave is completely converted ($T_{S0} < 1\%$).

The presence of secondary peaks on the curves of the T_{S0} and R_{A0} coefficients [see Fig. 7(b) and Fig. 9] reveals the finite aspect of the structure [31]. Moreover, the width of the peaks of the curves of the T_{S0} and R_{A0} coefficients is wider than the width of the gap. Indeed, the coupling between the modes is not strictly limited to the frequency range of the band gap [236 kHz; 241 kHz]. This is also a consequence of the use of a limited periodic structure.

Fig. 9 presents the influence of the number of grooves on the shape of the curve of the R_{A0} coefficient. As the number of grooves increases, the width of the peaks decreases. The coupling between the 2 modes is stronger at the central frequency of the gap. The conversion coefficient (R_{A0}) depends on both the frequency and the number of grooves. Near the central frequency of the gap, the coupling between the modes is slightly lower than that at $f = f_{\text{gap}}$. Then, as the conversion coefficient is maximum at $f = f_{\text{gap}}$ for $N = 115$ grooves, for frequencies around $f = f_{\text{gap}}$ this maximum will be reached for $N > 115$ grooves. This explains why the curve of the R_{A0} coefficient for $N = 120$ grooves is distorted from its Gaussian shape.

The small perturbations induced by the surface corrugation may introduce the question of the influence of the depth of the grooves on the results of the modal and harmonic analyses. In other words, one may wonder on the one hand what the influence of the depth of the grooves is on the width of the mini-stopband and, on the other hand, what the influence of the depth of the grooves is on the attenuation/conversion of the incident S0 mode. To this end, modal and harmonic analyses are performed with the corrugation depth (p) varying from 0 μ m to 500 μ m with a 50 μ m step and the period Λ fixed at 7 mm.

For each modal analysis, the value of the frequency width of the gap at crossing between the S0 and A0 dispersion curves is collected. Fig. 10 exhibits the influence

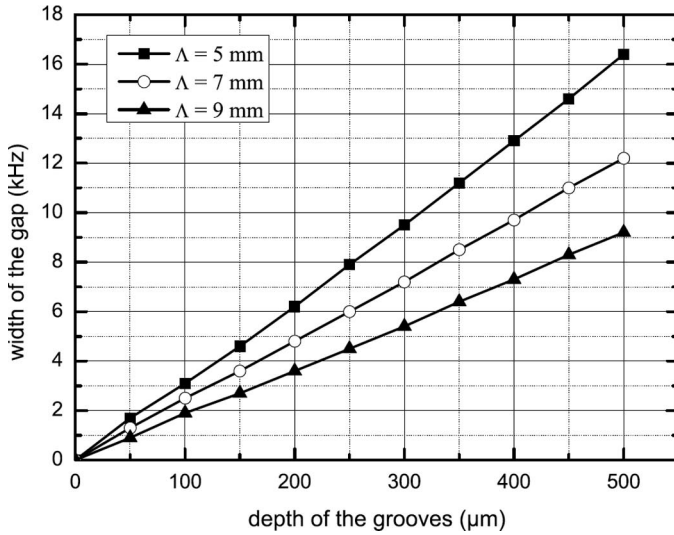


Fig. 10. Variation of the width of the gap as a function of the depth of the grooves. The computation is made for different values of the period of the grating (Λ), $E = 5$ mm.

of the depth of the grooves on the width of the gap for an infinite-length grating.

For the depths investigated and for $\Lambda = 7$ mm, the variation of the width of the mini-stopband is ruled by a linear relation with a very high reliability factor ($Rf = 0.9995$). This statement is also verified for $\Lambda = 5$ mm and $\Lambda = 9$ mm as shown in Fig. 10.

For each value of the depth of the grooves and at the central frequency of the gap f_{gap} , harmonic analyses are performed. The values of the T_{S0} and R_{A0} coefficients are then calculated and plotted on Fig. 11. As expected, the deeper the grooves, the higher the value of the R_{A0} coefficient and the lower the value of the T_{S0} coefficient.

These curves could be used as master curves to estimate the depth of the grooves and, thanks to Fig. 10, the width of the gap. Therefore the inverse problem consisting of the evaluation of the parameters of the grating with the help of the values of the attenuation coefficients can be introduced.

For each value of the depth of the grooves considered, the sum $T_{S0} + R_{A0}$ is equal to 1 with less than 1% of error while the hypothesis of the small perturbations is verified. So, except for the S0 and A0 modes, there is no other mode carrying energy through the waveguide at $f = f_{\text{gap}}$. However, Potel *et al.* [34]–[36] have shown that in the case of a fluid rough plate, evanescent modes are present under the grating. Even if these modes are present in the solid rough plate, they do not propagate energy and have not been considered in this study.

V. CONCLUSION

In accordance with the dispersion curves of a plate with a periodic grating, the presence of a mini-stopband is related to a coupling between 2 modes. This coupling implies an energy transfer from the incident mode to the

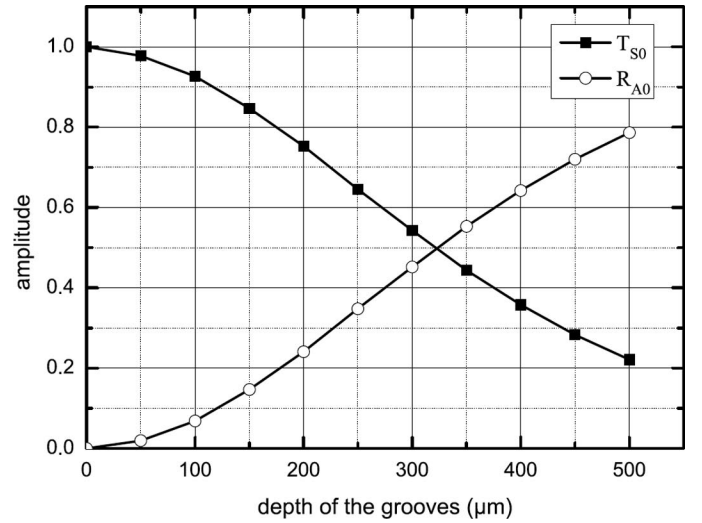


Fig. 11. Variation of the depth of the grooves on the transmission (T_{S0}) and reflection (R_{A0}) coefficients at the central frequency of the gap, $E = 5$ mm, $\Lambda = 7$ mm, $N = 20$ grooves.

converted one. Then, the incident mode is attenuated when propagating through the grating. It has been quantitatively verified that the width of the gap is related to the depth of the grooves: the deeper the grooves, the larger the gap. However, even if the maximum of attenuation appears at the central frequency of the gap, the coupling is not strictly limited to the frequency range of the band gap. The limited size of the grating has an influence on the attenuation of the propagating waves: as the number of grooves increases, the conversion coefficient increases.

Several perspectives can be envisaged for this study. First, with the help of the shape of the attenuation curve, it might be possible to evaluate the parameters of the grating (groove number, depth, shape). Second, a theoretical coupling factor between 2 coupled modes has to be properly defined. This might be an alternative way to obtain the dispersion curves. Finally, defaults have to be introduced on the surface to study the influence of the evanescent modes on the wave attenuation.

ACKNOWLEDGMENT

This work has been performed in the frame of the Research Network GDR 2501 “Ultrasonic wave propagation in non-homogeneous media for non destructive testing applications.”

In addition, the research reported in this paper is supported by the French acoustical federation FANO (Fédération Acoustique du Nord-Ouest, FR CNRS 3110).

The authors wish to thank O. Bou Matar for fruitful discussions and for providing them with the PML method.

REFERENCES

- [1] D. Leduc, A.-C. Hladky, B. Morvan, J.-L. Izbricki, and P. Pareige, “Propagation of Lamb waves in a plate with a periodic grating: Interpretation by phonon,” *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 118, no. 4, pp. 2234–2239, 2005.

- [2] M. Shen and W. Cao, "Acoustic bandgap formation in a periodic structure with multilayer unit cells," *J. Phys. D*, vol. 33, no. 10, pp. 1150–1154, 2000.
- [3] H. Kuttruff, *Ultrasonics: Fundamentals and Applications*. New York, NY: Elsevier Applied Science, 1991.
- [4] D. N. Alleyne and P. Cawley, "The interaction of Lamb waves with defects," *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 39, no. 3, pp. 381–397, 1992.
- [5] E. Le Clezio, M. Castaings, and B. Hosten, "The interaction of the S0 Lamb mode with vertical cracks in an aluminium plate," *Ultrasonics*, vol. 40, pp. 187–192, May 2002.
- [6] O. I. Lobkis and D. E. Chimenti, "Elastic guided waves in plates with surfaces roughness. I. Model calculation," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 102, no. 1, pp. 143–149, 1997.
- [7] O. I. Lobkis and D. E. Chimenti, "Elastic guided waves in plates with surfaces roughness. II. Experiments," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 102, no. 1, pp. 150–159, 1997.
- [8] D. E. Chimenti and O. I. Lobkis, "The effect of rough surfaces on guided waves in plates," *Ultrasonics*, vol. 36, pp. 155–162, 1998.
- [9] J. A. Ogilvy, *Theory of Wave Scattering from Random Rough Surfaces*. London, UK: IOP Publishing, 1991.
- [10] D. Leduc, B. Morvan, A.-C. Hladky, P. Pareige, and J. L. Izbicki, "Lamb wave propagation in a plate with a grooved surface with several spatial periodicities," *Ultrasonics*, vol. 44, suppl. 1, pp. e1359–e1363, 2006.
- [11] J. C. Samuels, "On propagation of waves in slightly rough ducts," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 31, no. 3, pp. 319–325, 1959.
- [12] R. F. Salant, "Acoustic propagation in waveguides with sinusoidal walls," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 53, no. 2, pp. 504–507, 1973.
- [13] A. H. Nayfeh, "Sound waves in two-dimensional ducts with sinusoidal walls," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 56, no. 3, pp. 768–770, 1974.
- [14] S. Banerjee and T. Kundu, "Elastic wave propagation in sinusoidally corrugated waveguides," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 119, no. 4, pp. 2006–2017, 2006.
- [15] S. Banerjee and T. Kundu, "Symmetric and anti-symmetric Rayleigh-Lamb modes in sinusoidally corrugated waveguides: An analytical approach," *Int. J. Solids Struct.*, vol. 43, no. 21, pp. 6551–6567, 2006.
- [16] B. Morvan, A.-C. Hladky-Hennion, D. Leduc, and J.-L. Izbicki, "Ultrasonic guided waves on a periodical grating: Coupled modes in the first Brillouin zone," *J. Appl. Phys.*, vol. 101, no. 11, art. no. 114906, 2007.
- [17] S.-E. Sandstrom, "Stopbands in a corrugated parallel plate waveguide," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 79, no. 5, pp. 1293–1298, 1986.
- [18] A. El-Bahrawy, "Stopbands and passbands for symmetric Rayleigh-Lamb modes in a plate with corrugated surfaces," *J. Sound Vibrat.*, vol. 170, no. 2, pp. 145–160, 1994.
- [19] T. Kundu, S. Banerjee, and K. V. Jata, "An experimental investigation of guided wave propagation in corrugated plates showing stop bands and pass bands," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 120, no. 3, pp. 1217–1226, 2006.
- [20] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. New York, NY: Wiley, 1998.
- [21] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structures*. Mineola, NY: Dover Publications, 1953.
- [22] *ATLA Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducer Modeling Version 6.0.2, User's Manual*, Lille, France: Acoustics Laboratory, ISEN, 2002.
- [23] J. Lourtioz, *Photonic Crystals: Towards Nanoscale Photonic Devices*. New York, NY: Springer, 2005.
- [24] J.-P. Berenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.*, vol. 114, no. 2, pp. 185–200, 1994.
- [25] W. C. Chew and Q. H. Liu, "Perfectly matched layers for elastodynamics: A new absorbing boundary condition," *J. Comput. Acoust.*, vol. 4, pp. 72–79, 1996.
- [26] M. Kuzuoglu and R. Mittra, "Frequency dependence of the constitutive parameters of causal perfectly matched anisotropic absorbers," *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, vol. 6, no. 12, pp. 447–449, 1996.
- [27] J. A. Roden and S. D. Gedney, "Convolution PML (CPML): An efficient FDTD implementation of the CFS-PML for arbitrary media," *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 27, no. 5, pp. 334–339, 2000.
- [28] O. Bou Matar, V. Preobrazhensky, and P. Pernod, "Two-dimensional axisymmetric numerical simulation of supercritical phase conjugation of ultrasound in active solid media," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 118, no. 5, pp. 2880–2890, 2005.
- [29] J. L. Batoz and G. Dhatt, *Modélisation des Structures par Éléments Finis*. vol. 1, Paris, France, Hermes Sciences Publications, 1990.
- [30] A.-C. Hladky-Hennion and J.-N. Decarpigny, "Analysis of the scattering of a plane acoustic wave by a doubly periodic structure using the finite element method: Application to Alberich anechoic coatings," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 90, no. 6, pp. 3356–3367, 1991.
- [31] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids*. New York, NY: Springer, 2000, vol. 1.
- [32] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*. vol. 1, New York, NY: Wiley, 1973.
- [33] B. Morvan, N. Wilkie-Chancellor, H. Dufflo, A. Tinel, and J. Duclos, "Lamb wave reflection at the free edge of a plate," *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 113, no. 3, pp. 1417–1425, 2003.
- [34] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A.-C. Hladky-Hennion, and J.-L. Izbicki, "Lamb wave propagation in isotropic media with rough interface: Comparison between theoretical and experimental results." In *Proc. 5th World Cong. Ultrasonics*, Paris, France, 2003, pp. 609–612.
- [35] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A.-C. Hladky-Hennion, J.-L. Izbicki, P. Pareige, and M. Bruneau, "Lamb wave attenuation in a rough plate. I. Analytical and experimental results in an anisotropic plate," *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 7, art. no. 074908, 2008.
- [36] C. Potel, D. Leduc, B. Morvan, C. Depollier, A.-C. Hladky-Hennion, J.-L. Izbicki, P. Pareige, and M. Bruneau, "Lamb wave attenuation in a rough plate. II. Analytical and numerical results in a fluid plate," *J. Appl. Phys.*, vol. 104, no. 7, art. no. 074909, 2008.



