



HAL
open science

GENERATION ET DETECTION D'ONDES DE LAMB A L'AIDE DE P(VF rVFJ) :APPLICATION A LA MESURE DE DENSITES DE LIQUIDES

Luciano Scandelari

► **To cite this version:**

Luciano Scandelari. GENERATION ET DETECTION D'ONDES DE LAMB A L'AIDE DE P(VF rVFJ) :APPLICATION A LA MESURE DE DENSITES DE LIQUIDES. Energie électrique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1999. Français. NNT: . tel-00782778

HAL Id: tel-00782778

<https://theses.hal.science/tel-00782778>

Submitted on 30 Jan 2013

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

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

T 568



**UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE**

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : PHYSIQUE – METHODES PHYSIQUES EXPERIMENTALES

Présentée et soutenue publiquement

par

SCANDELARI Luciano

Le 6 Janvier 1999

**GENERATION ET DETECTION D'ONDES DE LAMB A
L'AIDE DE $P(VF_2-VF_3)$:APPLICATION A LA MESURE
DE DENSITES DE LIQUIDES**

**Directeurs de thèse : BENECH Philippe
NOURY Norbert**

COMPOSITION DU JURY

M. J. DEMONGEOT	Université Grenoble I	<i>Président</i>
M. D. ESTEVE	CNRS Université Toulouse III	<i>Rapporteur</i>
M. M. LETHIECQ	Université Tours	<i>Rapporteur</i>
M. Ph. BENECH	Université Grenoble I	<i>Examineur</i>
M. N. NOURY	Université Grenoble I	<i>Examineur</i>
M. D. ROYER	Université Paris VII	<i>Examineur</i>

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG)

**UNIVERSITE JOSEPH FOURIER – GRENOBLE 1
SCIENCES & GEOGRAPHIE**

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER

Discipline : **PHYSIQUE – METHODES PHYSIQUES EXPERIMENTALES**

Présentée et soutenue publiquement

par

SCANDELARI Luciano

Le 6 Janvier 1999

**GENERATION ET DETECTION D'ONDES DE LAMB A
L'AIDE DE $P(VF_2-VF_3)$: APPLICATION A LA MESURE
DE DENSITES DE LIQUIDES**

Directeurs de thèse : **BENECH Philippe**
NOURY Norbert

COMPOSITION DU JURY

M. J. DEMONGEOT	Université Grenoble I	<i>Président</i>
M. D. ESTEVE	CNRS Université Toulouse III	<i>Rapporteur</i>
M. M. LETHIECQ	Université Tours	<i>Rapporteur</i>
M. Ph. BENECH	Université Grenoble I	<i>Examineur</i>
M. N. NOURY	Université Grenoble I	<i>Examineur</i>
M. D. ROYER	Université Paris VII	<i>Examineur</i>

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG)



A Dieu
A mes Parents
A Lilia
A Rafael
A Juliana



REMERCIEMENTS

Les travaux présentés dans ce mémoire ont été effectués au Laboratoire d'Electrotechnique de Grenoble (LEG), au sein de l'équipe Machines, sous la direction de Monsieur Philippe BENECH, que je tiens à remercier vivement, pour ses conseils scientifiques importants, sa compétence et sa disponibilité.

Je tiens également à remercier Monsieur Norbert NOURY, Maître de Conférences à l'Université Joseph Fourier, pour avoir encadré ce travail de thèse. Il a su par ses conseils et par son implication dans mon travail, avec compétence et gentillesse, apporter une très forte contribution à l'aboutissement de cette thèse.

Je remercie Monsieur Jean-Claude SABONNADIÈRE, ancien directeur du LEG, et son successeur Monsieur Jean Pierre ROGNON, pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire.

Je suis très reconnaissant à l'égard de Monsieur Daniel ESTEVE, Directeur de Recherche au LAAS à Toulouse, de me faire l'honneur d'être rapporteur de cette thèse.

Mes sentiments de reconnaissance vont aussi à Monsieur Marc LETHIECQ, Professeur à l'Université de Tours, pour la confiance qu'il m'a témoignée en acceptant d'être rapporteur de cette thèse.

J'exprime également mes plus sincères remerciements à Monsieur Jacques DEMONGEOT, Professeur à l'Université de Grenoble I, et à Monsieur Daniel ROYER, Professeur à l'Université de Paris VII, pour avoir accepté d'être président et examinateur de cette thèse.

Je ne saurais oublier Monsieur Pierre BENECH et Aude BOUCHARD du LEMO pour l'aide qu'ils m'ont apportée dans la réalisation des électrodes en salle blanche.



Je tiens à remercier le Conseil National pour le Développement Scientifique et Technologique (CNPq) du Ministère de la Science et Technologie du Brésil, et le Centre Fédérale d'Education technologique du Paraná (CEFET-PR), tous organismes Brésiliens, pour leur soutien pendant la durée de ce travail.

J'associe à mes remerciements, l'ensemble des membres du LEG. Je pense particulièrement à toute l'équipe Machines.

Il m'est aussi agréable de remercier Messieurs Eric CHAMBERROD et Emil NOVAKOV ainsi que mes collègues thésards, spécialement Makdam et Richard a qui je souhaite bonne chance.

SOMMAIRE

INTRODUCTION	5
CHAPITRE 1. LE PVF ₂ ET SES COPOLYMERES P(VF ₂ -VF ₃)	9
1.1. Introduction	9
1.2. Le Polyfluorure de Vinylidene (PVF ₂)	9
1.3. Le Copolymères P(VF ₂ -VF ₃)	13
1.4. Origine de la piézoélectricité dans le PVF ₂ et ses copolymères P(VF ₂ -VF ₃)	15
1.5. Caractéristiques physiques du PVF ₂ et de ses Copolymères P(VF ₂ -VF ₃)	15
1.6. Conclusion	17
CHAPITRE 2. GÉNÉRALITÉS SUR LES ONDES ÉLASTIQUES	18
2.1. Introduction	18
2.2. Propagation des ondes de volume dans des milieux anisotropes	19
2.3. Cas d'un milieu isotrope	21
2.4. Ondes de surface	24
2.4.1. Ondes de Rayleigh	24
2.4.2. Ondes de Bleustein - Gulyaev	25
2.4.3. Ondes de Stoneley (1924)	26
2.4.4. Ondes de Love (1911)	26
2.4.5. Ondes de plaque	26
2.5. Conclusion	27
CHAPITRE 3. PRESENTATION DES ONDES DE LAMB	29
3.1. Introduction	29
3.2. Equations de propagation dans la plaque libre	29
3.3. Equations de propagation dans la plaque en contact avec un liquide	36
3.4. La sensibilité gravimétrique	42
3.4.1. Mode de flexion	43
3.4.2. Résonateur à ondes de volume	44
3.4.3. Ligne à retard à ondes de Rayleigh	45
3.4.4. Tableau Comparatif	47
3.5. Conclusion	48
CHAPITRE 4. GÉNÉRATION ET DÉTECTION DES ONDES DE LAMB	50
4.1. Introduction	50

4.2.	Transducteurs Mécaniques	51
4.2.1.	Méthode du prisme (Wedge)	51
4.2.2.	Méthode de Sokolinskii	53
4.3.	Transducteurs à couplage piézoélectrique direct	53
4.3.1.	Transducteurs à électrodes interdigitales	54
4.3.2.	Transducteurs à réseau d'électrodes	56
4.4.	Conclusion	57
CHAPITRE 5. ANALYSE ET MODELISATION		59
5.1.	Introduction	59
5.2.	Dispositif de génération des ondes de Lamb	59
5.3.	Description du dispositif à ondes de Lamb	60
5.4.	Calcul de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique	60
5.4.1.	Evaluation des pertes diélectriques et de la permittivité du P(VF ₂ -VF ₃)	63
5.4.2.	Evaluation de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique	65
5.4.3.	Evaluation de l'impédance électrique du transducteur en mode émission	67
5.4.4.	Evaluation de la contrainte avec adaptation d'impédance électrique	69
5.5.	Calcul de la vitesse du mode a ₀ normal à la surface de la plaque	71
5.5.1.	Structure d'analyse et hypothèses	71
5.5.2.	Prise en compte des conditions aux limites imposées par l'émetteur	72
5.5.3.	Calcul de la vitesse normale à la surface loin de la zone d'excitation	75
5.6.	Détermination du pas du réseau d'électrodes	77
5.7.	Evaluation des pertes de propagation.	79
5.8.	Calcul de la tension de sortie.	81
5.9.	Conclusion	84
CHAPITRE 6. DESCRIPTION DU SYSTEME		86
6.1.	Introduction	86
6.2.	Structure du système électronique	86
6.2.1.	Partie génération du signal	87
6.2.1.1.	La synthèse directe	88
6.2.1.2.	La synthèse indirecte	88
6.2.1.3.	Synthèse numérique directe	90
6.2.1.4.	Description du générateur	91
6.2.2.	Partie acquisition du signal	93
6.2.2.1.	Le convertisseur Analogique-Numérique	94
6.2.2.2.	Les mémoires FIFO	96
6.3.	Implémentation du calcul des paramètres de l'onde	96
6.3.1.	Implémentation du calcul de la vitesse de groupe	97
6.3.2.	Implémentation du calcul de la vitesse de phase	99
6.4.	Caractérisation de l'instrument développé	100
6.5.	Conclusion	101
CHAPITRE 7. RESULTATS EXPERIMENTAUX		103

7.1.	Introduction	103
7.2.	Essais sur une plaque en aluminium libre	103
7.2.1.	Conditions expérimentales	103
7.2.2.	Influence de la température sur la fréquence de synchronisme	105
7.2.2.1.	Influence de la température sur la vitesse longitudinale du substrat	106
7.2.2.2.	Influence de la température sur la vitesse transverse du substrat	108
7.2.3.	Influence de la température sur le temps de propagation	109
7.2.3.1.	Influence de la dilatation thermique du substrat	111
7.2.3.2.	Influence de la variation de la vitesse de phase	112
7.2.4.	Influence de la température sur la tension de sortie	113
7.3.	Effet de la charge d'un liquide sur les caractéristiques de l'onde	114
7.3.1.	Conditions expérimentales	115
7.3.2.	Mesure des vitesses acoustiques dans les liquides	115
7.3.3.	Mesure de la densité des liquides par pesage	117
7.3.4.	Influence de la température sur la fréquence de synchronisme	118
7.3.5.	Influence de la température sur la vitesse de groupe	121
7.3.6.	Influence de la température sur la tension de sortie	126
7.4.	Détermination de la densité des liquides à partir de la fréquence de synchronisme	128
7.5.	Autres applications – La mesure de niveau de liquides	129
7.5.1.	Description du dispositif	129
7.5.2.	Détermination du niveau du liquide	131
7.6.	Conclusion	132
CONCLUSION		136
ANNEXE A – ÉQUATIONS D'INTERPOLATION POUR LA CONSTANTE DIÉLECTRIQUE RELATIVE ϵ_R ET LA TANGENTE DE PERTES ÉLECTRIQUES $\tan\delta_E$		140
ANNEXE B – CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX UTILISÉS		141
ANNEXE C – DÉTERMINATION DES CONSTANTES DE L'ÉQUATION D'EXCITATION DES ONDES DE LAMB		142
BIBLIOGRAPHIE		150
ARTICLES PUBLIES PENDANT LA PREPARATION DE CETTE THESE		162

INTRODUCTION

Lorsqu'on observe les ondes élastiques se propageant dans une plaque fine, notre curiosité ne manque pas d'envisager l'impact sur les paramètres de propagation de cette onde, que pourrait avoir la présence d'un liquide chargeant un côté de la plaque.

Un tel dispositif pourrait alors peut être permettre d'envisager de déterminer en continu et de manière non invasive certaines caractéristiques physiques du liquide, telles que sa densité.

Parmi les "ondes de plaque" qui ont été observées et répertoriées par nos prédécesseurs, les ondes de Lamb [1] seraient très appropriées car justement leurs vitesses sont très sensibles aux conditions à la surface de la plaque [2].

Normalement, les dispositifs à ondes de Lamb sont conçus pour travailler à faible produit fréquence-épaisseur de la plaque, pour lequel le mode antisymétrique a_0 peut être obtenu avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide en contact avec une face de la plaque. Cette caractéristique est fort intéressante, puisque dans ces conditions l'onde de Lamb peut se propager sans irradier son énergie dans le liquide [3, 4], et le fonctionnement dans la gamme des basses fréquences permet la mise en œuvre de dispositifs électroniques bon marché.

Depuis plus de dix ans, de telles structures ont été construites en utilisant des films minces [2, 5], pour lesquels l'épaisseur du support de propagation de l'onde est très faible par rapport à la longueur d'onde, ce qui autorise la propagation du mode a_0 de l'onde de Lamb à une vitesse faible (e. g. 474 m/s) et à basse fréquence (e. g. 4,6Mhz). D'autres dispositifs ont vu le jour [6, 7], mais la finesse de la membrane rend sa fabrication et sa manipulation délicates.

Au cours d'un travail de thèse initié en 1992 par M. Dali-Ali [8], le PVF_2 et son copolymère $P(VF_2-VF_3)$ avaient été utilisés pour la génération d'ondes de Rayleigh sur

des matériaux non piézoélectriques. Dans le cadre de ce travail, une des études consistait à observer le comportement d'onde se propageant à la surface d'un récipient plastique en présence d'un liquide. Cette recherche révéla des points intéressants :

- Le $P(VF_2-VF_3)$ présente des performances supérieures à celles du PVF_2 en particulier pour la génération et la détection des ondes de surface.
- Les ondes de Rayleigh sont peu appropriées à la caractérisation de liquides, car elles s'atténuent très rapidement en présence de ces derniers.
- Le développement d'un système électronique dédié à la génération et à la détection des ondes serait un atout important pour l'automatisation des mesures et ouvrirait des nouvelles perspectives pour les applications industrielles.

Quand nos travaux débutèrent en 1995, notre objectif était de comprendre et d'améliorer les performances de ce type de dispositif pour des applications de capteur pour des milieux liquides. Nous avons alors utilisé le même principe de base, mettant en œuvre le $P(VF_2-VF_3)$ comme élément d'excitation des ondes dans des milieux non-piézoélectriques. Nous nous sommes alors orientés vers les ondes de Lamb, pour obtenir une sensibilité importante du dispositif en présence d'un liquide.

La première utilisation du PVF_2 pour la génération d'ondes de surface remonte à 1978 lorsque E. Dieulesaint et D. Royer réalisent une ligne à retard sur un support métallique (duralumin). Ils mesurent alors l'atténuation de l'onde et son temps de propagation. Nasr [9] a ensuite utilisé le PVF_2 pour la génération des ondes de Scholte. Wagers [10] et Toda [11] ont généré directement des ondes de Lamb dans le PVF_2 , et ont étudié la dépendance de ses paramètres en fonction de la température. Monkhouse [12] a utilisé le PVF_2 pour la génération des ondes de Lamb dans des structures. Depuis, aucun travail à notre connaissance, n'a exploité le PVF_2 ou son copolymère $P(VF_2-VF_3)$ pour la génération et la détection des ondes de Lamb.

Le choix du $P(VF_2-VF_3)$ comme élément piézoélectrique réside dans ses caractéristiques physiques particulières. L'effet de son poids sur le substrat peut être négligé à cause de sa faible densité. Il est disponible en feuilles et par sa flexibilité il

peut s'adapter à des surfaces courbes.

Dans cette thèse sont présentés trois aspects qui composent l'essentiel de notre travail : le premier est la présentation d'une structure physique destinée à la génération et à la détection des ondes de Lamb. Cette structure se destine aux applications industrielles, telles que la mesure en continu de la densité de liquides.

Le deuxième aspect est la modélisation complète du dispositif, qui comprend la génération, la propagation et la détection de l'onde, de façon à connaître l'influence du milieu de propagation sur la propagation de l'onde.

Le troisième aspect est la conception et la réalisation d'une électronique développée pour permettre le contrôle du dispositif à ondes de surface. Ceci facilite la mesure du signal de sortie en fonction du signal d'excitation, et ensuite le calcul des paramètres de l'onde de Lamb. La partie logicielle qui pilote cette électronique met en œuvre un algorithme de calcul du temps de vol entre l'onde émise et l'onde détectée.

Notre exposé se divise en sept chapitres.

Le premier chapitre débute par un rappel des caractéristiques du PVF_2 et de son copolymère $P(VF_2-VF_3)$.

Le deuxième chapitre traite des équations de propagation des ondes élastiques et répertorie les principaux types d'ondes de surface.

Au cours du troisième chapitre nous présentons une description de la propagation des ondes de Lamb dans les milieux isotropes. Les équations de dispersion sont présentées au travers de l'analyse de la sensibilité gravimétrique des principaux types de capteurs à ondes de volume ou de surface.

Le quatrième chapitre présente les principales méthodes de génération et de détection des ondes de Lamb.

Le cinquième chapitre est consacré à l'analyse et à la modélisation, du dispositif que nous avons retenu pour la génération d'ondes de Lamb, et des phénomènes liés à la propagation pour une charge liquide d'un côté de la plaque.

Le sixième chapitre traite de la partie électronique du système, ainsi que des algorithmes développés pour le calcul du temps de propagation de l'onde et la détermination de sa vitesse de phase.

Le septième chapitre regroupe nos résultats expérimentaux liés à la caractérisation de l'onde en fonction de la température et de la densité des liquides en contact avec la plaque. Nous présentons aussi d'autres applications envisageables du dispositif.

CHAPITRE 1. LE PVF_2 ET SES COPOLYMERES $P(VF_2-VF_3)$

1.1. Introduction

Le polyfluorure de vinylidène (PVF_2 ou $PVDF$) est un matériau plastique résistant et chimiquement inerte, doté d'une faible constante diélectrique. La découverte de la piézoélectricité dans le $PVDF$ par Kawai [13], en 1969, a redonné un nouvel élan aux recherches sur ce matériau. Ses caractéristiques inhérentes (malléabilité, faible impédance acoustique, performance acoustique dans une large bande et disponibilité en feuilles de grandes dimensions), favorisent l'utilisation du $PVDF$ dans diverses applications de transducteurs (hydrophones, microphones, capteurs d'ondes de choc, interrupteurs, capteurs de pression, sondes ultrasonores pour échographie, capteurs pour contrôles non-destructifs...).

Le $PVDF$ doit d'être étiré et polarisé pour produire un transducteur piézoélectrique. Cette caractéristique limite la fabrication de transducteurs à base de $PVDF$, qui sont disponibles seulement en feuille de film. Plus récemment (1978) sont apparus les copolymères de fluorure de vinylidène et de trifluoroéthylène, notés $P(VF_2-VF_3)$ ou $P(VDF-TrFE)$ [14, 15]. Ces copolymères ont suscité l'intérêt de la communauté scientifique non seulement par la présence d'une transition de Curie (température au-dessus de laquelle le matériau perd ses propriétés piézo-électriques) qui confirme la ferroélectricité de ces matériaux, mais aussi pour leur principale différence avec le PVF_2 : ils cristallisent directement, à partir de l'état fondu et dans une large gamme de composition, dans une phase polaire (phase bêta) analogue à la phase ferroélectrique du PVF_2 .

1.2. Le Polyfluorure de Vinylidene (PVF_2)

Le PVF_2 (ou $PVDF$) fut synthétisé pour la première fois en 1901 par Swarts. Il est constitué principalement de chaînes linéaires de formule $(CH_2 - CF_2)_n$, obtenu par polymérisation radicalaire du monomère $CH_2 = CF_2$, le difluoroéthylène (ou fluorure de vinylidène).

Le PVF_2 étant un polymère semi-cristallin, il présente une phase cristalline et une phase amorphe. La phase amorphe est constituée de chaînes moléculaires désordonnées, qui représentent environ la moitié du volume du matériau et déterminent l'essentiel de ses propriétés mécaniques [16, 17]. La phase cristalline peut présenter quatre structures distinctes dont trois polaires (β , γ , δ) et une non polaire α .

La phase cristalline est constituée de chaînes moléculaires repliées sur elles mêmes pour former une région ordonnée plus compacte qui se présente sous forme de lamelles dans un arrangement radial. Ces lamelles sont liées entre elles par des portions de chaînes désordonnées (zone amorphe). L'ensemble se présente sous forme de sphérolites (diamètre de l'ordre du μm), dont le centre (appelé centre de nucléation) est le point de convergence de l'arrangement radial des lamelles, voir figure 1.1.

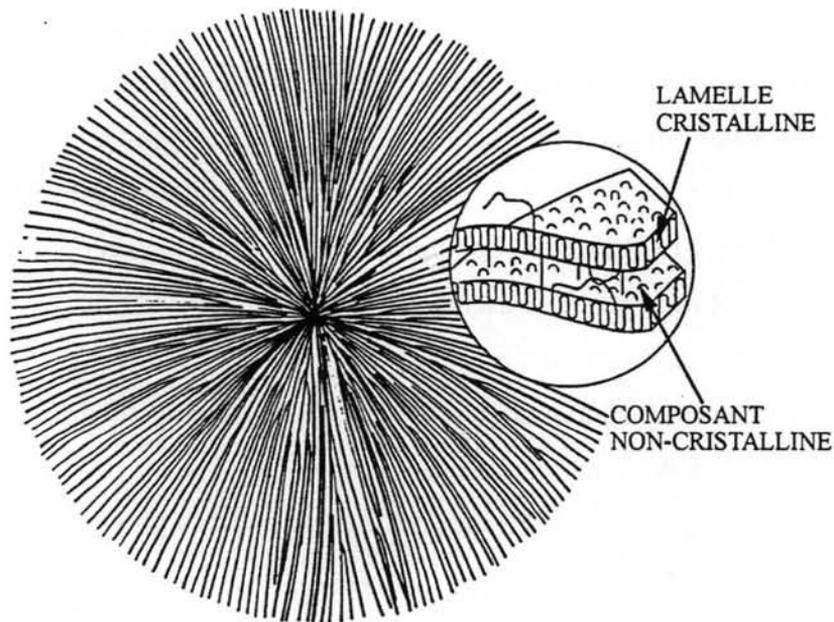


Figure 1.1 : Diagramme schématique d'un sphérolite montrant la disposition radiale des ses lamelles cristallines et localisation des composants non cristallins.

Les polymères sont généralement traités mécaniquement (étirement uniaxial ou biaxial) pour améliorer leurs propriétés physiques. Les sphérolites se déforment et prennent une forme ellipsoïdale pour de faibles élongations. Lorsque l'étirement est

important, la morphologie devient fibrillaire, comme la montre la figure 1.2 dans le cas du PVF_2 mono-étiré; et les chaînes moléculaires recristallisent en s'orientant dans la direction de l'étirement.

Notons qu'à la pression atmosphérique, le PVF_2 peut cristalliser à partir du polymère fondu (ou en solution). Le taux de cristallinité obtenu est proche de 50%, et la masse volumique moyenne est voisine de $1,8.10^3 \text{ kg/m}^3$.

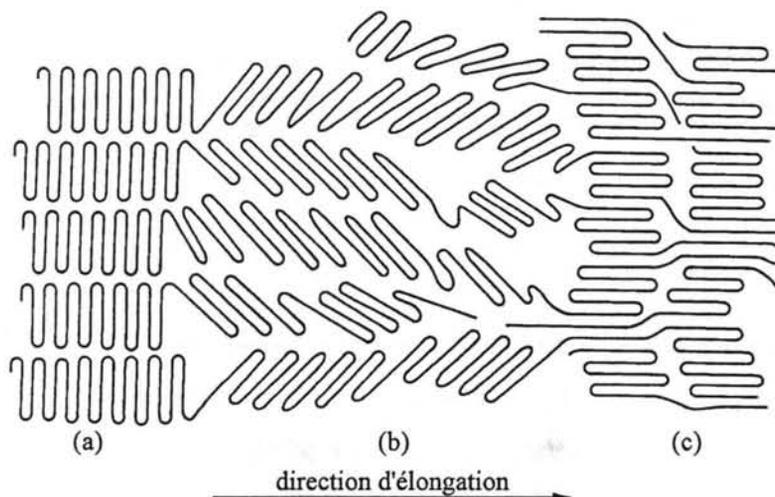


Figure 1.2 : Représentation schématique de la déformation et réorientation des cristaux du polymère soumis à un étirement uniaxial. (a) Cristaux non étirés; (b) Étirement et réorientation; (c) Fibres réorientées.

Le polymorphe du PVF_2 le plus couramment obtenu est la phase α . À partir de la structure cristalline α centrosymétrique, qui ne présente pas de propriétés piézoélectriques, on peut obtenir une structure cristalline non centrosymétrique (β) par étirement uniaxial ou biaxial ou par compression sous haute pression hydrostatique [16, 17]. Nous ne donnons pas ici le diagramme de transitions des différentes phases cristallines, mais c'est la phase β qui nous intéresse, car elle présente la plus grande activité piézoélectrique. D'autre part, le PVF_2 peut être obtenu directement par cristallisation à partir de l'état fondu en phase β sous une pression d'environ 3500 bars et une température de 300°C [18]. La mise en œuvre de ce procédé est très lourde et la haute pression peut entraîner une dégradation importante des caractéristiques du polymère.

Quelle que soit la phase polaire obtenue, le moment dipolaire de chacun des cristaux est orienté de façon aléatoire dans le matériau, de sorte que la polarisation macroscopique est nulle [19]. Ainsi, pour obtenir une bonne activité piézoélectrique, le PVF_2 orienté (en phase β) doit être polarisé électriquement : il s'agit d'orienter la polarisation ferroélectrique des cristaux suivant un champ électrique appliqué perpendiculairement au plan du film. Deux procédés courants sont utilisés. L'un consiste à appliquer à haute température (typiquement 80 à 130 °C), et pendant 15 à 120 minutes, un champ électrique proche (mais inférieur) au champ coercitif maximal, de l'ordre de 30 à 120 V/ μm , entre les électrodes métalliques déposées sur les faces du film polymère (Fig. 1.3). La deuxième technique est la polarisation par décharge corona, dont les avantages sont la rapidité du processus (de l'ordre d'une dizaine de secondes) et un effet piézoélectrique plus stable en température. Une troisième technique de polarisation du PVF_2 est la polarisation par "cycle d'hystérésis", procédé original développé à l'ISL (Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis [20, 21]). Il consiste à appliquer à l'échantillon un signal sinusoïdal haute tension à très basse fréquence, 1 Hz typiquement, et dont l'amplitude est supérieure au champ coercitif [21].

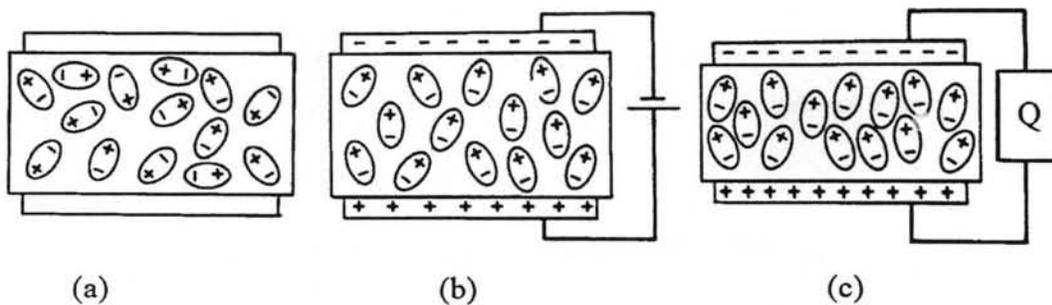


Figure 1.3 : Représentation schématique d'un film piézoélectrique avec électrodes conductrices sur les surfaces opposées. (a) Les dipôles moléculaires orientées aléatoirement avant l'application du champ électrique polarisant. (b) Les dipôles moléculaires orientées pendant l'application du champ électrique polarisant. (c) La compression du film entraîne l'apparition de charges sur les faces du matériau.

Il est à noter que les propriétés piézoélectriques dépendent fortement de la polarisation rémanente du matériau [22, 23].

1.3. Le Copolymères P(VF₂-VF₃)

Les copolymères de fluorure de vinylidène sont composés de monomères (-CH₂-CF₂-) ou VF₂, et trifluoroéthylène (-CHF-CF₂-), ou VF₃. Ce sont des copolymères à chaînes linéaires, les deux sortes de monomères étant répartis de façon aléatoire le long de ses chaînes [15].

L'homopolymère VF₂ (polytrifluoroéthylène) est un matériau semi-cristallin qui cristallise dans une structure à conformation hélicoïdale. Les copolymères P(VF₂-VF₃), synthétisés par polymérisation en émulsion (les monomères étant gazeux), présentent une plus faible proportion de défauts "tête-tête" et "queue-queue" que le VF₂. Leur composition est représentée par les pourcentages molaires respectifs des deux monomères. Le taux de cristallinité de ces matériaux dépend de leur composition et du processus de mise en œuvre. La morphologie des polymères P(VF₂-VF₃) est semblable à celle du VF₂ (sphérolitique s'ils ne sont pas orientés et fibrillaire s'ils le sont) avec une différence puisque ces matériaux sont plus cristallins [24].

La phase amorphe est difficile à observer à cause du fort taux de cristallinité de ces polymères. Le comportement en fréquence et en température de ces copolymères est analogue à celui de la phase amorphe du VF₂. Cette phase est caractérisée par une transition vitreuse autour de -30°C.

Selon les pourcentages molaires des monomères VF₂ et VF₃, les copolymères P(VF₂-VF₃) peuvent être divisés en trois groupes [17]:

- le groupe A: de 0 à 60% en VF₂
- le groupe B: de 60 à 82% en VF₂
- le groupe C: de 82 à 100% en VF₂

Les matériaux du groupe C cristallisent en phase α qui peut être transformée en phase β par étirement. Leur comportement en température est identique à celui du PVF₂, en particulier les températures de fusion sont très voisines. Dans le groupe B, les

matériaux cristallisent par refroidissement à partir de l'état fondu directement en phase β ; on évite ainsi l'étirement indispensable dans le cas du PVF_2 .

La transition de Curie est observable pour des compositions comprises entre 50 et 80% de VF_2 environ. La température de Curie (T_c) augmente presque linéairement avec le taux de concentration en VF_2 [22]; c'est pourquoi cette transition n'est pas observée sur le PVF_2 (elle se produirait à une température légèrement supérieure à celle de la fusion T_m).

Dans le groupe A, T_c est nettement plus basse que T_m et n'est observable qu'à partir de 50% de VF_2 . Le groupe B se caractérise par une transition franche et un hystérésis thermique important (pour une concentration de 70% en VF_2 , $T_c=100^\circ\text{C}$ en chauffe et $T_c=70^\circ\text{C}$ en refroidissement); T_c est plus basse que T_m . Dans le groupe C, il n'y a pas de transition de Curie.

En pratique, il est conseillé de ne pas faire fonctionner le PVF_2 au delà de 90°C au risque de dépolariiser le matériau. En ce qui concerne les copolymères, il est recommandé de ne pas dépasser la transition de Curie pour les mêmes raisons. Cependant pour les copolymères la température de fonctionnement peut atteindre 130 à 150°C .

Nous retiendrons que les propriétés physiques (structure, piézoélectricité, propriétés mécaniques et thermiques...) des copolymères $P(VF_2-VF_3)$ dépendent du pourcentage en VF_2 , mais aussi du taux de cristallinité et de la polarisation rémanente. Le groupe B est celui présentant une forte piézoélectricité, ainsi les polymères cristallisant directement en phase β , doivent être non seulement polarisés électriquement mais aussi stabilisés en température pour être utilisables.

Les copolymères $P(VF_2-VF_3)$ du groupe B diffèrent du PVF_2 , principalement par :

- leur phase ferroélectrique naturelle (sans laminage ni étirage),

- leur cristallinité élevée (85 à 90% [25]),
- l'existence et l'ajustabilité de leur température de Curie en fonction de leur composition, celle-ci variant entre 70°C et 160°C.

1.4. *Origine de la piézoélectricité dans le PVF_2 et ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$*

Les origines physiques des propriétés piézoélectriques (et pyroélectriques) de ces matériaux sont restées longtemps controversées. De nombreux modèles ont été avancés afin d'expliquer ces propriétés [26, 27, 28]. Le modèle couramment admis est celui de cristallites ferroélectriques noyées dans une matrice amorphe. Il apparaît que l'activité piézoélectrique (et pyroélectrique) de ces matériaux provient à la fois:

- des variations de leurs dimensions géométriques (effet de poisson) dues à la contrainte ou à la température;
- des variations de la polarisation des cristallites dues à la contrainte ou à la température (effets intrinsèques);
- des variations de permittivité (effets d'électrostriction) dues à la déformation.

1.5. *Caractéristiques physiques du PVF_2 et de ses Copolymères $P(VF_2-VF_3)$*

Le tableau 1.1 présente les propriétés électromécaniques du PVF_2 et de ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$ comparées à celles d'une céramique PZT. Les valeurs présentées dans ce tableau sont obtenues pour des fréquences allant de 10 à 50 MHz à température ambiante. Les propriétés électriques, mécaniques et piézo-électriques des polymères piézo-électriques dépendent fortement des conditions de fabrication [19, 29, 30, 31].

Le PVF_2 et ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$ sont des matériaux souples à faible densité, à faible vitesse du son, à faible impédance itérative et présentant un

amortissement mécanique relativement important à haute fréquence. Leur impédance acoustique est voisine de celle de l'eau ($1,4 \times 10^6 \text{ kg/m}^2\text{s}$) et par conséquent de celle du corps humain; de ce fait, ces matériaux sont bien adaptés pour l'émission comme pour la réception d'ondes acoustiques dans les milieux biologiques (capteurs médicaux) ou sous marins, ou encore à travers d'autres polymères.

Propriétés	PVF_2	$P(VF_2-VF_3)$	PZT-4
Masse volumique $\rho(\text{kg/m}^3).10^3$	1,78	1,88	7,5
Vitesse du son en épaisseur $V_L \text{ (m/s)}$	2260	2400	4630
Impédance acoustique $Z \text{ (kg/m}^2\text{s)}.10^6$	4,02	4,51	34,4
Constante élastique $C_{33}^D \text{ (N/m}^2\text{)} \times 10^9$	9,1	11,3	159
Constantes piézoélectriques			
$e_{33} \text{ (C/m}^2\text{)}$	-0,14	-0,22	15,1
$d_{33} \text{ (C/N)}.10^{-12}$	-30	-32	140
$h_{33} \text{ (V/m)}.10^9$	-2,6	-4,7	2,7
Facteur de couplage électromécanique k_t	0,2	0,30	0,51
Permittivité relative ϵ_r	6,2	5,3	635
Tangente des pertes diélectriques $\tan \delta_e$	0,25	0,14	0,02
Tangente des pertes mécaniques $\tan \delta_m$	0,10	0,04	0,004
Champ coercitif $(V/\mu\text{m})$	45	36	0,7

Tableau 1.1 : Principales propriétés du $PVDF$, et de son copolymère $P(VF_2-VF_3)$, comparées à celles de la céramique PZT-4.

Le facteur de couplage électromécanique K est de 0,2 à 0,3, une valeur bien plus faible que celle des céramiques (PZT). Les champs électriques maximaux applicables aux polymères sont supérieurs à ceux que supportent les céramiques, du fait que les champs coercitifs sont plus élevés dans ces polymères [32], de sorte qu'on peut appliquer une énergie électrique supérieure sur le $PVDF$ et donc obtenir une énergie mécanique du même ordre que celle d'une céramique PZT.

La constante diélectrique des polymères est plus faible que celle des céramiques; et le coefficient de pertes diélectriques est plus élevé. Les coefficients piézo-électriques en charge des céramiques sont plus élevés que ceux des polymères à base de PVF_2 . Les coefficients en tensions sont plus élevés que ceux des céramiques.

Les caractéristiques de ces polymères (c_{33} , ϵ_{33} , $tg\delta_m$, $tg\delta_e$) varient à la fois avec la température et la fréquence. Ces différentes grandeurs varient dans le même sens qu'il s'agisse du PVF_2 ou de ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$.

Enfin, la comparaison entre le PVF_2 et ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$ montre que le $P(VF_2-VF_3)$ possède un coefficient de couplage électromécanique plus élevé et des pertes mécaniques et diélectriques plus faibles, ce qui le rend plus attractif que le PVF_2 .

1.6. Conclusion

En résumé, retenons que le PVF_2 doit être orienté mécaniquement, polarisé électriquement, et stabilisé thermiquement pour bénéficier des caractéristiques piézo-électriques.