Maxime Bavencoffe was born in Lille, France in 1982. He was awarded the "diplôme d'ingénieur" (five-year engineering degree) of the Institut Supérieur d'Electronique du Nord in 2005 and obtained a Master's degree in mechanics and acoustics engineering from the University of Maine in 2006. Now he is a Ph.D. student at the University of Le Havre and is working as a researcher for the Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie, Lille, France, and the Laboratoire Ondes et Milieux Complexes. Le Havre, France. His scientific interest lies in the research of ultrasonic guided waves in periodically structured materials (phononic crystals).



Anne-Christine Hladky-Hennion was born in Lille, France in 1965. She was awarded the "diplôme d'ingénieur" (five-year engineering degree) of the Institut Supérieur d'Electronique du Nord in 1987 and the Ph.D. degree in materials science from the Université des Sciences et Technologies de Lille in 1990. She is currently a principal scientist at the CNRS. Her main research interest is the modeling of acoustic structures, using the finite element method, and particularly phononic crystals, new devices for high-frequency applications and smart materials (piezoelectric, electrostrictive, magnetostrictive). She is a member of the French Acoustical Society (SFA).



Bruno Morvan received the Ph.D. degree in acoustics in 2000 at the University of Le Havre (France). He held a postdoctoral position at Aircelle (Safran group) during one year to work on the bonding characterization of composite materials. Since 2002 he has been an assistant professor conducting research in the field of ultrasonic non-destructive evaluation of materials. His research interests are in the interaction of ultrasonic guided waves with structural discontinuities or defects (welded joint, bonding, surface roughness). Today, the main focus of his work is in propagation of ultrasonic wave in periodically structured materials (phononic crystals).



Jean-Louis Izbicki was born in Lyon, France in 1954. He received the Ph.D. degree in material science from the University of Lille in 1982, and he was awarded the "doctorat d'état" (state level doctor) from the University of Le Havre in 1986. He is currently professor in the same university. His research deals mainly with nondestructive testing and with the study of propagating waves in phononic crystals.

Chapitre 5 : Cristaux phononiques et réfraction négative

Les cristaux phononiques (CP), arrangements périodiques de plusieurs matériaux, connaissent un intérêt considérable ces vingt dernières années [1]. Les CP présentent en effet dans certaines conditions des bandes de fréquences interdites absolues, bandes de fréquence dans lesquelles la propagation des ondes élastiques est interdite, quelle que soit la direction de propagation. Dès lors, plusieurs applications potentielles d'un tel matériau artificiel sont possibles, telles que le filtrage sélectif [2-3], le guidage des ondes [4] ou le démultiplexage [5]. De plus, les CP présentent aussi des propriétés inhabituelles associées à la forme des courbes de dispersion telles que la réfraction négative des ondes élastiques. Ce phénomène conduit à des applications potentielles prometteuses, telles que l'effet superlentille [6-7] et plus récemment l'effet hyperlentille [8]. La réalisation de la réfraction négative repose sur la structure de bande du CP, où le vecteur de Poynting et le vecteur d'onde, associés au flux d'énergie et à la vitesse de phase, sont de signe opposé. Ce phénomène a tout d'abord été étudié pour les ondes électromagnétiques [9]. Les recherches dans le domaine de l'acoustique progressent rapidement, conduisant à la première lentille plate permettant l'obtention d'une image avec une résolution inférieure à la limite de la diffraction [10].

La réfraction négative des ondes a été mise en évidence précédemment dans le cas d'un CP fait de cylindres d'acier immergés dans de l'eau [11], les études que nous menons dans le cadre du projet ANR SUPREME concernent la réfraction négative des ondes lorsque le CP a une matrice solide. Je présente ici des résultats issus de ce projet, notamment la première démonstration expérimentale de réfraction négative d'une onde élastique dans un milieu solide qui a fait l'objet d'une publication dans la revue Applied Physics Letters [12] (voir annexe). En amont de cette validation expérimentale, les propriétés du CP ont été déterminées théoriquement à l'IEMN. La structure de bande théorique a notamment été calculée par J. Vasseur par la méthode de développement en ondes planes (PWE). Cette méthode consiste en un développement en série de Fourier des équations de propagation conduisant à la résolution d'une équation aux valeurs propres. Des simulations par la méthode des éléments finis (EF) ont également été réalisées par A.C. Hladky afin d'optimiser l'échantillon étudié.

La reconstruction de l'onde en sortie de CP sera analysée dans ce chapitre. Je terminerai par un résultat très récent sur la réfraction négative d'ondes longitudinales dans un CP à matrice époxy.

1 Réfraction négative d'une onde transverse

1.1- Présentation du CP

Le CP étudié est constitué d'un réseau carré périodique de trous dans une matrice aluminium. La distance entre deux trous voisins est de 3.9 mm et le rayon des trous est de 1.6 mm, le facteur de remplissage ou compacité est donc de 52%. Les courbes de dispersion des modes se propageant dans ce CP sont données figure 1, représentées dans la première zone de Brillouin, sur le chemin ΓXM . La structure de bande présente plusieurs branches dont une branche à pente négative, pour laquelle la fréquence décroît lorsque le nombre d'onde croît. Cette région est repérée sur la figure 1 par la zone grisée [480 kHz-520 kHz].

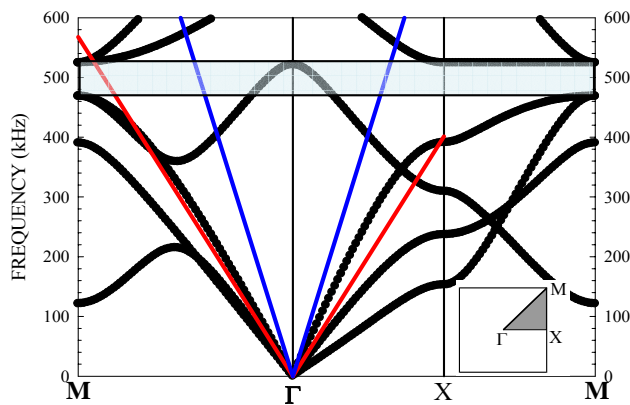


Figure 1 : Courbes de dispersion du CP 2D – réseau carré de trous dans de l'aluminium. La partie grisée correspond à la bande de fréquence dans laquelle une branche unique à pente négative existe. Les lignes bleue et rouge ont respectivement les pentes des vitesses de ondes longitudinales et transversales dans l'aluminium massif.

Cette branche de pente négative possède de plus des propriétés indispensables afin de réaliser une lentille haute résolution :

- Dans cette bande de fréquence, la branche de pente négative est isolée, aucun autre mode propagatif n'existe. Ceci signifie que l'énergie de l'onde incidente ne sera pas répartie à travers plusieurs modes de propagation dans le CP ce qui pourrait altérer le rapport signal sur bruit de l'image obtenue.
- Les courbes isofréquences sont circulaires comme le montre la figure 2. le vecteur d'onde de l'onde élastique et la vitesse de groupe sont donc antiparallèles quelle que soit la direction de propagation. Ces contours iso-fréquences sont déduits des courbes de dispersion en faisant varier la direction de propagation. En utilisant une représentation 3D des courbes de dispersion, les contours iso-fréquences sont obtenus par l'intersection des courbes 3D avec un plan horizontal représentant la fréquence fixée.

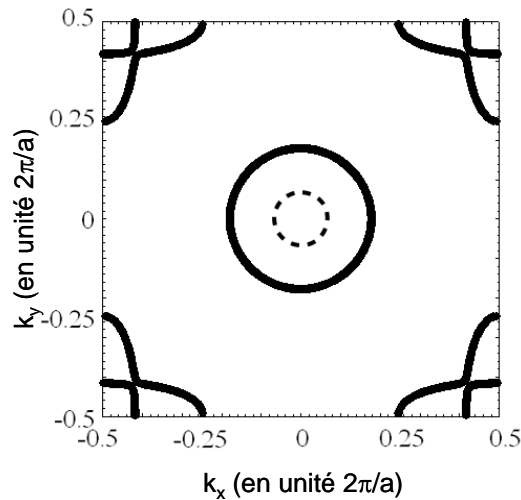


Figure 2 Courbes iso-fréquences à $F=440$ kHz (ligne continue) et $F=500$ kHz (pointillée)

La vitesse de groupe est déduite de la figure 1 en prenant la pente de la branche négative. Elle reste à peu près constante (~ 2100 m/s) dans la gamme de fréquence d'intérêt. Cependant, la vitesse de phase V_{CP} varie rapidement (entre 6000 m/s et 30000 m/s) et a des valeurs bien plus élevées que la vitesse des ondes longitudinales V_{L-alu} et transversales V_{T-alu} dans l'aluminium massif, respectivement 6337 m/s et 3130 m/s. De plus, nous avons montré que le mode relatif à la branche de pente négative était de nature transversale [13].

1.2 Démonstration expérimentale de la propriété de réfraction négative

Afin de mettre en évidence la propriété de réfraction négative, un CP de forme prismatique est considéré. Les expériences sont menées sur un bloc massif d'aluminium (Fig. 3). Les trous sont réalisés par perçage, la hauteur des trous est de 6 cm. La génération d'ondes transverses dans le bloc est effectuée par un transducteur Panametrics V151. Le diamètre de ce transducteur est de 2,54 cm et sa fréquence centrale est de 500 kHz. La divergence du faisceau est suffisamment faible pour pouvoir considérer le problème comme un problème bidimensionnel. Deux entailles ont été ajoutées de part et d'autre du transducteur émetteur pour éviter la diffraction d'ondes « parasites » sur les bords du prisme pouvant gêner l'interprétation des signaux relevés sur la surface S. Un signal électrique sinusoïdal de 10 périodes de fréquence centrale 480 kHz est appliqué sur le transducteur. Un gel acoustique avec une forte viscosité est utilisé à l'interface entre le transducteur et le bloc aluminium afin de permettre la transmission d'ondes transversales dans le CP. L'onde à caractère transverse va se propager dans l'aluminium massif, atteindre le CP en incidence normale, se propager dans le CP selon la direction GX, atteindre la surface de sortie avec un angle de 45° et finalement sortir du CP avec un angle qui met en évidence la réfraction négative. Les ondes transverses transmises à travers le CP sont détectées sur la face opposée au transducteur émetteur (surface S figure 3). Un vibromètre laser Polytec est utilisé pour mesurer les

déplacements normaux à la surface. L'échantillon est translaté par pas de 0.2 mm et le relevé du déplacement en fonction du temps est représenté à la figure 4.

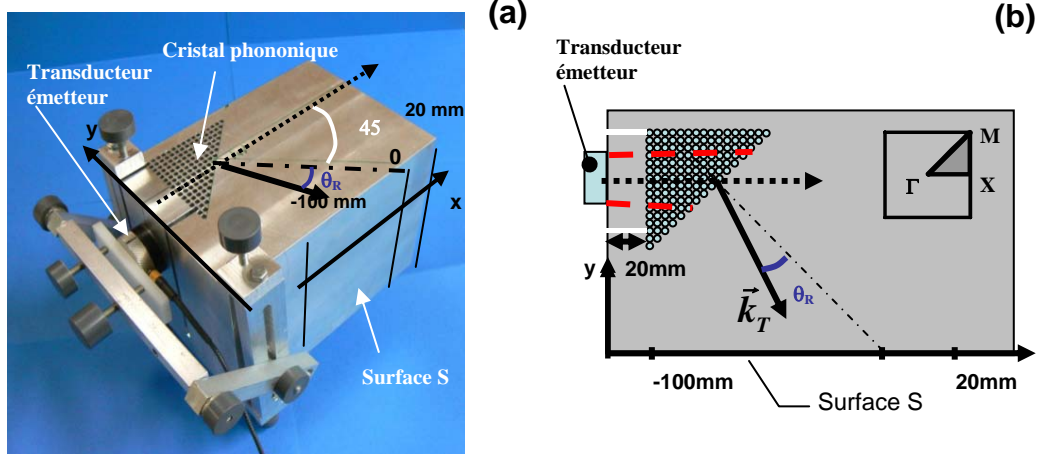


Figure 3 (a) Photographie du bloc aluminium contenant un CP de forme prismatique
(b) Vue de dessus. Orientation du CP

Le signal correspondant à la transmission directe de l'onde transverse à travers le CP est entouré de rouge. Il est clairement localisé dans la région où la réfraction négative est attendue. La mesure du temps d'arrivée de cette onde ($57 \mu\text{s}$) est en bon accord avec le temps théorique ($52 \mu\text{s}$). Ce temps est en revanche incompatible avec la vitesse des ondes longitudinales pour lesquelles la transmission à travers le CP n'est pas observée. Les signaux apparaissant plus tard sont attribués aux multiples réflexions de l'onde transverse dans le bloc aluminium.

La valeur expérimentale de l'angle de réfraction négatif peut être déterminée en faisant une double transformée de Fourier (fig. 5). Le maximum de transmission est situé à une fréquence de 480kHz. Cette représentation permet, par projection, de déduire un angle de réfraction de -5° . Cette valeur peut être comparée à la valeur déduite de la loi de Snell Descartes, en utilisant les nombres d'onde dans le CP issus des courbes de dispersion. Considérant que l'onde dans le CP atteint l'interface de sortie avec un angle θ_{pc} de 45° , l'angle déduit par la loi de Snell

Descartes ($\sin \theta_R = \frac{k_{T-alu}}{k_{cp}} \sin \theta_{pc}$, k_{T-alu} et k_{CP} sont respectivement les nombres d'onde de l'onde

transverse dans l'aluminium et de l'onde dans le CP) est de $\theta_R = -7,9^\circ$. Deux raisons principales peuvent être avancées pour expliquer la différence entre les angles de réfraction théorique et expérimental. La première est que le CP utilisé pour réaliser les expériences est de dimension finie alors que les courbes de dispersion sont calculées pour un CP d'extension infinie. Comme le montre la figure 2.b, la distance minimale traversée par le faisceau incident est de l'ordre de 20mm (5 rangées de trous). Cette distance est inférieure à la longueur d'onde de l'onde se propageant dans le CP ($\lambda = 33.8\text{mm}$ à $F=480 \text{ kHz}$). On retrouve ici la problématique que nous avons rencontrée lors de l'étude des réseaux périodiques de surface (chap. 4). Nous avons alors établi qu'il était nécessaire que l'onde traverse un nombre

minimum de motifs pour considérer que les propriétés de l'onde dans un réseau limité soient identiques à celles d'un réseau d'extension infini. Ceci a également été étudié dans le domaine des cristaux photoniques [14]. La deuxième raison pouvant expliquer la différence entre les valeurs théorique et expérimentale est la grande sensibilité des résultats aux propriétés du matériau. Des études éléments finis ont montré qu'une variation de 50m/s sur les vitesses pouvait engendrer des déviations angulaires de l'ordre du degré. Or il est tout à fait possible que de telles différences apparaissent dans les vitesses des ondes longitudinales et transversales, l'homogénéité du bloc d'aluminium avec lequel est réalisé le CP ne pouvant être totalement garantie.