Les propriétés physiques des copolymères $P(VF_2-VF_3)$ dépendent du taux de concentration en VF_2 , du recuit et de la polarisation rémanente. Du point de vue des propriétés piézo-électriques, le copolymère $P(VF_2-VF_3)$ du groupe B est plus intéressant que le PVF_2 principalement pour sa phase ferroélectrique naturelle, sa cristallinité élevée (85 à 90%), et finalement, l'existence et l'ajustabilité de sa température de Curie en fonction de la teneur en VF_2 (T_c varie de 70 à 160°C). Enfin, la comparaison entre le PVF_2 et ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$ montre que ce dernier possède un coefficient de couplage électromécanique plus élevé et des pertes mécaniques et diélectriques plus faibles, ce qui le rend plus attractif que le PVF_2 .

Signalons que le PVF_2 et ses copolymères $P(VF_2-VF_3)$ sont (ou peuvent être) utilisés dans divers domaines comme capteurs ou transducteurs. Ils s'avèrent bien adaptés chaque fois que l'une au moins de leurs propriétés intrinsèques est exploitée: grandes surfaces, faibles épaisseurs, possibilités de moulage et de thermoformage, fonctionnement possible en membranes actives, fort amortissement interne, faible impédance acoustique, sensibilité élevée en tension.



CHAPITRE 2. GENERALITES SUR LES ONDES ELASTIQUES

2.1. Introduction

Un solide se déforme lorsqu'il est soumis à des forces extérieures. S'il reprend sa forme initiale lorsque ces forces sont supprimées, on dit qu'il est élastique. Des contraintes internes sont responsables de ce retour à l'état de départ. Les contraintes et les déformations s'annulent simultanément au repos (état d'équilibre).

Lorsque cet équilibre est perturbé par une force extérieure quelconque (application d'une contrainte mécanique par exemple), un élément de volume (appelé particule) se déplace de sa position de repos. Suivant l'élasticité du milieu, cette particule va exercer une force plus ou moins importante sur les particules environnantes; par suite de leur inertie, ces dernières se mettent en mouvement avec un léger retard par rapport au mouvement de la particule initialement déplacée. Ce mécanisme se reproduisant de proche en proche, il en résulte une onde élastique se propageant dans tout le matériau.

Dans un solide, on distingue deux catégories d'ondes élastiques, les ondes de volume et les ondes de surface qui peuvent se propager selon des modes différents. Pour les ondes de volumes, les deux modes fondamentaux sont:

Le mode longitudinal encore appelé mode de compression ou de dilatation. Ce mode de propagation est caractérisé par un vecteur déplacement des particules de matière (polarisation de l'onde) parallèle à la direction de propagation. Ce type d'onde crée des zones de compression et de dépression successives et peut exister dans tous les corps solides, liquides et gazeux.

Le mode transversal, ou de cisaillement. Dans ce cas, le vecteur déplacement est situé dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation. Il engendre alors

des contraintes de cisaillement. Ce mode de propagation n'existe pas dans les liquides et les gaz.

Les ondes de *Lamb* sont un cas particulier des ondes de surface, et seront abordées à partir du chapitre suivant. Avant de présenter les équations régissant la propagation des ces ondes, nous ferons un rappel sur les ondes élastiques nous permettant de fixer le formalisme mathématique.

2.2. Propagation des ondes de volume dans des milieux anisotropes

Les ondes de volume se propagent dans tout milieu de dimension infini, le terme infini signifie que les dimensions du milieu sont grandes devant la longueur d'onde. Lorsque le milieu est anisotrope, l'onde de volume possède en général trois composantes dont aucune n'est purement longitudinale, ou purement transversale [33]. Les polarisations de l'onde forment un trièdre direct (voir figure 2.1), celle dont la polarisation est la plus proche de la direction de propagation est dite quasi longitudinale, les deux autres sont appelées quasi transversales.

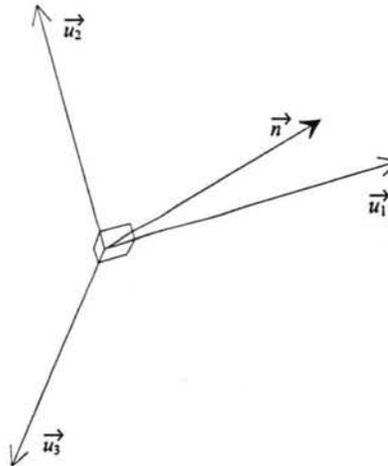


Figure 2.1 : Propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope.

Chaque point d'un milieu traversé par un ébranlement est localement en mouvement, et le déplacement de chaque point matériel varie au cours du temps. Dans

la direction "i", le déplacement u_i sera alors fonction à la fois des coordonnées spatiales x_k (voir fig. 2.1) et du temps :

$$u_i = u_i(x_k, t)$$

Lorsque le corps n'est soumis à aucune force extérieure (on néglige les forces de pesanteur), la relation générale d'équilibre dans le cas de l'élasticité dynamique s'écrit :

$$f_i = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.1)$$

f_i est la densité de force par unité de volume du corps sous les contraintes internes. T_{ij} est le tenseur des contraintes. Cette force communique suivant l'axe i une accélération $\frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2}$ à la masse ρ de l'unité de volume. D'après la loi fondamentale de la dynamique :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

En explicitant les contraintes en fonction des constantes élastiques (c_{ijkl}) et des déplacements relatifs donnés par la loi de Hooke, on obtient :

$$T_{ij} = c_{ijkl} \frac{\partial u_l}{\partial x_k}$$

L'équation de propagation du déplacement des particules, valable aussi bien dans un milieu isotrope qu'anisotrope s'écrit alors :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (2.3)$$

Dans cette expression i, j, k, l varient de 1 à 3.

Sous forme développée, la relation (2.3) représente un système linéaire de trois équations différentielles du second ordre. Joint aux conditions initiales et aux conditions aux limites (si le milieu est limité), ce système d'équations permet de calculer le déplacement en tout point d'un milieu et en tout instant.

2.3. Cas d'un milieu isotrope

Lorsque le solide est isotrope l'onde de volume possède deux composantes [34], l'une longitudinale polarisée dans la direction de propagation, et l'autre transversale perpendiculaire à celle-ci comme le montre la figure 2.2.

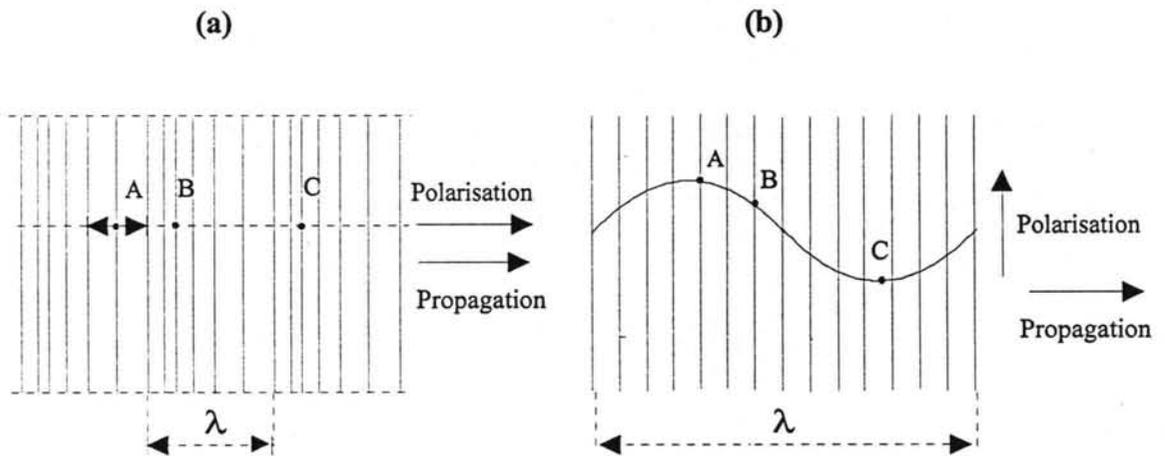


Figure 2.2 : (a) Onde longitudinale : le déplacement des particules se fait dans la direction de propagation, les plans se déplacent l'un par rapport à l'autre en modifiant leur distance. (b) Onde transversale : le déplacement des particules se fait perpendiculairement à la direction de propagation, les plans glissent l'un par rapport à l'autre en conservant leur distance.

Pour un solide isotrope et non piézo-électrique, les constantes élastiques indépendantes sont au nombre de deux et leur valeur s'exprime en fonction des coefficients de Lamé [33] par la relation (2.4) :

$$c_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ik} \delta_{jl} + \delta_{il} \delta_{jk}) \tag{2.4}$$

Les coefficients élastiques non nuls sont :

$$\begin{aligned} c_{11} &= c_{22} = c_{33} = \lambda + 2\mu \\ c_{12} &= c_{23} = c_{13} = \lambda \\ c_{44} &= c_{55} = c_{66} = \mu = \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{aligned} \quad (2.5)$$

En portant cette expression dans l'équation générale de propagation (2.3) on obtient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} \quad (2.6)$$

qui s'écrit aussi sous forme vectorielle [33]

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = (\lambda + \mu) \text{grad}(\text{div} \vec{u}) + \mu \Delta \vec{u} \quad (2.7)$$

La décomposition du vecteur déplacement \vec{u} en un vecteur sans divergence \vec{u}_T ($\text{div} \vec{u}_T = 0$), et un vecteur irrotationnel \vec{u}_L ($\text{rot} \vec{u}_L = \vec{0}$) ($\vec{u} = \vec{u}_T + \vec{u}_L$), permet d'écrire la relation (2.7) sous la forme :

$$\left(\frac{\partial^2 \vec{u}_T}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_T \right) + \left(\frac{\partial^2 \vec{u}_L}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_L \right) = 0 \quad (2.8)$$

Les deux expressions vectorielles entre parenthèses sont nulles car leur divergence et leur rotationnel sont nuls. D'où,

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \vec{u}_T}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_T = 0 \\ \frac{\partial^2 \vec{u}_L}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta \vec{u}_L = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

On retrouve ici deux équations classiques de propagation avec des vitesses indépendantes de la direction considérée. La première équation montre que le vecteur déplacement \vec{u}_T se propage à la vitesse $v_T = \sqrt{\mu/\rho}$, et comme sa divergence est nulle,

ce vecteur est constamment perpendiculaire à la direction de propagation (onde transversale). La seconde équation montre que le vecteur déplacement \bar{u}_L se propage à la vitesse $v_L = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$, et comme son rotationnel est identiquement nul, il en résulte que ce vecteur est constamment parallèle à la direction de propagation (onde longitudinale).

Il est aussi facile de montrer que $v_T < v_L/\sqrt{2}$.

Puisque les vecteurs \bar{u}_L et \bar{u}_T satisfont respectivement les relations $r\bar{\otimes}t \bar{u}_L = \bar{0}$ et $\text{div } \bar{u}_T = 0$, ils dérivent d'un potentiel scalaire ϕ ($\bar{u}_L = \text{grad } \phi$), et d'un potentiel vecteur $\bar{\psi}$ ($\bar{u}_T = r\bar{\otimes}t \bar{\psi}$). Ainsi, le vecteur déplacement \bar{u} peut toujours s'écrire en fonction de ϕ et de $\bar{\psi}$ sous la forme :

$$\bar{u} = \text{grad } \phi + r\bar{\otimes}t \bar{\psi} \quad (2.10)$$

et les équations (2.9) deviennent :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial t^2} - \frac{\mu}{\rho} \Delta \bar{\psi} = 0 \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \Delta \phi = 0 \end{cases} \quad (2.11)$$

qui traduisent la propagation du potentiel vecteur $\bar{\psi}$ avec la célérité v_T et du potentiel scalaire ϕ avec la célérité v_L . La connaissance de $\bar{\psi} = \bar{\psi}(x_i, t)$ et de $\phi = \phi(x_i, t)$ permet de calculer le déplacement $\bar{u} = \bar{u}_T + \bar{u}_L$ de chaque particule du milieu isotrope parcouru par l'onde acoustique.

En régime harmonique ϕ et $\bar{\psi}$ satisfont aux équations d'ondes (2.11), elles peuvent aussi se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\psi}}{\partial z^2} + k_T^2 \bar{\psi} = 0 \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + k_L^2 \phi = 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

où k_L et k_T sont respectivement les nombres d'ondes longitudinal et transversal de l'onde de volume; ils sont donnés par les relations :

$$k_L = \frac{\omega}{v_L} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\lambda + 2\mu}} \quad \text{et} \quad k_T = \frac{\omega}{v_T} = \omega \sqrt{\frac{\rho}{\mu}} \quad (2.13)$$

où ω est la pulsation d'excitation, λ et μ les constantes de Lamé, et ρ la densité du milieu.

2.4. Ondes de surface

Une onde de surface est une onde guidée qui se propage juste en dessous de la surface libre d'un milieu semi-infini [33]. Le mouvement des particules de l'onde de surface décroît dans le matériau pour s'annuler à une profondeur proche de deux longueurs d'onde.

Parmi les ondes de surface figurent :

Les ondes de *Rayleigh*

Les ondes de *Bleustein - Gulyae* ,

Les ondes de *Stoneley*

Les ondes de *Love*

Les ondes de *Lamb*

2.4.1. Ondes de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh se propagent à la surface de tout milieu semi-infini [1, 34]. Dans le cas d'un milieu isotrope, le déplacement des particules est elliptique et est situé sur un plan perpendiculaire à la surface de propagation (plan sagittal). Il résulte de la composition d'une onde longitudinale de polarisation parallèle à la surface et d'une onde transversale perpendiculaire à celle-ci.

Ces deux ondes se propagent à la même vitesse (dite vitesse de Rayleigh) indépendamment de la fréquence d'excitation. De même, l'amplitude du mouvement de ces ondes s'atténue très rapidement dans le milieu de propagation (l'évanouissement est quasiment total à une profondeur supérieure à deux longueurs d'ondes).

La figure 2.3 montre le mouvement des particules dans le plan sagittal et l'ondulation de la surface lorsqu'elle est parcourue par une onde plane sinusoïdale.

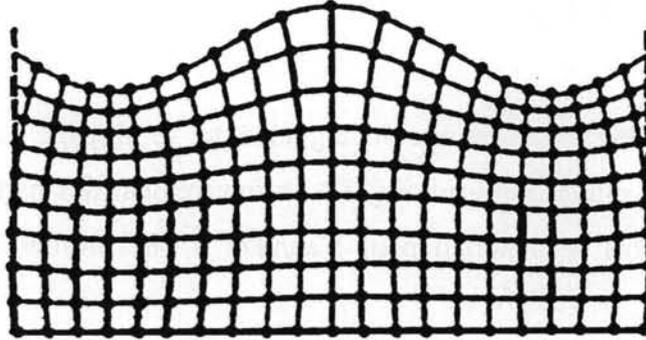


Figure 2.3 : Plan sagittal.

2.4.2. Ondes de Bleustein - Gulyaev

Ces types d'ondes se propagent à la surface des matériaux piézoélectriques sous certaines conditions de symétrie [33, 35] avec une polarisation rectiligne, perpendiculaire au plan sagittal. La surface reste plane, et l'atténuation de l'amplitude du déplacement des particules est exponentielle dans le matériau (Fig.2.4).

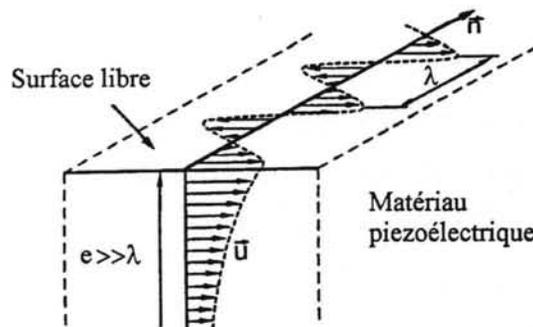


Figure 2.4 : Onde de Bleustein - Gulyaev.

2.4.3. Ondes de Stoneley (1924)

Ces ondes peuvent se propager à l'interface de deux milieux inhomogènes semi-infinis sous certaines conditions. Ainsi ce type d'ondes ne peuvent se propager à l'interface de deux solides que pour certains paramètres élastiques, alors que la propagation est toujours possible à l'interface liquide solide [36, 37].

2.4.4. Ondes de Love (1911)

C'est une onde transversale parallèle à la direction de propagation, dispersive qui se propage dans un milieu constitué d'une couche et d'un substrat, sous certaines conditions de symétrie et de vitesse des matériaux, comme le montre la figure 2.5. Love a montré que la propagation de cette onde n'est possible que si la vitesse de la composante transversale de l'onde de volume dans le substrat est supérieure à celle dans la couche ($V > V'$) [34, 36, 38]. La présence de la couche (généralement métallique) joue le rôle de guide acoustique.

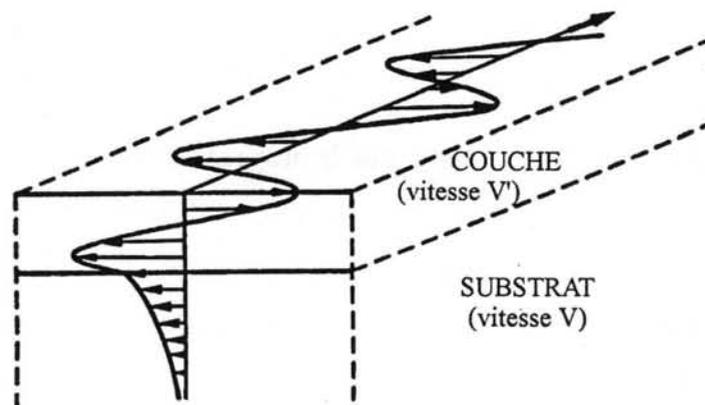


Figure 2.5 : Onde de Love.

2.4.5. Ondes de plaque

Les ondes de plaque apparaissent lors de la vibration des plaques minces dont l'épaisseur est comparable, voire plus petite que la longueur d'onde [1]. L'onde de

Lamb est une onde de plaque. On distingue les ondes symétriques pour lesquelles les déplacements des faces de la plaque s'effectuent de façon symétrique par rapport à un plan méridien (Fig.2.6.a), et les ondes antisymétriques dont les déplacements des faces sont dans le même sens (Fig.2.6.b). Il existe plusieurs modes possibles qui sont liés à la fréquence et à l'épaisseur de la plaque. Lorsque celle-ci devient très épaisse, la distinction entre ondes de Lamb et de Rayleigh est difficile, car les ondes de plaques se réduisent à deux ondes se propageant sur les deux faces de la plaque et se comportent comme des ondes de Rayleigh [1].

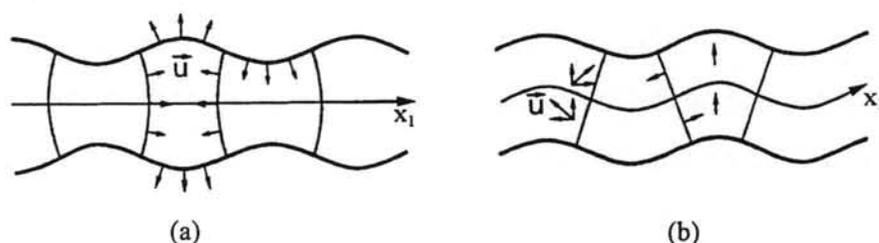


Figure 2.6 : Ondes de Lamb : (a) ondes symétriques ; (b) ondes antisymétriques.

2.5. Conclusion

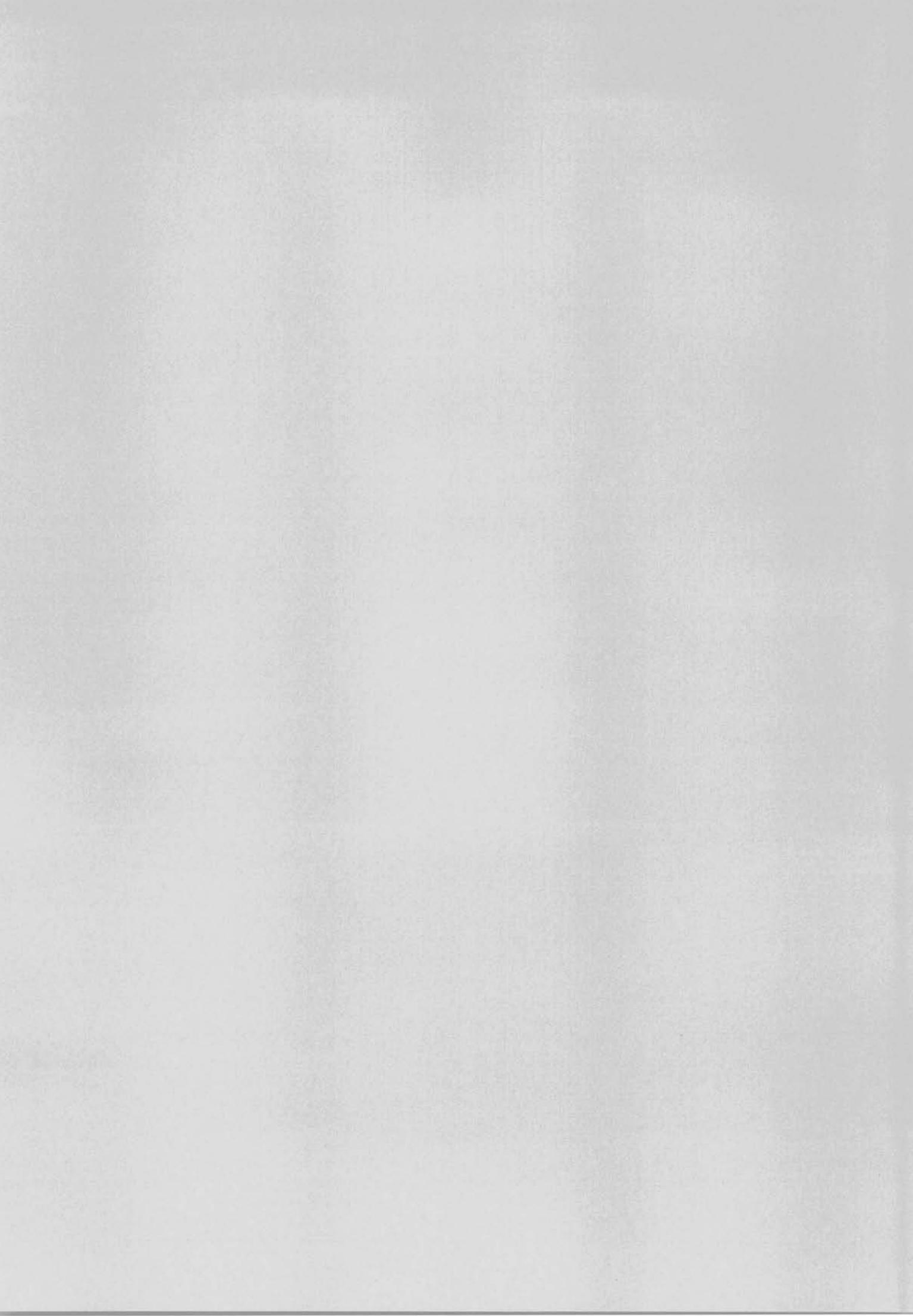
Nous retenons de ce chapitre que la propagation des ondes élastiques de volume dans un milieu isotrope ou anisotrope peut se faire dans toutes les directions. Il peut se propager trois ondes élastiques indépendantes, une onde longitudinale (ou quasi longitudinale) et deux ondes transversales (ou quasi transversales), à des vitesses de phase différentes indépendamment de la fréquence, mais dépendantes de la direction de propagation pour un matériau anisotrope. Dans un solide isotrope, les ondes élastiques sont longitudinales ou transversales, et leurs vitesses sont indépendantes de la direction de propagation.

Il est toujours possible de décomposer le vecteur de déplacement \bar{u} en un vecteur sans divergence \bar{u}_T et un vecteur irrotationnel \bar{u}_L . Dans le cas général, il y a

propagation simultanée d'une onde de dilatation (avec une variation de volume égale à $\text{div } \vec{u}_L$) à la vitesse V_L et d'une onde de cisaillement ($\text{div } \vec{u}_T = 0$) à la vitesse V_T .

Dans le cas des ondes élastiques de surface, la propagation à la surface libre engendre des déplacements elliptiques des particules ; les composantes sont orthogonales, l'une dans la direction de propagation parallèle à la surface libre (onde longitudinale), et l'autre perpendiculaire à celle-ci (onde transversale). Pour les ondes de Rayleigh, le mouvement des particules de l'onde de surface décroît dans le matériau pour s'annuler à une profondeur proche de deux longueurs d'onde.





CHAPITRE 3. PRESENTATION DES ONDES DE LAMB

3.1. Introduction

Les ondes de Lamb, encore appelées « ondes de plaque », sont des ondes élastiques qui se propagent sur des plaques d'épaisseur finie et sans contraintes aux surfaces [1]. Ces ondes sont divisées en deux groupes, appelées symétriques (modes s) et antisymétriques (modes a), en fonction du déplacement des particules par rapport au plan méridien de la plaque.

Les ondes de Lamb sont appropriées à la réalisation de capteurs pour liquides parce que les vitesses de phase et de groupe sont très sensibles aux conditions à la surface de la plaque [2]. Normalement, les dispositifs à ondes de Lamb sont conçus pour travailler dans une région de faible produit « fréquence-épaisseur de la plaque », où le mode a_0 peut être obtenu avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide environnant. Dans ce cas, l'onde de Lamb peut se propager sans irradier son énergie dans le liquide [3, 4].

3.2. Equations de propagation dans la plaque libre

Les équations qui régissent la propagation des ondes de Lamb dans une plaque ont été établies par le Prof. Horace Lamb, en 1917 [39]. Viktorov [1], Royer [34] et Auld [40] décrivent en détail les solutions exactes pour une plaque isotrope. Nous rappelons ici les principaux résultats.

Nous allons considérer une onde plane harmonique qui se propage dans une plaque d'épaisseur $2d$ dans la direction de l'axe x . Les dimensions de la plaque dans les directions x et y sont considérées comme infinies, comme l'illustre la figure 3.1.

On représente le déplacement longitudinal dans la plaque par un potentiel scalaire ϕ_p , et le déplacement transversal par un potentiel vecteur ψ_p . Ainsi, le vecteur déplacement dans la plaque s'écrit en fonction de ϕ_p et ψ_p .

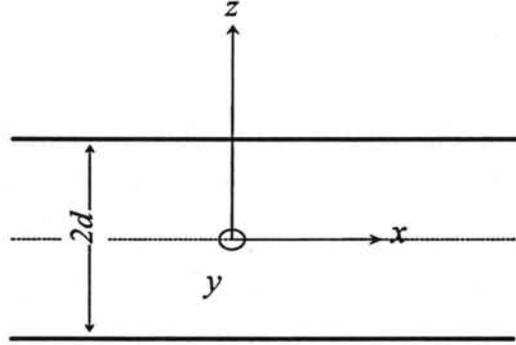


Figure 3.1 : Système de coordonnées utilisé pour la plaque libre.

Comme la propagation dans la plaque se fait dans le plan (xOz), la composante suivant l'axe y du vecteur déplacement est nulle, et ses composantes u_p et w_p suivant les axes x et z ne dépendent que de x et z. Les expressions pour u_p et w_p sont [1] :

$$\begin{cases} u_p = \frac{\partial \phi_p}{\partial x} - \frac{\partial \psi_p}{\partial z} \\ w_p = \frac{\partial \phi_p}{\partial z} + \frac{\partial \psi_p}{\partial x} \end{cases} \quad (3.1)$$

Si on néglige toutes les pertes, les fonctions potentiels doivent respecter l'équation de Helmholtz (voir l'équation 2.12):

$$\begin{cases} \nabla^2 \phi_p + k_l^2 \phi_p = 0 \\ \nabla^2 \psi_p + k_t^2 \psi_p = 0 \end{cases} \quad (3.2)$$

où $k_l = \omega/c_l$ et $k_t = \omega/c_t$ sont, respectivement, les nombres d'onde longitudinale et transversale dans la plaque. ω est la pulsation ; $c_l = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho_p}$ et $c_t = \sqrt{\mu/\rho_p}$ sont, respectivement, les vitesses longitudinale et transversale dans la plaque. λ et μ sont les constantes élastiques de Lamé pour la plaque et ρ_p sa densité.

Nous cherchons des solutions correspondant à une onde plane harmonique se propageant dans la direction des x positifs ; alors ϕ_p et ψ_p seront de la forme [1]:

$$\phi_p(x, z, t) = [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (3.3)$$

$$\psi_p(x, z, t) = [D \sinh(sz) + C \cosh(sz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (3.4)$$

où A, B, C et D sont des constantes arbitraires, $2d$ l'épaisseur de la plaque, et :

$$\begin{cases} q^2 = k^2 - k_L^2 \\ s^2 = k^2 - k_T^2 \end{cases} \quad (3.5)$$

$k = \omega / c$ est le nombre d'onde de Lamb et c sa vitesse de phase.

Les contraintes en tous points de la plaque T_{i3} avec $i=1, 2, 3$ ou x, y, z sont:

$$T_{xz} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial z^2} \right) \quad (3.6)$$

$$T_{yz} = \mu \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial y \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x \partial y} \right) \quad (3.7)$$

$$T_{zz} = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x \partial z} \right) \quad (3.8)$$

Le nombre d'onde k est déterminé avec les conditions aux limites suivantes :

- La composante tangentielle des contraintes (T_{xz}) à la surface de la plaque ($z = \pm d$) doit être égale à zéro:

$$\mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial z^2} \right) = 0 \Big|_{z=\pm d} \quad (3.9)$$

- La composante normale des contraintes (T_{zz}) à la surface de la plaque ($z=\pm d$) doit être égale à zéro :

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x \partial z} \right) = 0 \Big|_{z=\pm d} \quad (3.10)$$

La substitution de ϕ_p et ψ_p (Eq. 3.3 et 3.4), dans les conditions aux limites imposées (Eq. 3.9 et 3.10), permet d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & -(k^2 + s^2) \sinh(sd) \\ -2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & (k^2 + s^2) \sinh(sd) \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \sinh(qd) & -2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & (k^2 + s^2) \sinh(qd) & 2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.11)$$

Les solutions de ce système d'équations sont non-triviales quand le déterminant de la matrice principale est nul. La symétrie de la matrice nous permet d'obtenir deux équations caractéristiques, appelée équations transcendantes de Rayleigh-Lamb, qui déterminent les valeurs possibles pour le vecteur d'onde k :

$$(k^2 + s^2)^2 \cosh(qd) \sinh(sd) - 4k^2 qs \sinh(qd) \cosh(sd) = 0 \quad (3.12)$$

$$(k^2 + s^2)^2 \sinh(qd) \cosh(sd) - 4k^2 qs \cosh(qd) \sinh(sd) = 0 \quad (3.13)$$

Les équations 3.12 et 3.13 décrivent deux groupes d'ondes, qui peuvent se propager dans la plaque d'une façon indépendante l'une de l'autre, puisque chacune satisfait les équations d'onde et les conditions aux limites de la plaque. Quand le vecteur d'onde k est calculé à partir de l'équation 3.12, les ondes sont appelés symétriques. Les ondes antisymétriques sont obtenues à partir du vecteur d'onde k calculé à l'aide de l'équation 3.13.

Dans la figure 3.2, pour un produit « fréquence-épaisseur de la plaque » ($f \cdot 2d$) donné, chaque racine des équations 3.12 et 3.13 détermine un mode de propagation,

représenté par une courbe du graphique. On peut noter que seulement les deux modes d'ordre le plus bas, le mode antisymétrique a_0 et le mode symétrique s_0 , ne présentent pas de fréquence de coupure.

Quand le produit $f.2d$ devient important, la vitesse de phase des modes a_0 et s_0 se rapproche de la vitesse de l'onde de Rayleigh. D'autre part, pour de faibles produits « fréquence-épaisseur de la plaque », la vitesse de phase du mode s_0 s'approche d'une valeur constante correspondant à la vitesse longitudinale de l'onde de volume, et sa dispersion est minimale, pendant que le mode a_0 voit sa vitesse de phase décroître de manière monotone vers zéro, avec une dispersion maximale.

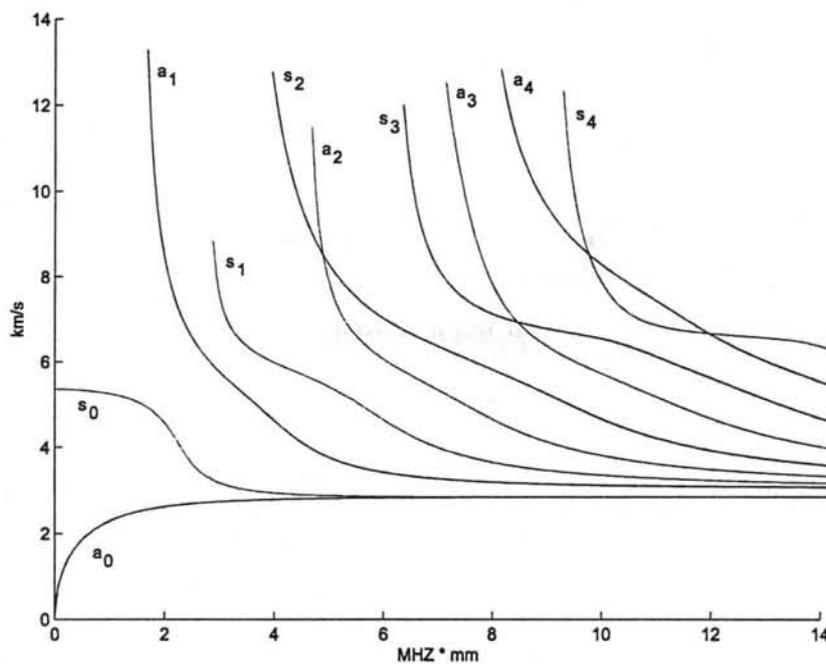


Figure 3.2 : Vitesse de phase des ondes de Lamb sur une plaque libre (aluminium) en fonction du produit « fréquence-épaisseur de la plaque ». Les dix premiers modes de propagation sont représentés.

Les amplitudes des composantes du déplacement u_P et w_P peuvent être obtenues à partir des équations 3.3, après avoir exprimé ϕ_P et ψ_P en fonction des constantes A et B dans l'équation 3.1. La substitution des équations 3.12 et 3.13 dans 3.1 nous permet d'obtenir la constante D (eq. 3.4) en fonction de A , et aussi la constante C en fonction de B . u_P et w_P sont représentés par une composition de mouvements symétriques et antisymétriques, par rapport au plan méridien de la plaque :

$$\begin{cases} u_P = u_{P_s} + u_{P_a} \\ w_P = w_{P_s} + w_{P_a} \end{cases} \quad (3.14)$$

Où :

$$\begin{cases} u_{P_s} = -Ak \sinh(qd) \left(\frac{\cosh(qz)}{\sinh(qd)} - \frac{2qs \cosh(sz)}{(k^2 + s^2) \sinh(sd)} \right) e^{i(kx - \alpha t - \pi/2)} \\ w_{P_s} = Aq \sinh(qd) \left(\frac{\sinh(qz)}{\sinh(qd)} - \frac{2k^2 \sinh(sz)}{(k^2 + s^2) \sinh(sd)} \right) e^{i(kx - \alpha t)} \end{cases} \quad (3.15)$$

$$\begin{cases} u_{P_a} = -Bk \cosh(qd) \left(\frac{\sinh(qz)}{\cosh(qd)} - \frac{2qs \sinh(sz)}{(k^2 + s^2) \cosh(sd)} \right) e^{i(kx - \alpha t - \pi/2)} \\ w_{P_a} = Bq \cosh(qd) \left(\frac{\cosh(qz)}{\cosh(qd)} - \frac{2k^2 \cosh(sz)}{(k^2 + s^2) \cosh(sd)} \right) e^{i(kx - \alpha t)} \end{cases} \quad (3.16)$$

A partir de l'équation 3.15, on peut noter que le déplacement de ce groupe d'ondes est symétrique par rapport au plan médian ($z=0$) de la plaque. Le déplacement u_{P_s} a le même sens, et le déplacement w_{P_s} a le sens opposé sur la surface supérieure par rapport à la surface inférieure.

L'équation 3.16 décrit un groupe d'ondes dont le déplacement est antisymétrique par rapport au plan médian de la plaque. u_{P_a} a le sens opposé, et le déplacement w_{P_a} a le même sens sur la surface supérieure par rapport à la surface inférieure, (voir figure 3.3). Les ondes du premier groupe sont appelées *ondes de Lamb symétriques*, et les ondes du deuxième groupe sont appelées *ondes de Lamb antisymétriques*.