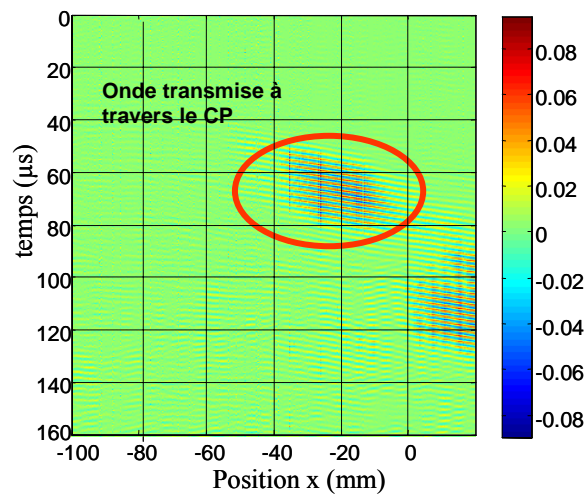


Figure 4 Représentation spatio-temporelle des déplacements normaux à la surface S relevés par interférométrie laser le long de l'axe x.

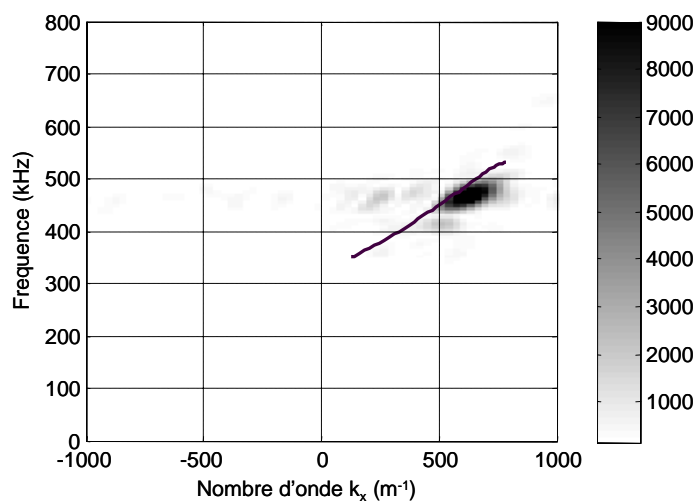


Figure 5 Représentation des déplacements normaux à la surface S le long de l'axe x dans le plan fréquence/nombre d'onde.

1.3- Formation de l'onde réfractée en sortie de réseau

Nous nous intéressons dans cette partie à l'aspect reconstruction de l'onde transmise à travers le CP. Le CP n'étant pas un milieu homogène, la notion d'interface entre CP et milieu environnant n'est pas triviale. Nous avons donc étudié le champ de déplacements sur et à proximité de cette interface. Cette étude nous a amenés à envisager l'interface comme un réseau de sources ponctuelles. Cette modélisation offre un angle d'étude original, notamment pour interpréter la présence d'ondes évanescentes susceptibles d'exister sur l'interface et qui participent à la formation du champ ultrasonore transmis. Ces différents points sont analysés à partir de simulations éléments finis menées sur un dispositif identique à celui étudié expérimentalement (figure 6). Une analyse transitoire est considérée afin de suivre la propagation des ondes depuis l'interface de sortie jusqu'à la surface du bloc d'aluminium dans lequel se trouve le CP. Cette étude a été réalisée avec des valeurs de vitesse pour l'aluminium légèrement différentes de celles considérées dans l'étude expérimentale du paragraphe précédent ($V_{L-alu} = 6338$ m/s et $V_{T-alu} = 3091$ m/s.). L'excitation correspond à un train de 5 sinusoïdes, de fréquence centrale 500 kHz. Cette excitation est imposée sur une ligne parallèle à l'axe y_1 et correspond à un déplacement transverse le long de cette ligne (voir figure 6).

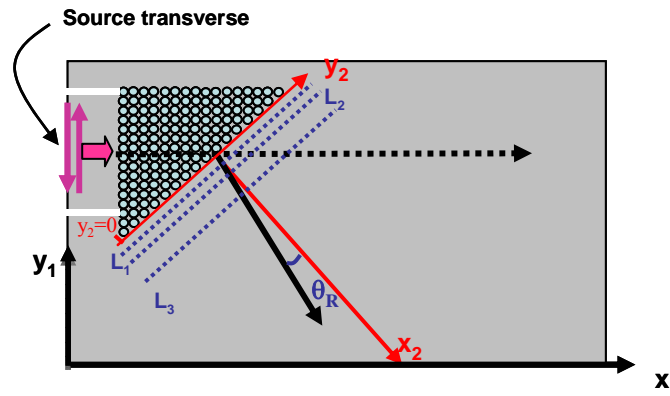


Figure 6 Etude des déplacements sur et à proximité de l'interface de sortie

La figure 7 présente une image du champ de déplacement simulé à l'instant $t = 30 \mu s$, c'est-à-dire lorsque l'onde a traversé le CP et présente une réfraction négative à la sortie du CP. L'angle négatif en sortie est faible, en vertu de la loi de Snell Descartes, car les vitesses de phase entre les deux milieux (CP et aluminium massif) sont très différentes, comme indiqué plus haut. De même, on note que le niveau de l'onde transmise est faible, du fait de la mauvaise adaptation d'impédance entre l'aluminium massif d'une part, et le CP d'autre part. Cependant, en plus d'une onde à réfraction négative, une onde à réfraction positive quasi-rasante est observée sur la figure 7.

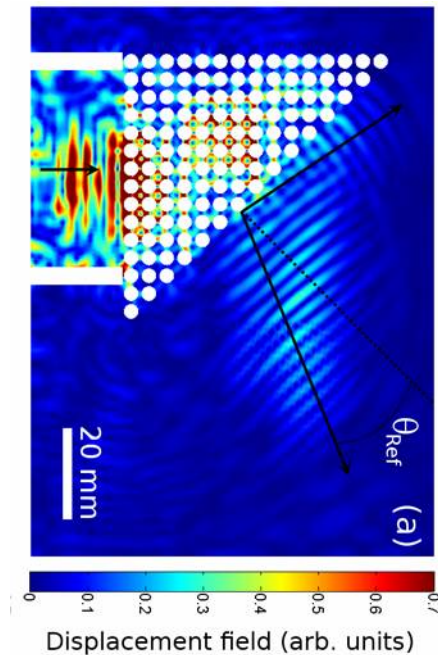


Figure 7 Amplitude du champ de déplacement à l'instant $t = 30 \mu\text{s}$. La ligne pointillée indique la normale au CP et les flèches montrent la présence de 2 ondes : une onde réfractée négativement et une onde « quasi-rasante ».

Afin de caractériser les deux ondes en sortie, une double FFT est conduite à partir des déplacements sur trois lignes parallèles à l'interface de sortie, comme indiqué à la figure 6 (lignes L1 à 2.8 mm, L2 à 6.2 mm et L3 à 20 mm). Sur la figure 8, pour les relevés sur les 3 lignes L1, L2 et L3, une tache principale est observée, située dans la région des nombres d'onde négatifs, c'est-à-dire qu'elle correspond à une onde réfractée négativement. La valeur de l'angle de réfraction θ_R est déterminée à l'aide de ces figures en utilisant la projection du vecteur d'onde transverse dans l'aluminium suivant la direction y_2 : $k_{Ty_2} = \omega / V_{T\text{-alu}} \sin(\theta_R)$. A la distance de 20 mm, l'angle de réfraction négatif est de -6.9° , alors qu'il est plus faible lorsque le relevé est effectué sur la ligne L2, plus proche du CP : -5.2° . Ces valeurs trouvées par analyse numérique temporelle peuvent être comparées à la valeur théorique de -7.2° à 480kHz, celle-ci est donc légèrement supérieure aux angles estimés à partir des simulations numériques. Les arguments énoncés au § 1.3 pour expliquer cette différence restent valides ici. On peut cependant remarquer qu'on se rapproche de la valeur théorique lorsqu'on s'éloigne de l'interface. Cette observation est liée au phénomène de reconstruction des ondes à la sortie du CP : l'angle de réfraction doit être défini dans le champ lointain, car le champ proche est perturbé sur une distance représentant quelques longueurs de l'onde transverse et l'onde plane est reconstituée à l'issue de cette zone. Le détail de cette étude est donné dans les actes du congrès IEEE Rome 2009 (ou ref [16] à paraître) en annexe à ce chapitre [15]

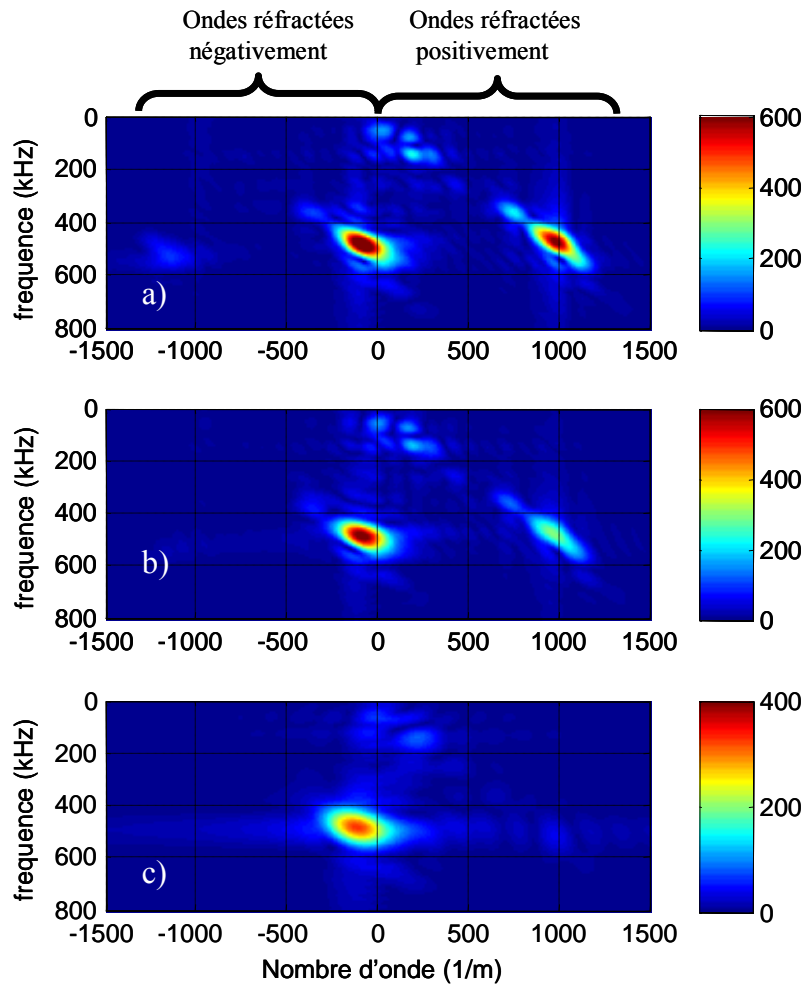


Figure 8 : Amplitude du déplacement du signal transmis à la sortie du CP dans l'espace réciproque (fréquence-nombre d'onde), le long de trois lignes parallèles à l'hypoténuse du prisme, à trois distances du CP : 2.8 mm (L1), 6.2 mm (L2) et 20 mm (L3). La fréquence d'excitation est 500 kHz.

En plus des taches dans la région à réfraction négative, on observe des taches dans la région à réfraction positive. Elles sont liées à l'onde « quasi-rasante » observée sur la figure 3. Cette onde à réfraction positive a précédemment été observée par Sukhovich [11] à la sortie d'un réseau triangulaire de cylindres d'acier immergés dans de l'eau. Elle provient de la périodicité de la surface du CP et son existence est physiquement expliquée avec le vecteur d'onde dans la deuxième zone de Brillouin $k_{CP} + g_{\Gamma X}$, avec $g_{\Gamma X}$ le vecteur du réseau réciproque dans la direction ΓX . La loi de Snell-Descartes s'écrit alors avec ce vecteur d'onde comme suit : $(k_{CP} + g_{\Gamma X}) \sin 45 = k_{T\text{-alu}} \sin \theta_R$. Plus généralement, l'interface de sortie se comporte comme un réseau de diffraction. Si l'ordre de diffraction zéro se propage dans la direction θ_{Ref} , avec un nombre d'onde $k_{T\text{-alu}}$ alors les directions de propagation des ondes associées aux ordres supérieurs sont déterminées par leurs vecteurs d'onde dont les

composantes parallèles et perpendiculaires à l'interface de sortie du CP peuvent être définies de la façon suivante :

$$\begin{pmatrix} k_{//} \\ k_{\perp} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_n + k_{T-alu} \sin \theta_{Ref} \\ \sqrt{k_{T-alu}^2 - k_{//}^2} \end{pmatrix}, \text{ avec } \alpha_n = \frac{2n\pi}{d}$$

Avec d le pas du réseau à la sortie du CP égal à $a\sqrt{2}$ dans ce cas et $n \in \mathbb{Z}$

- Si $k_{\perp}^2 < 0$, l'onde correspondante décroît avec la distance au CP ; c'est une onde évanescente qui contribue au champ proche uniquement.
- Si $k_{\perp}^2 > 0$, l'onde correspondante est une onde propagative dont la direction de propagation θ_n est donnée par la relation de Snell-Descartes avec un angle d'incidence de

$$45^\circ : \sin \theta_n = \frac{\alpha_n + k_{T-alu} \sin \theta_{Ref}}{k_{T-alu}} = \frac{\alpha_n + k_{pc} \frac{\sqrt{2}}{2}}{k_{T-alu}}.$$

Dans notre cas, l'onde correspondant à la seconde zone de Brillouin présente un comportement évanescent. Cette onde ne contribue donc que dans le champ proche et peut être associée à l'onde rasante observée à la figure 7.