La composante longitudinale du déplacement du mode symétrique d'ordre 0 est uniforme dans l'épaisseur de la plaque ; la composante transversale est maximale sur les surfaces. Lorsque $f \cdot 2d \ll 1$ (produit « fréquence-épaisseur de la plaque »), le mode symétrique d'ordre 0, sans fréquence de coupure est pratiquement longitudinal, ce qui signifie que la composante x du déplacement est prédominante.

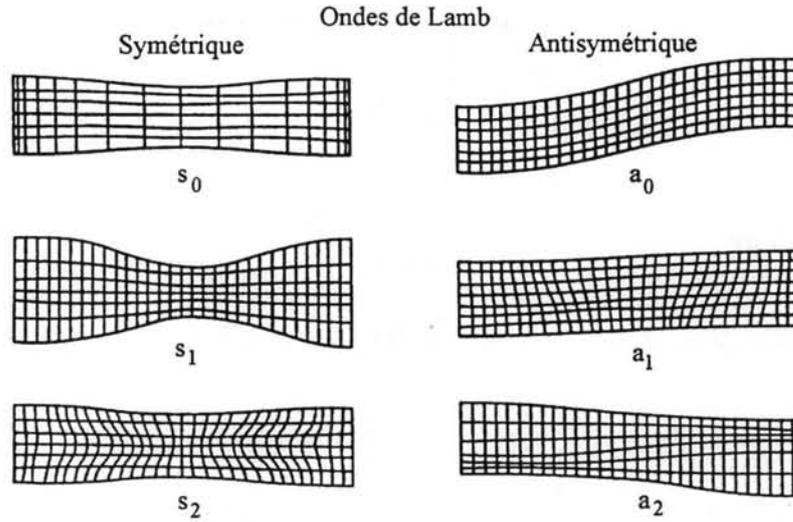


Figure 3.3 : Distribution de déplacement des particules pour les trois premières modes symétriques (à gauche) et antisymétriques (à droite) d'une onde de Lamb sur une plaque isotrope.

La composante transverse du déplacement du mode antisymétrique d'ordre 0 est uniforme dans l'épaisseur de la plaque ; la composante longitudinale est maximale sur les surfaces. Lorsque $f.2d \ll 1$, le mode antisymétrique d'ordre 0, sans fréquence de coupure est pratiquement transversal, ce qui signifie que la composante du déplacement suivant l'axe z (normale à la surface de la plaque) est prédominant.

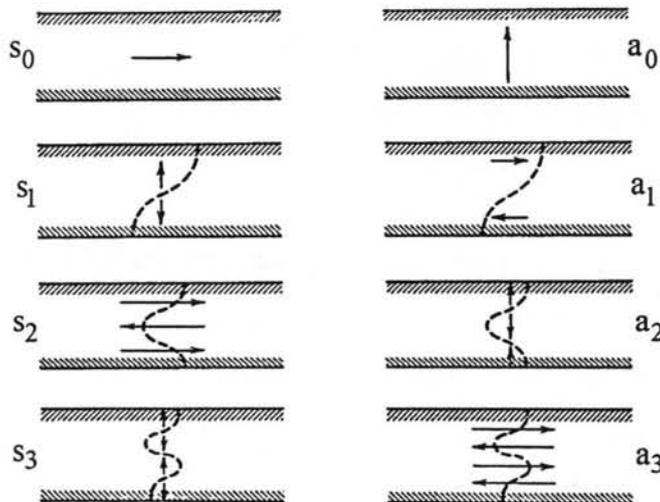


Figure 3.4 : Distribution de vitesse des particules pour les quatre premières modes symétriques (à gauche) et antisymétriques (à droite) d'une onde de Lamb sur une plaque isotrope pour un faible produit $f.2d$.

Sur la figure 3.4, on peut voir la distribution de vitesse des particules pour les quatre premiers modes de propagation d'une onde de Lamb dans une plaque isotrope. A chaque mode de propagation, les distributions des vitesses des deux types d'ondes, symétriques et antisymétriques, présentent une alternance entre transversal pur et longitudinal pur.

3.3. *Equations de propagation dans la plaque en contact avec un liquide*

L'intérêt de l'étude des ondes de Lamb dans une plaque en contact avec un liquide est justifié par les applications pour des capteurs [2, 5, 41, 42, 43, 44] ou pour des essais non destructifs sur des matériaux [45, 12, 46, 47, 48, 49]. La sensibilité des ondes de Lamb à la densité et à la viscosité vient du fait que la présence d'un liquide en contact avec une plaque solide change la vitesse de propagation et l'amplitude de l'onde, sous l'effet respectivement de l'inertie et de la viscosité du liquide [50, 51, 52].

L'effet d'un liquide non visqueux sur la propagation des ondes de Lamb a été initialement étudié par *Schoch* [53] (1952), qui a obtenu les équations de dispersion pour une plaque isotrope. Ces équations ont aussi pour solution une onde qui se propage à l'interface liquide-solide, connue sous le nom d'onde de Scholte, dont la vitesse est légèrement inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide. *Viktorov* [1] (1967) a obtenu les mêmes équations à travers une approche différente.

Dans le cas d'une plaque mince, le mode antisymétrique d'ordre 0 (a_0) des ondes de Lamb est aussi appelé de mode de flexion. *Kurtze* [3] (1959) a obtenu l'équation de dispersion des ondes de flexion pour une plaque mince en contact avec un liquide en se basant sur le concept de l'impédance acoustique. Avec cette même méthode, *Watkins* [4] (1982) a calculé l'atténuation des ondes de Lamb en contact avec un liquide. *Wu et Zhu* [54] (1991) ont démontré que cette méthode n'est valable que dans le cas où l'épaisseur de la plaque est beaucoup plus petite que la longueur de l'onde transversale dans le solide. Nous rappelons dans la suite les principaux résultats.

Nous présentons l'équation de propagation d'une onde dans une plaque en contact avec un liquide sur une face, l'autre face restant libre. Nous considérons une onde plane harmonique qui se propage dans une plaque d'épaisseur $2d$ dans la direction de l'axe x . Les dimensions de la plaque dans les directions x et y sont considérées comme infinies, comme l'illustre la figure 3.5.

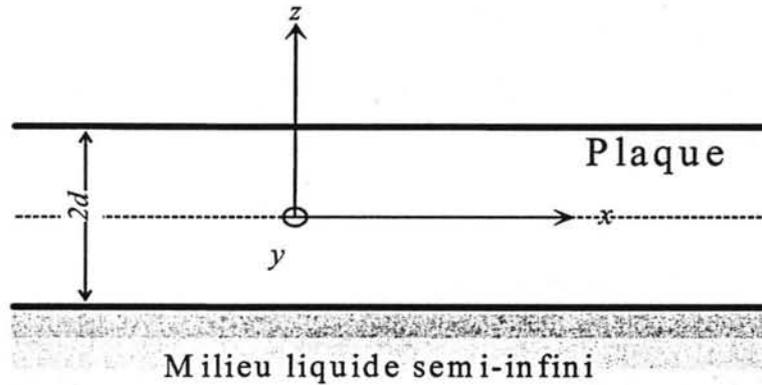


Figure 3.5 : Système de coordonnées utilisé pour la plaque en contact avec un liquide.

Comme dans le cas d'une plaque libre, on représente le déplacement longitudinal dans la plaque par un potentiel scalaire ϕ_p , et le déplacement transversal par un potentiel vecteur ψ_p . Le déplacement longitudinal dans le liquide est représenté par ϕ_L . Ainsi, le vecteur déplacement dans la plaque (\vec{u}_p) et dans le liquide (\vec{u}_L) s'écrit en fonction de ϕ_p , ψ_p et de ϕ_L sous la forme donnée par l'équation 2.10.

Dans la plaque le vecteur déplacement est donné par l'équation 3.1. Dans le liquide, considéré comme non-visqueux, le vecteur déplacement est :

$$u_L = \frac{\partial \phi_L}{\partial x} \quad (3.17)$$

Si on néglige toutes les pertes, les fonctions potentiels doivent respecter l'équation de Helmholtz (voir l'équation 2.12):

$$\begin{cases} \nabla^2 \phi_P + k_l^2 \phi_P = 0 \\ \nabla^2 \psi_P + k_l^2 \psi_P = 0 \\ \nabla^2 \phi_L + k_L^2 \phi_L = 0 \end{cases} \quad (3.18)$$

$k_L = \omega/c_L$ est le nombre d'onde longitudinale dans le liquide ; c_L est la vitesse de l'onde longitudinal dans le liquide.

Nous cherchons des solutions correspondant à une onde plane harmonique se propageant dans la direction des x positifs, alors ϕ_P , ψ_P et ϕ_L seront de la forme [1]:

$$\phi_P(x, z, t) = [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (3.19)$$

$$\psi_P(x, z, t) = [D \sinh(sz) + C \cosh(sz)] e^{i(kx - \omega t)} \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (3.20)$$

$$\phi_L = E e^{ik_z(z+d)} e^{i(kx - \omega t)} \quad , \text{ pour } (z \leq -d), \quad (3.21)$$

où A , B , C , D et E sont des constantes arbitraires, et :

$$k_z = \sqrt{k_L^2 - k^2}$$

Dans le liquide, le potentiel ϕ_L correspond à une onde qui se propage le long de la plaque dans la direction x et qui décroît d'une façon exponentielle dans la direction z . Sa vitesse suivant l'axe x doit être la même que la vitesse de phase de l'onde de Lamb qui se propage dans la plaque.

Le nombre d'onde k est déterminé avec les conditions aux limites suivantes :

- La composante normale des contraintes (T_{zz}) à la surface de la plaque en contact avec le liquide ($z = -d$) doit être égale à la pression du liquide (ρ_L étant la densité du liquide) :

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \phi_P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_P}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_P}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_P}{\partial x \partial z} \right) = \rho_L \frac{\partial^2 \phi_L}{\partial t^2} \Big|_{z=-d} \quad (3.23a)$$

- La composante tangentielle des contraintes (T_{xz}) à la surface de la plaque ($z=\pm d$) doit être égale à zéro :

$$\mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi_P}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi_P}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi_P}{\partial z^2} \right) = 0 \Big|_{z=\pm d} \quad (3.23b)$$

- La composante normale des déplacements (w_P) à la surface de la plaque en contact avec le liquide ($z=-d$) doit être égale au déplacement dans le liquide :

$$\frac{\partial \phi_P}{\partial z} + \frac{\partial \psi_P}{\partial x} = \frac{\partial \phi_L}{\partial z} \Big|_{z=-d} \quad (3.23c)$$

- La composante normale des contraintes à la surface libre de la plaque ($z=+d$) doit être égale à zéro :

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \phi_P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_P}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_P}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_P}{\partial x \partial z} \right) = 0 \Big|_{z=+d} \quad (3.23d)$$

La substitution de ϕ_P , ψ_P et ϕ_L (Eq. 3.19, 3.20 et 3.21), dans les conditions aux limites imposées (Eq. 3.23), permet d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & -(k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ -2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & (k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \sinh(qd) & -2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & -\frac{\rho_L}{\rho_s} k_i^2 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & (k^2 + s^2) \sinh(qd) & 2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & 0 \\ -q \sinh(qd) & q \cosh(qd) & ik \cosh(sd) & -ik \sinh(sd) & -ik_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.24)$$

Les solutions pour ce système d'équations sont non-triviales quand le déterminant de la matrice principale est nulle. L'absence de symétrie de la matrice ne

nous permet pas d'obtenir deux équations caractéristiques pour des ondes symétriques et antisymétriques comme dans le cas de la plaque libre.

L'influence du liquide sur la vitesse de phase et l'atténuation de l'onde de Lamb dépendent fortement du rapport entre la vitesse de phase de ces ondes et la vitesse longitudinale des ondes élastiques dans le liquide. Lorsque la vitesse de phase de l'onde de Lamb est supérieure à la vitesse des ondes longitudinales dans le liquide, l'onde de Lamb qui se propage dans la plaque va irradier une partie de son énergie dans le liquide [55, 3]. C'est le déplacement vertical (normal à la surface) de l'onde de Lamb qui engendre l'onde longitudinale dans le liquide. Le rapport entre les déplacements horizontaux et verticaux à la surface de la plaque est différent pour chaque mode de propagation de l'onde de Lamb. L'atténuation est donc maximale quand la composante verticale du déplacement est maximale et cette même atténuation est nulle quand le déplacement vertical tend vers zéro.

Le déplacement horizontal ne peut engendrer une perturbation que sur un liquide visqueux. Dans ce cas, la composante horizontale du déplacement est couplée avec une onde évanescence dans le liquide [56, 57].

Lorsque $f.2d \ll 1$, le mode symétrique d'ordre 0 (s_0), est pratiquement longitudinal et la composante x du déplacement est prédominante. Les caractéristiques de ce mode (vitesse de phase et atténuation) sont peu modifiées par la présence d'un liquide non visqueux. La viscosité d'un liquide, par contre, pourrait être déterminée par la mesure de l'atténuation de l'onde [57].

Concentrons nous maintenant sur le mode antisymétrique d'ordre 0. Sa vitesse de phase tend vers zéro lorsque le produit $f.2d$ tend vers zéro. C'est le seul mode de propagation où il est possible d'obtenir une vitesse de phase dans la plaque inférieure à celle de l'onde longitudinale dans le liquide.

La figure 3.6 représente la courbe de dispersion de l'onde de plaque perturbée par la présence d'un liquide. Dans le cas d'une plaque en contact avec un liquide sur un

seule côté, l'équation de dispersion possède deux solutions qui vont nous intéresser particulièrement [36, 58] :

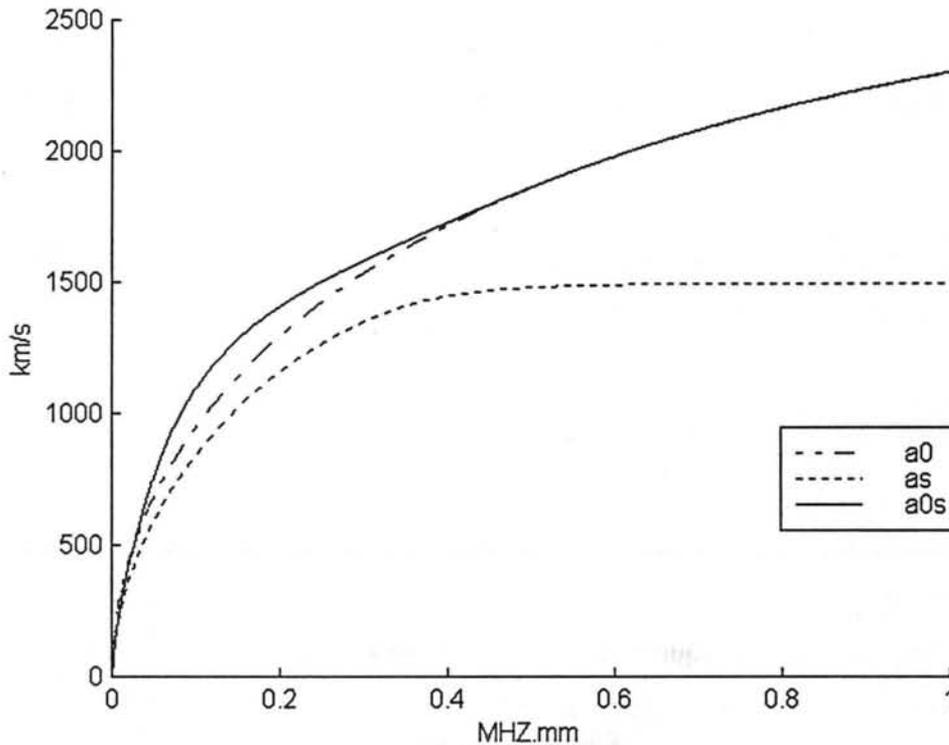


Figure 3.6 : Vitesse de phase pour une plaque d'aluminium ($C_L=6420\text{m/s}$; $C_T=3040\text{m/s}$; $\rho=2700\text{kg/m}^3$) chargée sur une face par un fluide non visqueux (eau : $C_L=1500\text{ m/s}$; $\rho_L=1000\text{kg/m}^3$).

La première, de nature complexe, correspond à une onde de vitesse de phase plus rapide que celle qui existe dans la plaque sans liquide, et de fortes pertes (courbe a_{0s} sur la figure 3.6). Dès que l'on dépasse la valeur de $f.2d$ correspondant au point de croisement de la vitesse longitudinale dans le liquide et de la vitesse dans la plaque sans le liquide, sa vitesse tend vers la vitesse de phase de la plaque sans liquide (courbe a_0 sur la figure 3.6).

La seconde racine, réelle celle-ci, est associée à une onde de surface dont l'énergie est principalement localisée dans le liquide, et qui se propage sans atténuation, sur l'interface (courbe a_s sur la figure 3.6). Cette onde, considérée parfois comme un cas particulier de l'onde de Stoneley existant à l'interface entre deux solides, est

généralement désignée comme onde de Stoneley généralisée ou onde de Scholte [36, 58].

La présence du liquide modifie la vitesse mesurée pour la plaque libre. Plus le rapport entre les densités du liquide et de la plaque est important plus l'écart de vitesse est grand. Si le liquide est visqueux, on peut détecter sa viscosité par les pertes en propagation.

C'est ce mode de flexion que nous allons dorénavant utiliser dans nos applications capteur dans des milieux liquides.

3.4. La sensibilité gravimétrique

La sensibilité gravimétrique, ou sensibilité massique, est la caractéristique principale de notre dispositif dans les mesures pour des milieux liquides. Néanmoins la charge due à la masse d'un liquide en contact avec la plaque se traduit par un écart de vitesse de phase de l'onde par rapport à la vitesse de phase de la plaque libre.

Nous allons présenter et comparer la sensibilité de trois types de capteurs gravimétriques : le dispositif à ondes de volume, le dispositif à ondes de surface et le dispositif à ondes de plaque.

La sensibilité massique (S_m) pour un résonateur à onde de volume est définie comme [59]:

$$S_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{1}{f_0} \frac{\Delta f}{\Delta m} \quad (3.25)$$

où Δm est la masse par unité de surface ajoutée à la surface du dispositif ; $\Delta f = f - f_0$, f_0 et f sont, respectivement, les fréquences de résonance sans charge et avec charge massique.

Pour les lignes à retard à ondes de surface et modes de plaque, on peut définir la sensibilité massique comme [59]:

$$S_m = \lim_{\Delta m \rightarrow 0} \frac{1}{V_0} \frac{\Delta V}{\Delta m} \quad (3.26)$$

où V_0 et V sont, respectivement, les vitesses de phase sans charge et avec charge massique sur le dispositif à ondes de surface (V_R) ou de plaque (V_P) ; $\Delta V = V - V_0$.

Dans de nombreux cas, la ligne à retard est insérée dans la boucle de contre-réaction d'un amplificateur pour former un oscillateur dont on mesure la fréquence f . Si l'amplificateur présente une déviation de phase négligeable comparée à la ligne à retard, ou si sa déviation en phase est constante avec la fréquence, il est facile de démontrer que $\Delta f/f_0 \approx \Delta V/V_0$. La variation fractionnelle de la fréquence ou de la vitesse peuvent, donc, être décrites comme :

$$\Delta f/f_0 = S_m \Delta_m \quad \text{ou} \quad \Delta V/V_0 = S_m \Delta_m \quad (3.27)$$

3.4.1. Mode de flexion

Dans le cas d'une plaque mince, le mode antisymétrique d'ordre 0 (a_0) des ondes de Lamb est aussi appelé de mode de flexion. Kurtze [3] (1959) a obtenu l'équation de dispersion des ondes de flexion pour une plaque mince en contact avec un liquide. Cette équation est valable uniquement quand l'épaisseur de la plaque est beaucoup plus petite que la longueur d'onde.

La sensibilité du mode antisymétrique d'ordre 0 (a_0) peut être donc obtenue à partir de l'expression de la vitesse de phase des ondes de flexion [60].

$$V_p = (2\pi/\lambda) \sqrt{B/M} \quad (3.28)$$

où $M = m + \Delta_m$ est la masse totale par unité de surface, m est la masse par unité de surface de la plaque libre, et λ est la longueur d'onde du mode de flexion. B est la rigidité propre en flexion de la plaque. Dans une plaque homogène et isotrope :

$$B = E(2d)^3 / [12(1 - \sigma^2)] \quad (3.29)$$

avec E le module de Young de la plaque, $2d$ l'épaisseur et σ le coefficient de Poisson.

Considérons un liquide en contact sur une face de la plaque. La vitesse longitudinale V_L dans le liquide est supérieure à la vitesse de phase (V_p) du mode de flexion dans la plaque. La surcharge massique (Δ_m) imposée par la présence du liquide peut être calculée par $\Delta_m = \rho_L \delta$, avec ρ_L la densité du liquide et δ la profondeur de pénétration de la perturbation évanescence dans le liquide. δ est donné par [59]:

$$\delta = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{1 - (V_p / V_L)^2} \quad (3.30)$$

l'équation 3.28 devient alors :

$$V_p = (2\pi / \lambda) \sqrt{B / (m + \rho_L \delta)} \quad (3.31)$$

A partir des équations 3.26 et 3.28, et $m = \rho_2 d$ pour une plaque isotrope, nous pouvons calculer S_m directement par [59]:

$$S_m = -1/2m = -1/4\rho d \quad (3.32)$$

Nous pouvons noter à partir de l'équation 3.32 que la sensibilité S_m est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la plaque et à sa densité.

3.4.2. Résonateur à ondes de volume

Dans le cas d'un résonateur à ondes de volume, la fréquence de résonance est liée aux propriétés du film déposé par la relation [59]:

$$\tan\left(\frac{\pi f}{f_0}\right) = -\frac{\rho' V'_s}{\rho V_s} \tan\left(\frac{\pi f}{f'}\right) \quad (3.33)$$

où ρ , ρ' , V_S et V_S' sont, respectivement, les densités et vitesses transverses du substrat et du film. La fréquence de résonance sans charge f_0 est déterminée à partir de la condition que l'épaisseur du substrat, dans lequel sont générées les ondes de volume, est un multiple entier n d'une demi-longueur d'onde λ ; ainsi $d=n\lambda/2=nV_S/2f_0$, ce qui nous donne $f_0=nV_S/2d$. La fréquence de résonance fondamentale du film libre (détaché du dispositif), est $f'=V_S'/2d'$ pour un film d'épaisseur d' . Pour un film mince ($d'\ll\lambda$), f' est beaucoup plus grande que f_0 , et $f=f_0+\Delta f$ peut être réduite à $f\approx f_0$. Ainsi nous pouvons réécrire l'équation 3.33 :

$$\frac{\pi f}{f_0} \approx - \left(1 + \frac{\rho d}{n\rho' d'} \right)^{-1} \approx -n \frac{\rho' d'}{\rho d} \quad (3.34)$$

Le produit $\rho' d'$ est Δm , la variation de la charge massique. A partir des équations 3.27 et 3.34, nous pouvons calculer S_m , valable tant pour la résonance transverse que pour la résonance longitudinale, par :

$$S_m = -n / \rho d = -2 / \rho \lambda \quad (3.35)$$

3.4.3. Ligne à retard à ondes de Rayleigh

La dépendance de la vitesse des ondes de Rayleigh d'un dispositif à ondes de surface face aux propriétés d'un film mince (épaisseur beaucoup plus petite que la longueur d'onde de Rayleigh) déposé sur la surface de propagation des ondes peut être exprimée par [59]:

$$\frac{\Delta V_R}{V_R} = -\frac{V_R d'}{4P_R} \left[\rho' |v_{Ry}|^2 + \left(\rho' - \frac{4\mu'}{V_R^2} \frac{\lambda' - \mu'}{\lambda' + 2\mu'} \right) |v_{Rz}|^2 \right]_{y=0} \quad (3.36)$$

où le plan $z=0$ détermine la surface de propagation des ondes dans la direction $+z$; V_R est la vitesse de l'onde de Rayleigh ; v_{Ry} et v_{Rz} sont les composantes y et z des vitesses des particules ; P_R est le flux de puissance par unité de longueur sur l'axe x (transversal

à la direction de propagation des ondes et parallèle à la surface); λ' et μ' sont les constantes de Lamé du film mince.

La sensibilité massique est déterminée si on néglige sur l'équation 3.36 le terme impliquant les constantes de Lamé (en faisant tendre μ' vers zéro), qui représente l'influence du film mince sur l'écart de vitesse :

$$\frac{\Delta V_R}{V_R} = \frac{V_R \rho' d'}{4P_R} \left[|v_{R_y}|^2 + |v_{R_z}|^2 \right]_{y=0} \quad (3.37)$$

Le produit $\rho' d'$ est Δm , la variation de la charge massique. A partir de l'équation 3.27, nous pouvons déterminer S_m , par :

$$S_m = -K(\sigma) \frac{1}{\rho \lambda} \quad (3.38)$$

où le paramètre $K(\sigma)$, donné pour σ entre 0 et 0,5 sur la figure 3.7, varie entre 2.2 et 0.8 pour la plupart des solides isotropes. L'expression de $K(\sigma)$ est donnée en [40] et [59].

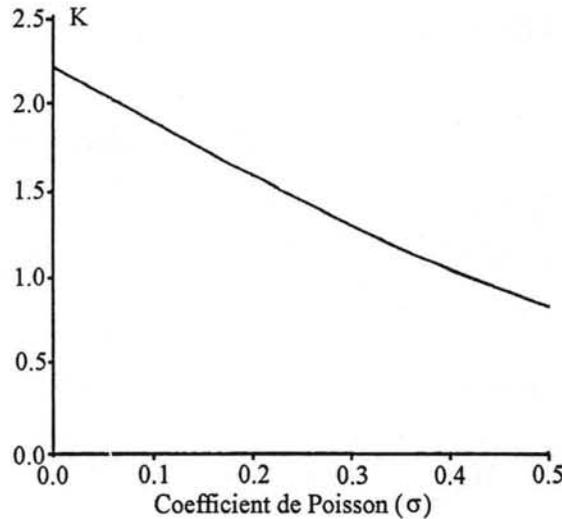


Figure 3.7 : Paramètre K en fonction du coefficient de Poisson pour un substrat isotrope.

3.4.4. Tableau Comparatif

Le tableau 3.8 montre la sensibilité gravimétrique des dispositifs réalisés à partir des trois configurations citées [59].

Type de capteur	S_m Théorique	Dispositifs Expérimentaux			
		Description	S_m expérimental (cm ² /g)	Fréquence de fonctionnement (MHz)	S_m calculé (cm ² /g)
Ondes de volume	$-2/\rho\lambda$ ou $-n/\rho\lambda$	Résonateur sur une plaque de quartz	-14	6	-14
Ondes de Rayleigh	$-K(\sigma)/\rho\lambda$	Ligne de retard sur une plaque de quartz	-17	31	-42
			-91	112	-151
Ondes de Plaque	$-1/4\rho d$	Ligne de retard sur une plaque composite ZnO sur silicium	-442	4.7	-450
			-990	2.6	-951
			-1014	2.6	-951

Tableau 3.8 : Sensibilité massique S_m pour capteurs à ondes de volume, de surface et de plaque [59]. ρ , σ et d sont, respectivement, la densité, le coefficient de Poisson et la demi-épaisseur du substrat. λ est la longueur d'onde et n est un nombre entier correspondant à la n ème harmonique. Le coefficient $K(\sigma)$ varie entre 0,8 ($\sigma=0,5$) et 2.2 ($\sigma=0$).

Dans tous les cas, on peut noter dans le tableau 3.8 que la sensibilité gravimétrique obtenue est inversement proportionnelle à la masse par unité de surface de la couche caractéristique du dispositif. Physiquement cette couche représente la partie active du dispositif dans laquelle l'énergie élastique de l'onde est présente et qui est perturbée par les variations de masse à sa surface. Pour les capteurs à ondes de volume et à ondes de surface, l'épaisseur de cette couche est environ d'une longueur d'onde à la fréquence de fonctionnement du dispositif. Dans le cas des capteurs à ondes de plaque, la partie active du dispositif est toute l'épaisseur de la plaque.

Les trois structures proposées peuvent fonctionner en milieux gazeux et liquides, excepté le capteur à ondes de surface qui souffre de graves pertes de propagation en milieu liquide.

La sensibilité massique des modes de surface et de volume peut être augmenté en diminuant la longueur d'onde ou en augmentant la fréquence de fonctionnement, puisque $f_0 = V_0/\lambda$. Pour le capteur à ondes de surface, cela revient à réduire le pas du peigne interdigité utilisé pour la génération de ces types d'ondes. Cela permet aussi d'utiliser un substrat plus mince, réduisant ainsi la taille globale du dispositif. Pour le capteur à ondes de volume, on peut diminuer la longueur d'onde, soit en amincissant le cristal, soit en utilisant un harmonique plus élevé. Dans les deux cas, l'augmentation de la sensibilité oblige à augmenter la fréquence de fonctionnement du dispositif, en réduisant ainsi la masse par unité de surface de la couche active du dispositif. L'augmentation de la fréquence de fonctionnement entraîne aussi un autre problème : l'atténuation de l'onde est proportionnelle au carré de la fréquence.

Pour accroître la sensibilité massique des modes de plaque, il faut réduire la masse globale de ces dispositifs, ce qui s'obtient en amincissant leur épaisseur. Seul le mode antisymétrique d'ordre 0 (mode de flexion ou a_0), voit sa vitesse, et donc sa fréquence de fonctionnement diminuer quand la sensibilité du dispositif est augmentée. Les avantages du fonctionnement en basses fréquences (par rapport aux autres dispositifs) sont nombreux : moindre coût des circuits électroniques associés, moindre susceptibilité aux interférences électromagnétiques, moindre atténuation de l'onde donc un signal reçu plus important et une plus grande facilité de fabrication des peignes transducteurs à cause du pas du peigne plus large. Pour les dispositifs à ondes de volume et ondes de surface, l'augmentation de la sensibilité implique l'augmentation de la fréquence du dispositif.

3.5. Conclusion

Les ondes de Lamb sont des ondes acoustiques qui se propagent dans des milieux d'épaisseur finie. Elles se répartissent en deux groupes dont les ondes peuvent se propager dans la plaque d'une façon indépendante les une des autres : le mode s (symétrique) et le mode a (antisymétrique) selon que les déplacements transverses des particules s'effectuent de manière symétrique ou non par rapport au plan moyen du plan de propagation.

Pour de faibles produits « fréquence-épaisseur de la plaque », la vitesse de phase du mode antisymétrique d'ordre 0 décroît de manière monotone vers zéro. Si la surface de propagation de cette onde est en contact avec un liquide, il y a deux modes de propagation possibles qui présentent une vitesse de phase inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide : un mode dont la solution de l'équation de dispersion est complexe, entraînant de fortes pertes de propagation ; et un autre mode dont la solution de l'équation de dispersion est réelle, qui se propage sans pertes à l'interface solide-liquide, appelée *Onde de Scholte*.

La sensibilité des ondes de Lamb à la densité et à la viscosité repose sur le principe que la présence d'un liquide en contact avec une plaque solide change la vitesse de propagation et l'amplitude de l'onde, dûs respectivement à l'effet d'inertie et à la viscosité du liquide. La sensibilité gravimétrique est inversement proportionnelle à la masse par unité de surface de la couche caractéristique du dispositif. Pour accroître la sensibilité massique des capteurs à modes de plaque, il faut réduire la masse globale de ces dispositifs, ce qui est obtenu en amincissant leur épaisseur.

Seul le mode antisymétrique d'ordre 0 (mode de flexion ou a_0), voit sa vitesse, et donc sa fréquence de fonctionnement diminuer quand la sensibilité du dispositif est augmentée. C'est le mode qui présente la plus grande sensibilité gravimétrique face aux autres dispositifs à ondes de surface. Sa faible fréquence de fonctionnement simplifie aussi la réalisation de l'électronique de contrôle du dispositif. Le choix du mode antisymétrique d'ordre 0 des ondes de Lamb nous semble donc le meilleur compromis pour des capteurs. C'est le mode que nous avons retenu pour notre dispositif.





CHAPITRE 4. GENERATION ET DETECTION DES ONDES DE LAMB

4.1. Introduction

Il existe diverses techniques décrites dans la littérature permettant la génération et la détection des ondes de Lamb [61, 62, 63, 64, 65, 66, 67, 68, 69]. Une description détaillée de ces techniques testées expérimentalement, et couvrant une large gamme d'applications, est donnée par *White* [66]. Le choix de l'une des méthodes dépend généralement du type d'application envisagée, et normalement une méthode n'est pas, à priori, spécifique à l'excitation des ondes de Lamb.

Les principales techniques pouvant servir à l'excitation des ondes de Lamb sont :

- Mécanique
- Conversion de mode
- Electrostatique
- Électrostrictif
- Diélectrique
- Piézo-électrique
- Magnétique
- Thermique

La détection des ondes de Lamb est basée soit sur le déplacement vertical de la surface $y(x)$, soit sur le déplacement angulaire de la surface $dy(x)/dx$. Les principaux mécanismes de détection sont :

- Piézo-électrique
- Piézo-résistif

- Optique
- Capacitif
- Diélectrique
- Magnétique

Nous décrivons dans la suite de ce paragraphe deux catégories différentes de transducteurs qui sont:

- les transducteurs mécaniques.
- les transducteurs à couplage piézoélectrique direct.

4.2. *Transducteurs Mécaniques*

Les méthodes mécaniques de génération d'ondes de surface, dont la description détaillée est donnée par *Viktorov* [1], reposent sur le principe de conversion de modes d'ondes de volume, en ondes de surface. Parmi ces méthodes, on trouve celles utilisant la réfraction rasante ou la diffraction de l'onde sur un réseau d'obstacles (sillons, traits métalliques) régulièrement espacés. Le contact entre transducteur et milieu de propagation (couplage électromécanique) est souvent réalisé par une fine couche d'huile, de graisse ou d'époxy.

4.2.1. *Méthode du prisme (Wedge)*

L'une des méthodes couramment utilisées est celle du prisme décrite en 1954 par *Cook, Valkenburg et Minton* [70, 71], voir figure. 4.1.a. Cette technique utilise la conversion d'une onde de volume incidente en onde de surface par réfraction rasante. La technique consiste à coupler un prisme au milieu de propagation non-piézoélectrique, et faire propager dans celui-ci une onde de volume au moyen d'un quartz, en mode de vibration longitudinal (quartz taillé suivant l'axe cristallographique X). Le prisme, généralement fabriqué dans un matériau plastique, est couplé au milieu de propagation par une fine couche d'huile. Pour une onde incidente de polarisation longitudinale, la génération optimale d'ondes de Lamb est obtenue dans les conditions suivantes:

- Une incidence θ vérifiant la relation: $\theta_{Lamb} = \text{Sin}^{-1} \frac{v_L}{v_{Lamb}}$, où v_L est la vitesse de l'onde longitudinale dans le prisme et v_{Lamb} est la vitesse de phase du mode des ondes de Lamb qu'on veut exciter.
- La projection du bord extérieur du barreau de quartz sur la surface de propagation doit coïncider avec l'arrête du prisme qui lui est perpendiculaire.
- Il est clair que le matériau du prisme est choisi tel que $v_L < v_{Lamb}$, c'est la raison pour laquelle le prisme est normalement en plastique.

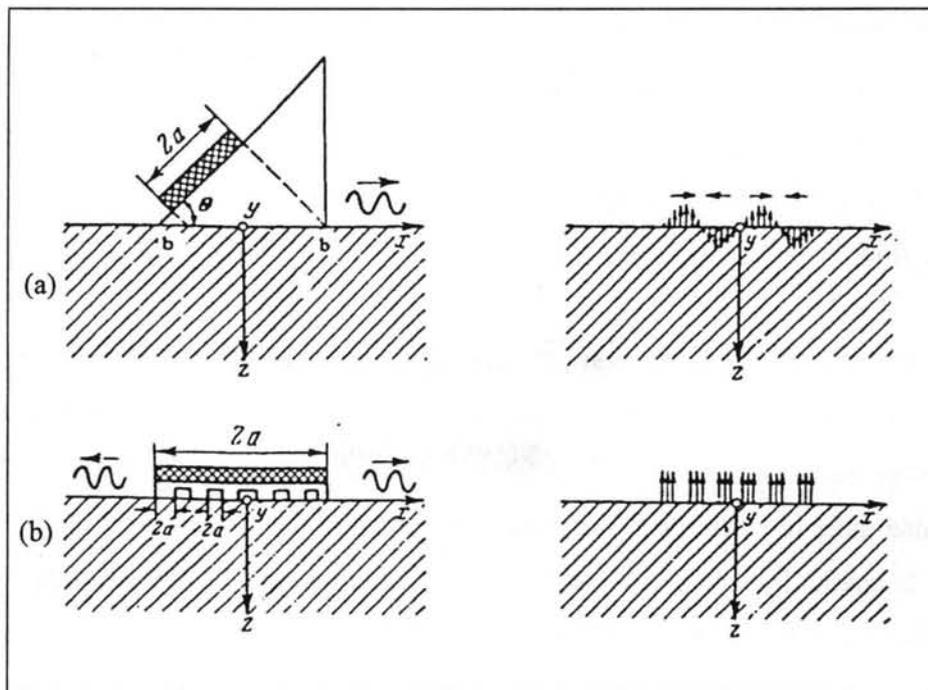


Figure 4.1 : Deux transducteurs mécaniques à ondes de surface [1].

Une variante de cette méthode consiste à générer des ondes de surface par quartz en mode de vibration transversale. Cette méthode d'excitation proposée en 1959 par *Shraiber* [72], permet d'utiliser un prisme dans un matériau autre que le plastique (structure métallique par exemple). La raison de ce choix est liée à la vitesse de phase de l'onde de volume transversale, toujours inférieure à celle de l'onde longitudinale. Cette version est avantageuse par la simplicité d'usinage du prisme, et la bonne adaptation acoustique de celui-ci avec le milieu métallique. Quelques applications de cette méthode sont décrites par *Lynnworth* [73]

4.2.2. Méthode de Sokolinskii

La structure représentée sur la figure 4.1.b a été proposée en 1958 par *A. G. Sokolinskii* [74] et détaillée par *Viktorov* [1]. Le barreau de quartz, coupé suivant l'axe cristallographique X, repose sur une structure métallique en forme de peigne, qui fait interface avec le milieu de propagation. La vibration du quartz donne naissance à une distribution spatiale de contraintes mécaniques normales et périodiques dans l'espace, permettant ainsi l'excitation des ondes de Lamb. La seule condition pour une excitation optimale de ces ondes, est le choix de la période spatiale des peignes, égale à une longueur d'onde de Lamb λ_{Lamb} , avec un espacement des électrodes de $\lambda_{Lamb}/2$. Cette méthode a l'avantage d'avoir un rendement meilleur sur les méthodes précédentes, en n'augmentant pas le nombre d'électrodes des transducteurs. De plus, la méthode n'impose aucune restriction sur la nature des électrodes ni sur celle du milieu de propagation.

Par ces méthodes mécaniques, des ondes de surface ont été générées avec succès jusqu'à des fréquences de l'ordre de 50 MHz. A des fréquences plus élevées, la méthode du prisme ne peut être utilisée, l'atténuation est si importante que l'onde de volume transmise dans le prisme est absorbée avant même sa conversion en onde de surface. Enfin, la méthode Sokolinskii utilisant une structure métallique en forme de peigne, nécessite des électrodes de dimensions très réduites, rendant l'usinage de la structure délicat, mais aujourd'hui, les progrès technologiques autorisent la réalisation de telles structures.

Nous présentons dans le paragraphe suivant d'autres méthodes de génération d'ondes de surface utilisant des fréquences pouvant aller jusqu'au GHz.

4.3. Transducteurs à couplage piézoélectrique direct

Contrairement aux transducteurs mécaniques, le support de propagation des ondes de surface pour ce types de transducteurs est piézoélectrique (quartz, céramique, etc...). Les contraintes mises en jeu dans la génération des ondes de surface ne sont plus

obtenues par des méthodes purement mécaniques mais par couplage piézoélectrique dans le matériau. Ces contraintes prennent naissance lorsque des électrodes déposées à la surface du support piézoélectrique sont excitées par un signal radiofréquence.

Les deux types de transducteurs les plus couramment utilisés sont ceux à électrodes interdigitales (ou peignes interdigitaux), et ceux à réseau d'électrodes. Selon *Slobodnik* [75], ces deux méthodes, utilisées aussi bien en émission qu'en réception, permettent l'excitation des ondes de surface jusqu'à des fréquences atteignant 3 GHz.

4.3.1. Transducteurs à électrodes interdigitales

Ce type de transducteurs, proposés pour la première fois par *White* et *Voltmer* en [67], utilise des électrodes métalliques en forme de peignes imbriqués, déposés sur un substrat piézoélectrique, comme le montre la figure 4.2.a.

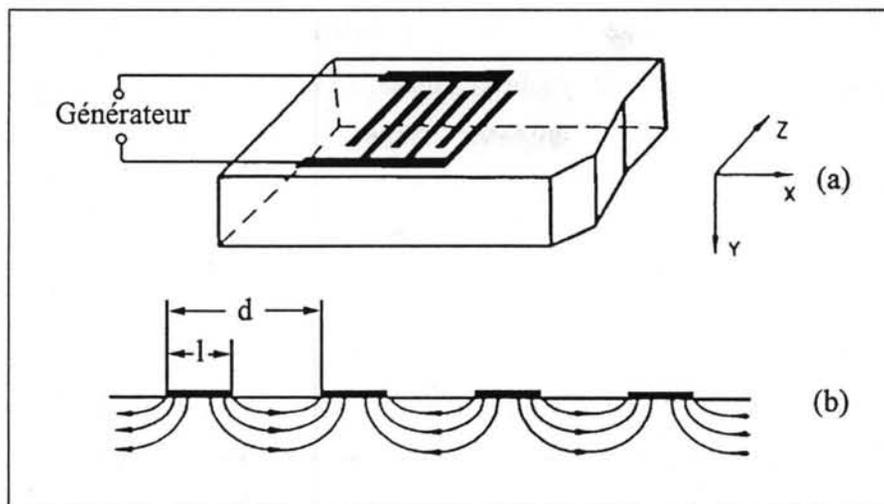


Figure 4.2 : Excitation des ondes de Lamb par couplage piézoélectrique direct d'après [76]

(a) : Configuration des électrodes interdigitales.

(b) : Distribution du champ électrique au voisinage de la surface.

Lorsqu'une tension électrique est appliquée aux électrodes imbriquées en forme de peigne, un champ électrique est créé au voisinage de la surface du substrat

piézoélectrique (voir figure 4.2.b). Celui-ci engendre des compressions localisées (contraintes mécaniques) qui donnent naissance à des ondes de surface.

En ce qui concerne les ondes de Lamb, celles-ci sont émises perpendiculairement aux électrodes, à la surface du milieu de propagation. Le transducteur émetteur se comporte alors comme une suite de sources ultrasonores. Lorsque la tension appliquée est sinusoïdale, les vibrations s'ajoutent de façon constructive seulement si la distance séparant deux électrodes adjacentes (appelées aussi doigts) est égale à une demi-longueur d'onde élastique. En effet, toute contrainte produite à l'instant t par une paire de doigt, pour une polarité donnée de la tension appliquée, parcourt à la vitesse du mode de Lamb qu'on veut exciter v_{Lamb} la distance $\lambda_{Lamb}/2$ (λ_{Lamb} est la longueur d'onde du mode de Lamb choisie) pendant la demi-période $T/2$. A l'instant $t+T/2$ cette contrainte arrive sous la paire de doigts voisine au moment où la tension électrique, qui a changé de signe, produit une contrainte de même phase, l'excitation élastique due à la seconde paire de doigts s'ajoute à celle émise par la première paire et ainsi de suite. Cet effet cumulatif a lieu seulement si la fréquence d'excitation appelée fréquence de synchronisme satisfait la relation:

$$f_o = \frac{v_{Lamb}}{2d} \quad \text{avec} \quad d = \frac{\lambda_{Lamb}}{2}. \quad (4.1)$$

Si la fréquence s'écarte de cette valeur, l'interférence des ondes de Lamb émises n'est plus totalement constructive et le signal résultant est atténué. Lorsque le front d'onde de surface arrive au niveau du transducteur récepteur, c'est l'effet réciproque qui se produit. Ainsi, les déplacements de l'onde engendrent des contraintes sur le transducteur récepteur, qui par effet piézoélectrique direct, produit une tension électrique aux bornes des électrodes réceptrices. L'amplitude de cette tension électrique augmente à partir de l'instant où le front d'onde élastique atteint la première paire d'électrodes. Elle passe par un maximum lorsque toutes les électrodes sont excitées, puis décroît. Ce comportement est montré dans la forme triangulaire de l'écho de surface détecté lorsque le signal d'excitation est modulé en impulsion.

4.3.2. Transducteurs à réseau d'électrodes

Contrairement au transducteur à électrodes interdigitales, le transducteur à réseau d'électrodes, aussi connu comme monphasé, est formé d'un réseau d'électrodes similaire à la structure de Sokolinskii (une séquence d'électrodes métalliques identiques et parallèles), gravé sur une des faces métallisées du support piézoélectrique. Toutes les électrodes sont portées au même potentiel électrique. La deuxième face métallisée du support sert de plan de masse [77], comme le montre la figure 4.3.a. L'application d'une source radiofréquence entre le réseau d'électrodes et le plan de masse donne naissance à un champ électrique. Celui-ci engendre sur le substrat des compressions localisées (contraintes mécaniques) dont la distribution spatiale est schématisée figure 4.3.b. La contrainte produite à l'instant t sous l'électrode, parcourt à la vitesse du mode de Lamb qu'on veut exciter v_{Lamb} la distance λ_{Lamb} (λ_{Lamb} est la longueur d'onde du mode de Lamb choisie) pendant la période T . Cette contrainte arrivant en phase avec celle produite par le champ électrique sous l'électrode adjacente à l'instant $t+T$, produit un effet cumulatif qui favorise la génération d'ondes de Lamb dans la direction de propagation perpendiculaire aux électrodes. Ces vibrations n'ont un effet cumulatif que lorsque la fréquence d'excitation (fréquence de synchronisme ou de résonance) vérifie la relation:

$$f_o = \frac{v_{Lamb}}{d} \quad \text{avec} \quad d = \lambda_{Lamb} \quad (4.2)$$

où d est l'espacement entre deux électrodes adjacentes égal à une longueur d'onde élastique $d = \lambda_{Lamb}$.

Le rendement de cette configuration dépend principalement de l'amplitude et de l'inhomogénéité du champ électrique résultant. L'amplitude du champ électrique étant une fonction de l'épaisseur du matériau [76], celui-ci est d'autant plus grand que le substrat est mince, donnant donc un rendement meilleur.

La configuration de peignes monphasé permet l'application d'une différence de potentiel entre l'électrode et la masse beaucoup plus importante que dans le cas d'un peigne interdigital. Ceci s'explique par le fait que le matériau piézoélectrique augmente l'isolation diélectrique entre le peigne et le plan de masse.

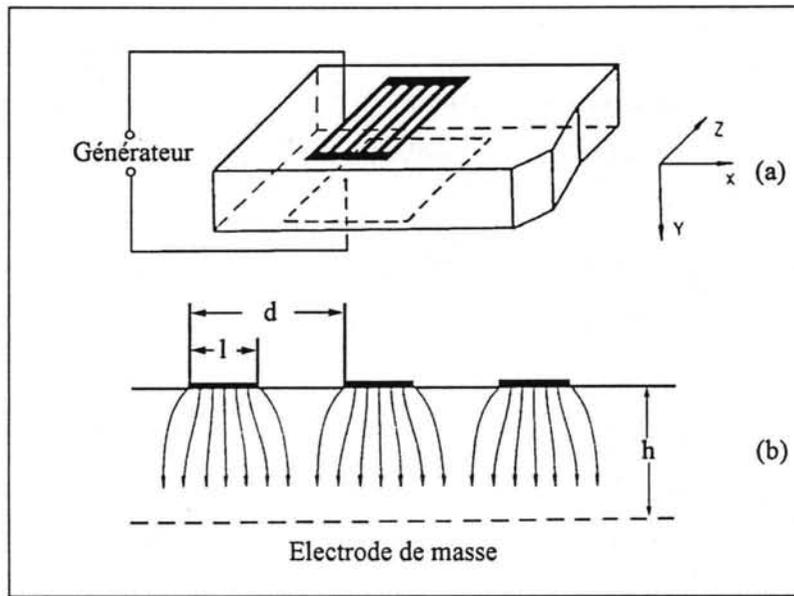


Figure 4.3 : Excitation des ondes de Lamb par couplage piézoélectrique direct d'après [76].

(a): Configuration du réseau d'électrodes,

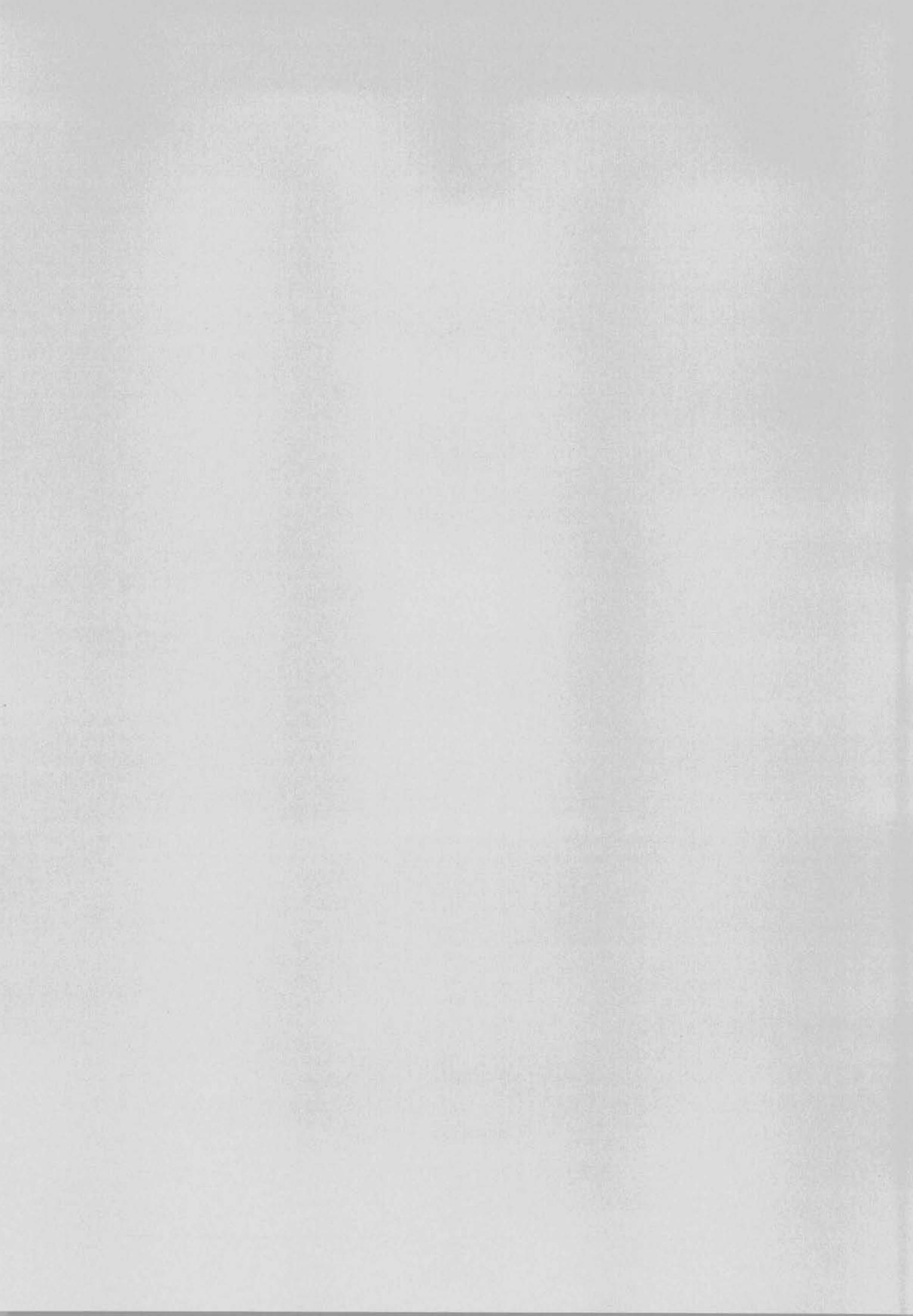
(b): Distribution du champ électrique au voisinage de la surface de propagation.

4.4. Conclusion

Les techniques de génération et de détection des ondes de surface décrites dans ce chapitre, et les applications qui leur sont associées, utilisent des matériaux piézoélectriques connus comme le quartz, les céramiques et autres. Le PVF_2 et son copolymère $P(VF_2-VF_3)$ présentent des propriétés physiques intéressantes, souvent meilleures que celles de certains piézo connus (robustesse, souplesse, bonne adaptation d'impédance élastique à l'eau et aux milieux biologiques), et la disponibilité sur le marché et à prix relativement bas. De plus, la métallisation du film piézoélectrique autorise la réalisation d'électrodes par photogravure. Avec ces avantages, le PVF_2 et ses copolymères peuvent servir à développer des applications basées sur la propagation des ondes de surface.

Pour la génération et la détection d'ondes de Lamb, nous avons choisi les transducteurs à réseau d'électrodes en copolymère $P(VF_2-VF_3)$. Ce choix réside non seulement dans la simplicité de la technique déjà testée pour les électrodes [61], mais aussi dans le pouvoir d'exciter le matériau avec des tensions importantes lorsque cela s'avère nécessaire. Aussi, la fréquence d'excitation pour ce type de transducteur, permet d'avoir des électrodes deux fois plus larges (donc plus simples à réaliser) que celles des électrodes interdigitales.

L'analyse et la modélisation du dispositif utilisé seront développées au chapitre suivant.



CHAPITRE 5. ANALYSE ET MODELISATION

5.1. Introduction

Dans ce chapitre nous effectuerons l'analyse et la modélisation du transducteur à réseau d'électrodes adopté pour la génération et la détection des ondes de Lamb. Après une description du dispositif adopté, nous évaluerons la contrainte appliquée sur le substrat par la lame piézoélectrique. Puis, à partir de la vitesse des ondes de Lamb ainsi générées, nous allons évaluer la tension de sortie du dispositif.

Les transducteurs piézoélectriques seront décrits à l'aide du modèle de Mason. Pour le calcul des composantes de l'onde de Lamb, nous développerons les équations de propagation, en tenant compte de la présence d'un liquide d'un coté de la plaque ; ce modèle représente le cas d'un récipient rempli d'un liquide sur paroi duquel nous générons les ondes de Lamb.

5.2. Dispositif de génération des ondes de Lamb

La figure 5.1 représente la configuration du dispositif proposé pour la génération et la détection des ondes de Lamb, et qui sera analysé dans la suite de ce chapitre.

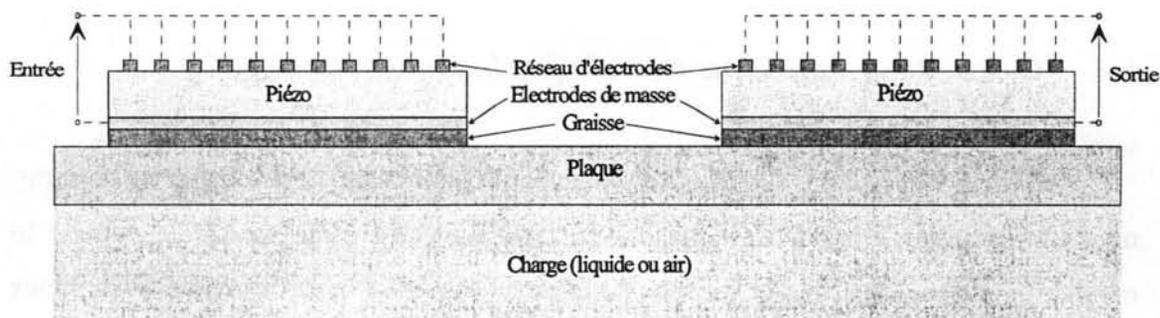


Figure 5.1 : Configuration du dispositif à ondes de Lamb comportant un film piézo-électrique sur un substrat (plaque) servant de support mécanique. Les peignes monophasés sont gravés sur la surface métallisée du film piézo-électrique.

5.3. Description du dispositif à ondes de Lamb

Ce dispositif, dont le mode de fonctionnement est décrit au paragraphe 4.3.2, est constitué d'un guide de propagation (plaque) et de deux lames de $P(VF_2-VF_3)$ identiques d'épaisseur $110\mu\text{m}$. Sur chaque lame est gravé un réseau d'électrodes métalliques. Les deux transducteurs sont couplés au milieu de propagation (plaque ou substrat) par une fine couche de graisse et disposés perpendiculairement à la direction de propagation. Le côté inférieur de la plaque est en contact avec une charge : l'air pour une plaque dite «libre», et un liquide pour une plaque dite «chargée». L'excitation des électrodes émettrices par une source de tension sinusoïdale engendre sur le substrat des contraintes mécaniques, d'une façon analogue à la structure de Sokolinskii présenté dans la section 4.2.2 (voir figure 4.1.b). La distribution spatiale et temporelle de ces contraintes donne naissance à des ondes de Lamb dans le substrat. Inversement, lorsque l'onde émise arrive au niveau du transducteur récepteur, elle engendre des contraintes mécaniques sur la surface de la lame piézoélectrique qui la déforment. Par effet piézoélectrique direct, ces déformations induisent à leurs tours une tension électrique aux bornes des électrodes réceptrices. Lorsque l'excitation électrique est constituée d'un seul train d'onde sinusoïdale, le signal électrique extrait du peigne récepteur présente une enveloppe de forme triangulaire. Ce comportement s'explique par le fait que la tension électrique engendrée par l'onde reçue augmente à partir de l'instant où le front d'onde atteint le premier doigt du réseau d'électrodes récepteur, puis passe par un maximum lorsque toutes les électrodes sont excitées, et enfin décroît.

5.4. Calcul de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique

Pour le calcul de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur le substrat, nous avons utilisé le modèle de Mason du transducteur en mode émission, comme le montre la figure 5.2. Dans le modèle de Mason les parties électriques et mécaniques sont représentées par des circuits électriques, sur lesquels on peut appliquer les techniques conventionnelles d'analyse des circuits. Sur le modèle, la force mécanique est représentée par la tension électrique, et la vitesse de déplacement des particules est représentée par le courant électrique.

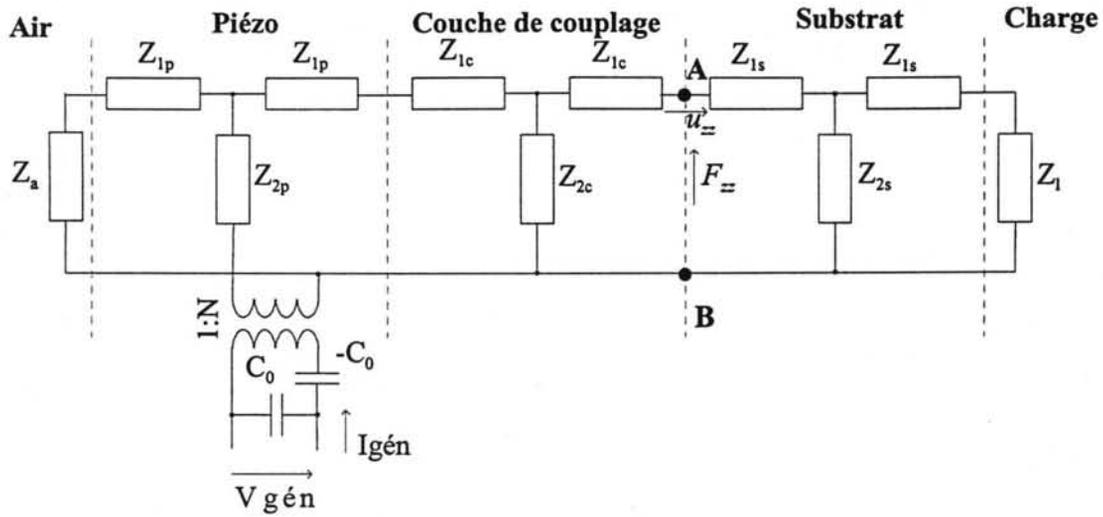


Figure 5.2 : Modèle de Mason du transducteur en mode émission.

L'utilisation du modèle de Mason élimine la complexité des équations analytiques nécessaires pour prendre en compte tous les paramètres qui interviennent dans le calcul de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur le substrat. Le modèle adopté est en mode d'épaisseur car cette dimension de la lame est faible devant ses autres dimensions. Notre modèle représente la lame chargée par l'air sur sa face extérieure, par la couche de couplage, le substrat et la charge sur sa face intérieure. Les électrodes métalliques déposées sur la lame sont supposées sans masse et d'épaisseur négligeable. Le modèle reste valable dans le cas où les pertes diélectriques et mécaniques du transducteur sont prises en compte. Il suffit pour cela d'introduire la tangente des pertes mécaniques ($\tan \delta_m$) et la tangente des pertes diélectriques ($\tan \delta_e$) dans l'expression complexe des constantes élastique et diélectrique [78] :

$$\begin{cases} c^* = c^D (1 + j \tan \delta_m) \\ \epsilon^* = \epsilon^S (1 - j \tan \delta_e) \end{cases} \quad (5.1)$$

où les lettres en indice supérieur D et S , se rapportant à un coefficient, signifient que la valeur du coefficient en question a été mesurée respectivement, à induction électrique constante et à déformation constante.

Le tableau 5.3 décrit les paramètres utilisés dans le modèle de la figure 5.2. L'indice 'n' peut avoir comme valeurs 'p', 'c', 's', 'l' et 'a', qui font référence, respectivement à la lame piézoélectrique, la couche de couplage, le substrat (plaque), la charge liquide et l'air. Les expressions pour les composantes du modèle sont :

$$\begin{cases} Z_{1n} = jZ_n \tan(\theta_n / 2) \\ Z_{2n} = -jZ_n / \sin(\theta_n) \\ Z_n = \rho_n v_n S \\ \theta_n = 2\pi f h_n / v_n \\ C_0 = \epsilon_{33}^* S / h_p \\ N = h_{33} \cdot C_0 \\ h_{33} = e_{33} / \epsilon_{33}^* \end{cases} \quad (5.2)$$

Les paramètres utilisés dans les expressions sont définis dans le tableau 5.3.

<i>Paramètre</i>	<i>Définition</i>
ρ_n	Densité du matériau (kg/m ³)
f	Fréquence (Hz)
V_n	Vitesse acoustique longitudinale (m/s)
d_{33}	Coefficient piézoélectrique (C/N)
ϵ_{33}	Permittivité électrique (F/m)
$V_{gén}$	Tension du générateur (V).
C_0	Capacité statique de la lame piézoélectrique (F).
S	Surface de la lame piézoélectrique sous le réseau d'électrodes (m ²).
H_n	Épaisseur des milieux (m).
h_{33}	Coefficient piézoélectrique (V/m).
N	Rapport de transformation électromécanique.
u_{zz} et F_{zz}	Vitesse des déplacements (m/s) et force (N) à l'interface de la couche de couplage avec le substrat.

Tableau 5.3 : Paramètres utilisés pour le modèle.

5.4.1. Evaluation des pertes diélectriques et de la permittivité du $P(VF_2-VF_3)$

Les pertes diélectriques et mécaniques ont été calculées à partir des courbes de module et de phase de l'impédance électrique obtenues expérimentalement à l'aide d'un analyseur de réseaux (HP 4194 A), pour une lame de $P(VF_2-VF_3)$ libre. Ensuite ces valeurs sont approchées par des polynômes (annexe A) en retirant les valeurs proches de la résonance [78].

Les figures 5.4 et 5.5 montrent respectivement les courbes des constantes diélectriques relatives et de la tangente de pertes diélectriques en fonction de la fréquence.

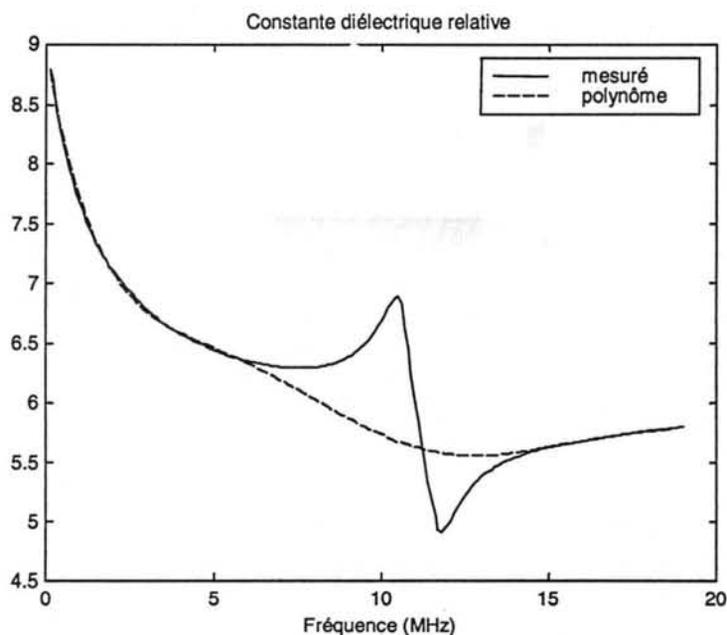


Figure 5.4 : Constante diélectrique relative ϵ_r en fonction de la fréquence.

Les figures 5.6 et 5.7 sont les courbes du module et de la phase de l'impédance électrique d'une lame en $P(VF_2-VF_3)$ libre, mesurées à l'aide de l'analyseur de réseau et calculées à partir des polynômes précédents. Nous pouvons observer une bonne adéquation entre les courbes théoriques et expérimentales.

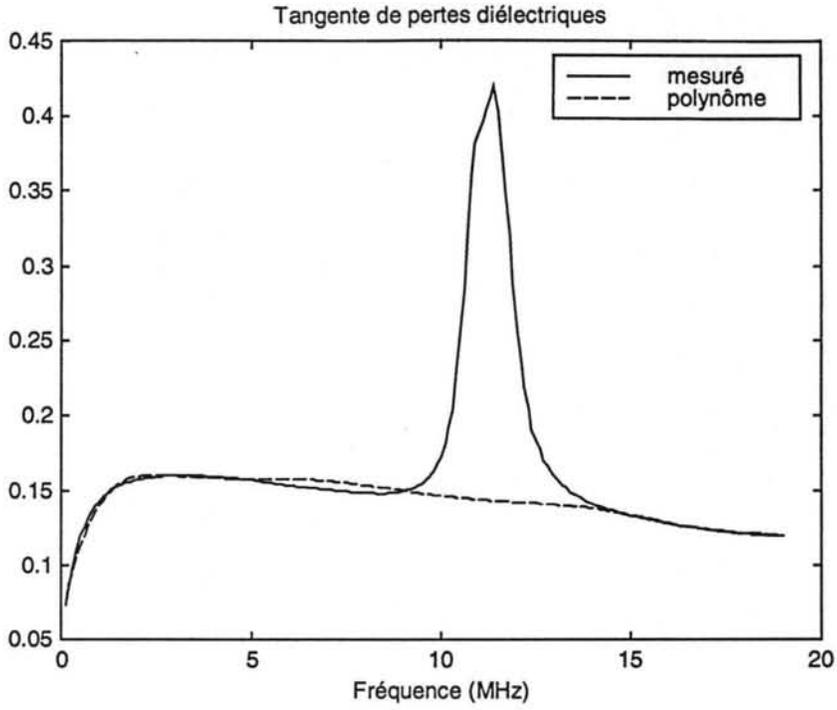


Figure 5.5 : Tangente de pertes électriques $\tan\delta_e$ en fonction de la fréquence.

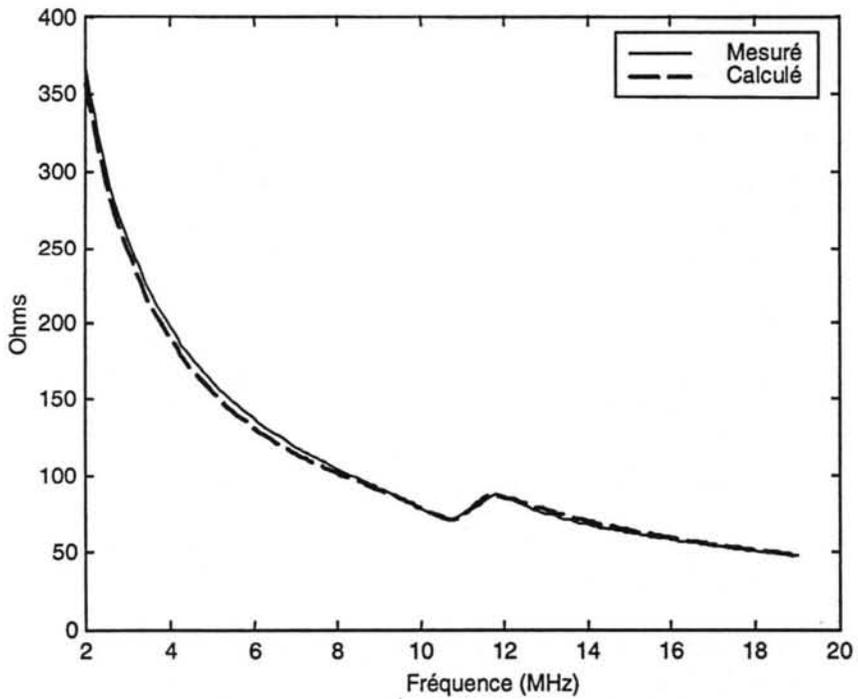


Figure 5.6 : Module de l'impédance électrique d'une lame libre en P(VF₂-VF₃).

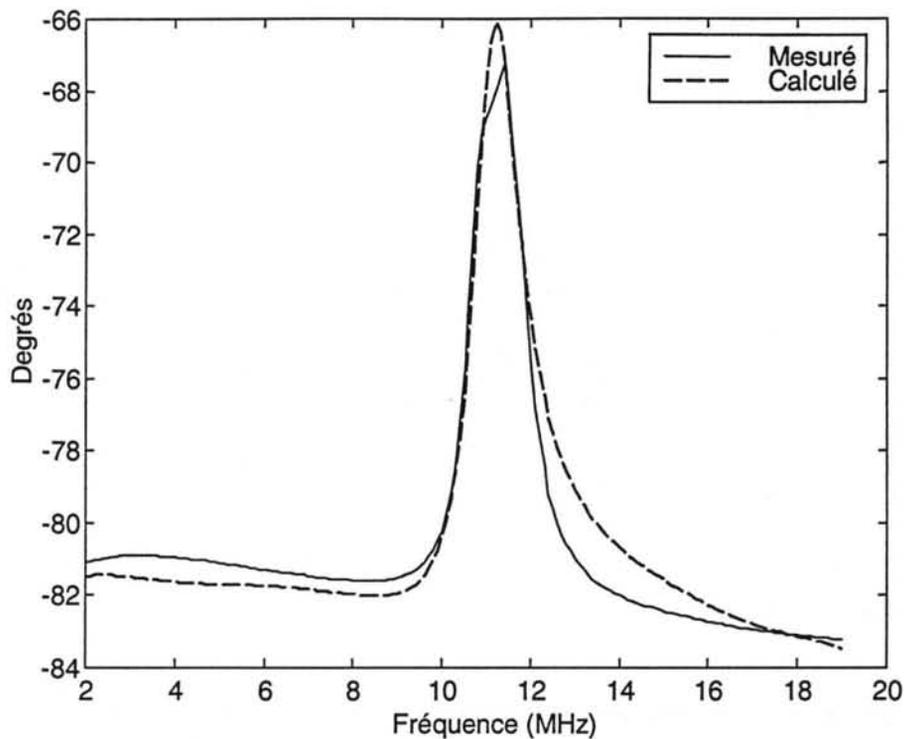


Figure 5.7 : Phase de l'impédance électrique d'une lame libre en $P(VF_2-VF_3)$.

5.4.2. Evaluation de la contrainte exercée par la lame piézoélectrique

La contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur le substrat a été obtenue à partir du modèle de Mason de la figure 5.2. La tension appliquée sur le transducteur émetteur sera de 1 Volt dans la bande de fréquence étudiée.