1.4- Modélisation par un réseau de sources ponctuelles

On considère à nouveau les déplacements le long des trois lignes L_1 , L_2 et L_3 définies dans la figure 6. Sur la figure 9 est tracée l'amplitude de ces déplacements en fonction du temps et de la position x_2 . On peut observer dans le cas des lignes L_1 et L_2 la discontinuité du front d'onde au voisinage de l'interface. L'espacement entre deux maximum successifs est égal à $a\sqrt{2}$, distance qui correspond à l'intervalle entre les centres des trous le long de l'interface de sortie. On a finalement affaire à une distribution de sources ponctuelles qui suivant le principe de Huygens va donner naissance à une onde. La formation de l'onde transverse est clairement observée sur la figure 9.

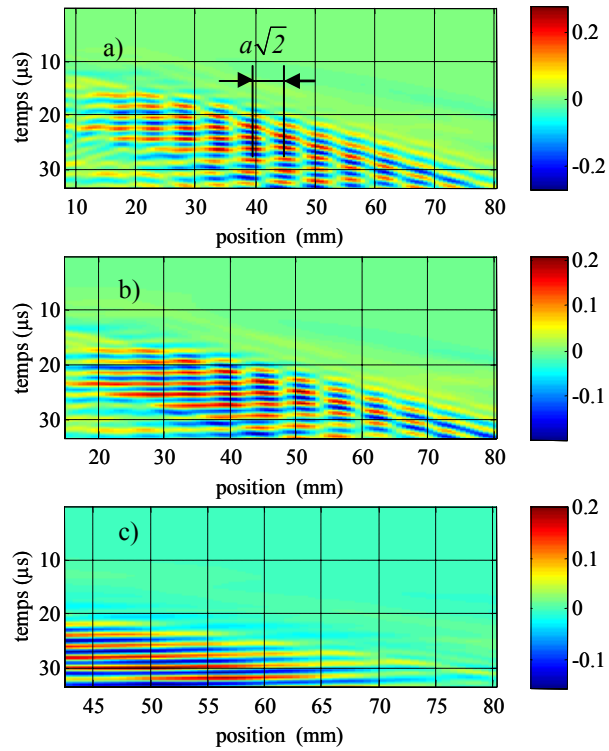


Figure 9 Amplitudes des déplacements suivant les lignes L_1 (a) , L_2 (b) et L_3 (c).

A partir des observations précédentes, nous pouvons interpréter l'onde réfractée à la sortie du CP comme issue du champ acoustique rayonné par un réseau de sources ponctuelles comme indiqué figure 10.

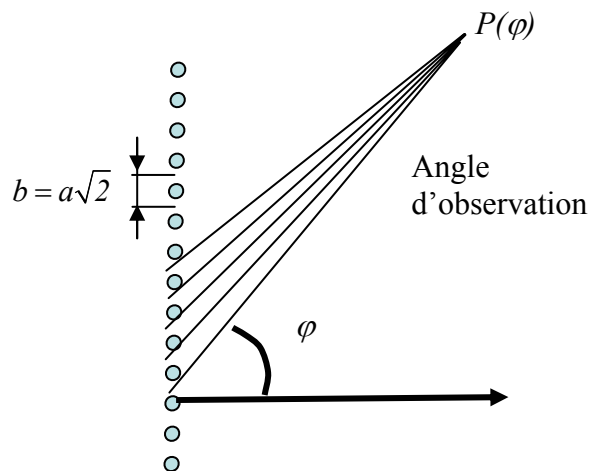


Figure 10 Modélisation du champ en sortie de CP par un réseau de sources ponctuelles.

Soit un réseau de N sources, localisées sur l'interface de sortie du CP (Fig. 10). La distance b entre deux sources successives est constante, elle est égale ici à $a\sqrt{2}$. On montre alors que l'amplitude du champ rayonné par cette distribution linéaire de source est décrit par la fonction de directivité $P(\varphi)$ suivante [15, 16] :

$$P(\varphi) = \frac{\left| \sin \left[(k_{T-alu} b \sin \varphi - \Phi) \frac{N}{2} \right] \right|}{\left| N \sin \left[(k_{T-alu} b \sin \varphi - \Phi) \frac{1}{2} \right] \right|} \quad (1)$$

Où φ est l'angle d'observation. Φ est le déphasage entre deux sources adjacentes. Le déphasage est constant et égal à $k_{cp}a$ dans le cas d'une incidence dans la direction ΓX .

La relation (1) s'écrit alors:

$$P(\phi) = \frac{\left| \sin \left[\left(k_{T-alu} \sin \phi - k_{cp} \frac{\sqrt{2}}{2} \right) \frac{aN\sqrt{2}}{2} \right] \right|}{\left| N \sin \left[\left(k_{T-alu} \sin \phi - k_{cp} \frac{\sqrt{2}}{2} \right) \frac{a\sqrt{2}}{2} \right] \right|} \quad (2)$$

En tenant compte de la largeur du transducteur émetteur qui est de 2.54 cm et de l'étalement du faisceau lorsque l'onde incidente se propage dans le CP, le nombre de sources ponctuelles N à prendre en compte dans la relation (2) est d'environ 10. La Figure 11 présente les amplitudes normalisées de la fonction de directivité P en fonction de l'angle d'observation φ . Sur cette figure, tirée d'une publication à paraître [16], trois cas sont étudiés : Une onde incidente dans la direction ΓX à la fréquence de 480 kHz comme étudiée précédemment (voir figure 7), une onde incidente toujours dans la direction ΓX mais cette fois pour une fréquence de 440 kHz et enfin le troisième cas correspond à une onde se propageant dans la direction ΓM à 480 kHz.

La fonction de directivité $P(\varphi)$ est étudiée en détails dans l'annexe de ce chapitre. Je fais ici quelques remarques sur la figure 11 :

- Un pic est toujours observé pour des angles négatifs. Les valeurs de ces angles sont en accord avec celles obtenues à partir de la relation de Snell Descartes. On note également que la largeur de ce pic dépend directement de l'espacement des trous sur l'interface de sortie du CP. La largeur est donc plus importante pour une incidence selon ΓM . Cette largeur dépend également du nombre de sources et donc du diamètre du transducteur émetteur.

- Pour une incidence selon ΓX un pic pour des angles positifs est observé. Ce pic, encore appelé lobe de réseau, est la conséquence du non respect du critère de Nyquist. En effet ce

critère précise que l'espacement b entre les sources doit être supérieur à la demi longueur d'onde pour éviter des lobes de réseau. Dans le cas d'une incidence selon ΓX à 480kHz, la longueur d'onde λ_T est de 6.2mm alors que l'espacement est entre les sources est de 5.5mm, ce qui justifie l'observation du lobe de réseau [17,18].

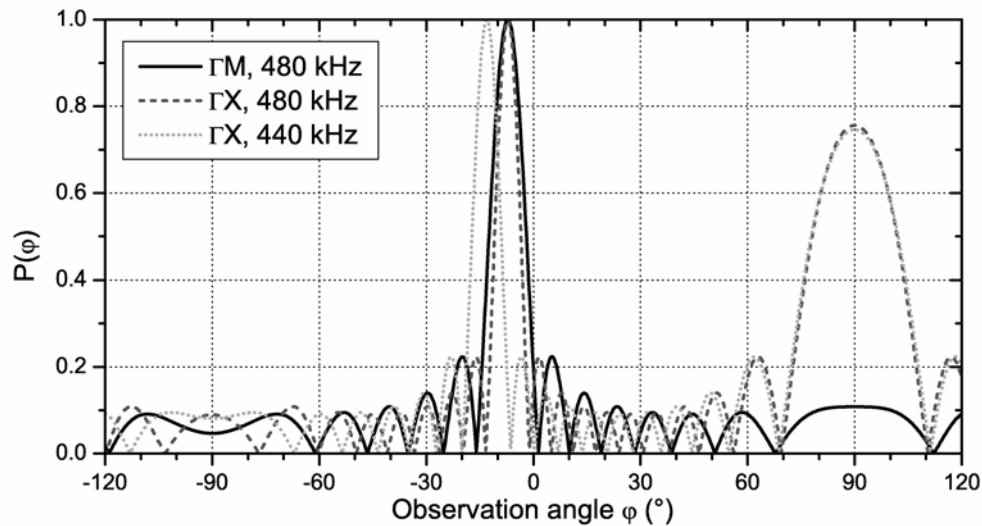


Fig. 11. Amplitude de la fonction de directivité $P(\varphi)$ pour un réseau de phase équivalent à l'interface de sortie du CP pour des incidences suivant ΓM ou ΓX .

On retrouve donc dans l'expression de la fonction de directivité $P(\varphi)$, l'onde évanescente se propageant le long de l'interface du CP observée dans la figure 7. L'intérêt de cette fonction est de donner une information sur la direction de propagation des ondes mais aussi sur l'étalement angulaire des faisceaux réfractés. Cette fonction donne également une information sur les amplitudes relatives des différentes ondes réfractées.

2- Réfraction négative d'une onde longitudinale dans un CP à matrice solide

Comme je l'ai précisé dans l'introduction à ce chapitre, l'étude de la réfraction négative entre dans un cadre plus large défini par le projet ANR SUPREME. Le projet a pour objectif d'exploiter les propriétés de réfraction négative de certains cristaux phononiques afin de réaliser une lentille acoustique « super résolution ». Il est évident que le problème du couplage entre les ondes se propageant dans le CP et celles issues du milieu extérieur se pose. Le milieu extérieur étant un milieu fluide dans la plupart des cas, il est donc nécessaire de s'intéresser à la réfraction négative des ondes longitudinales.



Figure 12 Résine époxy coulée dans le réseau de tiges d'acier maintenu par deux plaques parallèles de PVC.

Les caractéristiques du CP ont comme précédemment été déterminées à l'IEMN. Des calculs éléments finis ont permis de montrer qu'un réseau périodique selon un motif triangulaire de cylindres métalliques dans une matrice polymère permettait d'obtenir un CP dont la structure de bande fait apparaître une branche à pente négative associée à une onde de type longitudinale. A partir de ces résultats, nous avons réalisé au LOMC, deux types d'échantillons. Le premier a été fabriqué à partir d'un bloc de nylon que nous avons percé avant d'insérer les tiges d'acier inoxydable. Différentes expériences ont été réalisées sur cet échantillon qui n'ont pas permis d'isoler de façon sûre une onde réfractée négativement. En effet, le signal mesuré en sortie du CP comportait de nombreux signaux « parasites » que nous imputons à des problèmes de contact entre les cylindres et la matrice. Un autre type d'échantillon a donc été réalisé en plusieurs étapes : Dans un premier temps, les cylindres d'acier de rayon 1mm ont été disposés selon un arrangement périodique de motif triangulaire de pas $a=2.84\text{mm}$ (figure 12). Ces cylindres sont maintenus à leurs extrémités grâce à deux plaques de PVC percées de façon à obtenir un CP de forme prismatique de 40 cylindres de base et 20 cylindres dans la hauteur. La base du prisme forme donc un triangle rectangle contenant 420 cylindres au total dont les deux autres angles sont respectivement égaux à 30° et 60° . Dans un deuxième temps cet arrangement prismatique de cylindres est noyé dans une résine époxy liquide. Un vide partiel est fait durant le durcissement (24 heures environ) de la résine afin d'éviter la présence de bulles d'air dans le CP. Le bloc de résine époxy contenant le CP est de forme parallélépipédique ($105\text{ mm} \times 69\text{ mm} \times 60\text{ mm}$).

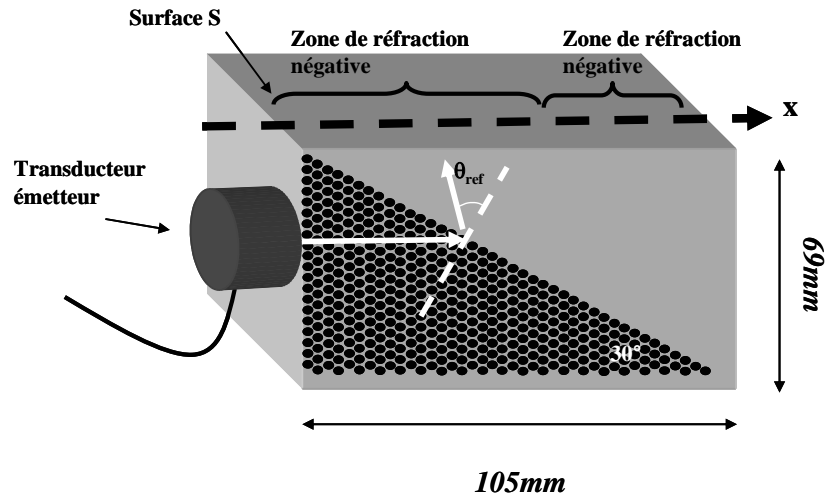


Figure 13 Description du dispositif expérimental

La structure de bande du CP est donnée figure 14. Elle présente les courbes de dispersion dans les directions ΓXJ , ces courbes sont calculées sans tenir compte des pertes dans les matériaux. La branche de pente négative qui nous intéresse ici est localisée dans la partie grisée de la figure entre 760 et 860kHz. On vérifie que les déplacements du mode qui est associé à cette branche (figure 14) sont bien symétriques vis à vis de l'axe ΓX , ce qui signifie que ce mode a bien un comportement longitudinal. On peut noter également que les courbes iso-fréquences dans la gamme de fréquence étudiée sont circulaires.