La figure 5.8 présente la contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur un substrat en aluminium pour trois épaisseurs de $50\mu\text{m}$, $90\mu\text{m}$ et $120\mu\text{m}$. La couche de couplage est composée de graisse d'épaisseur $10\mu\text{m}$. Nous notons un déplacement des résonances vers les basses fréquences dû à l'augmentation de la charge vue par le transducteur lorsque l'épaisseur augmente. En temps on remarque une augmentation des amplitudes due à des pertes moins importantes dans le polymère piézoélectrique.

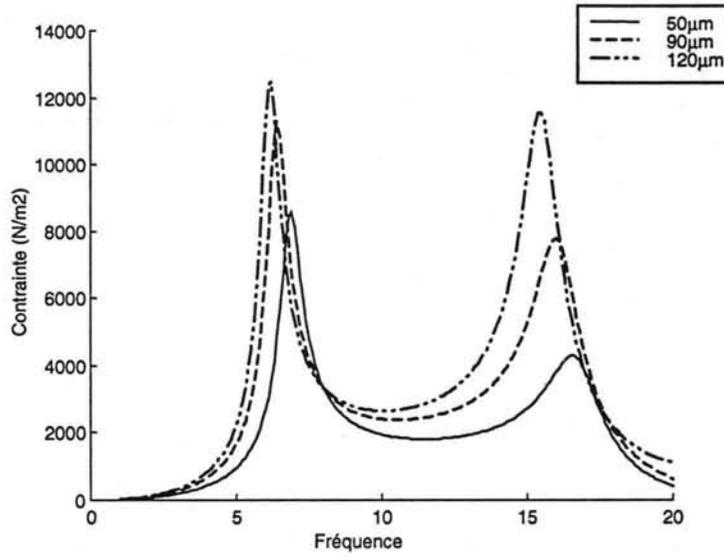


Figure 5.8 : Contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur une plaque d'aluminium libre d'épaisseur 50µm, 90µm et 120µm.

La figure 5.9 présente la contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur un substrat en aluminium d'épaisseur 90µm. La couche de couplage est composée de graisse de 10µm d'épaisseur. Quand la plaque est chargée par l'eau, nous notons un affaiblissement des extremums de contrainte appliquée. Ceci s'explique par le changement d'impédance acoustique vu par le transducteur.

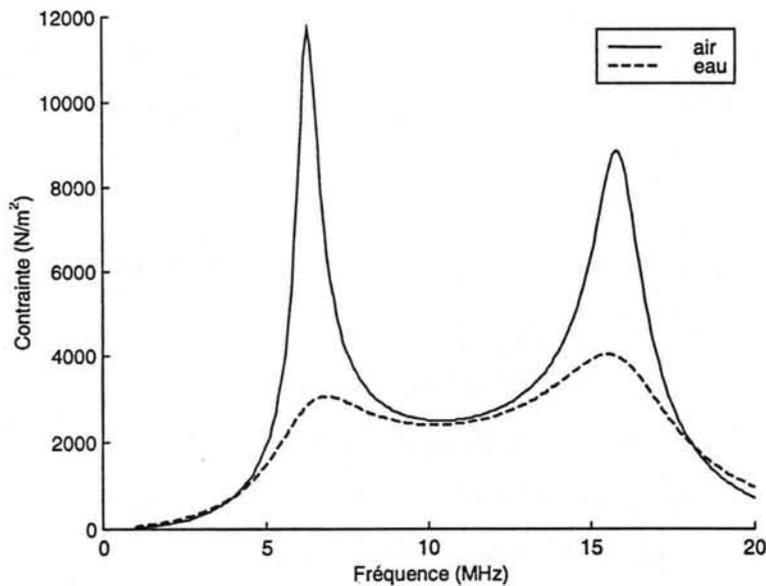


Figure 5.9 : Contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur une plaque d'aluminium d'épaisseur 90µm chargée par l'air et l'eau.

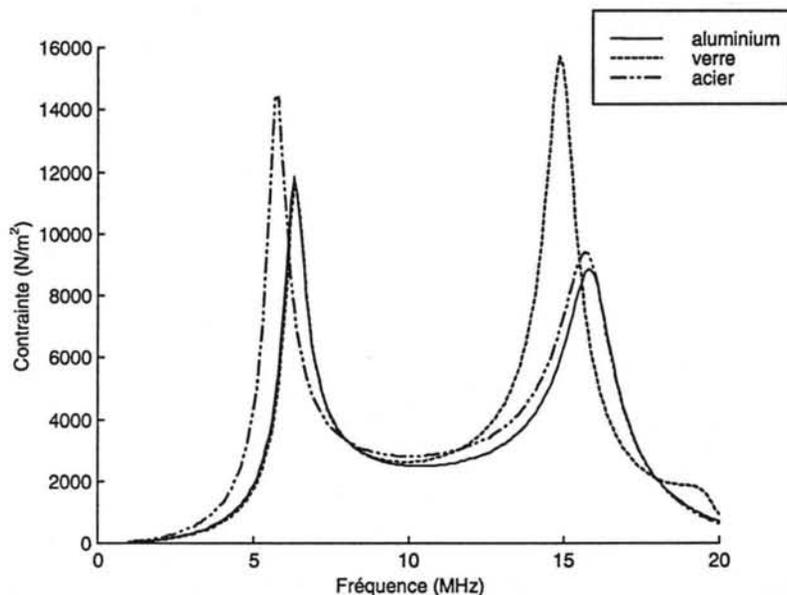


Figure 5.10 : Contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur trois plaques libres d'épaisseur $90\mu\text{m}$. Les courbes correspondent à des plaques en aluminium, verre et acier.

Le graphique de la figure 5.10 montre la contrainte appliquée successivement sur trois plaques libres en aluminium, verre et acier. L'épaisseur est chaque fois de $90\mu\text{m}$. Les différentes impédances acoustiques vues par le transducteur expliquent le décalage des extremums de contrainte transmise par la lame piézoélectrique vers les différentes plaques. On remarquera qu'en basse fréquence la courbe obtenue pour le verre se superpose à celle obtenue pour l'aluminium. Les caractéristiques des matériaux utilisés sont données en annexe B.

5.4.3 *Evaluation de l'impédance électrique du transducteur en mode émission*

L'analyse qui suit nous permettra par la suite de calculer l'adaptation d'impédance électrique entre le générateur et le transducteur. Les figures 5.11 et 5.12 représentent, respectivement, le module et la phase de l'impédance électrique du transducteur en mode émission, pour un substrat en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$. La surface du transducteur est de 66 mm^2 .

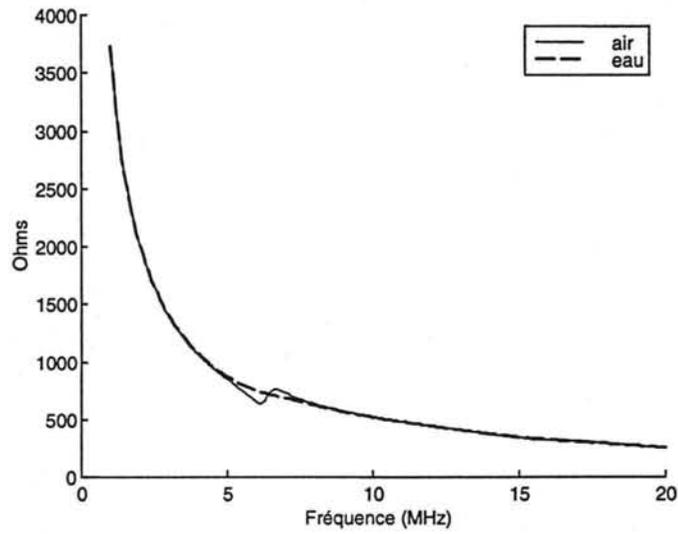


Figure 5.11 : Module de l'impédance électrique du transducteur en mode émission, pour un substrat en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$. Les courbes correspondent au substrat en contact avec l'air puis l'eau.

L'analyse de l'allure du module de l'impédance électrique sur la figure 5.11 nous démontre le comportement capacitif du transducteur. Les courbes d'impédance et de phase présentent aussi des fréquences de résonance.

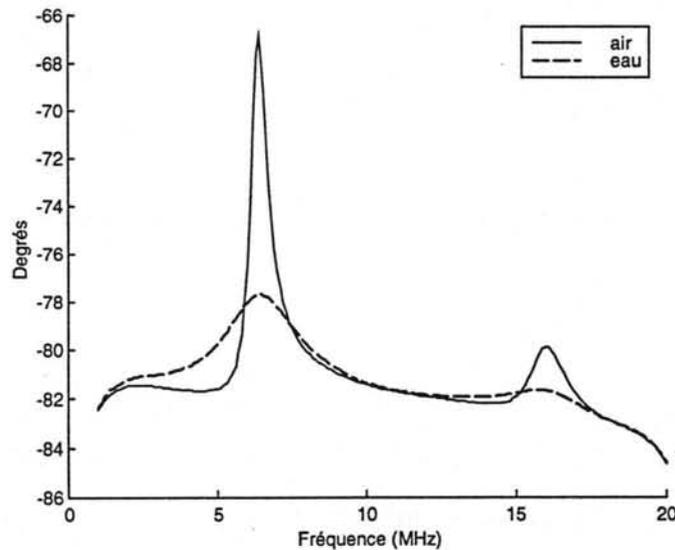


Figure 5.12 : Phase de l'impédance électrique du transducteur en mode émission, pour un substrat en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$. Les courbes correspondent au substrat en contact avec l'air puis l'eau.

5.4.4. Evaluation de la contrainte avec adaptation d'impédance électrique

L'impédance électrique du transducteur en mode émission présente une caractéristique capacitive, et son module décroît quand la fréquence augmente. On peut représenter à chaque fréquence l'impédance électrique vue par le générateur Z_t du transducteur par l'équation :

$$Z_t = R(\omega) + \frac{1}{i C(\omega) \omega} \quad (5.6)$$

Nous allons chercher à annuler la partie complexe de l'impédance du transducteur vue par le générateur. Ceci peut être fait en utilisant une inductance en série avec le transducteur, dont la valeur doit être calculée pour chaque fréquence de fonctionnement. La figure 5.13 nous montre le schéma synoptique du transducteur adapté électriquement en mode émission.

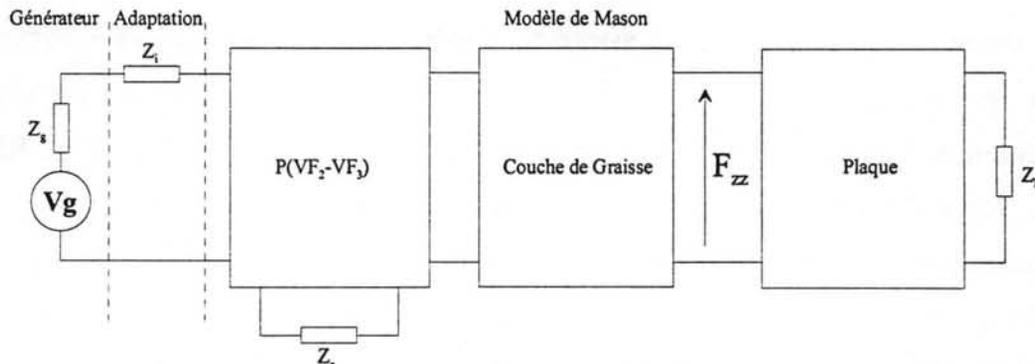


Figure 5.13 : Schéma synoptique du transducteur adapté électriquement en mode émission.

La figure 5.14 montre la valeur de l'inductance d'adaptation d'impédance en fonction de la fréquence, pour une plaque d'aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$ chargée d'un côté par de l'eau.

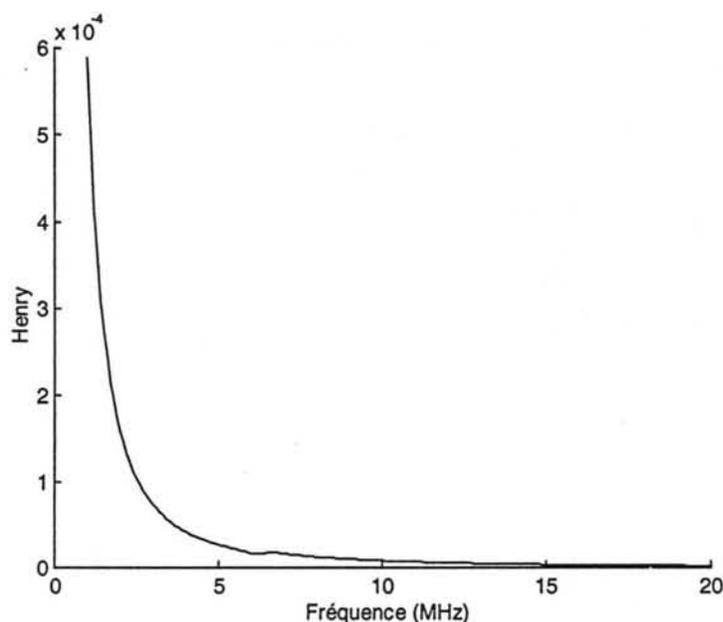


Figure 5.14 : Valeur de l'inductance d'adaptation d'impédance en fonction de la fréquence pour une plaque d'aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$ chargée d'un coté par de l'eau.

La figure 5.15 représente la contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur une plaque d'aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$ chargée par de l'eau et avec l'adaptation d'impédance calculée pour une fréquence de fonctionnement de 6 MHz. Nous pouvons noter que l'adaptation d'impédance agit comme un filtre passe-bande. En effet, l'addition de l'inductance en série avec le transducteur capacitif, forme un filtre RLC série. Nous devons donc être très prudents dans l'interprétation des résultats des mesures quand le transducteur est adapté électriquement à travers une inductance. Les résultats sont valables dans les cas où la fréquence de fonctionnement resterait proche de celle utilisée pour calculer la valeur de l'inductance d'adaptation.

L'analyse de la courbe 5.15, en comparaison avec celle de la figure 5.9, montre une amélioration sensible de la contrainte exercée par le transducteur sur la plaque, avec adaptation d'impédance pour la fréquence d'excitation choisie. Sur la courbe adaptée pour l'air, nous observons un dédoublement du maximum autour de la fréquence de résonance. Il résulte de l'adaptation d'impédance qui a été calculée pour l'eau.

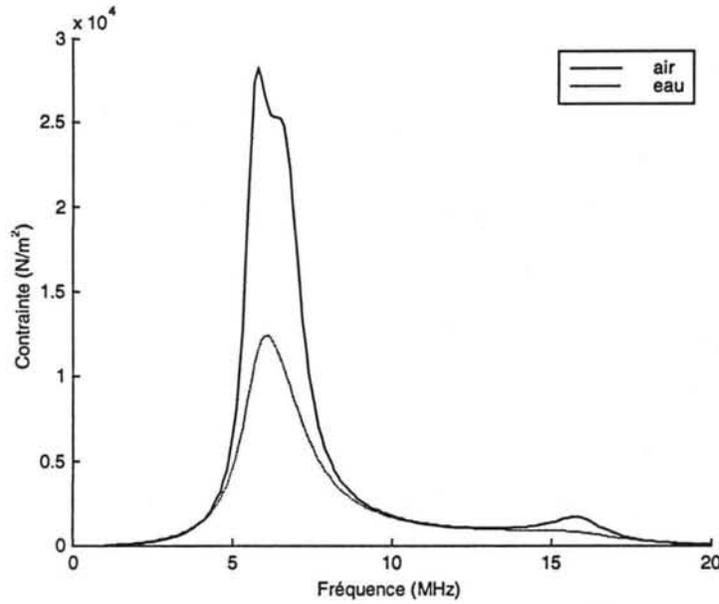


Figure 5.15 : Contrainte exercée par la lame piézoélectrique sur une plaque d'aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$ chargée par l'eau et avec adaptation d'impédance calculée pour une fréquence de fonctionnement de 6 MHz.

5.5. Calcul de la vitesse du mode a_0 normal à la surface de la plaque

Nous calculons ici l'équation de la vitesse normale à la surface de la plaque des ondes de Lamb loin de la zone d'excitation. Cette vitesse est fonction de la géométrie des électrodes et de la contrainte appliquée à la surface de la plaque par la lame piézoélectrique.

5.5.1. Structure d'analyse et hypothèses

La structure d'analyse adoptée est représentée sur la figure 5.16. Elle est composée d'un peigne monophasé gravé sur un film piézoélectrique. Par effet piézoélectrique inverse, la tension sinusoïdale appliquée sur les peignes engendre des contraintes normales à la surface de la plaque, dont la distribution spatiale a un pas égale à $2a$; a est la demi-largeur d'un doigt du peigne.

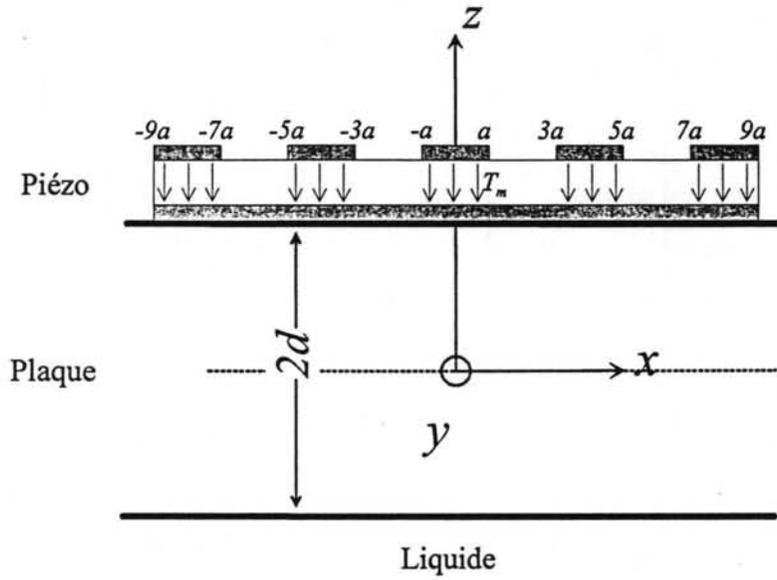


Figure 5.16 : Structure d'analyse adoptée pour le calcul des composantes de l'onde de Lamb.

Pour le calcul des composantes de l'onde de Lamb, nous effectuons ici quelques hypothèses simplificatrices du problème :

- Le milieu de propagation est homogène, isotrope et parfaitement élastique.
- La longueur des électrodes dans la direction Y est infinie devant leur largeur.
- Les contraintes normales $T_{33(z=-d)}=T_m$ à l'interface entre la plaque et le transducteur piézoélectrique sont uniformément réparties sous les électrodes.

Dans la suite, nous remplacerons le transducteur émetteur par les contraintes qu'il engendre sur la plaque. Cette méthode peut être adoptée quand l'impédance acoustique du matériau qui compose le transducteur émetteur (e. g. film piézoélectrique) est faible devant celle du substrat (e. g. aluminium) [1].

5.5.2. Prise en compte des conditions aux limites imposées par l'émetteur

Dans ce paragraphe nous reprenons le formalisme du chapitre 3 et plus particulièrement les équations développées dans le paragraphe 3.3. Cette fois nous

prendrons en compte des conditions aux limites différentes dues à la présence de l'émetteur.

Nous allons représenter, le potentiel scalaire ϕ_p , le potentiel vecteur ψ_p et le potentiel scalaire ϕ_L des équations 3.19, 3.20 et 3.21 par leurs transformées de Fourier :

$$\hat{\phi}_p(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} [A \cosh(qz) + B \sinh(qz)] e^{i(kx - \omega t)} dk \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (5.7)$$

$$\hat{\psi}_p(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} [D \sinh(sz) + C \cosh(sz)] e^{i(kx - \omega t)} dk \quad , \text{ pour } (-d \leq z \leq d), \quad (5.8)$$

$$\hat{\phi}_L(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} E e^{k_z(z+d)} e^{i(kx - \omega t)} dk \quad , \text{ pour } (z \leq d), \quad (5.9)$$

où A, B, C, D et E sont des constantes arbitraires que nous allons déterminer en fonction de l'excitation.

Dans les équations d'ondes de la plaque chargée par un liquide d'un coté (3.18), du paragraphe 3.3, nous allons prendre en compte la présence d'une contrainte T_m , normale à la surface de la plaque, comme illustré dans la figure 5.16. Les conditions aux limites 3.23a, 3.23b et 3.23c restent inchangés. La condition aux limites 3.23d devient :

$$\lambda \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_p}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_p}{\partial x \partial z} \right) = \Gamma_z = \begin{cases} |T_m| e^{-i\alpha x} & \text{pour } |x| \in G \\ 0 & \text{pour } |x| \notin G \end{cases} \Big|_{z=d} \quad (5.10)$$

où $G = \sum_{i=-n}^n g_i$ est une région composée de $2n+1$ régions élémentaires g_i dont les contours sont limités dans le plan $z=0$ par les lignes $x_1 = (4i+1)a$ et $x_2 = (4i-1)a$. Le nombre total d'électrodes est de $(2n+1)$. Ceci traduit le fait que la composante normale des contraintes à la surface libre de la plaque ($z=+d$) doit être égale à la contrainte appliquée sur la surface de la plaque par la lame piézoélectrique.

Pour former le système d'équations qui nous permettra de calculer les composantes de l'onde de Lamb, nous devons exprimer la nouvelle condition aux

limites par sa transformée de Fourier. L'expression de la contrainte d'excitation en fréquence spatiales est :

$$\hat{\Gamma}_z = \frac{2|T_m|}{k} \sum_{i=-n}^n \sin((4i+1)ka) \quad (5.11)$$

La substitution de $\hat{\phi}_p$, $\hat{\psi}_p$ et $\hat{\phi}_L$ (Eq. 5.7, 5.8 et 5.9), dans les conditions aux limites imposées (Eq. 3.23a, 3.23b, 3.23c et 5.10), permet d'obtenir le système d'équations suivant :

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & -(k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ -2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & (k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \sinh(qd) & -2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & -\frac{\rho_L}{\rho_s} k_t^2 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & (k^2 + s^2) \sinh(qd) & 2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & 0 \\ -q \sinh(qd) & q \cosh(qd) & ik \cosh(sd) & -ik \sinh(sd) & -ik_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \hat{\Gamma}_z \\ 0 \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

Le système d'équations 5.12 est identique au système 3.24, à l'exception du vecteur colonne à droite de l'égalité qui introduit la contrainte d'excitation. Le paramètre μ est la constante de Lamé pour la plaque. Loin de la zone d'excitation, où la contrainte sur la surface est nulle, les solutions de ce système sont identiques aux solutions obtenues pour 3.24.

Après de longues manipulations algébriques dont le détail est donné en annexe C, nous obtenons pour les constantes :

$$A = \frac{\hat{\Gamma}_z (k^2 + s^2)(F_{22} - R)}{\mu \sinh(qd) \Delta} \quad (5.13)$$

$$B = \frac{\hat{\Gamma}_z (k^2 + s^2)(F_{11} + R)}{\mu \Delta \cosh(qd)} \quad (5.14)$$

$$C = \frac{2\hat{\Gamma}_z qik(F_{11} + R)}{\mu \cosh(sd) \Delta} \quad (5.15)$$

$$D = \frac{2\hat{\Gamma}_z qik(F_{22} - R)}{\mu \sinh(sd) \Delta} \quad (5.16)$$

$$E = -\frac{\hat{\Gamma}_z qik(F_{22} - F_{11})k_t^2}{\mu k k_z \Delta} \quad (5.17)$$

avec

$$F_1 = \Delta_s = (k^2 + s^2)^2 \sinh(sd) \cosh(qd) - 4k^2 qs \cosh(sd) \sinh(qd) \quad (5.18)$$

$$F_2 = \Delta_a = (k^2 + s^2)^2 \sinh(qd) \cosh(sd) - 4k^2 qs \sinh(sd) \cosh(qd) \quad (5.19)$$

$$F_{11} = \frac{F_1}{\sinh(qd)\sinh(sd)} = (k^2 + s^2)^2 \coth(qd) - 4k^2 qs \coth(sd) \quad (5.20)$$

$$F_{22} = \frac{F_2}{\cosh(qd)\cosh(sd)} = (k^2 + s^2)^2 \tanh(qd) - 4k^2 qs \tanh(sd) \quad (5.21)$$

$$R = i \frac{\rho_L k_t^4}{\rho_s} \frac{q}{k_z} \quad (5.22)$$

$$\Delta = 2F_{11}F_{22} + RF_{11} + RF_{22} = 2F_{11}F_{22} + R(F_{11} + F_{22}) \quad (5.23)$$

Avec l'obtention de ces constantes, nous connaissons maintenant les différents déplacements.

5.5.3. Calcul de la vitesse normale à la surface loin de la zone d'excitation

Nous allons calculer la vitesse des ondes de Lamb normale à la surface de la plaque à partir de l'équation de déplacement (3.1), qui est représentée dans le domaine spatial par :

$$\hat{w}_p = \frac{\partial \hat{\phi}_p}{\partial z} + \frac{\partial \hat{\psi}_p}{\partial x} \quad (5.24)$$

en remplaçant les expressions de $\hat{\phi}_p$ et $\hat{\psi}_p$ par celles des équations 5.7 et 5.8, et après avoir calculé les dérivées partielles, nous obtenons :

$$\hat{W}_p = \int_{-\infty}^{\infty} [A \sinh(qz)q + B \cosh(qz)q + D \sinh(sz)ik + C \cosh(sz)ik] e^{ikx} dk \quad (5.25)$$

après avoir remplacé les constantes A, B, C, D et E dans l'équation 5.25, nous avons :

$$\hat{W}_p = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\hat{\Gamma}_{zz}(k^2 + s^2)(F_{22} - R)}{\mu \sinh(qd)\Delta} \sinh(qz)q + \frac{\hat{\Gamma}_{zz}(k^2 + s^2)(F_{11} + R)}{\mu \Delta \cosh(qd)} \cosh(qz)q + \right. \\ \left. + \frac{2\hat{\Gamma}_{zz}qik(F_{22} - R)}{\mu \sinh(\zeta d)\Delta} \sinh(\zeta z)ik + \frac{2\hat{\Gamma}_{zz}qik(F_{11} + R)}{\mu \cosh(\zeta d)\Delta} \cosh(\zeta z)ik \right] e^{ikx} dk \quad (5.26)$$

à la surface de la plaque ($z=d$), l'équation 5.26 peut être exprimée par :

$$\hat{W}_p|_{z=d} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{\Gamma}_{zz}q}{\mu \Delta} [(k^2 + s^2)(F_{22} - R) + (k^2 + s^2)(F_{11} + R) - 2k^2(F_{22} - R) - 2k^2(F_{11} + R)] e^{ikx} dk \quad (5.27)$$

nous avons calculé l'intégrale de l'équation 5.27 par la méthode des résidus, ce qui donne :

$$\hat{W}_p|_{z=d} = \frac{-iqk_t^2}{\mu} \sum_k \frac{\hat{\Gamma}_{zz}(F_{22} + F_{11})}{\Delta} \quad (5.28)$$

L'équation 5.28 doit être évaluée pour toutes les valeurs possibles de k à une fréquence de fonctionnement donnée. Ces valeurs possibles de k correspondent aux solutions du système 5.12 loin de la zone d'excitation, et représentent les modes possibles de propagation des ondes de Lamb.

Ensuite, l'expression de la vitesse des ondes à partir du déplacement, est :

$$\hat{V}_p|_{z=d} = \frac{d\hat{W}_p|_{z=d}}{dt} = (i\omega)\hat{W}_p|_{z=d} \quad (5.28)$$

Pour un mode de propagation donné d'une onde de Lamb, caractérisé par un vecteur d'onde k , la vitesse des particules à la surface libre de la plaque est :

$$\hat{V}_p|_{z=d} = \frac{\omega q k_t^2}{\mu} \frac{\hat{\Gamma}_{zz}(F_{22} + F_{11})}{\Delta} \quad (5.29)$$

La figure 5.17 illustre le calcul des amplitudes de la vitesse de déplacement de particules normale à la surface de la plaque de l'onde de Scholte qui se propage sur une plaque chargée par l'eau d'un coté et du mode a_0 d'une onde de Lamb qui se propage dans une plaque libre. La vitesse maximale est celle du mode a_0 de l'onde de Lamb d'une plaque libre. Dans cette figure, nous pouvons remarquer que la vitesse du mode de Scholte tend vers zéro pour des produits fréquence-épaisseur de la plaque élevés, ce qui correspond à la définition de ce type d'onde. Sur la figure 3.6 du chapitre 3, nous avons pu observer que pour un produit fréquence-épaisseur de la plaque égal à 0,5 MHz.mm la vitesse de l'onde de Scholte était pratiquement égale à celle dans le liquide.

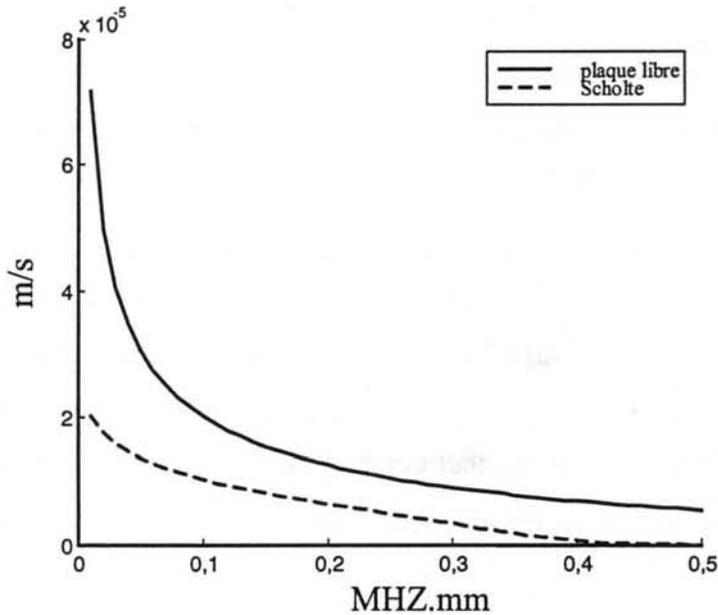


Figure 5.17 : Amplitudes de la vitesse de déplacement des particules normale à la surface de la plaque de l'onde de Scholte qui se propage sur une plaque d'aluminium chargée par l'eau d'un coté et du mode a_0 d'une onde de Lamb qui se propage dans une plaque libre.

5.6. Détermination du pas du réseau d'électrodes

Nous avons vu dans la section 4.3.2 que les ondes de Lamb sont générées efficacement lorsque le pas du réseau d'électrodes du transducteur piézoélectrique est égal à la longueur d'onde de Lamb. Celui-ci se calcule à partir de la relation :

$$p = \lambda_{Lamb} = \frac{v_{Lamb}}{f} \quad (5.29)$$

où p est le pas du réseau d'électrodes, v_{Lamb} est la vitesse de phase de l'onde de Lamb et f est la fréquence de fonctionnement.

Sur la courbe 3.6, nous avons remarqué que l'excitation des ondes de Lamb à l'interface liquide-solide, pour le cas d'une plaque d'aluminium chargée par l'eau d'un côté, se produisait avec un minimum de pertes jusqu'à la limite de 0,2 MHz.mm. Après cette limite, l'onde de Lamb atteint une vitesse comparable à celle d'une onde se propageant dans le liquide en contact avec la plaque et les pertes augmentent exponentiellement.

Pour éviter une fragilité excessive du dispositif, et aussi permettre que la plaque puisse être à la fois milieu de propagation et récipient pour le liquide, l'épaisseur de la plaque qui a été retenue pour les essais sur les liquides est de 90 μ m.

La fréquence de fonctionnement est d'environ 2MHz. A cette fréquence la longueur d'onde du mode antisymétrique d'ordre 0 avoisine 600 μ m, quand un côté de la plaque est en contact avec l'eau. C'est cette longueur d'onde qui a été retenue comme pas du réseau d'électrodes. La largeur des électrodes est donc 300 μ m et leur longueur est fixée à 20mm pour obtenir une puissance élastique suffisante tout en conservant des dimensions réduites.

L'équation 5.11 nous permet d'évaluer l'influence de la géométrie du réseau d'électrodes sur la contrainte appliquée sur la plaque. Cette influence est exprimé par le terme sous l'indice sommation. La figure 5.18 représente l'amplitude normalisée de la contrainte appliquée par la lame piézoélectrique en fonction de la largeur relative du pas du réseau $4a/\lambda_{Lamb}$.

L'analyse de l'équation 5.11 montre que le transducteur est d'autant plus sélectif qu'il comporte un grand nombre d'électrodes. Sur la figure 5.18, nous pouvons noter que l'amplitude est maximale lorsque la longueur d'onde de Lamb est égale au pas du réseau d'électrodes ($p=4a=\lambda_{Lamb}$), ce qui correspond à une fréquence de synchronisme

$f_0 = v_{Lamb}/p$, où v_{Lamb} est la vitesse de l'onde de Lamb. Cette amplitude est proportionnelle au nombre d'électrodes

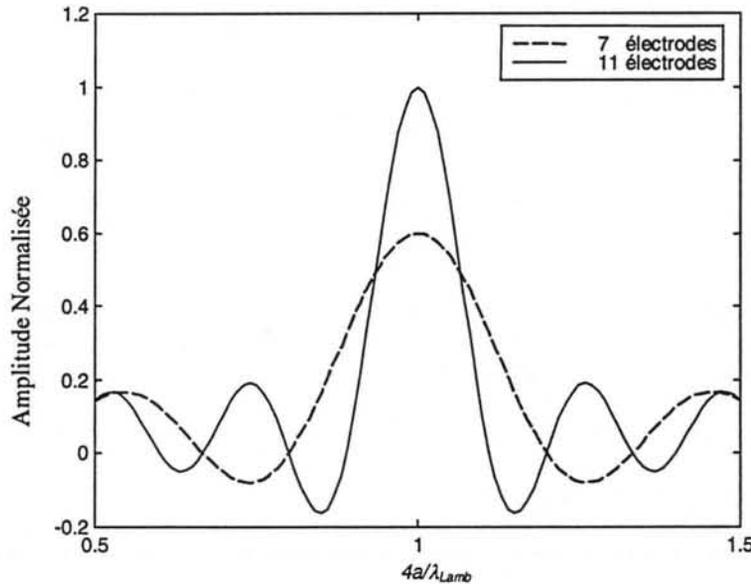


Figure 5.18 : Amplitude normalisée de la contrainte appliquée par la lame piézoélectrique en fonction de la largeur relative du pas du réseau $4a/\lambda_{Lamb}$, pour un transducteur composé de 7 et 11 électrodes.

5.7. Evaluation des pertes de propagation.

Les pertes au cours de la propagation de l'onde de Lamb entraînent l'atténuation de ses composantes. Cette atténuation est attribuée à plusieurs facteurs tels que l'influence des défauts de surface, les pertes dans le milieu de propagation et l'atténuation par le milieu ambiant.

Nous considérerons dans ce paragraphe uniquement les pertes dans le milieu de propagation. Cela se justifie parce que notre application utilise la propagation des ondes de Lamb dans le mode a_0 pour une plaque libre et son homologue (le mode de Scholte) pour une plaque chargée par un liquide. Comme nous avons vu dans le chapitre 3, la vitesse de phase de l'onde du mode de Scholte est toujours inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide, et pour cela il n'y a pas de radiation d'énergie dans le liquide.

Nous allons nous concentrer sur le mode a_0 des ondes de Lamb qui se propagent sur une plaque libre. Les pertes dans le milieu de propagation sont prises en compte en considérant les nombres d'ondes longitudinal et transversal de l'onde de volume dans le milieu de propagation, ainsi que celui de l'onde de Lamb complexe [1].

$$\begin{aligned} k_L^* &= k_L(1+i\alpha) \\ k_T^* &= k_T(1+i\beta) \\ k_{a_0}^* &= k_{a_0}(1+i\gamma) \end{aligned} \quad (5.30)$$

où α , β , γ sont les facteurs d'atténuation des composantes longitudinale et transversale de volume et celle du mode a_0 des ondes de Lamb. L'évaluation du nombre d'onde complexe k_{a_0} s'obtient en remplaçant dans l'équation caractéristique (3.13) du chapitre 3 les nombres d'ondes par leur forme complexe.

Sur la figure 5.19 nous observons la variation du coefficient d'atténuation du mode a_0 des ondes de Lamb en fonction du produit fréquence-épaisseur de la plaque. Il a été calculé à partir de l'équation (3.13), après avoir exprimé les vitesses longitudinale et transversale dans la plaque par ses formes complexes.

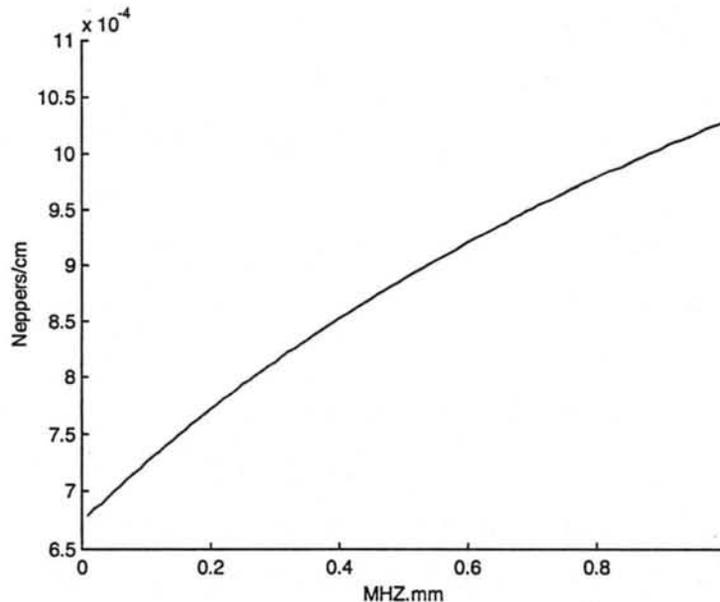


Figure 5.19 : Facteur d'atténuation (γ) en fonction du produit fréquence-épaisseur pour le mode a_0 des ondes de Lamb sur une plaque d'aluminium libre, pour $\alpha=1,22 \cdot 10^{-3}$ et $\beta=1,40 \cdot 10^{-3}$.

Pour une distance de 10 cm entre les peignes émetteur et récepteur, les pertes de propagation pour la région de fonctionnement choisie (autour de 2 MHz.mm) sont d'environ $7,7.10^{-3}$ Np. Nous pourrions donc négliger ces pertes, puisque pour une distance de quelques centimètres entre les transducteurs, elles n'entraîneront pas de changements perceptibles sur l'amplitude des composantes du déplacement et sur la vitesse de l'onde de Lamb.

5.8. Calcul de la tension de sortie.

Lorsque l'onde de Lamb, engendrée par le transducteur émetteur dans le milieu de propagation, arrive sous le transducteur récepteur, elle induit des contraintes à la surface de la lame piézoélectrique réceptrice ce qui la déforme. Par effet piézoélectrique direct, une tension électrique apparaît alors aux bornes du réseau d'électrodes récepteur. La tension électrique induite sur le récepteur sera calculée à partir du modèle de Mason du transducteur en mode réception.

Le calcul de la contrainte T_{zz} exercée par l'onde de Lamb sur l'électrode réceptrice ne peut pas être effectué par l'équation 3.8 puisque nous avons imposé une contrainte aux limites nulle sur la surface de la plaque. Cependant, nous pouvons calculer la vitesse des particules normale à la surface de la plaque. Cette vitesse, calculée par l'équation 5.28, est introduite dans le modèle de Mason du transducteur en mode réception, comme l'illustre la figure 5.19. Cette hypothèse simplificatrice est justifiée par le fait que l'impédance acoustique du $P(VF_2-VF_3)$ est très faible devant celle de la plaque. En toute rigueur nous devrions considérer une onde différente dans ce calcul. Cependant l'erreur introduite est suffisamment faible pour être négligée.

Les paramètres pour les composantes du modèle de Mason de la figure 5.20 sont les mêmes que ceux de l'équation 5.2 pour l'électrode en mode émission. La figure 5.20 représente une source de courant pour introduire dans le modèle, la vitesse normale à la surface de la plaque sous la lame de $P(VF_2-PV_3)$. On représente aussi la couche de couplage, qui est présente entre la lame piézoélectrique et la plaque. La résistance R_{ampli} représente l'impédance d'entrée de l'amplificateur à la sortie de l'électrode réceptrice.

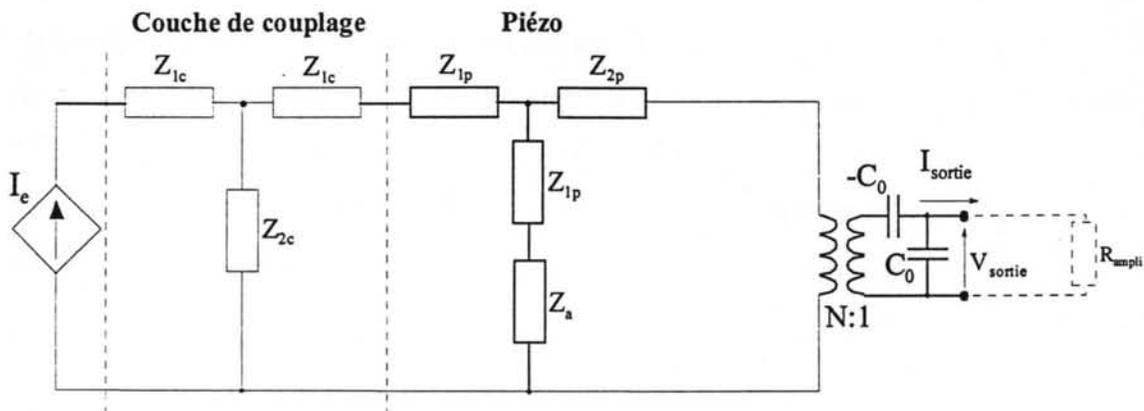


Figure 5.20 : Modèle de Mason du transducteur en mode réception.

La figure 5.21 représente la tension de sortie pour le cas de deux transducteurs en $P(VF_2-VF_3)$ sur une plaque d'aluminium de $90\mu\text{m}$ d'épaisseur et sans adaptation d'impédance. La surface des électrodes est de 66 mm^2 . Un côté de la plaque est en contact avec l'eau et nous supposons que l'électrode émettrice est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude de 1V dans toute la plage de fréquence.

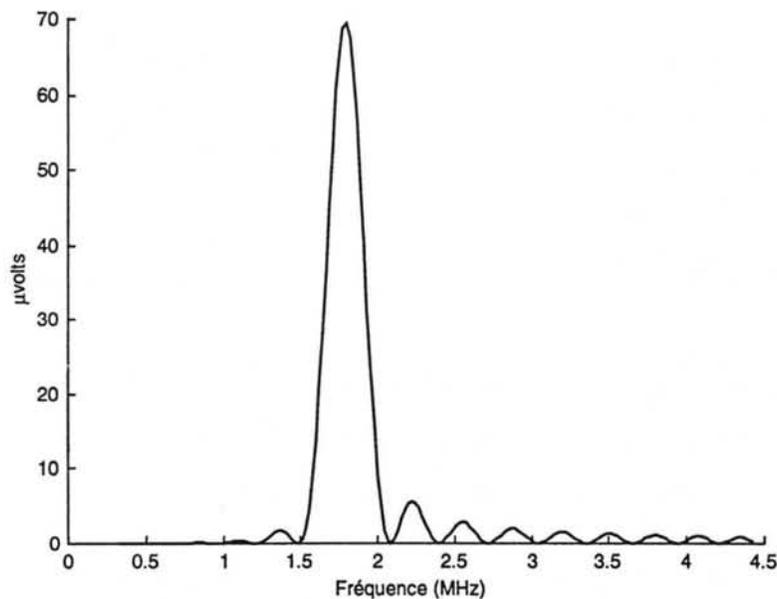


Figure 5.21 : Tension de Sortie pour deux transducteurs en $P(VF_2-VF_3)$ sur une plaque d'aluminium de $90\mu\text{m}$ d'épaisseur et sans adaptation d'impédance. La surface des électrodes est de 66 mm^2 . Un côté de la plaque est en contact avec l'eau. Nous supposons que l'électrode émettrice est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude 1v sur toutes les plages de fréquence. L'onde qui se propage est le mode a_0 des ondes de Lamb en contact avec un liquide.

La figure 5.22 représente la tension de sortie pour deux transducteurs en $P(VF_2-VF_3)$ sur une plaque d'aluminium libre de $100\mu\text{m}$ d'épaisseur et sans adaptation d'impédance. La surface des électrodes est de 66 mm^2 . Nous supposons que l'électrode émettrice est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude 1V dans toute la plage de fréquence.

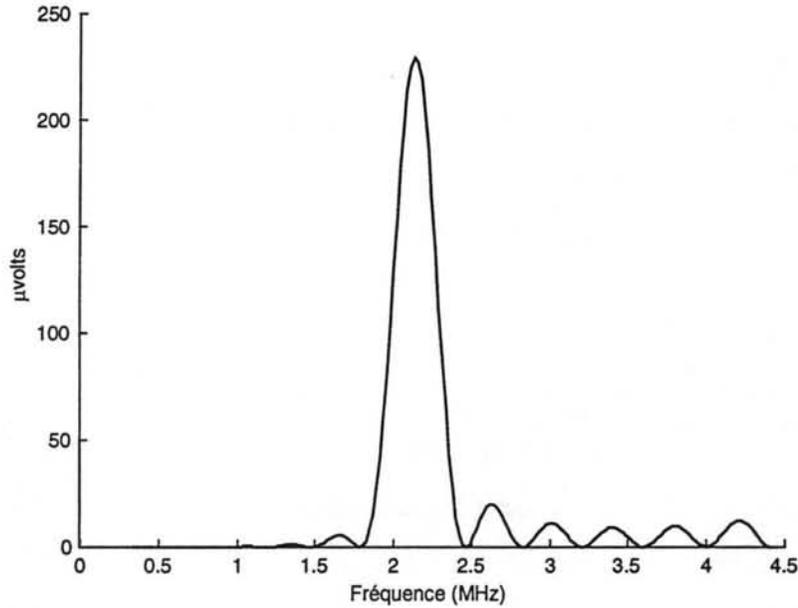


Figure 5.22 : Tension de sortie pour deux transducteurs en $P(VF_2-VF_3)$ sur une plaque libre d'aluminium de $90\mu\text{m}$ d'épaisseur et sans adaptation d'impédance. La surface des électrodes est de 66 mm^2 . Nous supposons que l'électrode émettrice est excitée par une tension sinusoïdale d'amplitude 1v sur toutes les plages de fréquence. L'onde qui se propage est le mode a_0 des ondes de Lamb.

Après l'analyse des figures 5.21 et 5.22, nous pouvons noter que l'amplitude de la tension de sortie est légèrement supérieure pour la plaque libre. Ceci est dû au fait que la présence de liquide de l'autre côté de la plaque augmente l'impédance acoustique vue par les électrodes émettrice et réceptrice. Nous notons aussi un décalage de la fréquence de résonance qui donne le signal maximal. Ce décalage s'explique par la charge massique du liquide sur la plaque, ce qui change la vitesse des ondes et en conséquence la fréquence de synchronisme.

5.9. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons effectué l'analyse et la modélisation du transducteur à réseau d'électrodes adopté pour la génération et la détection des ondes de Lamb. Après la description du dispositif, nous avons effectué son analyse théorique complète. Cette analyse peut se diviser en trois parties : génération, propagation et détection.

Pour la génération et la détection nous avons adopté le modèle de Mason pour modéliser la transduction piézoélectrique. Pour que le modèle reproduise le plus fidèlement possible le comportement du film piézoélectrique en $P(VF_2-VF_3)$, nous avons procédé à l'évaluation de ses pertes diélectriques et mécaniques en fonction de la fréquence.

Nous avons calculé la contrainte appliquée par la lame piézoélectrique sur la plaque pour différentes épaisseurs et pour différents matériaux constituant la plaque, ainsi que pour la plaque libre ou chargée par l'eau d'un côté. Nous avons observé que pour une épaisseur de plaque plus grande, les extremums de contraintes appliquées sur la plaque subissaient un décalage vers les basses fréquences. Ce décalage s'accompagne en même temps par l'accroissement des maxima de la courbe. Quand la plaque est chargée par l'eau, nous notons un affaiblissement des extremums de la contrainte appliquée. Ceci s'explique par le changement d'impédance acoustique vue par le transducteur.

Les pertes diélectriques et mécaniques atténuent la puissance élastique transmise par le transducteur en vibration, et par conséquent atténuent la contrainte exercée sur le milieu de propagation. Ces atténuations sont d'autant plus importantes que la fréquence d'excitation est élevée. L'adaptation d'impédance entre le générateur et le transducteur a permis d'observer une nette augmentation de la contrainte exercée sur le milieu de propagation, ce qui améliore dans les mêmes proportions l'amplitude des composantes de l'onde de Lamb générée pour une même amplitude du signal électrique d'excitation.

Nous avons dimensionné le réseau d'électrodes destiné à la génération d'ondes de Lamb. Nous avons évalué les composantes du déplacement et de la vitesse du mode a_0 de l'onde de Lamb. L'analyse de ces composantes a montré que l'amplitude de l'onde est maximale lorsque le pas du réseau est égal à la longueur d'onde de Lamb, et est proportionnel au nombre d'électrodes. Aussi, le transducteur est d'autant plus sélectif en fréquence que le nombre d'électrodes est grand. Nous avons ensuite tenu compte des pertes au cours de la propagation. Dans notre analyse, seules les pertes dans le milieu de propagation sont prises en compte. La quantification des pertes dans le milieu de propagation a montré que l'atténuation de l'onde de surface est négligeable pour la distance adoptée entre les transducteurs émetteur et récepteur.

Pour le calcul des composantes de l'onde de Lamb, nous avons développé les équations complètes du déplacement et de la vitesse normale à la surface de propagation, en tenant compte de la présence d'un liquide d'un côté de la plaque. Le développement de ces équations nous a permis d'évaluer la vitesse des ondes en fonction de la fréquence de la tension d'excitation, du nombre d'électrodes et des paramètres de propagation tel que l'épaisseur de la plaque, matériau constituant la plaque et les caractéristiques (densité et vitesse) d'un liquide en contact avec la plaque. Enfin, avec le modèle de Mason du transducteur en mode réception, nous avons évalué la tension de sortie en fonction de la vitesse normale à la surface.

CHAPITRE 6. DESCRIPTION DU SYSTEME

6.1. Introduction

Nous allons décrire dans ce chapitre le système que nous avons développé pour la génération et la détection des ondes de Lamb. Le principale avantage du système est de permettre le contrôle intégré de la génération et de l'acquisition du signal, ce qui facilite la mesure du signal de sortie en fonction du signal d'excitation, et ensuite le calcul des paramètres de l'onde de Lamb qui se propage entre les deux peignes.

Dans la suite, nous allons présenter la structure du système électronique et de l'algorithme de calcul du temps de vol entre l'onde émise puis détectée par le peigne récepteur.

6.2. Structure du système électronique

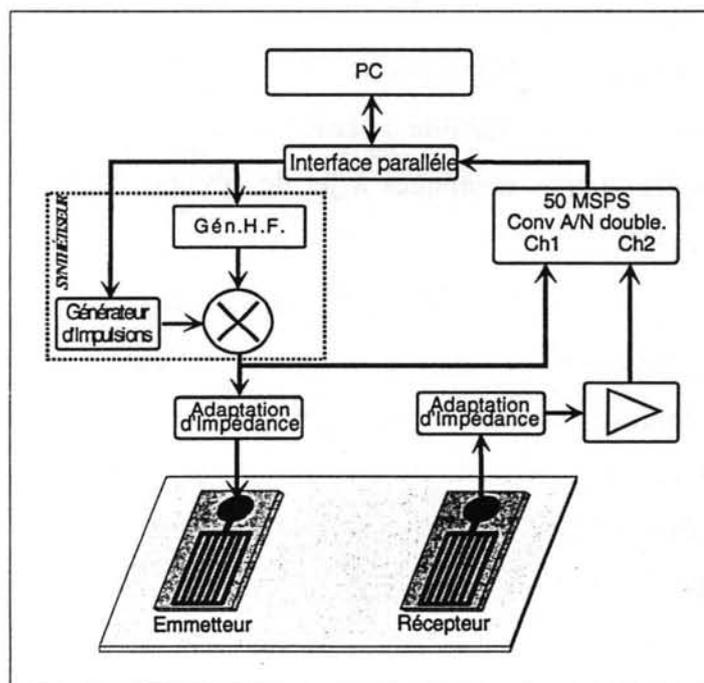


Figure 6.1 : Structure générale du système de mesure.

Afin de générer puis de détecter les ondes de Lamb, et ensuite d'en déduire les divers paramètres de propagation, nous avons développé une électronique spécifique répondant aux nécessités propres à notre dispositif de mesure. Elle est composée d'un synthétiseur de fréquence pour la génération du signal d'excitation et d'un module d'acquisition double entrée, chargé de la numérisation simultanée des signaux d'excitation et de réception (voir figure 6.1). Le tout est piloté via l'interface parallèle d'un micro-ordinateur PC. Cette électronique nous permet d'utiliser le capteur en configuration ligne à retard, ce qui résout en grande partie les problèmes liés aux réflexions de l'onde sur les bords de la plaque (support de propagation).

6.2.1. *Partie génération du signal*

Dans notre application, nous avons besoin d'un signal électrique pour exciter le peigne émetteur. Ce signal doit être sinusoïdal, et ses caractéristiques (amplitude, fréquence) doivent être contrôlées et demeurer stables durant un cycle de mesure pour servir de signal de référence.

Depuis longtemps, diverses techniques dédiées à la génération de fréquences stables et contrôlées ont été développées. L'évolution de ces générateurs est passée par le pilote à quartz, dont la stabilité relative est de l'ordre de 10^{-6} à 10^{-8} , et plus récemment par les étalons atomiques à jet de césium, dont la stabilité relative est meilleure que 10^{-13} .

Malheureusement, ces étalons ne produisent qu'une seule fréquence et s'ils peuvent être utilisés commodément dans des services de télécommunications numériques, il n'en est pas de même pour des équipements nécessitant un grand nombre de fréquences dans les bandes telles que la haute fréquence HF (2 à 30 MHz) ou la très haute fréquence VHF (30 à 225 MHz).

Pour répondre à ce problème de génération de fréquence sur une large plage sont apparus dans les années 40, des générateurs de signaux appelés *synthétiseurs de fréquence*. Un synthétiseur de fréquence est un appareil produisant une fréquence à la

demande, en un temps très court, par une manœuvre pouvant être manuelle ou automatique.

On distingue trois méthodes de synthèse de fréquence :

- i) la synthèse directe, la plus ancienne;
- ii) la synthèse indirecte qui s'est développée conjointement avec l'essor des circuits numériques;
- iii) la synthèse directe numérique, de développement plus récent et faisant appel à une technique différente des deux précédentes.

6.2.1.1. La synthèse directe

La technique consiste à obtenir différentes fréquences à partir d'une fréquence unique à l'aide de dispositifs électroniques bien connus, tels les modulateurs, les filtres et les oscillateurs.

Le principe de base de la synthèse directe consiste, à partir d'une source unique, stable, à fabriquer une série de fréquences multiples, puis une série de sous-multiples et de les combiner entre elles par addition et soustraction. Cependant, dans le principe, la production de 10 fréquences nécessite à elle seule la génération d'harmoniques et 10 filtres avec leurs dispositifs de commutation. S'il s'agissait de produire un grand nombre de fréquences (10^4 par exemple), le nombre de mélangeurs, diviseurs, multiplicateurs et filtres conduirait à un ensemble très onéreux et encombrant. En fait, ces dispositifs étaient surtout employés lorsque le faible développement des circuits numériques rendait difficile la réalisation de synthétiseurs ne comportant que des boucles de phase.

6.2.1.2. La synthèse indirecte

C'est un procédé qui s'est développé vers 1965 avec l'apparition des circuits intégrés numériques. Elle utilise comme structure de base la boucle d'asservissement de phase d'un oscillateur dont la principe est représenté sur la figure 6.2.

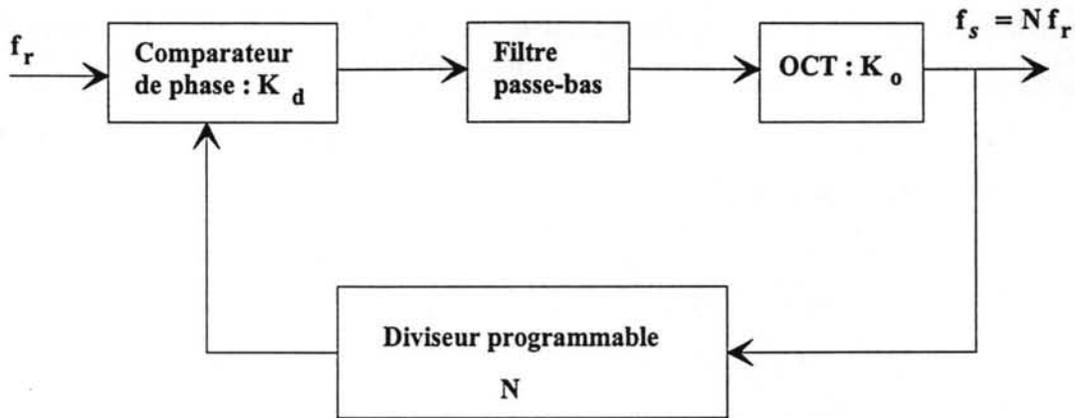


Figure 6.2 : Principe de la synthèse indirecte basée sur une boucle d'asservissement de phase.

La boucle d'asservissement de phase comporte :

- un comparateur de phase, dont le gain K_d s'exprime en volt/radian ;
- un oscillateur contrôlé en tension (OCT ou VCO), dont le gain K_o s'exprime en rad/volt. ;
- un filtre passe-bas, qui fournit la tension de contrôle de l'OCT et qui intervient dans la stabilité de la boucle ;
- un diviseur de fréquence de rang N programmable.

Si f_r est la fréquence de référence, réputée stable, la relation entre la fréquence de sortie f_s et f_r est : $f_s = N f_r$. On constate qu'il y a eu multiplication alors que la boucle d'asservissement réalise une division de la fréquence issue de l'OCT, d'où les termes de multiplication indirecte et de synthèse indirecte. Toute variation d'une unité du rang N , entraîne un changement de la fréquence de sortie d'une quantité f_r , qui représente donc le pas.

Cette structure a l'avantage de la simplicité par rapport à la synthèse directe. De plus un grand nombre de fréquences peuvent être obtenues par le changement de la programmation d'un dispositif courant : le diviseur programmable.

6.2.1.3. Synthèse numérique directe

A côté des techniques de synthèse analysées ci-dessus, il existe un mode de synthèse purement numérique : la synthèse numérique directe (SND). Les paramètres de fréquence, de phase et d'amplitude du signal, sont définis ou calculés numériquement. Cette méthode repose sur le fait que la pulsation représente la variation de phase par unité de temps, qui de façon discrète s'écrit en terme de fréquence par :

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} \quad (6.1).$$

Le schéma de base d'un système de synthèse de fréquence utilisant la technique SND est représenté sur la figure 6.3.

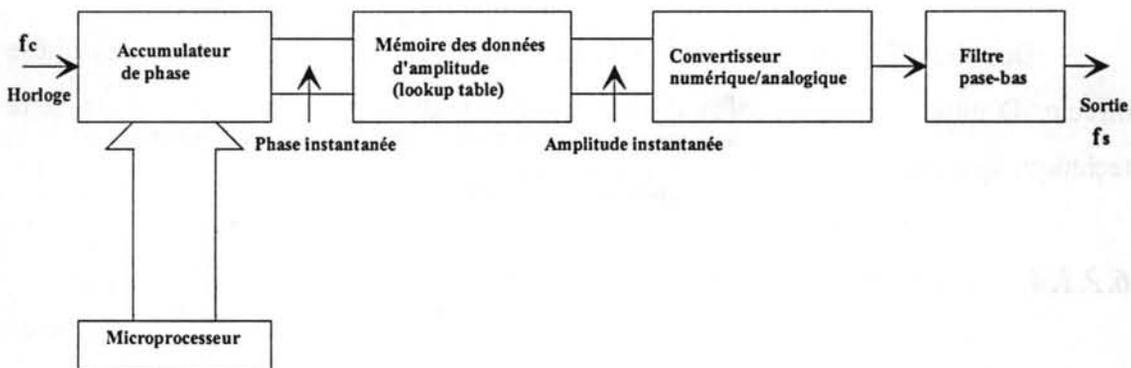


Figure 6.3 : Principe de la technique SND.

Il est important pour comprendre le fonctionnement de l'oscillateur basé sur ce principe, d'utiliser un cercle de phase numérique qui représente un cycle d'oscillation. La vitesse de rotation ($2\pi f$) correspond à la pulsation programmée, si celle-ci est constante le système produit un signal sinusoïdal. L'accumulateur de phase est un compteur à modulo variable, conçu de manière à ajouter le nombre binaire qui lui est indiqué à son entrée à chaque impulsion d'horloge, on obtient à sa sortie une phase instantanée. Si nous appelons N le nombre à l'entrée d'un accumulateur à n bits, la fréquence du signal synthétisé est :

$$f = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta t} = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\frac{N}{f_h}}{\frac{1}{f_h}} = \frac{N}{2\pi} \cdot \frac{f_h}{2^n} \quad (6.2)$$

Nous savons que la phase d'un signal sinusoïdal est une fonction linéaire du temps pour une fréquence fixe. Mais le signal de phase à la sortie de l'accumulateur n'est pas une fonction linéaire, en utilisant une mémoire contenant des données d'amplitude normalisée d'un signal sinusoïdal ("Look-up table"), les impulsions de phase de l'accumulateur indiquent à la mémoire l'amplitude adéquate. Les données en sortie de celle-ci sont transformées par un convertisseur numérique analogique, l'emploi d'un filtre anti-repliement réduit la distorsion du signal, donnant ainsi un signal sinusoïdal. La plage des fréquences obtenues est liée à la condition de SHANNON : la fréquence d'horloge doit être au moins deux fois supérieure à la fréquence désirée.

Des circuits disponibles intègrent toutes les fonctions d'un générateur à synthèse directe. D'autre part, cette méthode est facile à mettre en œuvre. C'est donc cette technique que nous avons retenue pour notre application.

6.2.1.4. Description du générateur

Pour le générateur de fréquences, nous avons choisi le circuit intégré AD7008, un générateur à synthèse directe en un seul composant. Son diagramme fonctionnel est représenté sur la figure 6.4. C'est un oscillateur à contrôle numérique, contenant un accumulateur de phase à 32 bits, deux mémoires contenant les données d'amplitude normalisée d'un signal sinusoïdal ("Look-up table") et un convertisseur numérique-analogique à 10 bits. Le fonctionnement de ces composantes a été décrit dans la section 6.2.1.3.

Il y a plusieurs composantes de différentes fabricantes disponibles pour la synthèse numérique de fréquences. Cependant, l'AD7008 est l'unique composante qui offre la synthèse directe de fréquences en un seule composant, et qui est disponible dans le marché français à un coût modéré (quelques centaines de francs). D'autres

alternatives disponibles, qui implémentent la synthèse indirecte, auraient coûté plus cher et sa mise en œuvre aurait pris plus d'espace dans la carte de circuit imprimé à cause du nombre de composants nécessaires (entre sept et dix).

L'horloge externe peut atteindre 50MHz, ce qui nous donne dans la pratique des signaux de sortie dont la fréquence peut aller jusqu'à 10 MHz, avec un rapport signal sur bruit acceptable.

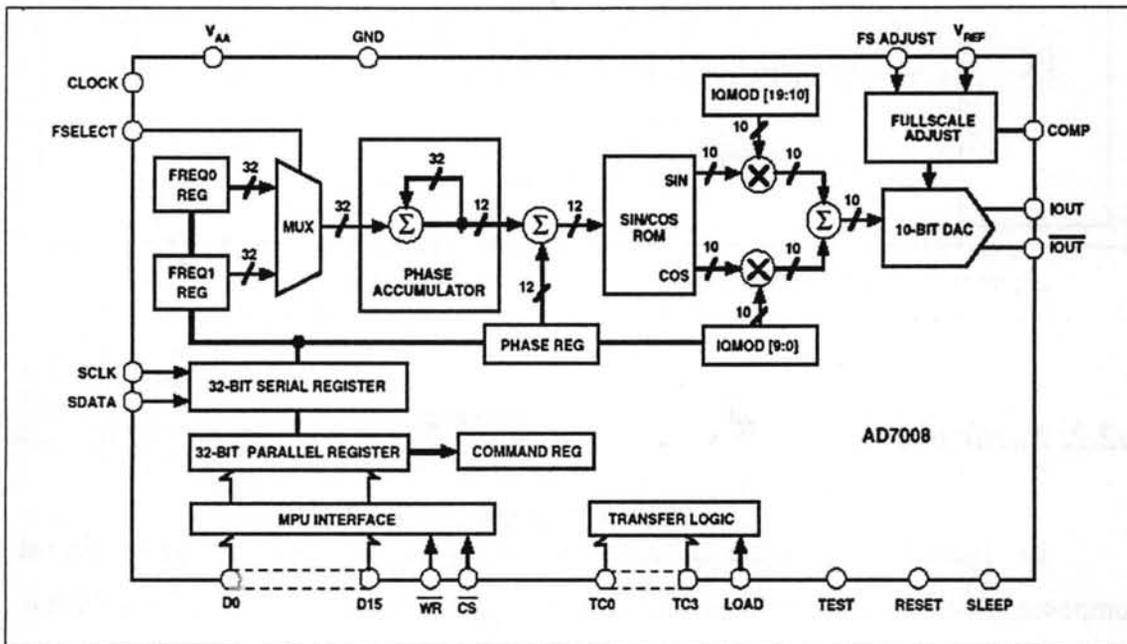


Figure 6.4 : Diagramme fonctionnel du générateur AD7008.

La configuration simplifiée pour la mise en œuvre de l'AD7008 est indiquée sur la figure 6.5. Un ordinateur personnel du type PC, pilote le générateur à travers l'interface parallèle. Le quartz du générateur a une fréquence de 50 MHz. Toutes les fonctions de contrôle, nécessaires pour choisir la fréquence de fonctionnement et l'amplitude du signal de sortie sont effectuées par logiciel.

Le convertisseur analogique numérique, interne au circuit intégré, a une sortie différentielle en courant. Pour pouvoir exciter l'électrode émettrice, nous avons employé un amplificateur différentiel (AD847), avec sortie en tension. Cet amplificateur convient à l'excitation de charges capacitives comme c'est le cas de notre transducteur. La tension maximale qu'il délivre est fixée à 10 volts crête à crête, pour le courant de

sortie maximal du synthétiseur. L'adaptation d'impédance est réalisée par une inductance en série avec le générateur. Sa valeur est calculée en fonction de la fréquence de fonctionnement et des conditions de charge du film piézoélectrique, comme nous l'avons vu dans la section 5.4.4.

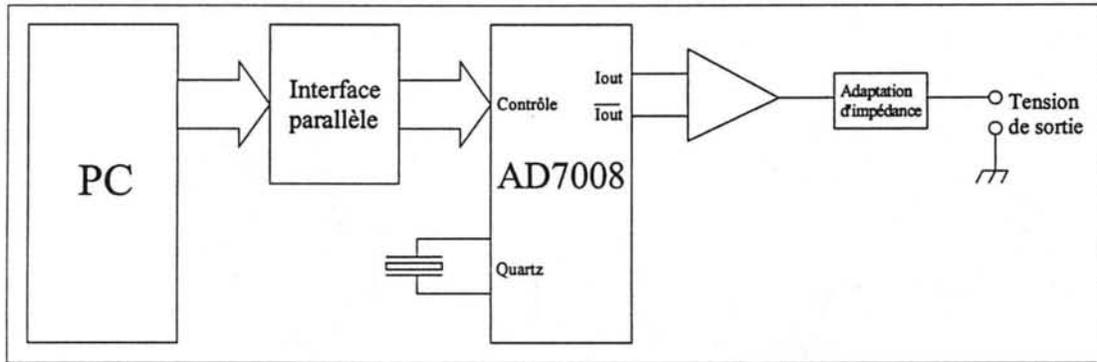


Figure 6.5 : Diagramme fonctionnel de mise en œuvre du AD7008.

6.2.2. Partie acquisition du signal

La figure 6.6 représente la partie acquisition du système de mesure. Elle est composée d'un convertisseur analogique-numérique double (AD9058), type « flash », qui numérise les deux voix d'entrée à une fréquence maximale de 50 MHz, avec une dynamique de 8 bits. Chaque canal possède des sorties numériques indépendantes, qui sont reliées à l'entrée de données d'une mémoire FIFO (« *First In First Out* »). De cette façon, il est possible de faire fonctionner le convertisseur à sa vitesse maximale et de récupérer les données sur le port parallèle d'un ordinateur PC une fois l'acquisition terminée. Le multiplexeur permet de transmettre les 16 bits de sortie des mémoires flash vers les 4 bits d'entrée du port parallèle.

La fréquence de numérisation est programmable entre 3,125 MHz et 50 MHz. La durée du signal numérisé, qui correspond à un maximum de 32768 échantillons, est de 655 μ s au taux d'échantillonnage maximal, et 10,48ms au taux d'échantillonnage minimal.

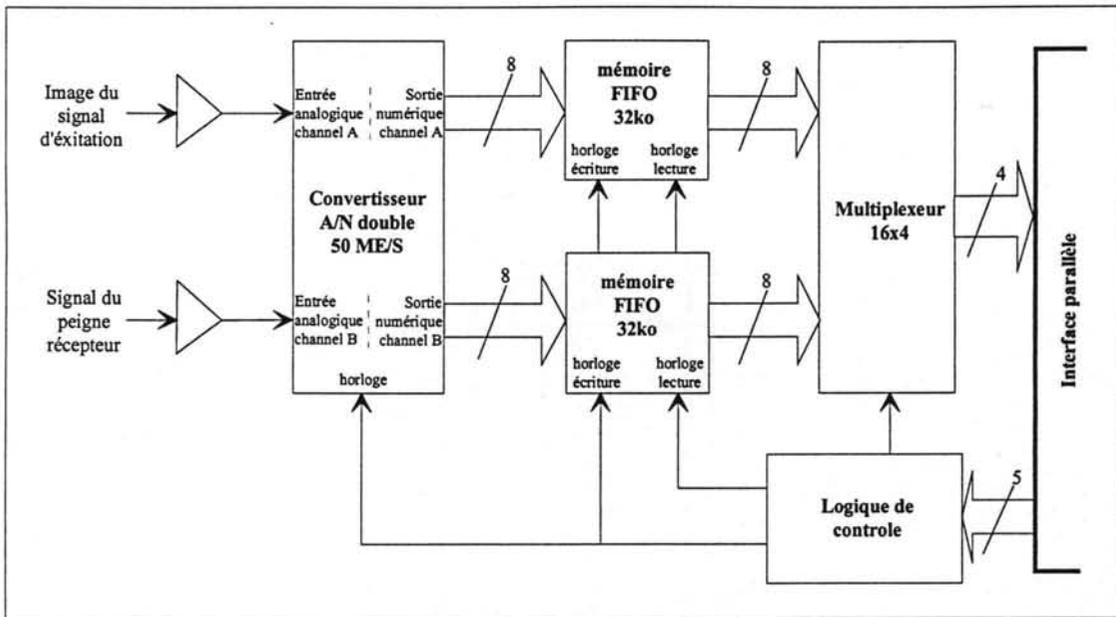


Figure 6.6 : Partie acquisition du signal du système de mesure.

6.2.2.1. Le convertisseur Analogique-Numérique

Nous avons choisi le convertisseur AD9058, qui est un convertisseur analogique-numérique double à 8 bits. Il possède des entrées et sorties indépendantes pour chaque voie, comme on peut le voir sur la figure 6.7. Les entrées et sorties numériques sont compatibles avec la technologie TTL et la fréquence d'échantillonnage peut aller jusqu'à 50MHz.

Le choix du convertisseur AD9058 réside dans le fait qu'il possède deux convertisseurs intégrés dans un seule composant, et ses entrées et sorties numériques sont compatibles avec la technologie TTL. En effet, il est un des convertisseurs les plus rapides dans le marché avec ces caractéristiques. Il y en a d'autres convertisseurs qui présentent une résolution de un ou deux bits plus élevés, mais a un coût beaucoup supérieur. Dans notre application, la résolution en tension a 8 bits de l'AD9058 est satisfaisante, puisque c'est la fréquence d'échantillonnage la caractéristique la plus importante pour la mesure du temps de propagation. Autres alternatives de convertisseurs avec une fréquence d'échantillonnage plus élevées ont été rejetées à

cause qu'il utilisent en général la technologie ECL pour ses sorties numériques, ce qui nous aurait rendu beaucoup plus difficile la réalisation de l'électronique proposée.