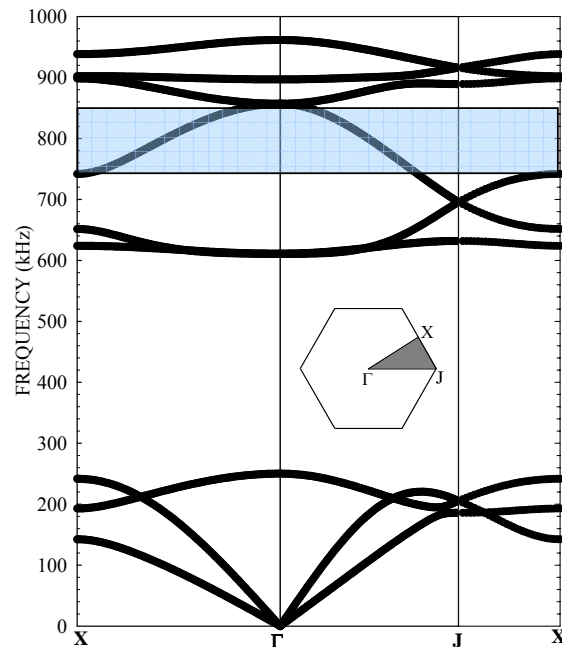


Figure 14: Courbes de dispersion du CP 2D – réseau triangulaire de cylindres d'acier dans une matrice époxy. La partie grisée correspond à la bande de fréquence dans laquelle une branche unique à pente négative existe.

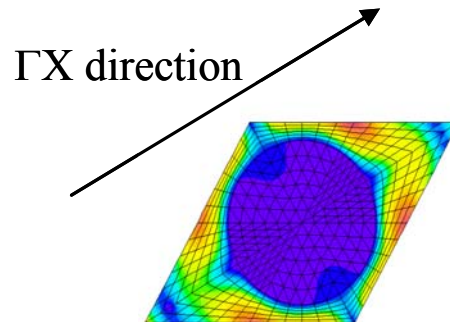


Figure 15 : Champ de déplacement dans le CP pour $k = 900 \text{ m}^{-1}$ et $f = 780 \text{ kHz}$

L'excitation de l'onde longitudinale est réalisée à l'aide d'un transducteur piézoélectrique large bande fréquentielle (320-800 kHz) à ondes longitudinales. Le protocole expérimental est identique à celui utilisé avec des ondes transverses (voir §1.2). L'amplitude du signal électrique imposé sur le transducteur est de 30V, elle est supérieure à celle utilisée précédemment dans le CP à matrice aluminium. On a affaire ici à un polymère qui dans la gamme de fréquence étudiée possède un comportement viscoélastique. Il existe donc une atténuation que nous avons évaluée expérimentalement. Dans un bloc d'époxy massif, les ondes s'atténuent exponentiellement avec la distance x suivant l'expression $\exp(-\alpha x)$, avec $\alpha \sim 39 \text{ m}^{-1}$.

Un train d'onde de 10 périodes à la fréquence de 780 kHz est imposé sur le transducteur émetteur. L'onde longitudinale se propage donc dans la direction ΓX et atteint la seconde interface du CP avec un angle de 60° . Un relevé au vibromètre laser des déplacements normaux est effectué sur la surface S (figure 16).

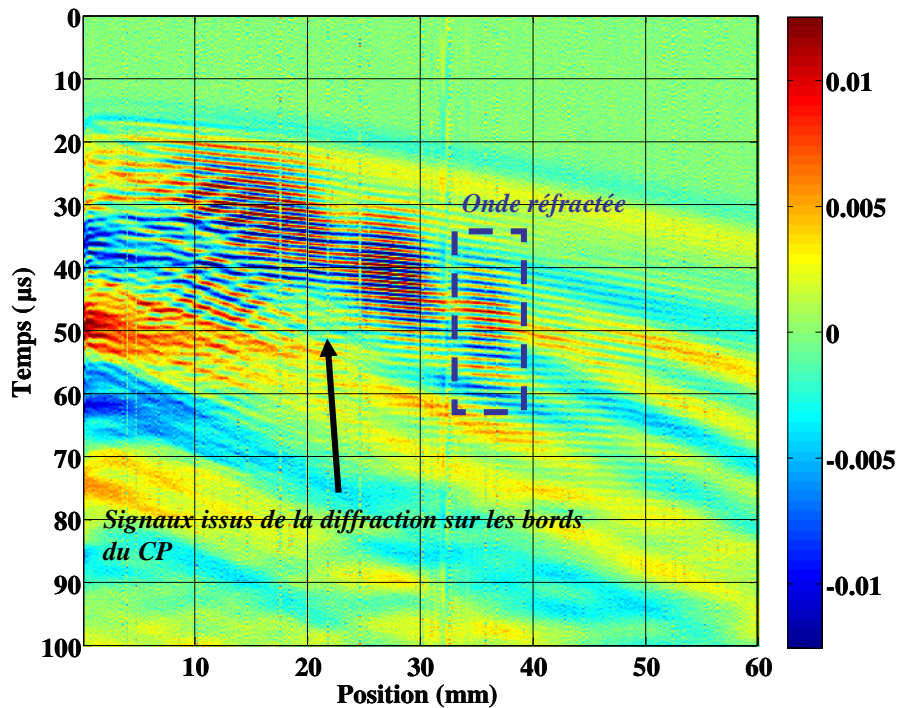


Figure 16 Amplitude des déplacements mesurés sur la surface S selon la direction x. Mesures effectuées par vibrométrie laser.

L'amplitude de l'onde transmise puis réfractée sur l'interface de sortie est, dans ce cas, du même ordre de grandeur que l'amplitude des signaux parasites issus de la diffraction sur les bords du CP. Les temps de parcours permettent cependant de discriminer les différents signaux, les signaux diffractés atteignent la surface S avec des temps d'arrivée plus faibles. Pour identifier l'onde réfractée sans ambiguïté et déterminer les angles de réfraction, on étudie comme dans le chapitre 1 les signaux dans l'espace nombre d'onde/fréquence. On détermine ainsi la valeur de la projection du nombre d'onde de l'onde réfractée le long de l'axe x. On déduit ensuite facilement l'angle de réfraction. La durée du signal d'excitation étant très courte, le signal contient une information fréquentielle sur une gamme de fréquence assez large. Sur la figure 16, les angles sont donnés dans la bande passante fréquentielle et comparés aux valeurs théoriques. Dans la bande de fréquence étudiée la plus grande longueur d'onde dans le CP est de l'ordre de 4mm, la distance parcourue dans le CP est donc de l'ordre de 10 longueurs d'onde. Contrairement à l'étude réalisée avec des ondes transverses, l'onde a parcouru suffisamment de distance dans le CP avant d'être réfractée pour considérer que ses caractéristiques sont proches de celles de l'onde se propageant dans un CP infini. La comparaison avec les angles théoriques calculés à partir des nombres d'onde dans un CP infini est cette fois très bonne.

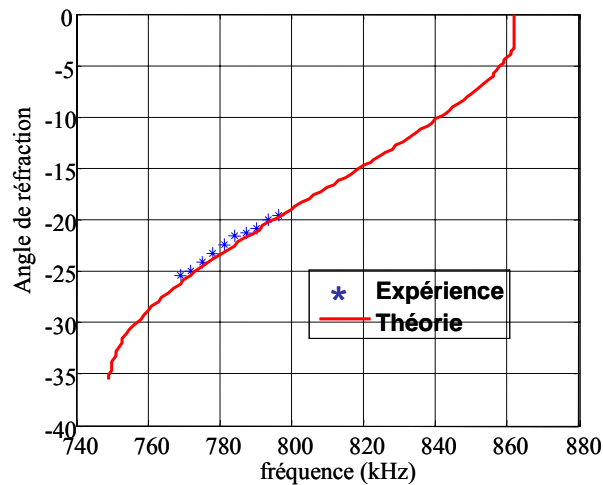


Figure 17 Comparaison des angles de réfraction théoriques et expérimentaux.

3- Conclusion

La réfraction négative d'une onde, transverse ou longitudinale, dans un solide élastique a été mise en évidence dans ce chapitre. Ces résultats sont très importants car ils constituent la première démonstration expérimentale de ce phénomène. La deuxième phase de l'étude qui consiste à exploiter les propriétés particulières des CP pour réaliser un système d'imagerie est en cours, les détails sont donnés dans le chapitre 6 qui traite des perspectives. Le modèle du réseau de sources ponctuelles nous a permis d'interpréter partiellement le champ ultrasonore transmis par le CP. Il reste cependant de nombreuses choses à éclaircir, notamment le rôle des ondes évanescentes aux interfaces. Nous savons en effet que ces ondes jouent un rôle très important dans la construction d'une image « super » résolution [7].

Références

- [1] Voir the Phononic Crystal database at <http://www.univ-lehavre.fr/recherche/lomc/phonon/PhononicDatabase1.html>
- [2] J. O. Vasseur, P. A. Deymier, B. Chenni, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, and D. Prevoist. "Experimental and Theoretical Evidence for the Existence of Absolute Acoustic Band Gaps in Two-Dimensional Solid Phononic Crystals." *Phys. Rev. Lett.* 86, 3012–3015 (2001)
- [3] S. Benchabane, A. Khelif, J.-Y. Rauch, L. Robert, and V. Laude. «Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal». *Physical Review E* 73, 065601, (2006).

- [4] A. Khelif, A. Choujaa, and S. Benchabane, B. Djafari-Rouhani, V. Laude. «Guiding and bending of acoustic waves in highly confined phononic crystal waveguides». *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 22, (2004).
- [5] Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, J. O. Vasseur, and H. Larabi A. Khelif, A. Choujaa, S. Benchabane, and V. Laude. « Acoustic channel drop tunneling in a phononic crystal ». *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, 261912, (2005).
- [6] J. H. Page, A. Sukhovich, S. Yang, M. L. Cowan, F. Van Der Biest, A. Tourin, M. Fink, Z. Liu, C. T. Chan and P. Sheng, “Phononic Crystals”, *Phys. Status Solidi B*, vol. 241, no. 15, pp. 3454–3462, (2004).
- [7] A. Sukhovich, B. Merheb, K. Muralidharan, J. O. Vasseur, Y. Pennec, P. A. Deymier and J. H. Page, “Experimental and theoretical evidence for subwavelength imaging in phononic crystals”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 15, pp. 154301 (1–4), (2009).
- [8] J. Li, L. Fok, X. Yin, G. Bartal and X. Zhang, “Experimental demonstration of an acoustic magnifying hyperlens”, *Nature Mater.*, vol. 8, pp. 931–934, (2009).
- [9] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 18, pp. 3966–3969, (2000).
- [10] A. Sukhovich, B. Merheb, K. Muralidharan, J. O. Vasseur, Y. Pennec, P. A. Deymier, and J. H. Page. « Experimental and Theoretical Evidence for Subwavelength Imaging in Phononic Crystals ». *Phys. Rev. Lett.* 102, 154301 (2009).
- [11] A Sukhovich, L. Jing and J. H. Page, “Negative refraction and focusing of ultrasound in two-dimensional phononic crystals”, *Phys. Rev. B*, vol. 77, no. 1, pp. 014301 (1–9), (2008).
- [12] B. Morvan, A. Tinel, A-C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, B. Dubus. “Experimental demonstration of the negative refraction of a transverse elastic wave in a two-dimensional solid phononic crystal”. *Appl. Phys. Lett.* 96, 101905 (2010).
- [13] A.-C. Hladky-Hennion, J. O. Vasseur, B. Dubus, B. Djafari-Rouhani, D. Ekeom and B. Morvan, “Numerical analysis of negative refraction of transverse waves in an elastic material”, *J. Appl. Phys.*, vol. 104, p. 064906, (2008).
- [14] J.F. Galisteo-López, F. García-Santamaría, D. Golmayo, B.H. Juárez, C. López, E. Palacios-Lidón, *Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications*, 2, 117-125 (2004)
- [15] B. Morvan, A.C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, J.P Groby, B. Dubus, A. Tinel, B. Djafari-Rouhani. ”Negatively refracted transverse waves : study of the ultrasonic field at the exit of an elastic phononic crystal”. *IEEE International Ultrasonics Symposium*, Rome, 20-23 september 2009.

- [16] C. Croëne, B. Morvan, J. Vasseur, B. Dubus, A-C. Hladky-Hennion. “Analysis of Elastic Waves Transmitted through a 2D Phononic Crystal Exhibiting Negative Refraction”. Accepté pour publication dans la revue IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control (sept 2010).
- [17] S.-C. Wooh and Y. Shi, “Influence of phased array element size on beam steering behavior”, *Ultrasonics*, vol. 36, no. 6, pp. 737–749, (1998).
- [18] B. D. Steinberg, *Principles of aperture and array system design*, New York: Wiley, 1976.

ANNEXES DU CHAPITRE 5

Experimental demonstration of the negative refraction of a transverse elastic wave in a two-dimensional solid phononic crystal

Bruno Morvan,^{1,3,a)} Alain Tinel,^{1,3} Anne-Christine Hladky-Hennion,^{2,3} Jérôme Vasseur,^{2,3} and Bertrand Dubus^{2,3}

¹Laboratoire Ondes et Milieux Complexes, FRE-3102 CNRS, Groupe Ondes Acoustiques, Université du Havre, Place Robert Schuman, BP 4006, 76610 Le Havre, France

²Institut d'Electronique, de Micro-electronique et de Nanotechnologie, UMR CNRS 8520, Cité Scientifique, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France

³FANO, FR 3110 CNRS, Université du Havre, Place Robert Schuman, BP 4006, 76610 Le Havre, France

(Received 14 October 2009; accepted 19 December 2009; published online 10 March 2010)

The negative refraction of transverse elastic waves is demonstrated experimentally in a two-dimensional phononic crystal (PC) made of a square lattice of cylindrical air cavities in an aluminum matrix. Dispersion curves of elastic waves in this PC exhibit a unique branch with phase and group velocities of opposite signs in a broad frequency range. Measurement of refraction angles through prismatic PC included in an aluminum block demonstrates negative refraction of elastic transverse wave. © 2010 American Institute of Physics. [doi:10.1063/1.3302456]

Left-Handed (LH) materials were first theoretically studied by Veselago¹ by considering media with both negative dielectric permittivity and magnetic permeability. For electromagnetic plane wave propagating in LH material, Poynting vector and wave vector, which are, respectively, associated to energy flux and phase velocity, are in opposite directions. Negative refraction, which occurs at the interface between media of different handedness, is one of the unusual properties associated to LH materials. It was experimentally demonstrated that artificial periodic materials including local resonators may display appropriate dielectric and magnetic effective properties in a limited frequency range.² The availability of negative refraction material has important consequences for imaging as a flat lens with relative refraction index equal to -1 would have two important properties: (1) rays issued from a point source converge to a point image with exact phase compensation (2) evanescent waves can contribute to the formation of the image in the near field and thus lead to subwavelength focusing.³⁻⁶ Negative refraction of acoustic waves also been studied recently and has been experimentally demonstrated in three-dimensional (3D) (Ref. 7) and two-dimensional (2D) (Refs. 8-12) phononic crystals (PCs) with a fluid (air or liquid) matrix. Based on recently published theoretical results,¹³ the present letter demonstrates experimentally the negative refraction of transverse elastic waves in a PC made of air-filled cylindrical cavities in an aluminum matrix. This first experimental observation of negative refraction of the elastic waves in a 2D elastic PC is a first step toward the construction of a flat lens which will employ negative refraction to focus elastic waves emitted by a point source.

The 2D PC considered in this study is made of a square lattice of air-filled cylindrical cavities in aluminum matrix. The density of aluminum is $\rho=2808 \text{ kg m}^{-3}$ and the longitudinal and shear velocities are, respectively, $V_{L-\text{al}}=6337 \text{ m s}^{-1}$ and $V_{T-\text{al}}=3130 \text{ m s}^{-1}$. Distance between axes of two adjacent holes is $a=3.9 \text{ mm}$ and hole diameter is $d=3.2 \text{ mm}$. This leads to a filling factor f of each hole de-

finied as the ratio between the cross-sectional area of a hole and the surface of the primitive unit cell equals to 53%. The well known plane wave expansion (PWE) method is used for the calculation of the dispersion curves (Fig. 1), presented in the first Brillouin zone, on the Γ XM path. The results are presented in terms of frequency in kilohertz versus reduced wave vector $\vec{K}=\vec{k}a/2\pi$ (where \vec{k} is the wave vector). The band structure exhibits several branches with a negative slope, i.e., with phase velocity opposite to the group velocity. Thus, negative refraction is expected to occur in the region [470 kHz to 530 kHz], marked by the gray rectangle on Fig. 1 where the unique branch of negative slope corresponds to a mixed mode with predominantly transverse behavior.¹³ Calculations have shown that the largest frequency range in which negative refraction occurs is around $f=50\%$.¹³ We can also point out that equi frequency surfaces (EFS) exhibit a quasircular shape in the frequency domain of interest. These EFS are obtained by the intersection of the 3D dispersion curves with a horizontal plane, i.e., at fixed frequency. This condition is necessary to obtain a focusing effect of an ultrasonic source through a PC slab.¹² The group velocity $\partial\omega/\partial k$ (where ω is the angular frequency and k the wave-number) remains approximately constant in the frequency range of interest (2100 m/s), whereas the phase velocity $V_{\text{PC}}=\omega/k$ varies from 6000 m/s in the lowest part of the

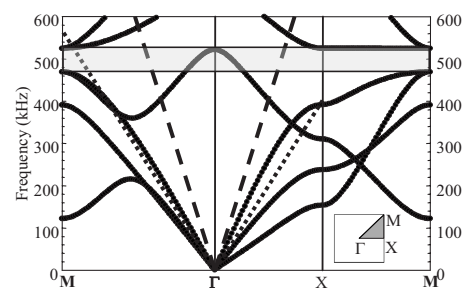


FIG. 1. PWE elastic band structures for the 2D PC made of a square array of holes in aluminum. The gray area corresponds to the frequency range in which a unique branch of negative group velocity takes place. The dashed and dotted lines correspond to the longitudinal and transverse velocities in bulk aluminum, respectively.

^{a)}Electronic mail: bruno.morvan@univ-lehavre.fr.

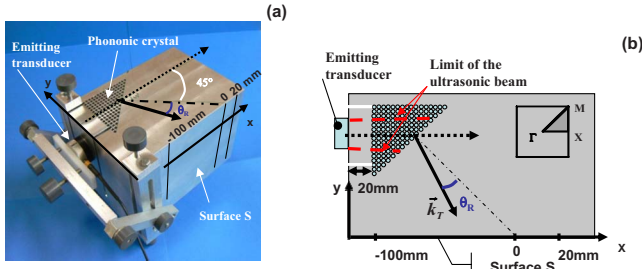


FIG. 2. (Color online) (a): Photograph of the PC. (b): Top view of the experimental sample.

frequency range of interest to 30 000 m/s in the upper part. These values are much higher than the longitudinal and transverse wave velocities in bulk aluminum (respectively, dashed and dotted lines on Fig. 1). In what follows, one uses the values of the wavenumber in the PC, k_{pc} at frequencies $F=450$ and 480 kHz defined as the radii of the EFS in the PC at these frequencies. These values are, respectively, equal to $k_{pc}=270.5$ and 186.08 m^{-1} .

The PC is realized in an aluminum block ($170 \times 120 \times 120$ mm^3). The prismatic PC (15 rows by 15 columns) is presented in Fig. 2. Diameter and hole spacing are defined in the previous section. The height of the holes, equal to 60 mm, is large enough to be considered as infinite compared to the width of the incident ultrasonic beam. Generation of shear waves polarized in the y direction is performed with a Panametrics V151 transducer (one-inch diameter, 500 kHz central frequency). The incident wave is along ΓX direction (Fig. 2). Two slits are added on both sides of the emitting transducer to avoid diffraction of longitudinal and transverse waves by PC borders. Electrical drive is constituted by ten cycles burst at a given frequency F and 10 V amplitude. The transverse wave transmitted through the PC is detected on the surface S (Fig. 2) using a laser vibrometer. The sample is translated along the direction Ox from $x=-100$ to 20 mm with 0.2 mm space step. The position $x=0$ is located at the intersection of the normal to the exit surface of the PC with the surface S (Fig. 2). In order to enhance the signal to noise ratio, at each position the registered oscillogram is the mean of 300 successive measurements. Displacements versus position and time are displayed in Fig. 3 in the case of a signal excitation at a frequency $F=480$ kHz.

The signal corresponding to the direct transmission of the transverse wave through the PC is highlighted in Fig. 3.

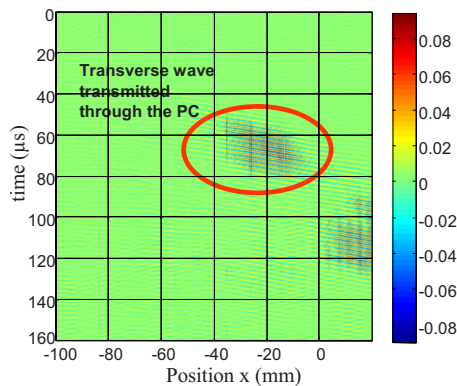


FIG. 3. (Color online) Time-space representation of the signal measured with the laser vibrometer on the surface S along the x direction. Color scale is in arbitrary units.

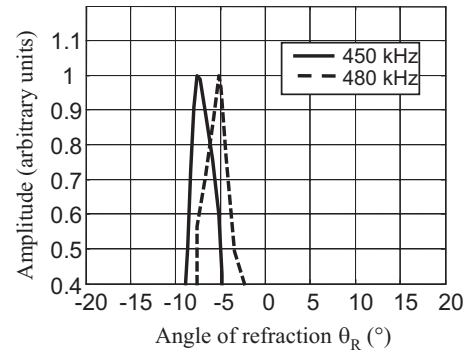


FIG. 4. Amplitude in arbitrary units of the transmitted signal through the PC vs the angle of refraction for two incident transverse waves at frequencies $F=480$ and 450 kHz.

This signal is clearly located in the area where negative refraction is expected (negative values of x). A theoretical value of the time of flight for a transverse wave transmitted through the PC can be estimated using group velocity in the PC and transverse wave velocity in aluminum. Due to the prism shape of the PC, a mean distance of propagation (35 mm in PC, 127 mm in aluminum) is considered corresponding to the center of the ultrasonic beam. Theoretical time of arrival equal to 57 μs is in good agreement with approximate experimental value of 52 μs . This time of arrival is clearly incompatible with the velocity of longitudinal waves whose transmission through the PC is not observed in Fig. 3. Moreover, as mentioned previously, in the frequency range of interest (see Fig. 1) the dispersion curves of the PC show a band with a predominantly transverse behavior that implies a strong attenuation of the longitudinal component of the wave in the PC. Later time signals can be attributed to multiple reflections of transverse wave in the aluminum block.

The experimental value of the angle of refraction θ_R^{exp} can be determined accurately from the measured displacements of the negatively refracted wave. Values of the x component k_{Tx} of the wave vector \vec{k}_T are obtained by performing a time and a spatial Fourier transform on time-space signals in Fig. 3. The refraction angles θ_R^{exp} are then computed thanks to the relation $k_{Tx} = (2\pi F / V_{T-al}) \cos(45 + |\theta_R^{exp}|)$. In Fig. 4 is plotted the amplitude of the transmitted signal through the PC versus the angle of refraction. For an incident transverse wave packet of central frequency $F=480$ kHz, the resulting peak is centered around -5° . The wave in the PC reaches the exit interface with an angle of incidence θ_{pc} equal to 45° and, assuming that the PC behaves as a bulk homogeneous material having effective properties given in band structure (Fig. 1), the refraction can be described by the Snell law $[\sin \theta_R = (V_{T-al} / V_{pc}) \sin \theta_{pc}]$. This leads to a theoretical refraction angle $\theta_R^{theo} = -7.9^\circ$ higher than the measured angle at $F=480$ kHz. A second measurement is performed for an incident wave at frequency $F=450$ kHz, for which the branch with a negative slope is no more unique (Fig. 1). That means that some other modes may propagate in the PC in other directions than ΓX . At $F=450$ kHz, a negatively refracted wave is measured at the exit of the PC and the resulting values of the refraction angle are plotted in Fig. 4. The corresponding peak is now centered around $\theta_R^{exp} = -7.6^\circ$. This value is still lower than the theoretical angle of refraction ($\theta_R^{theo} = -12.3^\circ$ at $F=450$ kHz). However, the absolute value of θ_R^{exp} increases with decreasing frequency. This is in

accordance with the band structure of the PC where the magnitude of the wave vector decreases with the frequency for the branch of interest in ΓX direction.

The negative refraction of a transverse ultrasonic wave is demonstrated experimentally. A discrepancy between the experimental angle of refraction and the theoretical value computed from band structure and EFS is observed. The discrepancy may result from the difference between finite thickness of the experimental PC and infinite PC size used in dispersion curves computation. As shown in Fig. 2(b), the minimum distance in the PC crossed by the bounded ultrasonic beam is equal to about 20 mm (five rows of hole). This distance is lower than the wavelength of the wave in the PC ($\lambda=23.2$ mm at $F=450$ kHz and $\lambda=33.8$ mm at $F=480$ kHz). Under these conditions, the use of theoretical properties of the infinite PC to interpret the behavior of the studied experimental PC is critical as already demonstrated in photonic crystals.¹⁴

This work is supported by the Agence Nationale de la Recherche: ANR-08-BLAN-0101-01, SUPREME project.

- ¹V. G. Veselago, *Sov. Phys. Usp.* **10**, 509 (1968).
- ²R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, *Science* **292**, 77 (2001).
- ³J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3966 (2000).
- ⁴C. Luo, S. G. Johnson, J. D. Joannopoulos, and J. B. Pendry, *Phys. Rev. B* **68**, 045115 (2003).
- ⁵D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire, *Science* **305**, 788 (2004).
- ⁶A. Sukhovich, B. Merheb, K. Muralidharan, J. O. Vasseur, Y. Pennec, P. A. Deymier, and J. H. Page, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 154301 (2009).
- ⁷S. Yang, J. H. Page, Z. Liu, M. L. Cowan, C. T. Chan, and P. Sheng, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 024301 (2004).
- ⁸X. Hu, Y. Shen, X. Liu, R. Fu, and J. Zi, *Phys. Rev. E* **69**, 030201(R) (2004).
- ⁹M. Ke, Z. Liu, C. Qiu, W. Wang, J. Shi, W. Wen, and P. Sheng, *Phys. Rev. B* **72**, 064306 (2005).
- ¹⁰L. Feng, X.-P. Liu, M.-H. Lu, Y.-B. Chen, Y.-F. Chen, Y.-W. Mao, J. Zi, Y. Y. Zhu, S.-N. Zhu, and N.-B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 014301 (2006).
- ¹¹L. Feng, X.-P. Liu, M.-H. Lu, Y.-B. Chen, Y.-F. Chen, Y.-W. Mao, J. Zi, Y. Y. Zhu, S.-N. Zhu, and N.-B. Ming, *Phys. Rev. B* **73**, 193101 (2006).
- ¹²A. Sukhovich, L. J. Jing, and J. H. Page, *Phys. Rev. B* **77**, 014301 (2008).
- ¹³A.-C. Hladky-Hennion, J. O. Vasseur, B. Dubus, B. Djafari-Rouhani, D. Ekeom, and B. Morvan, *J. Appl. Phys.* **104**, 064906 (2008).
- ¹⁴J. F. Galisteo-López, F. García-Santamaría, D. Golmayo, B. H. Juárez, C. López, and E. Palacios-Lidón, *Photonics Nanostruct. Fundam. Appl.* **2**, 117 (2004).

Negatively refracted transverse waves : study of the ultrasonic field at the exit of an elastic phononic crystal

B. Morvan, A. Tinel,
LOMC-FRE CNRS 3102
76610 Le Havre, France
bruno.morvan@univ-lehavre.fr

A.C. Hladky-Hennion, J. Vasseur, J.P Groby, B. Dubus, B.
Djafari-Rouhani,
IEMN-UMR 8520 CNRS
Cité Scientifique, 59652 Villeneuve d'Ascq Cedex, France
anne-christine.hladky@isen.fr

Abstract— A two-dimensional phononic crystal (PC) with square lattices composed of air holes in aluminum matrix is studied. The band structure of the PC exhibits some properties which allow the negative refraction of transverse wave transmitted through the PC. The left-handed behaviour of the PC is verified numerically with an emphasis on the process of refracted beam construction near the exit surface of the PC.