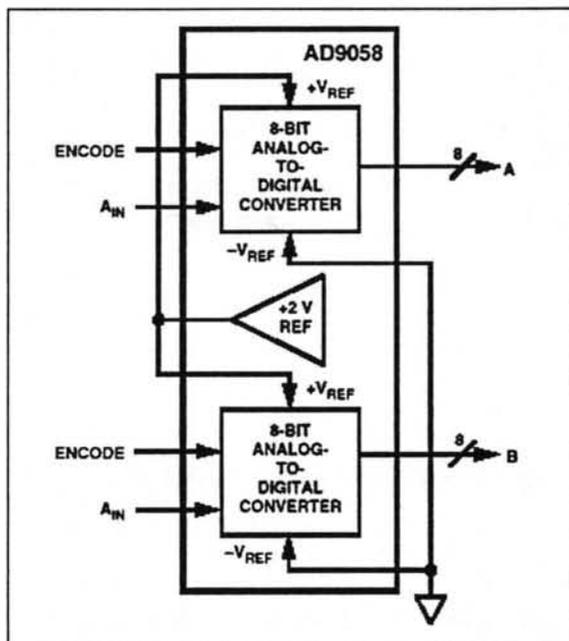


Figure 6.7 : Diagramme fonctionnel du convertisseur A/N AD9058.

L'AD9058 est un convertisseur du type « flash », ce qui nous permet de travailler sans avoir recours à un circuit du type échantillonneur-bloqueur pour stabiliser la tension d'entrée pendant la conversion. Nous avons connecté les deux entrées de déclenchement de la conversion sur le même point du circuit de la logique de contrôle, ce qui nous permet de synchroniser la conversion analogique-numérique sur les deux voies. De cette façon, on s'assure que les échantillons pris sur les deux canaux correspondent au même instant d'échantillonnage.

La tension de référence du convertisseur est celle de son générateur interne. L'utilisation de la tension de référence incorporée nous permet d'entrer directement des signaux de $\pm 1\text{V}$ pour profiter de toute la plage numérique de sortie. Cependant, nous avons mis un amplificateur opérationnel de faible distorsion (AD9618) entre l'entrée de la carte et chaque entrée analogique du convertisseur pour augmenter l'impédance d'entrée de l'appareil.

En fonctionnement normal, nous allons utiliser un canal du convertisseur pour effectuer l'échantillonnage du signal à la sortie du peigne récepteur. Le deuxième canal servira à échantillonner, en même temps, le signal d'excitation.

6.2.2.2. Les mémoires FIFO

Sur la figure 6.6 nous pouvons observer la disposition des mémoires FIFO entre le convertisseur A/N et le multiplexeur. L'adoption d'une mémoires FIFO pour chaque voix du convertisseur, permet de faire travailler le convertisseur A/N à sa vitesse maximale, indépendamment de la vitesse du PC qui contrôle le système.

Nous avons employé des mémoires FIFO de 32k octets, avec une vitesse maximale d'écriture de 66 MHz, supérieure à la vitesse maximale de conversion. La mémoire FIFO adoptée possède une entrée et une sortie indépendantes. L'entrée de données de la mémoire est directement connectée à la sortie numérique du convertisseur A/N. Le signal d'écriture de la mémoire est relié au signal de début de conversion du convertisseur A/N. Ainsi, à chaque début de conversion la mémoire enregistre le signal correspondant à la conversion précédente d'une façon synchrone.

Le transfert de données vers le PC peut s'effectuer pendant ou après l'échantillonnage. La sortie de données de la mémoire FIFO est connectée sur un multiplexeur, en charge du transfert des octets enregistrés vers le PC. Le transfert des données vers le PC est effectué d'une façon asynchrone, à la vitesse imposée par le logiciel qui pilote la carte, en fonction des limitations de vitesse du port parallèle.

6.3. Implémentation du calcul des paramètres de l'onde

Dans cette section nous allons présenter la procédure de calcul des paramètres de l'onde : La vitesse de groupe, la vitesse de phase et l'amplitude en tension du signal reçu.

Tous les algorithmes ont été développés sous MatLab™ et la version finale a été implémentée en langage Pascal avec une approche orientée objets possible avec l'outil de développement Delphi™ de Borland™. Une interface graphique sous Windows 95™ permet une utilisation conviviale de toutes les fonctionnalités du système.

Le langage Pascal a été choisi car son code généré reste réduit et très performant. De plus, au moment du développement du logiciel, l'outil de développement Delphi™ pour Windows™ était l'unique alternative performante pour le développement de systèmes orientés objets avec génération automatique de codes de gestion de fenêtres et de contrôles.

6.3.1. Implémentation du calcul de la vitesse de groupe

Le temps de propagation d'une onde est fonction de sa vitesse de groupe. Quand l'onde qui se propage n'est pas dispersive, sa vitesse de groupe est la même que sa vitesse de phase ; comme c'est le cas pour les ondes de Rayleigh. Les ondes de Lamb sont elles dispersives, et la vitesse de phase de chaque mode de propagation est fonction de la fréquence de fonctionnement et de l'épaisseur de la plaque. L'équation de la vitesse de groupe (c_g) est donnée par :

$$c_g = c - \lambda \frac{dc}{d\lambda} \quad (6.3)$$

où c est la vitesse de phase des ondes de Lamb et λ sa longueur d'onde.

Sur la figure 6.8, nous pouvons voir trois courbes de vitesse de groupe. Les vitesses de phase qui correspondent à cette figure sont montrées sur la figure 3.6 du chapitre 3. La courbe a_{0s} sur la figure 6.8 correspond à une onde dont la vitesse de phase est plus importante que celle qui existe dans la plaque sans liquide. Dès que l'on dépasse la valeur de $f.2d$ correspondant au point de croisement de la vitesse longitudinale dans le liquide et de la vitesse dans la plaque sans le liquide, sa vitesse de

groupe tend vers la vitesse de groupe de la plaque sans le liquide (courbe a_0 sur la figure 6.8).

La courbe a_s sur la figure 6.8 est associée à une onde de surface dont l'énergie est principalement localisée dans le liquide, et qui se propage sans atténuation, sur l'interface liquide-solide. Cette onde est généralement désignée comme onde de Scholte [58]. Les courbes sur la figure 6.8 illustrent, donc, le comportement dispersif des ondes de Lamb.

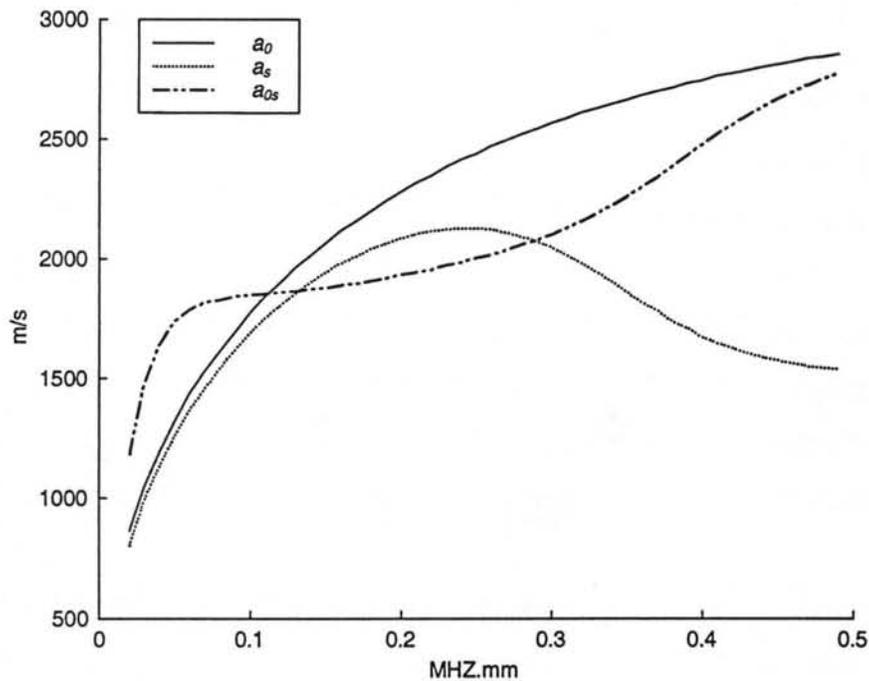


Figure 6.8 : Vitesse de groupe pour une plaque d'aluminium ($C_1=6420\text{m/s}$; $C_2=3040\text{m/s}$; $\rho=2700\text{kg/m}^3$) chargée sur une face par un fluide non visqueux (eau : $C_L=1500\text{ m/s}$; $\rho_L=1000\text{kg/m}^3$).

Pour mesurer le temps de propagation de l'onde, nous avons utilisé la méthode de la corrélation numérique entre le signal d'excitation et le signal reçu. Nous avons mesuré la vitesse de groupe du train d'ondes qui se propage, à partir de la mesure du temps de propagation de l'enveloppe de l'onde. Pour obtenir les enveloppes des signaux d'excitation et de réception, nous avons utilisé un détecteur d'enveloppe suivi d'un filtre passe-bas. La convolution est effectuée dans le domaine fréquentiel. Dans le domaine

temporel, la position du maximum du signal résultant nous donne le retard entre les deux signaux, donc le temps de propagation. Voici l'algorithme utilisé :

1. Acquisition du signal d'excitation (e) et de réception (r), avec une moyenne de 15 acquisitions par échantillon. Nombre d'échantillons égal à N .
2. Rajout de N zéros sur e et sur r .
3. Le signal e est inversé dans sa matrice, le premier élément devient l'élément numéro $2.N$, et ainsi de suite.
4. Les valeurs de e et r sont prises en valeurs absolues.
5. La FFT des deux signaux est effectuée sur $2.N$ points : $E=FFT\{e\}$; $R=FFT\{r\}$.
6. La convolution est effectuée dans le domaine fréquentiel : $S=E.R^*$
7. Un filtrage passe-bas est effectué, pour ne retenir que la convolution des enveloppes. Ce filtrage est effectué dans le domaine fréquentiel, en retenant 1point sur 10 de S .
8. Le résultat est converti dans le domaine temporel : $s=IFFT\{S\}$.
9. La position du maximum de s nous donne le temps de propagation.

L'avantage de cet algorithme réside dans son excellente immunité aux bruits de haute fréquence. Il fonctionne aussi dans notre cas précis où les signaux d'excitation et de réception n'ont pas la même allure, à cause de l'effet passe-bande des peignes.

6.3.2. Implémentation du calcul de la vitesse de phase

Nous avons vu dans la section 4.3.2 que les ondes de Lamb sont générées lorsque le pas du réseau d'électrodes du transducteur piézoélectrique est égal à la longueur d'onde de Lamb. Celui-ci se calcule à partir de la relation :

$$p = \lambda_{Lamb} = \frac{v_{Lamb}}{f_0} \quad (6.4)$$

où p est le pas du réseau d'électrodes, v_{Lamb} est la vitesse de phase de l'onde de Lamb et f_0 est la fréquence de fonctionnement.

Nous avons vu dans la section 5.6 que l'amplitude du signal reçu est maximale lorsque la longueur d'onde de Lamb est égale au pas du réseau d'électrodes ($p = \lambda_{Lamb} = 600 \mu\text{m}$), ce qui correspond à une fréquence de synchronisme $f_0 = v_{Lamb}/p$

La vitesse de phase est donc fonction de la fréquence de synchronisme. Nous savons que la fréquence de synchronisme est celle qui nous donne le signal de sortie maximal. Pour la déterminer, il faut donc faire varier la fréquence du signal de sortie du synthétiseur et ne retenir que celle qui produit le maximum du signal en sortie. Cette amplitude maximale du signal de sortie est retenue comme l'amplitude en tension de l'onde. La vitesse de phase est alors donnée par la relation 6.5.

$$v_{Lamb} = f_0 p \quad (6.5)$$

6.4. Caractérisation de l'instrument développé

Pour déterminer l'incertitude des mesures de temps de propagation avec l'instrument développé, nous avons procédé à une série de mesures, avec une fréquence d'échantillonnage de 50 MHz. Le signal de test est composé de deux trains de sinusoïdes, espacés d'une durée comprise entre $1 \mu\text{s}$ et $10 \mu\text{s}$, ce qui représente le temps de propagation à mesurer. Le train de sinusoïdes est obtenu à partir d'un générateur d'impulsions qui module un générateur HF. Le temps entre les deux trains de sinusoïdes du signal de test est connu en utilisant un fréquencemètre pour mesurer la période du signal modulateur à la sortie du générateur d'impulsions. Les mesures ont été réalisées plusieurs fois pour différentes conditions de durée du train de sinusoïde, de fréquence des sinusoïdes et de durée du temps de propagation.

Nous avons effectué donc une série de mesures du temps de propagation. De ces mesures, nous avons déterminé une moyenne arithmétique \bar{x} du temps de propagation dont la valeur vraie x_0 est connue. En général, \bar{x} est différent de x_0 et pour déterminer si

cet écart s'explique par la dispersion des mesures ou s'il indique l'existence d'une erreur systématique, nous avons utilisé un test statistique appelé «test de student» [79]. Le résultat du test nous a permis de conclure qu'il n'y a pas d'erreur systématique de mesure.

L'écart type des mesures est de 10,03ns. Il a été obtenu sur 10 séries de 100 mesures. L'incertitude des mesures, calculée à partir de l'écart type, est de 26 ns avec un niveau de confiance de 0,99.

Pour un taux d'échantillonnage de 50MHz, l'écart de temps entre deux échantillons est de 20ns. Nous nous attendions à un écart type pour les mesures de temps de propagation de l'ordre de la moitié de ce temps, soit environ 10ns. Ceci démontre que le taux d'échantillonnage est le principal responsable de l'écart type calculé.

Les calculs ont été programmés en double précision (nombres représentés sur 64 bits) en virgule flottante. Etant donné que l'acquisition se fait sur 8 bits, nous pouvons donc négliger l'effet des arrondis introduits par le logiciel. La précision pour le calcul du niveau de tension de sortie est donc donnée par la précision de numérisation du convertisseur A/N. Pour un signal d'entrée de fréquence 2,3MHz, échantillonné à un taux de 50MHz, le nombre effectif de bits est de 7,7.

6.5. Conclusion

Nous avons détaillé chacune des composantes du système électronique utilisé pour l'excitation des transducteurs à ondes de Lamb et aussi pour la détection de la tension sur les bornes de sortie du transducteur récepteur. L'avantage principal de ce système, est le contrôle intégré de la partie génération et acquisition du signal, ce qui facilite la mesure de la tension de sortie en fonction de l'excitation, et d'en déduire les paramètres de l'onde de qui se propage entre les deux transducteurs. Il offre également un facile accès aux signaux numérisés d'émission et réception, ce qui permet le

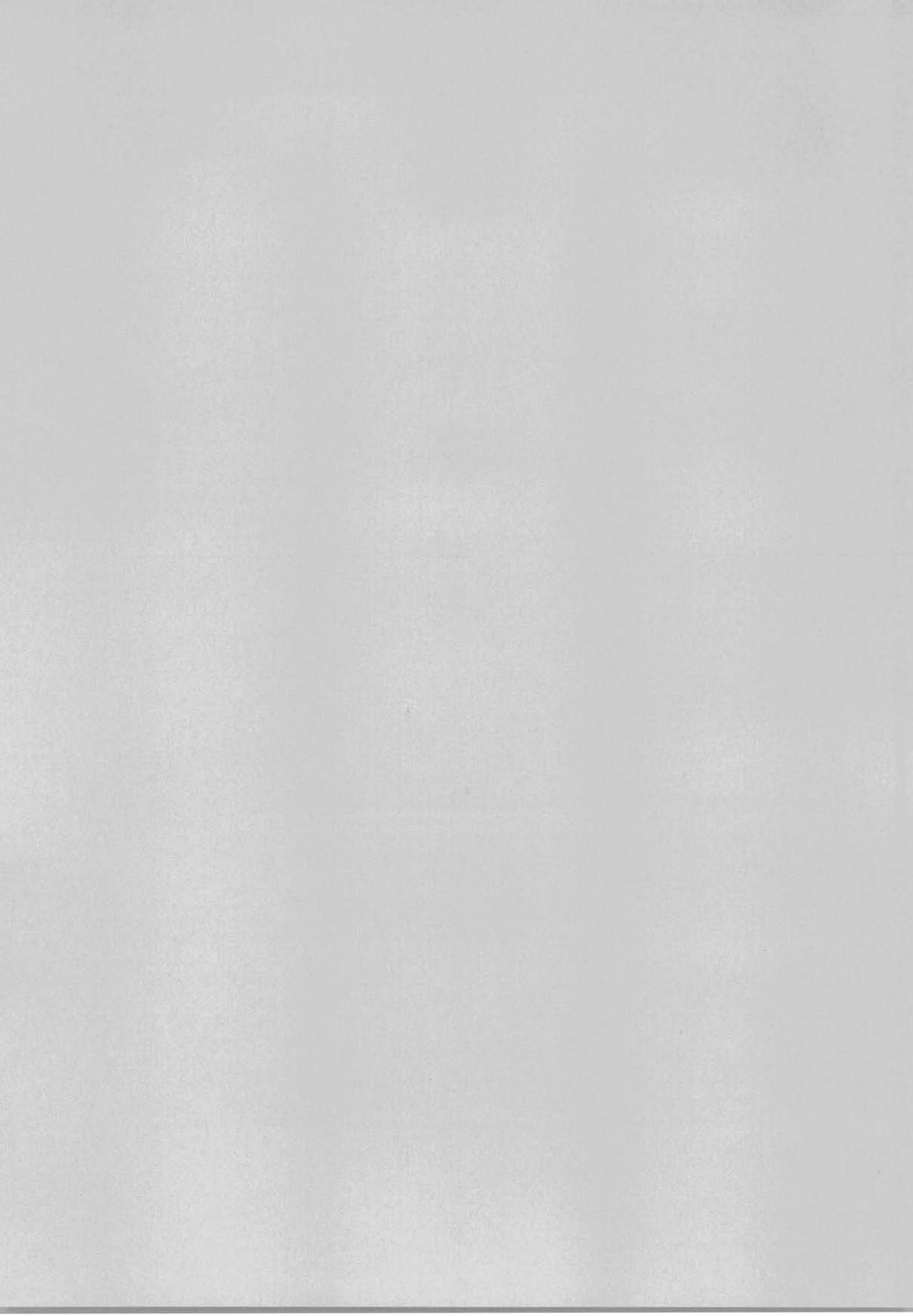
développement des nouveaux algorithmes pour la détermination des composantes de l'onde qui se propage et ainsi facilite la recherche des nouvelles applications.

Nous avons procédé à la caractérisation de l'instrumental développé. Les mesures de temps de propagation sur un signal de test ont présenté un écart type de 10,03ns, ce qui représente une incertitude de 26 ns avec un niveau de probabilité de 0,99. Un test statistique appelé «test de student» a été effectué sur les résultats pour prouver l'absence d'erreur systématique dans les mesures de temps de propagation.

Le système électronique peut se connecter sur d'autres plates-formes informatiques qu'un ordinateur PC. En effet, l'adoption de l'interface parallèle comme interface de contrôle autorise le remplacement du PC par un processeur numérique de signaux ou un microcontrôleur pour des applications spécifiques ou compactes.

L'instrument peut aussi servir dans d'autres contextes, comme la mesure de temps de propagation d'une onde de volume qui se propage à travers un échantillon. Il peut aussi fournir la réponse électrique de la sortie en fonction de l'entrée d'un système électronique, pourvue qu'on fasse l'adaptation des niveaux des signaux nécessaires.





CHAPITRE 7. RESULTATS EXPERIMENTAUX

7.1. Introduction

Dans cette partie expérimentale, nous allons procéder à la caractérisation du mode a_0 de l'onde de Lamb dans une plaque d'aluminium. L'onde générée dans la plaque libre nous servira de référence pour des essais lorsque la plaque est en contact avec un liquide. L'onde de mode a_0 qui se propage alors est aussi appelée *onde de Scholte*. La caractérisation de l'onde est menée en fonction des paramètres physiques du substrat, de la température et de la nature du liquide en contact avec la plaque. Les résultats de cette étude nous conduiront à corréler les variations des paramètres de l'onde à celles des paramètres du liquide.

7.2. Essais sur une plaque en aluminium libre

Nous allons procéder à la génération et à la détection du mode a_0 des ondes de Lamb dans une plaque en aluminium libre. Dans la section 7.3, nous utiliserons les résultats obtenus pour confirmer l'effet de la charge d'un liquide sur les caractéristiques de propagation de l'onde.

7.2.1. Conditions expérimentales

Le dispositif expérimental a été décrit en détails dans le chapitre 5 et son électronique dans le chapitre 6. Le substrat est une plaque en aluminium d'épaisseur 90 μm . Les deux transducteurs piézoélectriques sont identiques, découpés dans une feuille en $P(VF_2-VF_3)$ 70/30 (représente la proportion en VF_2-VF_3) de 110 μm d'épaisseur. Sur chaque lame il a été gravé un réseau de 11 électrodes, suivant un procédé de photogravure classique réalisé en salle blanche. Les électrodes ont 300 μm de largeur et le pas du réseau est de 600 μm . Ce choix a été justifié au chapitre 5. Pour les électrodes nous avons choisi une longueur de 20 mm. Ce choix permet d'obtenir une puissance élastique suffisante, tout en conservant des dimensions réduites mais en assurant une

longueur grande devant le pas du réseau. Les transducteurs sont couplés au substrat par une fine couche de graisse. Son épaisseur de l'ordre du micromètre ne modifie pas les résultats.

La génération et la détection de l'onde ainsi que la mesure de ses paramètres (amplitude, fréquence de synchronisme et temps de propagation) sont effectuées à l'aide de l'électronique décrite dans le chapitre 6.

La distance entre les centres des deux transducteurs, adoptée expérimentalement, est de 6 cm. Cette distance nous permet d'avoir une bonne séparation temporelle entre le signal d'excitation et le signal reçu.

L'excitation du transducteur émetteur est réalisée par un signal sinusoïdal modulé en impulsions de 18 volts d'amplitude crête à crête et de 6 μ s de durée. Pour cela, un amplificateur a été placé en sortie. Le temps entre deux impulsions est choisi suffisamment long (1 ms) pour permettre l'atténuation totale des ondes réfléchies sur les bords de la plaque avant le déclenchement de l'impulsion suivante.

Nous avons amplifié le signal détecté par le transducteur récepteur pour qu'il soit exploitable sur toute la plage de tension du convertisseur analogique-numérique. L'amplification est réalisée par un amplificateur opérationnel AD 849 en montage non-inverseur, choisi pour sa fréquence à gain unité importante, de l'ordre de 740 MHz. Nous n'avons pas effectué d'adaptation d'impédance car le niveau de la tension de sortie après amplification est déjà suffisant. Ainsi nous évitons toute distorsion dans les mesures en fonction de la désadaptation de l'impédance électrique du dispositif, en fonction de la température.

Au cours de la procédure de mise au point du dispositif expérimental, nous avons remarqué que la détection de l'onde de plaque est très sensible au parallélisme entre les transducteurs d'émission et de réception. En effet les deux transducteurs doivent être disposés face à face perpendiculairement à la direction de propagation ; nous avons estimé théoriquement la variation de l'amplitude de l'onde détectée en

fonction de l'angle entre les deux transducteurs et nous avons trouvé $-0,26$ dB/degé pour de faibles valeurs de l'angle.

7.2.2. Influence de la température sur la fréquence de synchronisme

Pour étudier la variation de la fréquence de synchronisme en fonction de la température nous avons placé le dispositif expérimental dans une enceinte thermique. Les mesures ont été faites en suivant la procédure décrite dans la section 6.3.2, la fréquence de synchronisme étant celle qui donne le signal maximal en sortie.

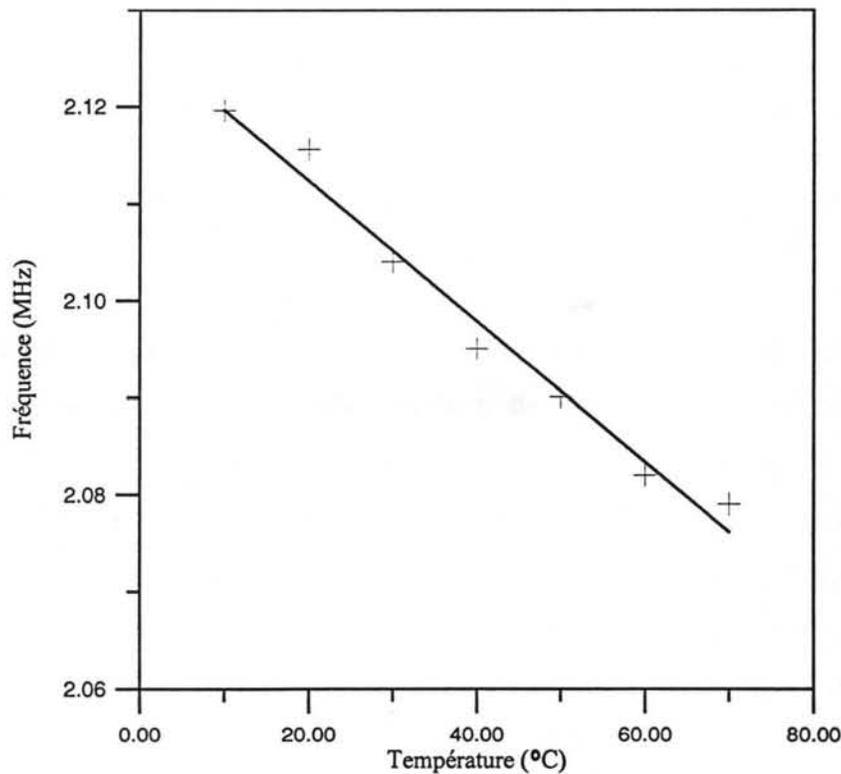


Figure 7.1 : Fréquence de synchronisme mesurée en fonction de la température pour une plaque libre en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$.

La figure 7.1 présente la variation de la fréquence de synchronisme en fonction de la température. Nous avons fait varier la température entre $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $70\text{ }^{\circ}\text{C}$. La fréquence de synchronisme décroît d'environ 660 Hz par degré Celsius.

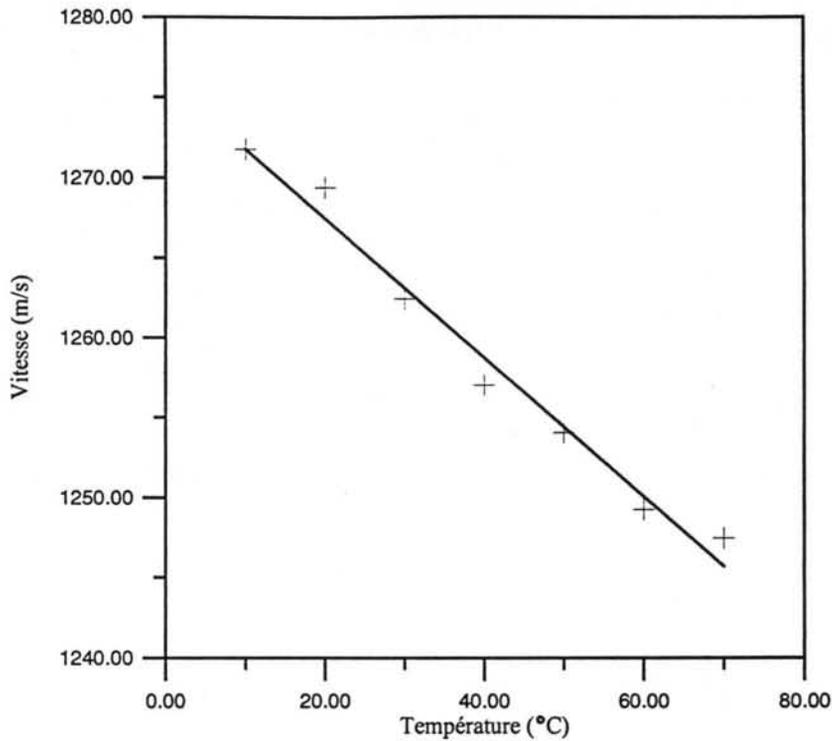


Figure 7.2 : Vitesse de phase mesurée du mode a_0 de l'onde de Lamb en fonction de la température sur une plaque libre en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$. Le pas du peigne monphasé est de $600\mu\text{m}$.

Sur la figure 7.2 est représentée la vitesse de phase déduite de la fréquence de synchronisme mesurée. Elle décroît d'environ $0,4\text{ m/s}$ par degré Celsius. Comme l'expansion thermique du $P(VF_2-VF_3)$ est faible devant la longueur d'onde, nous considérerons que les dimensions physiques des transducteurs sont constantes. Pour expliquer le comportement de la vitesse de phase, nous allons étudier l'influence de la variation des vitesses longitudinale et transverse dans le substrat en fonction de la température.

7.2.2.1. *Influence de la température sur la vitesse longitudinale du substrat*

Nous avons mesuré la vitesse longitudinale à partir de la variation du temps de propagation de l'onde de volume dans un barreau en aluminium de forme cylindrique, de longueur 100 mm et dont le diamètre est grand devant la longueur d'onde. L'onde de volume est générée par une lame en $P(VF_2-VF_3)$ collée sur une face du cylindre à l'aide

de résine époxy. La détection se fait par une lame identique, collée sur l'autre face du cylindre. L'ensemble du dispositif est placé dans une enceinte thermique pour le contrôle de la température.

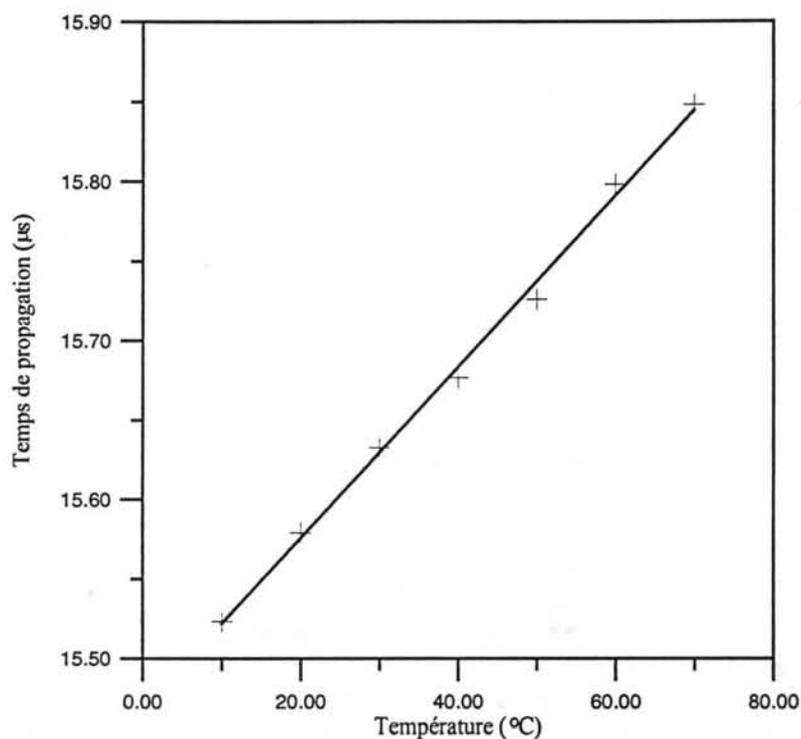


Figure 7.3 : Temps de propagation de l'onde de volume en fonction de la température.

Les mesures ont été effectuées en partant d'une position de référence de l'écho de l'onde de volume à 10°C. A cette température le temps de propagation mesuré est de $\tau=15,52\mu\text{s}$. Par suite, la vitesse longitudinale de volume correspondante est de 6443 m/s.

La courbe d'interpolation des valeurs expérimentales de la figure 7.3 montre que la variation du temps de propagation est une fonction linéaire de la température. L'équation de la droite d'extrapolation du temps de propagation en μs est donnée par la relation :

$$\tau = 15,47 + 5,36 \cdot 10^{-3} T$$

A partir de cette expression, la relation qui donne la variation de la vitesse longitudinale de volume en fonction de la température (en °C) est :

$$V_L = 6464 - 2,178 T$$

Cette variation de $-2,178$ m/s par degré est bien proche de celle donnée par la littérature [80] de $-2,14$ m/s par degré. La représentation graphique de la vitesse longitudinale en fonction de la température est donnée par la figure 7.4.

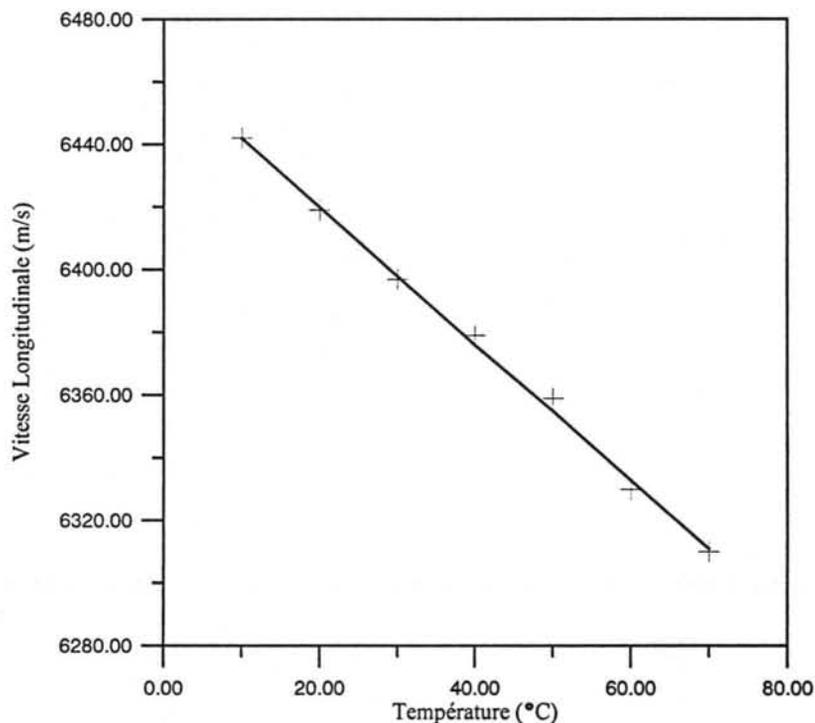


Figure 7.4 : - Vitesse de l'onde longitudinale de volume en fonction de la température.

7.2.2.2. *Influence de la température sur la vitesse transverse du substrat*

Nous avons vu dans la section précédente que la vitesse longitudinale dans le substrat variait linéairement avec la température dans notre domaine d'expérimentation. Nous avons réintroduit ces valeurs de vitesse longitudinale dans l'équation de propagation de l'onde de Lamb (éq. 3.13) avec les valeurs mesurées pour la vitesse de phase du mode antisymétrique d'ordre zéro. Le résultat de l'évaluation de l'équation 3.13 pour la vitesse transverse en fonction de la température est donnée sur la figure 7.5.

Sur la figure 7.5, nous pouvons noter que la vitesse transverse calculée décroît d'environ $1,05$ m/s par degré Celsius. La relation qui donne la variation de la vitesse transverse de volume en fonction de la température est :

$$V_T = 3055,5 - 1,05 T$$

La variation de $-1,05$ m/s par degré pour la vitesse transverse ainsi déterminée est proche de celle donnée dans la littérature ($-0,952$ m/s par degré) [80], avec une marge d'erreur de moins de 10%. Nous pouvons donc conclure que les variations de la vitesse de phase, et en conséquence de la fréquence de synchronisme en fonction de la température, sont dues aux variations des vitesses longitudinale et transverse dans le substrat.