Keywords- Phononic crystal; Negative refraction; Transverse wave

I. INTRODUCTION

Research in the field of phononic crystals (PC) has undergone a rapid evolution in the last few years due to the interest for prospective applications such as superlensing effect, wave guiding, selective filtering and multiplexing devices [1]. Indeed, phononic crystals exhibit unusual properties among which the negative refraction phenomenon may lead to promising applications [2,3]. Recently, Sukhovich *et al* [4] have shown that a negatively refracted wave can be observed in a PC made of stainless steel rods immersed in a liquid. In previous works [5,6], authors have shown numerically and experimentally the negative refraction of an ultrasonic transverse wave through an elastic PC. The way for achieving negative refraction is based on the band structure properties of the PC. Bloch waves with predominantly transverse behavior in the PC have a phase velocity opposite to the group velocity and negative refraction may occur when an incident transverse wave couples with it. In this work, we are interested in the ultrasonic field reconstruction when the wave crosses the interface between the solid PC and surrounding medium with emphasis on the construction process of the refracted beam near the exit interface of the PC. The Finite Element Method (FEM) ATILA [7] is used to study accurately the ultrasonic field radiated from the PC. A comparison is made with an ultrasonic beam generated by a phased array. The diffraction effects are then considered to justify the beam directivity of the refracted transverse wave.

II. PHONONIC CRYSTAL PRESENTATION

A 2D phononic crystal made of a square array of circular air holes in aluminum matrix is studied. The density of aluminum is $\rho = 2808 \text{ kg.m}^{-3}$ and the longitudinal and shear velocities are respectively $V_{L\text{-alu}}=6338 \text{ m.s}^{-1}$ and $V_{T\text{-alu}}=3091 \text{ m.s}^{-1}$. The distance between two adjacent holes is a ($a=3.9 \text{ mm}$), while the diameter of the hole d is equal to 3.2mm . The filling ratio of the crystal is $F=0.53$. The PWE method [8] is used for the calculation of the dispersion curves (Fig. 1), presented in the first Brillouin zone, on the Γ XM path. The results are presented in terms of a frequency in kHz versus a reduced wave vector $\vec{K}_{CP} = \vec{k}_{CP}a / 2\pi$.

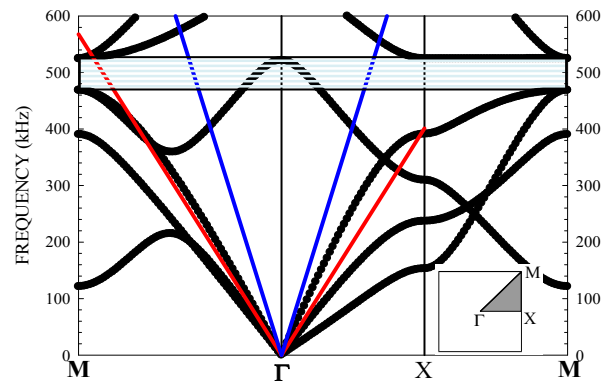


Figure 1. PWE elastic band structures for the 2D phononic crystal made of a square array of holes in aluminum. The grey area corresponds to the frequency range in which a unique branch of negative group velocity takes place.

The band structure exhibits several branches with a negative slope. This means that the frequency is decreasing when the wave vector modulus increases. In this frequency area, the wave has a phase velocity opposite to the group velocity which leads to a negative refraction angle at the interface between the PC and the surrounding homogeneous medium [5].

A numerical calculation has shown that the branch with a negative slope (see grey area in Figure 1) corresponds to a mixed mode with a predominantly transverse behavior [5]. In the following, only transverse waves are studied.

III. WAVE AT THE EXIT OF THE PHONONIC CRYSTAL – FEM STUDY

In order to accurately follow and characterize the various waves near the exit interface of the PC, a two-dimensional FEM study is performed on the structure presented in Figure 2.

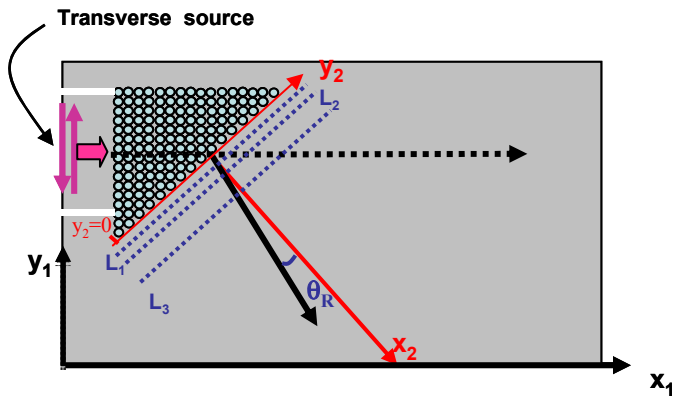


Figure 2. Geometry of the studied structure

With a view to studying the propagation of elastic waves through the whole PC, the structure is submitted to given displacements on the left part of the structure (Fig. 2), in order to excite a transverse wave. A burst of five sinusoids is used at a frequency $f=480$ kHz, during 25 periods (T), with a $T/30$ time interval. Computations provide the displacement at each node and at each time interval. In particular, the displacements at the exit of the phononic crystal are studied.

Displacements in the x_1 direction are considered along three lines parallel to the y_2 axis at respectively $x_2=2.8$ mm, $x_2=6.2$ mm and $x_2=20$ mm from the PC exit interface (lines L_1 , L_2 and L_3 in Figure 2). In Figure 3, the amplitude displacement along these lines is plotted versus time and position. Along L_1 , at a distance $x_2=2.8$ mm from the exit interface of PC, the wavefront is discontinuous because of the presence of the holes. The spacing between adjacent maxima is equal to $a\sqrt{2}$ which is the distance between the centers of the holes along the diagonal of the square array. These maxima could be viewed as a distribution of point sources and according to the Huygens's principle these secondary sources combine to form a new wavefront. Indeed, the reconstruction of the transverse wave is clearly observed in Figures 3.b and 3.c. In Figs 3.a and 3.b, waves diffracted by each scatterer are observed; in Fig 3.c Huygens construction of the front wave is achieved when the distance from the PC is increasing.

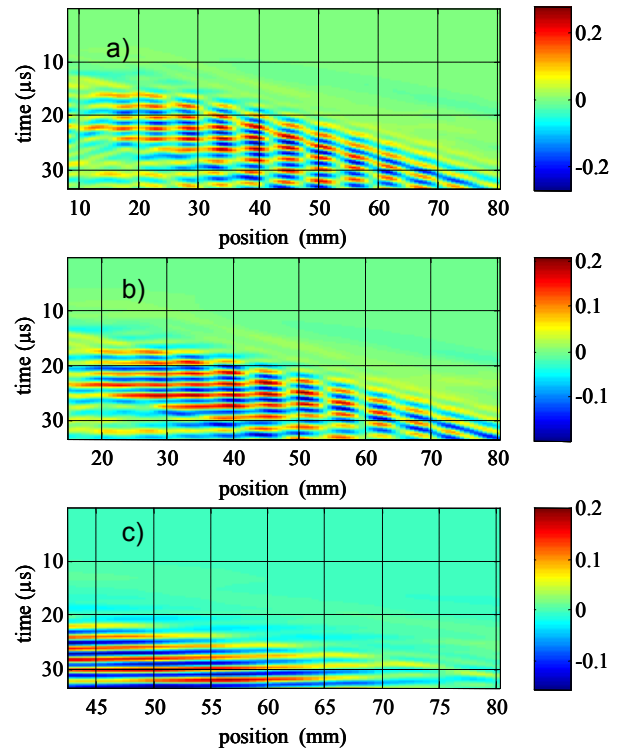


Figure 3. Displacements in the x_1 direction along three lines parallel to the exit surface of the PC at : a) $x_2=2.8$ mm (line L_1 in Fig. 2) ; b) $x_2=6.2$ mm (line L_2 in Fig. 2); c) $x_2=20$ mm (line L_3 in Fig. 2)

The identification of the propagating modes is performed in the frequency-wavenumber domain by applying the Fast Fourier Transform (2D FFT) in time and space. This treatment is successively applied on data along the lines L_1 , L_2 and L_3 and the resulting images are gathered in Figures 4.a, 4.b and 4.c.

In these Figures, a main spot located at a frequency around 480 kHz with a negative wavenumber k_{y_2} , corresponds to a beam leaving the PC with a negative refraction angle θ_R .

The values of the angle of refraction are determined using wave vector projection along the direction y_2 : $k_{y_2} = \omega / V_{T-alu} \sin(\theta_R)$ (Fig. 5).

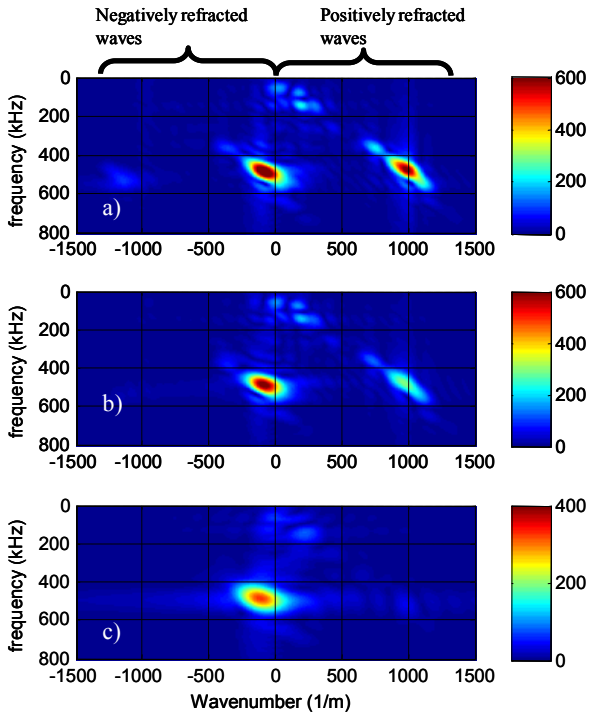


Figure 4. Amplitude of the displacement of the transmitted signal along y_2 in the (wave-number, frequency) space at : a) $x_2=2.8\text{mm}$; b) $x_2=6.2\text{mm}$; c) $x_2=20\text{mm}$

The amplitude of the transverse wave is maximum in the direction $\theta_R = -6.9^\circ$ at the distance $x_2=20\text{mm}$ (blue line in Figure 5). Whereas, if the measurement is performed closer from the exit surface of the PC at the distance $x_2=6.2\text{mm}$, this angle of refraction is smaller and equal to $\theta_R = -5.2^\circ$.

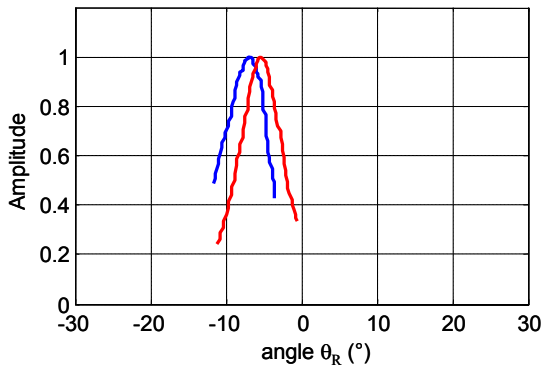


Figure 5. Amplitude in arbitrary units of the transmitted signal through the PC versus the angle of refraction at a distance $x_2=20\text{mm}$ (blue line) and $x_2=6.2\text{mm}$ (red line) from the interface.

The value of the angle of refraction is calculated analytically applying the Snell's law. The incident wave in the PC reaches the second interface with an angle of incidence θ_{pc} equal to 45° , Snell's law $\sin \theta_R = \frac{V_{T-al}}{V_{pc}} \sin \theta_{pc}$ implies that the refraction angle θ_R is equal to -8.95° at the frequency $f=480\text{kHz}$.

The angles of refraction computed in the FEM simulation are slightly lower than the theoretical one. The more the distance from the interface increases, the more the value of angle of refraction gets closer to the analytical one. In fact, the analytical angle of refraction is defined in the far field area while the estimation of the refraction angle are performed in the near field area: at distance $x_2 \approx \lambda_T$ (line L_2 in Figure 2) or at the limit of the near field area: $x_2 \approx 3\lambda_T$ (line L_3), where λ_T is the wavelength of the transverse wave in aluminum (at $f=480\text{kHz}$, $\lambda_T = 6.4\text{mm}$).

A second spot corresponding to a positively refracted wave is present in Figure 4.a and 4.b. This is a grazing wave with an angle of refraction close to 90° . A positively refracted wave was also observed by Sukhovich *et al* [4] at the exit of a triangular array of steel cylinders immersed in water. They explain the origin of this wave by introducing a wavevector in the second Brillouin zone i.e $k_{CP} + g_{\Gamma X}$, with $g_{\Gamma X}$ the reciprocal lattice vector in the ΓX direction. Then, in the direction x_1 which is the direction of the incident wave, the Snell's law involving the wavevector component $k_{CP} + g_{\Gamma X}$ can be written as follows:

$$(k_{CP} + g_{\Gamma X}) \sin 45 = k_{T-alu} \sin \theta_R \quad (1).$$

In the next part, we propose an approach based on the diffraction effects associated with the interface in order to justify the observation of the positively refracted wave. This approach is not contradictory with the previous explanation given by Sukhovich *et al* but its advantage is to account for the limited width of the incident beam.

IV. LINEAR PHASED ARRAY MODEL

Let us interpret the refracted wave as an acoustic field radiated from a linear phased array.

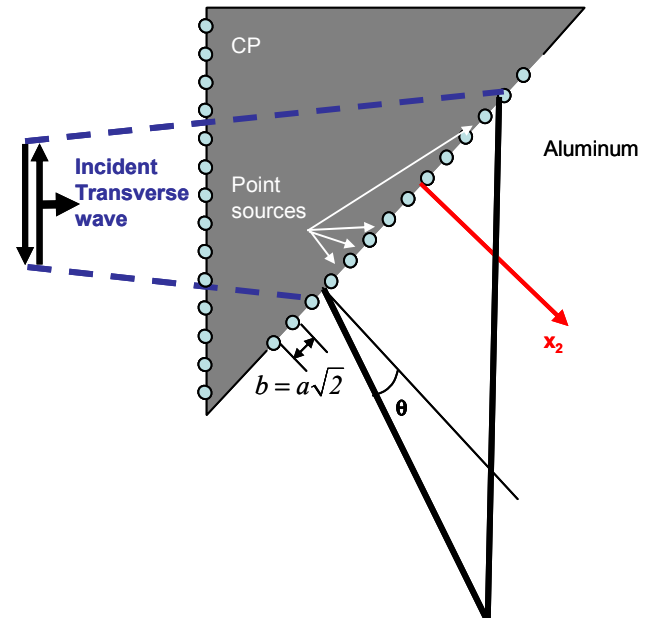


Figure 6. Phased array model

The coherent addition of the N phase shifted sources gives rise to the ultrasonic beam. From the point source array model, the beam directivity is calculated thanks to the following function [9] :

$$G_{res}(\theta) = \frac{\sin\left[\left(\Phi - k_{T-alu} b \sin\theta\right) \frac{N}{2}\right]}{\sin\left[\left(\Phi - k_{T-alu} b \sin\theta\right) \frac{1}{2}\right]} \quad (2)$$

where k_{T-alu} is the wave number of the transverse wave in aluminum, N is the number of point sources, $b = a\sqrt{2}$ the distance between the centers of two adjacent sources and Φ the phase shift between two adjacent sources.

The phase shift of the sources is due to the fact that incident wave propagating in the PC reaches the exit surface with path difference between two successive elements equal to a (the distance between two adjacent holes in ΓX direction). The corresponding phase delay between each adjacent source is then $\Phi = k_{cp}a$. The width of the transverse wave source is $l=2.54cm$. Accounting for the beam spreading through the PC, this leads to a number of point sources $N=10$.

At a frequency $f=480$ kHz, the transverse wavelength in aluminum is $\lambda_r = 6.4mm$, This value is quite the same as the source spacing $b \approx 5.5mm$. This fact does not satisfy the Nyquist sampling criterion which specifies that the sources spacing b should be less than half of the wavelength in order to avoid grating lobes [9, 10]. The directivity pattern computed from the function G_{res} with the different parameters indicated above in the FEM study is plotted in Figure 7.

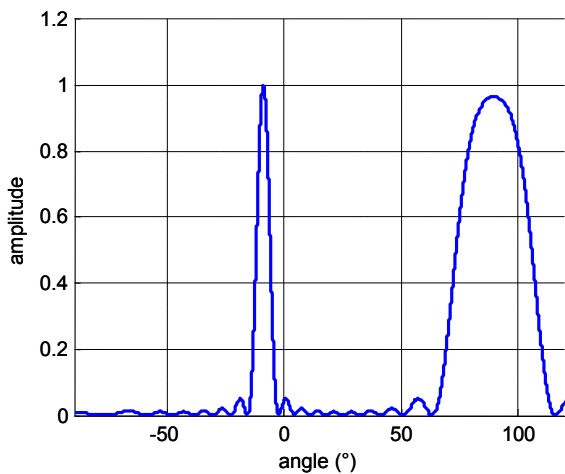


Figure 7. Directivity function G_{res} for a phased array ($\Phi = k_{cp}a$, $N=10$)

Two main lobes are present: the first is centered at $\theta=-8.95^\circ$, which is the angle of refraction computed in the previous

paragraph. The second lobe is a grating lobe centered at $\theta=90^\circ$. Figure 7 is in a good agreement with the FEM results; in addition it gives information about the angular spreading and the relative amplitude of each refracted beam.

V. CONCLUSION

The wave transmission through a phononic crystal and more particularly the coupling between external plane waves and Bloch waves inside the phononic crystals are detailed in this work. Both a negatively refracted transverse wave and a positively refracted transverse wave are observed. Diffraction effects at the exit interface of the PC are analyzed using a linear phased array model which describes bounded beam effects. Theoretical refraction angles predicted by band structure of the solid PC agree with numerical calculations beyond a “near-field distance” of several wavelengths.

ACKNOWLEDGMENT

This work is supported by the Agence Nationale de la Recherche : ANR-08-BLAN-0101-01, SUPREME project. The authors acknowledge also the support from the Fédération Acoustique du Nord Ouest FANO, FR-3110 CNRS.

REFERENCES

- [1] See the Phononic Crystal database at <http://www.phys.uoa.gr/phononics/PhononicDatabase.html>
- [2] J.H. Page, A. Sukhovich, S. Yang, M.L. Cowan, F. Van Der Biest, A. Tourin, M. Fink, Z. Liu, C.T. Chan, P. Sheng, Phys. Stat. Sol. (b) 15, 3454 (2004).
- [3] L. Feng, X-P. Liu, M.-H. Lu, Y.-B. Chen, Y.-F. Chen, Y.-W. Mao, J. Zi, Y.-Y. Zhu, S.-N. Zhu, N.-B. Ming, Phys. Rev. Letter 96, 014301 (2006).
- [4] A. Sukhovich, L. Jing, J.H. Page, Phys. Rev. B 77, 014301 (2008).
- [5] A.-C. Hladky-Hennion, J. O. Vasseur, B. Dubus, B. Djafari-Rouhani, D. Ekeom, B. Morvan, J. Applied Phys., 104, 064906 (2008).
- [6] A. Hladky-Hennion, B. Dubus, Vasseur, C. Granger, Y. Pennec, B. Djafari-Rouhani, B. Morvan. 2008 IEEE International Ultrasonics Symposium. Pekin, November 2-5, 2008.
- [7] ATILA Finite Element Code for Piezoelectric and Magnetostrictive Transducers Modeling, Version 5.2.1, User's Manual, ISEN, Acoustics Laboratory, Lille, France, (2002).
- [8] J. O. Vasseur, B. Djafari-Rouhani, L. Dobrzynski, M. S. Kushwaha and P. Halevi. Journal of Physics : Condensed Matter 6, 8759 (1994)
- [9] S-C Wooh, Y. Shi. Ultrasonic 36 (1998).
- [10] B. D. Steinberg, Principles of aperture and array system design, Wiley, New york, 1976.

Chapitre 6 : Perspectives de recherche

1 Réfraction négative et lentille haute résolution

Le projet ANR SUPREME fixe un certain nombre de perspectives concernant l'exploitation de la réfraction négative pour l'imagerie acoustique. La démonstration expérimentale de la réfraction négative d'une onde transverse ou longitudinale dans un cristal phononique à matrice solide a donc été réalisée. L'objectif est maintenant d'obtenir l'image réelle d'une source ponctuelle puis d'un objet étendu à travers une lentille solide. Ce qui est appelée lentille est en fait une couche plane (slab) réalisée dans le CP (voir figure 1). Cette étude sera réalisée en étroite collaboration avec une équipe du Laboratoire Imagerie et Cerveau (INSERM U 930) de l'Université de Tours. Cette équipe possède une expertise reconnue dans le domaine des applications médicales de l'imagerie ultrasonore.

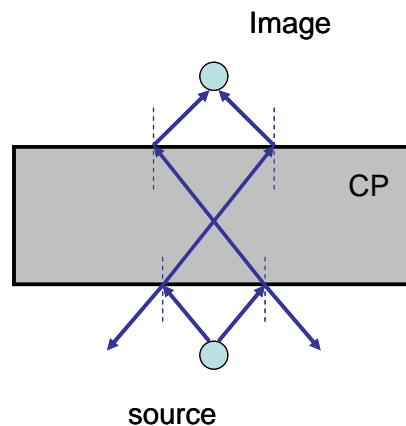


Figure 1 Image d'une source ponctuelle à travers une lentille à « réfraction négative ».

Nous étudierons expérimentalement le stigmatisme du dispositif en évaluant la convergence de l'image réelle obtenue par transmission à travers la lentille. Une excitation ponctuelle des ondes ultrasonores est dans ce cas souhaitable, celle-ci pourra être réalisée en utilisant un laser pulsé YAG (40 mJ) disponible au laboratoire. Une fois évalué le stigmatisme d'un point, il est nécessaire de le vérifier pour un objet étendu. Ceci consiste à déterminer l'aplanétisme du système. Une source telle qu'un transducteur piézoélectrique de contact de surface active circulaire pourra être utilisée. Il suffira par exemple d'évaluer la non circularité de l'image pour déterminer dans quelle mesure le système est aplanétique. Afin d'évaluer le pouvoir de résolution du dispositif, il faut caractériser l'image de deux sources proches. Il s'agit donc de formuler le critère de Rayleigh. Certains auteurs [1] ont déjà montré des résolutions inférieures à $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde.

2 Cristaux Phononiques et Filtrage

Nous avons lancé récemment, en collaboration avec Anne-Christine Hladky et Bertrand Dubus de l'IEMN (UMR CNRS 8520), l'étude d'un cristal phononique réalisé dans une céramique piézoélectrique, le PZT (Titano-Zirconate de Plomb). L'idée est de regrouper sur un support unique, les capteurs et le CP. L'application que nous avons choisie d'étudier est le filtrage. Le cristal phononique est constitué d'un arrangement de trous suivant un motif carré ou bien hexagonal. Le principe repose sur l'exploitation d'une bande interdite absolue dans la structure de bande du cristal phononique pour réaliser le filtrage sur des ondes guidées. La structure de bande théorique du cristal est déterminée par une méthode éléments finis pour des fréquences autour du GHz et pour des dépôts de PZT d'épaisseur $0.77\mu\text{m}$ sur des substrats de silicium. Les dimensions et les fréquences utilisées pour cette étude tiennent compte des applications visées et d'une intégration de ce type de filtre sur des micro-systèmes.

L'étude expérimentale est menée au LOMC. Cette étude est réalisée à des fréquences 1000 fois plus faibles pour des couches de PZT d'épaisseur 1mm. Cette transposition à l'échelle du millimètre facilite l'étude de la propagation des ondes et nous permet d'interpréter des résultats obtenus théoriquement en plus haute fréquence. Le perçage du cristal phononique a été réalisé par Aydin Dogan, Professeur à Anadolu University, Faculty of Engineering, Eskisehir, Turquie. L'émission et la réception des ondes guidées se font par des peignes interdigités déposés sur la surface de la couche de PZT. J'ai réalisé ces peignes au sein du LOMC sur un banc de photolithographie UV.



Figure 2 Cristal phononique réalisé dans une céramique piézoélectrique. Electrodes interdigitées pour la réception et l'émission des ondes guidées.

Sur l'échantillon présenté figure 2, la bande interdite a été clairement caractérisée expérimentalement, permettant d'obtenir une atténuation des ondes guidées de l'ordre de -30dB pour la fréquence centrale du gap. L'originalité de cette étude ne réside pas dans l'application visée mais dans la nature du filtre développé. En effet la réalisation du CP dans un matériau actif, en l'occurrence une céramique piézoélectrique, permet une intégration aisée en micro-électronique.

Par la suite, d'autres applications peuvent être déclinées en insérant par exemple des « défauts » dans le CP. Ceci permettrait d'ouvrir des bandes passantes dans les bandes

interdites. Cette perspective permet d'envisager la réalisation de guides d'ondes très confinés mais aussi des composants tels que des multiplexeurs/démultiplexeurs.

3- Evaluation de la rugosité

Le lien entre la densité spectrale de puissance du profil rugueux et les couplages de modes a été démontré. Il est tout à fait envisageable, à partir des conversions de modes observées dans différentes gammes de fréquences, de déterminer par résolution d'un problème inverse les caractéristiques (périodes spatiales, hauteurs de rugosité) d'un profil de surface. Cette évaluation peut être indifféremment menée avec des ondes de Lamb ou des ondes de cisaillement de type SH. Il est clair que pour que cette étude ait un véritable intérêt applicatif, il est nécessaire de s'intéresser à des rugosités bidimensionnelles. S'ajoute alors des effets de diffraction et de diffusion. J'envisage donc la suite de notre travail sur les rugosités de surface (aléatoire et périodique) dans la thématique END/CND avec des applications possibles dans le domaine du collage ou bien de la corrosion.

4- CP de dimensions finies

De nombreuses questions se posent encore au sujet du comportement des ondes à l'interface entre un CP et un milieu homogène. Nous avons commencé à étudier, par la méthode des éléments finis, le champ ultrasonore à proximité d'une interface avec un CP. Nous avons, entre autre, identifié une onde évanescence liée à la périodicité de l'interface de sortie. La présence d'ondes évanescences avait également été analysée (chapitre 3) lors de l'étude d'un réseau de surface de longueur limitée. Il avait été montré que celles-ci étaient surtout présentes aux interfaces, ce qui sous-entendait un rôle important dans la transmission de l'onde d'un milieu à l'autre. Il me semble qu'une étude spécifique doit être envisagée sur ce sujet car des questions liées au dimensionnement des CP pour l'imagerie se poseront nécessairement de même qu'il faudra définir précisément les notions de champ proche et de champ lointain pour ce type de lentille à base de CP.

5- Caractérisation de la microstructure

Depuis quelques années le laboratoire développe une activité forte autour du thème de l'évaluation non destructive des matériaux composites. Une étude récente, dans le cadre d'un contrat avec l'entreprise Aircelle (groupe SAFRAN), a notamment traité du problème du vieillissement thermique des composites. Il a été montré que le vieillissement entraîne de la micro fissuration. Pour ce type de défaut, il est nécessaire d'utiliser des ultrasons hautes fréquences (>10MHz), utilisés couramment en microscopie acoustique notamment pour des applications en imagerie de tissus biologiques. Le laboratoire envisage par le biais d'une demande d'équipement d'excellence dans le cadre du « Grand emprunt » d'investir dans un banc de mesure ultrasons hautes fréquences (centaine de MHz). Ceci permettra une diversification des applications et en particulier d'aborder le CND dans le domaine de la micro-électronique. En effet, l'augmentation des fréquences utilisées permettra d'atteindre des résolutions autorisant la détection de défauts tels que micro-fissures, micro-porosités ou

décollement dans des circuits imprimés. Les échanges que nous avons avec l'IEMN dans le cadre de la fédération de recherche FANO, seront un atout supplémentaire car nous pourrions bénéficier de leur expertise dans le domaine des micro-systèmes.

Références

- [1] A. Sukhovich, B. Merheb, K. Muralidharan, J. O. Vasseur, Y. Pennec, P. A. Deymier and J. H. Page, “Experimental and theoretical evidence for subwavelength imaging in phononic crystals”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, no. 15, pp. 154301 (1–4), (2009).
- [2] T. T. Wu, L. C. Wu, Z. G. Huan. “Frequency band-gap measurement of two-dimensional air/silicon phononic crystals using layered slanted finger interdigital transducers”. *J. Appl. Phys.* 97:094916, (2005)
- [3] S. Benchabane S, A. Khelif, J. Y. Rauch, L. Robert, V. Laude, «Evidence for complete surface wave band gap in a piezoelectric phononic crystal». *Phys. Rev. E* 73, 065601, (2006).