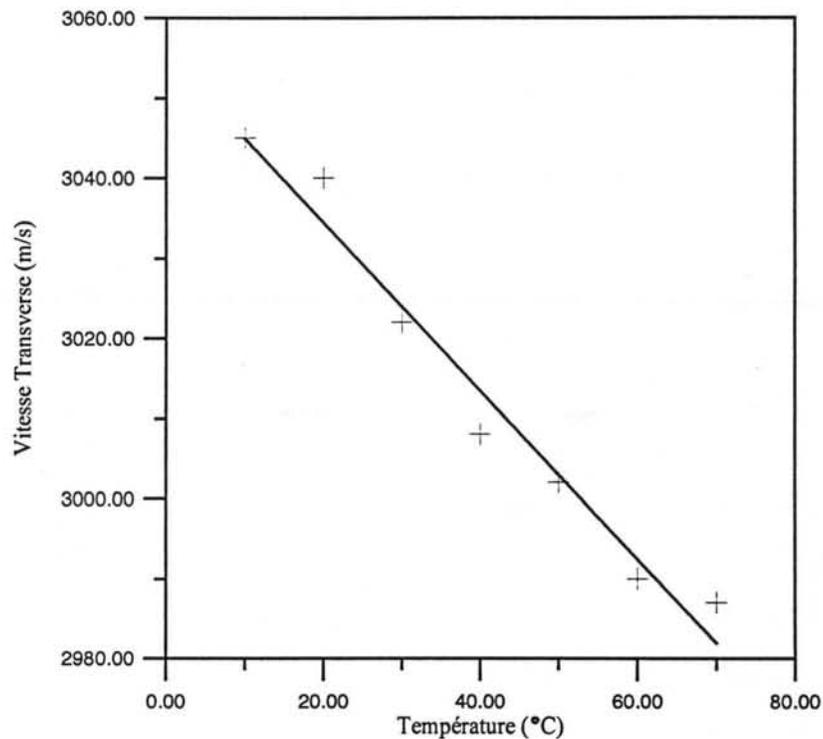


Figure 7.5 : Vitesse de l'onde transverse de volume en fonction de la température.

7.2.3. Influence de la température sur le temps de propagation

Nous rappelons que la distance entre les centres des deux transducteurs est de 6 cm. L'algorithme employé pour cette série de mesures est décrit dans le chapitre 6. Les mesures de la variation du temps de propagation ont été effectuées dans le sens croissant puis décroissant de la température, comme le montrent les figures 7.6 et 7.7.

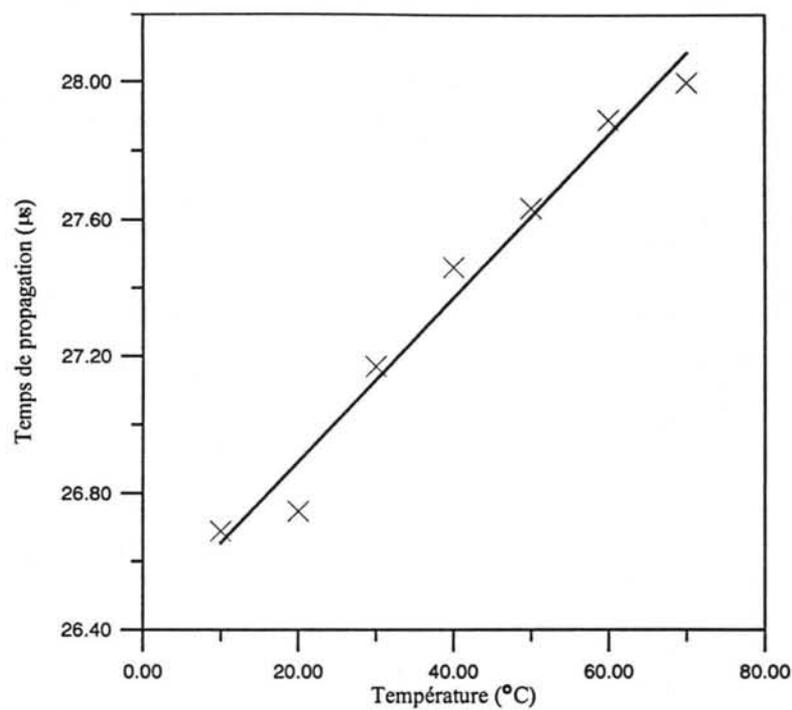


Figure. 7.6 : Mesures du temps de propagation τ en fonction de la température. Mesures effectuées dans le sens croissant de la température.

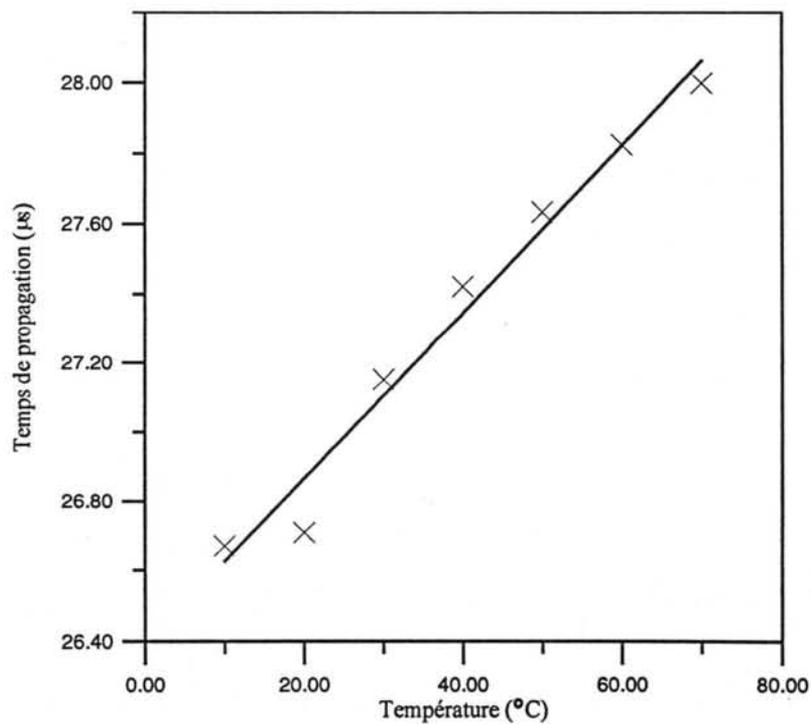


Figure. 7.7 : Mesures du temps de propagation τ en fonction de la température. Mesures effectuées dans le sens décroissant de la température.

L'analyse de ces courbes montre que le temps de propagation de l'onde de surface sur le substrat est une fonction linéaire croissante de la température. La comparaison des droites d'interpolation montre qu'elles sont identiques si l'on tient compte de la marge d'erreur sur la mesure du temps de propagation. Ce résultat justifie la répétitivité de la mesure et l'absence de tout phénomène d'hystérésis lié à la température, et permet aussi de vérifier la bonne fixation des électrodes. Celles-ci risquent de se décoller avec l'augmentation de la température qui rend la graisse de couplage moins visqueuse. La variation du temps de propagation peut être associée à deux facteurs principaux qui sont :

- a) La dilatation thermique du substrat qui change la distance parcourue par l'onde de surface.
- b) La variation de la vitesse de phase de l'onde due au changement des paramètres élastiques du milieu de propagation.

c)

Nous allons maintenant évaluer l'influence de ces deux facteurs.

7.2.3.1. *Influence de la dilatation thermique du substrat*

A partir de la variation en longueur d'un solide en fonction de la température, donnée par la relation ci-dessous [81], nous avons calculé la dilatation linéaire du substrat en aluminium.

$$L_T = L_0(1 + \alpha T) \quad (7.1)$$

où:

L_0 = longueur du substrat à 0°C

α = coefficient de dilatation linéique du solide

T = température en °C

Dans le cas de l'aluminium : $\alpha = 23,8 \cdot 10^{-6}$ entre 20 °C et 100 °C [81]. Le calcul de $\Delta L = L_{70} - L_{10}$ entre 10 °C et 70°C ($L_0 = 60\text{mm}$) donne :

$$\Delta L = 85,68 \mu\text{m}$$

A la température de 10 °C, la vitesse de groupe du mode a_0 de l'onde de Lamb sur le substrat est approximativement égale à $v_g = 2247\text{m/s}$, ce qui donne un accroissement du temps de propagation correspondant à l'accroissement ΔL d'environ :

$$\Delta\tau = 38,13 \text{ ns}$$

Cette variation du temps de propagation, due à la dilatation du matériau représente 2,8 % du temps de propagation expérimental $\Delta\tau_{\text{exp}} = 1,33 \mu\text{s}$, ce qui est négligeable.

7.2.3.2. *Influence de la variation de la vitesse de phase*

Il ne reste plus que la variation de la vitesse de phase pour expliquer la variation du temps de propagation. Nous avons vu dans la section 7.2.2. que la vitesse de phase variait en fonction de la température, ce qui est une conséquence des variations des constantes élastiques du milieu de propagation.

La variation de la vitesse de phase de l'onde change la fréquence de synchronisme. Cette variation de la fréquence de synchronisme change la relation *fréquence-épaisseur de la plaque*, ce qui associé, aux variations des vitesses longitudinale et transverse dans le substrat, déplace le point de fonctionnement sur la courbe de dispersion de la vitesse de phase, et en conséquence change la vitesse de groupe.

La courbe de la figure 7.8 montre que la vitesse de groupe du mode a_0 de l'onde de Lamb sur l'aluminium décroît linéairement avec la température dans la plage expérimentale. Elle a été calculée à l'aide de l'équation 6.3 à partir des mesures de vitesse de phase de l'onde de Lamb en fonction de la température, et des valeurs obtenues pour les vitesses longitudinale et transverse dans le substrat.

Les résultats de la figure 7.8, nous permettent d'évaluer une variation de $0,5 \mu\text{s}$ sur le temps de propagation, soit une variation de 1,84 %. Ceci démontre que le changement de vitesse en fonction de la température, observé expérimentalement, dépend bien de la variation de la vitesse de phase.

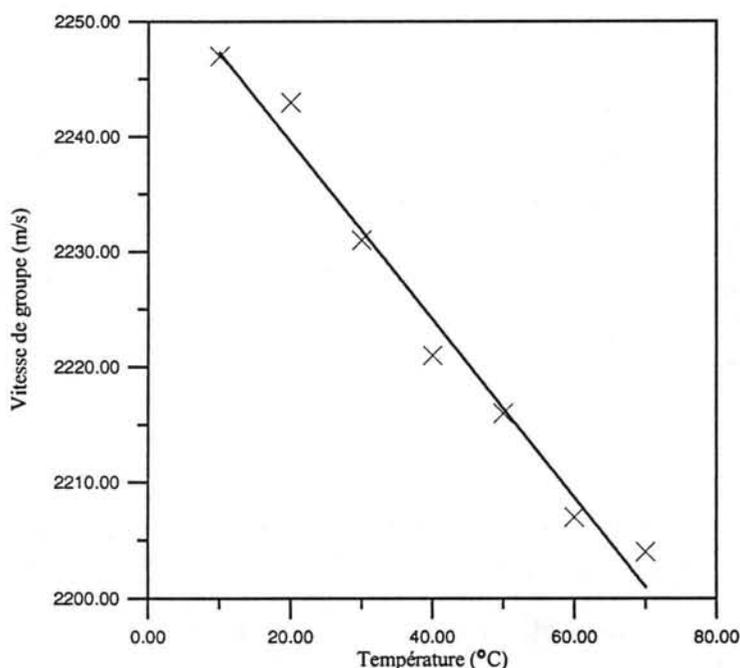


Figure 7.8 : Vitesse de groupe du mode a_0 de l'onde de Lamb en fonction de la température.

7.2.4. Influence de la température sur la tension de sortie

La courbe expérimentale de la figure 7.9 représente l'amplitude maximale mesurée de l'onde reçue en fonction de la température. L'analyse de cette courbe montre que l'amplitude de l'écho de surface augmente avec la température. Ce comportement est lié faiblement aux variations des paramètres élastiques du milieu de propagation, et principalement aux dérives du paramètre élastique (C_{33}^D) du copolymère $P(VF_2-VF_3)$, en fonction de la température [19, 82, 83]. Pour confirmer que ce dernier paramètre est le plus important, nous avons utilisé notre modèle pour calculer l'évolution de la tension de sortie d'un système constitué de deux lames de polymères, collées l'une contre l'autre : la variation de la tension de sortie en fonction de C_{33}^D présente une loi de variation similaire à celle de la figure 7.9.

Les mesures effectuées dans les sens croissant et décroissant de la température confirment la répétitivité des mesures, et montrent l'absence de phénomène d'hystérésis lié à la température. Ces mesures ont été obtenues pour une tension d'excitation identique mais avec une fréquence de synchronisme adaptée à chaque température.

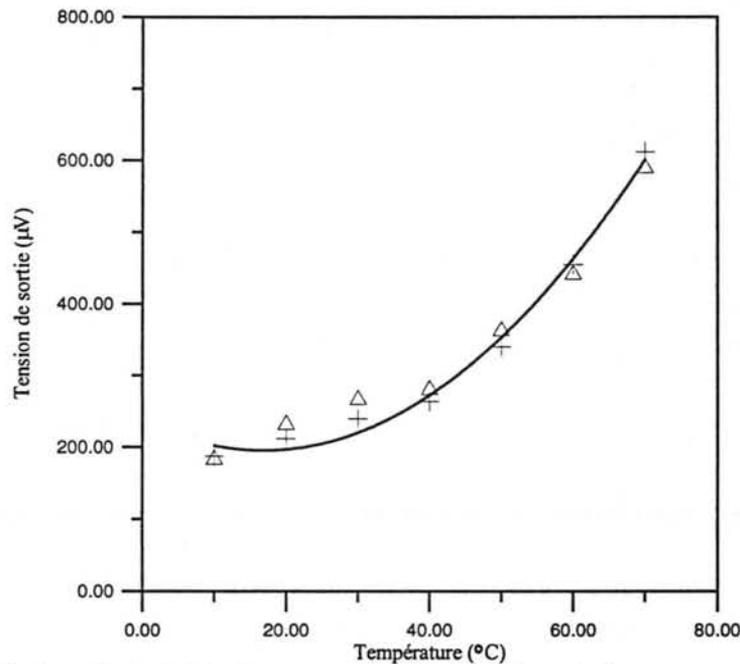


Figure 7.9 : Amplitude de l'onde reçue en fonction de la température.

† : Mesures dans le sens décroissant de la température.

Δ : Mesures dans le sens croissant de la température.

7.3. Effet de la charge d'un liquide sur les caractéristiques de l'onde

Nous avons vu dans le chapitre 3 que la présence d'un liquide d'un côté de la plaque change la vitesse de phase du mode a_0 de l'onde de Lamb. Cette variation est fonction de la densité et de la vitesse acoustique dans le liquide. Nous avons retenu ce mode de propagation pour sa grande sensibilité à la présence d'un liquide et pour sa vitesse de phase qui peut être inférieure à la vitesse acoustique dans le liquide en contact avec la plaque. Cette onde, en présence d'un liquide, est aussi appelée onde de Scholte.

Dans la suite, nous présentons les résultats des mesures sur des liquides de différentes densités et vitesses acoustiques. La caractérisation de l'onde est conduite en

fonction de la température. Les résultats de cette étude nous conduiront à corrélérer la variation des paramètres de l'onde à ceux du liquide en contact avec la plaque.

7.3.1. Conditions expérimentales

Les conditions expérimentales sont les mêmes que celles pour la plaque libre (décrite dans la section 7.2.1) sauf pour la présence d'un liquide sur un côté de la plaque. Nous voulons dans cette série d'expériences, évaluer la dépendance des caractéristiques de l'onde en fonction de la température et de la nature du liquide. A cet effet, nous avons choisi deux groupes de liquides. Le premier groupe est composé de trois liquides : l'eau distillée et deux solutions de NaCl de densités 1203 kg/m^3 et 1107 kg/m^3 . Le deuxième groupe est composé de deux liquides, l'alcool et l'huile de lin. Cette distinction en deux groupes nous permet de comparer le comportement du dispositif en présence de liquides de densités voisines.

Nous n'avons évidemment pas utilisé l'adaptation d'impédance, ce qui aurait eu pour effet d'augmenter la tension de sortie. Nous allons voir dans la suite que la variation de température impose le changement de la fréquence de synchronisme, et entraîne la désadaptation de l'impédance électrique du dispositif calculé initialement pour une température de 20°C .

7.3.2. Mesure des vitesses acoustiques dans les liquides

Nous avons mesuré la vitesse acoustique dans ces liquides à partir de la variation du temps de propagation de l'onde de volume. Pour cela, nous avons placé chaque liquide dans un récipient en aluminium. L'onde de volume est générée par une lame en $\text{P}(\text{VF}_2\text{-VF}_3)$ collée sur une face du récipient à l'aide de résine époxy. La détection se fait par une lame identique, collée sur l'autre face du récipient. L'épaisseur de la paroi du récipient est de $90\mu\text{m}$, et le temps de propagation de l'onde dans la paroi a été pris en compte. La distance entre les deux lames est de 65mm . L'ensemble du dispositif est placé dans une enceinte thermique pour le contrôle de la température.

Pour ces mesures, nous nous sommes servis du même système électronique que pour l'onde de Lamb, mais dans ce cas les transducteurs sont composés de deux lames de $P(VF_2-VF_3)$ métallisées sur toutes leurs surfaces. L'algorithme de détermination du temps de propagation de l'onde de volume est le même que celui utilisé pour mesurer le temps de propagation de l'onde de Lamb, décrit dans le chapitre 6.

La figure 7.10 illustre le comportement de la vitesse acoustique dans le premier groupe de liquides, composé de l'eau distillée et deux solutions de $NaCl$ de densités de 1203 kg/m^3 et 1107 kg/m^3 , respectivement nommées sur le graphique *eau*, $NaCl$ 1,2 et $NaCl$ 1,1.

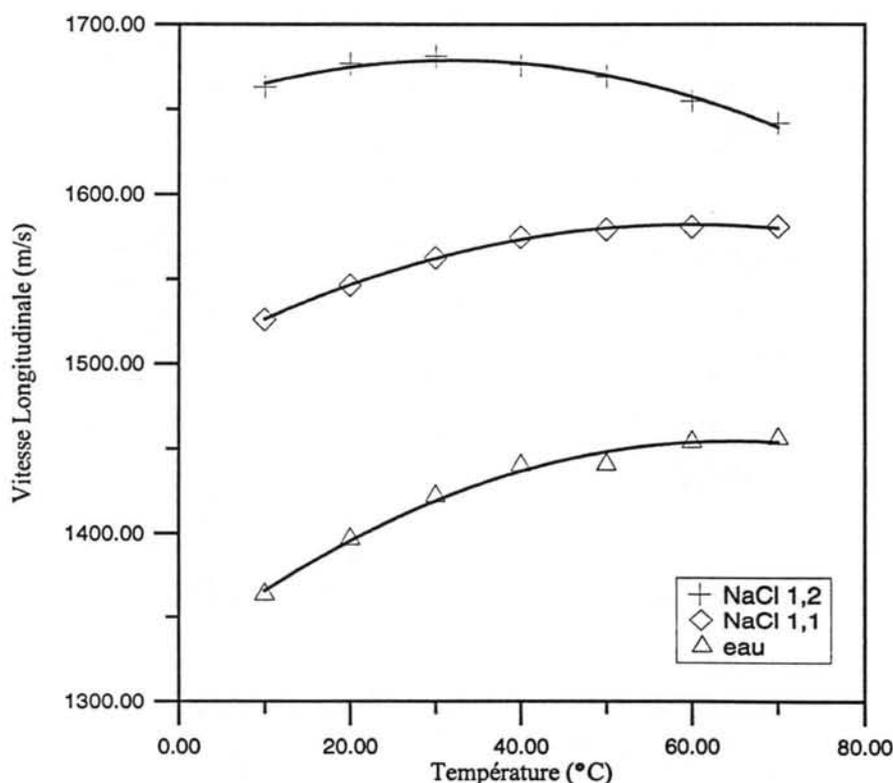


Figure 7.10 : Vitesse longitudinale dans le premier groupe de liquides, composé de l'eau distillée et de deux solutions de $NaCl$ de densités de 1203 kg/m^3 ($NaCl$ 1,2) et 1107 kg/m^3 ($NaCl$ 1,1).

Les courbes de la figure 7.11 présentent le comportement de la vitesse acoustique dans le second groupe de liquides, composé de l'alcool et l'huile de lin. La vitesse est fonction décroissante de la température pour tous les liquides, ce qui les distingue des liquides du premier groupe. C'est pour comparer les performances de

notre transducteur pour des liquides de même nature que nous avons décidé de présenter les résultats en deux groupes.

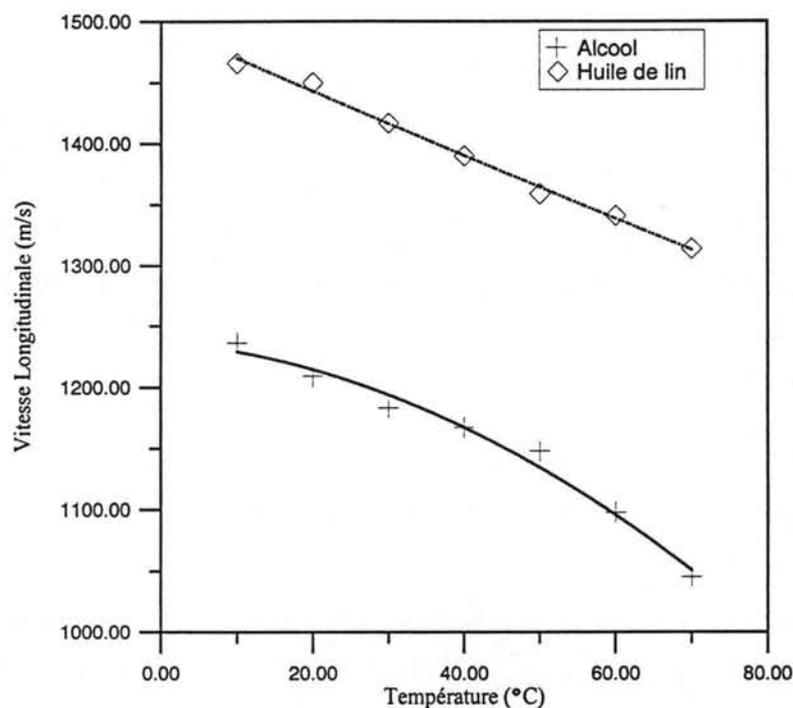


Figure 7.11 : Vitesse longitudinale dans le second groupe de liquides, composé de l'alcool et de l'huile de lin.

7.3.3. Mesure de la densité des liquides par pesage

Nous avons mesuré la densité des liquides par le pesage d'un volume connu, à l'aide d'une balance de précision, pour une température de 20°C. Le tableau 7.12 donne les valeurs ainsi obtenues pour tous les liquides.

Liquides	Densités (kg/m ³)
N _a C ₁ 1,2	1203
N _a C ₁ 1,1	1107
Eau distillée	1000
Huile de lin	945
Alcool	803

Tableau 7.12 : Densités des liquides utilisés, mesurées à l'aide d'une balance de précision à la température de 20°C.

7.3.4. Influence de la température sur la fréquence de synchronisme

Nous avons relevé la variation de la fréquence de synchronisme en fonction de la température. L'inertie thermique de l'ensemble système de mesure plus liquide est plus importante que pour la plaque libre, aussi nous avons laissé un temps de stabilisation plus long, d'environ une heure et demie après chaque changement de température dans l'enceinte. Les mesures ont été faites en suivant la procédure décrite dans la section 6.3.2, la fréquence de synchronisme étant celle qui donne le signal maximal en sortie.

Sur les graphiques des figures 7.13 et 7.15, nous pouvons noter que la fréquence de synchronisme décroît lorsque la température augmente pour tous les liquides. La fréquence de synchronisme est supérieure pour les liquides de densité moins élevée. Ceci s'explique par le fait que la présence du liquide en contact avec la plaque change la vitesse d'onde par rapport à la plaque libre, du à l'effet d'inertie du liquide. Pour expliquer physiquement ce phénomène, il faut se rappeler que l'onde de flexion peut avoir une vitesse inférieure ou supérieure à la vitesse du son dans le liquide.

Dans le premier cas, il y a un champ de déplacement à l'interface plaque-liquide confiné à proximité de la plaque, ce qui entraîne une charge massique [3]. Le principe d'Huygens, nous dit que l'onde ne va pas irradier son énergie dans le liquide [2]. En utilisant la notion d'impédance acoustique transverse [3], la vitesse des ondes de flexion est proportionnelle à la racine carrée du rapport entre le coefficient de rigidité et la densité de la plaque. Si nous prenons le système plaque plus liquide, et si nous considérons que la présence du liquide ne change pas la rigidité du système, mais que sa charge massique contribue à l'augmentation de la densité, alors la vitesse de phase décroît quand la charge massique du système augmente.

Dans le second cas, où la vitesse de l'onde dans la plaque est supérieure à la vitesse du son dans le liquide, l'énergie de l'onde va être irradiée en grand partie dans le liquide.

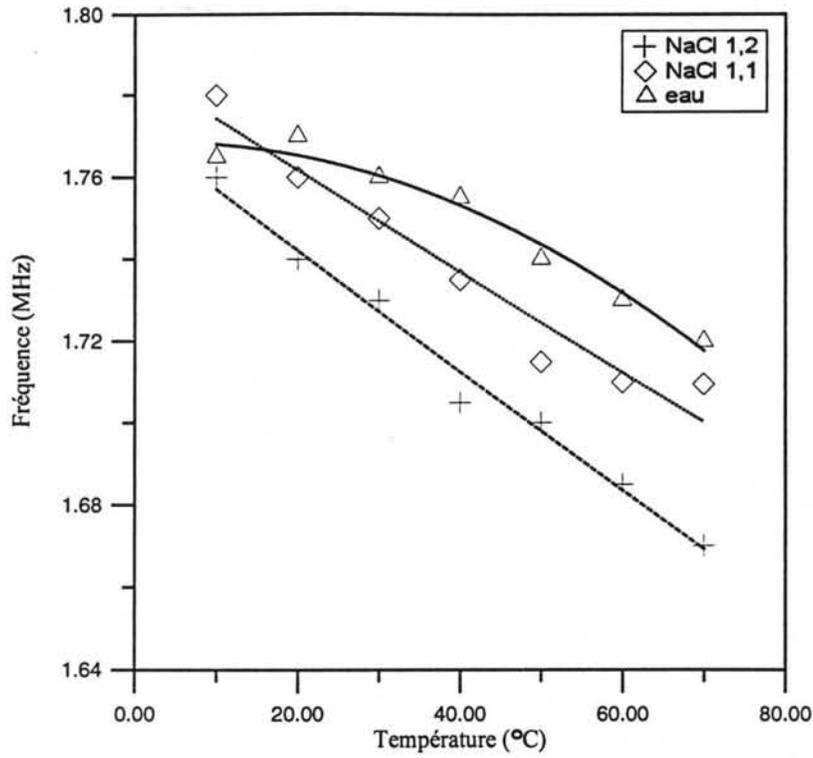


Figure 7.13 : Fréquence de synchronisme mesurée en fonction de la température pour les liquides du premier groupe.

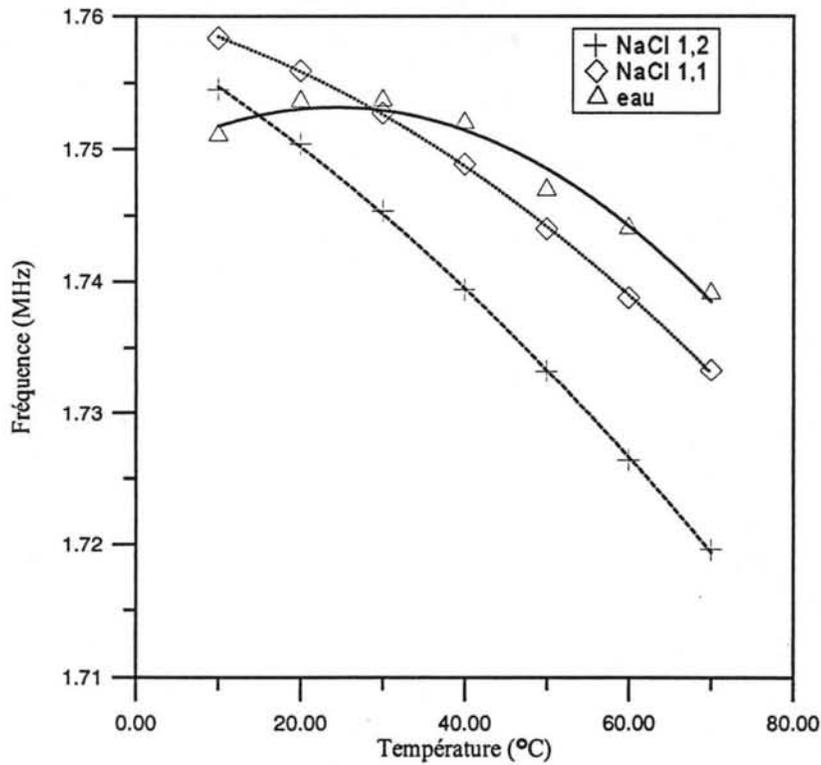


Figure 7.14 : Fréquence de synchronisme théorique en fonction de la température pour les liquides du premier groupe.

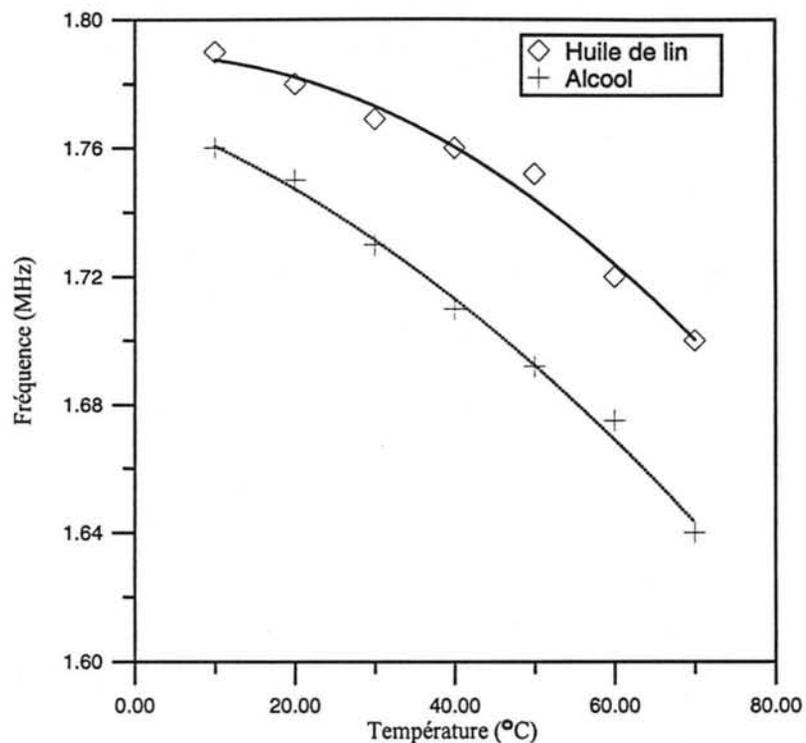


Figure 7.15 : Fréquence de synchronisme mesurée en fonction de la température pour les liquides du second groupe.

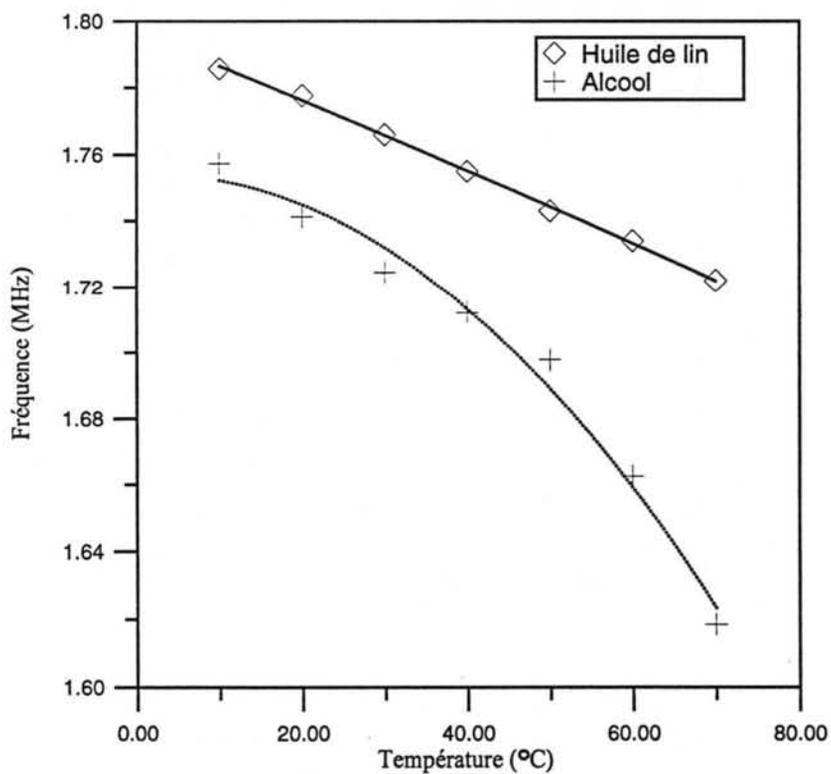


Figure 7.16 : Fréquence de synchronisme théorique en fonction de la température pour les liquides du second groupe.

La courbe de l'eau de la figure 7.13, qui croise la courbe du $N_a C_l 1,1$ autour de 15°C , s'explique par le comportement de sa vitesse longitudinale en fonction de la température. Dans le graphique des vitesses longitudinales de la figure 7.10, nous avons remarqué que la vitesse acoustique dans l'eau décroît très nettement aux basses températures et par conséquent la vitesse de phase de l'onde de Lamb décroît aussi.

Les courbes des figures 7.14 et 7.16, représentent la fréquence de synchronisme théorique. Elle a été calculée à partir de l'équation 3.24 en utilisant les valeurs, mesurées en fonction de la température, des vitesses longitudinale des ondes de volume dans la plaque et dans le liquide et de la vitesse transverse des ondes de volume dans la plaque. Les courbes théoriques des figures 7.14 et 7.16 prouvent que le comportement des courbes expérimentales des figures 7.13 et 7.15 s'explique par la variation en fonction de la température des vitesses des ondes de volume dans la plaque et dans le liquide.

A la température de 20°C , l'écart entre la fréquence de synchronisme calculée et celle mesurée est inférieure à 1%. Cet écart augmente avec la température, pour atteindre environ 2,5% à 70°C . Ceci peut s'expliquer par le fait que les courbes théoriques s'appuient sur une densité de liquides constante avec la température. Pourtant, ces liquides présentent un coefficient d'expansion volumique positif dans cette région de température, et donc la densité diminue quand la température augmente. Cette diminution de la densité entraîne l'augmentation de la fréquence de synchronisme théorique. La prise en compte de cette expansion volumique des liquides en fonction de la température pourrait donc encore minimiser l'écart constaté.

7.3.5. Influence de la température sur la vitesse de groupe

Nous avons mesuré la variation de la vitesse de groupe de l'onde à partir du temps de propagation en fonction de la température. Les mesures ont été faites en suivant la procédure décrite dans la section 6.3.1. La distance entre les centres des deux transducteurs est toujours de 60 mm.

Le graphique de la figure 7.17 donne les courbes expérimentales de la vitesse de groupe pour les liquides du premier lot, obtenue à partir de la mesure du temps de propagation. Cette vitesse passe par un maximum lorsque la température atteint 30°C pour le $NaCl$ 1,2 et 40°C pour le $NaCl$ 1,1 et l'eau.

La figure 7.19 représente les courbes de vitesse de groupe mesurée pour les liquides du second lot. Cette vitesse décroît quand la température augmente pour les deux liquides.

Les courbes des figures 7.18 et 7.20 représentent la vitesse de groupe théorique. Elle a été calculée à partir des équations 3.24 et 6.3 en utilisant les valeurs mesurées en fonction de la température pour la vitesse longitudinale des ondes de volume dans la plaque et dans le liquide et la vitesse transverse des ondes de volume dans la plaque.

Les courbes théoriques pour l'alcool et l'huile de lin de la figure 7.20, prouvent que le comportement des courbes expérimentales de la figure 7.19 peut s'expliquer par la variation en fonction de la température des vitesses de volume dans la plaque et dans le liquide.

Nous remarquerons que le maximum de la vitesse de groupe pour les courbes des liquides du premier groupe de la figure 7.17 ne sont pas vérifiés par les courbes théoriques de la figure 7.18. Ceci est dû au fait que la dispersion réelle de la vitesse de phase de l'onde est plus importante que celle calculée théoriquement, ce qui a pour effet d'augmenter la vitesse de groupe mesurée.

Pour expliquer l'allure des courbes de la figure 7.17, nous avons calculé la vitesse de groupe théorique en fonction de la température pour le $NaCl$ 1,1.

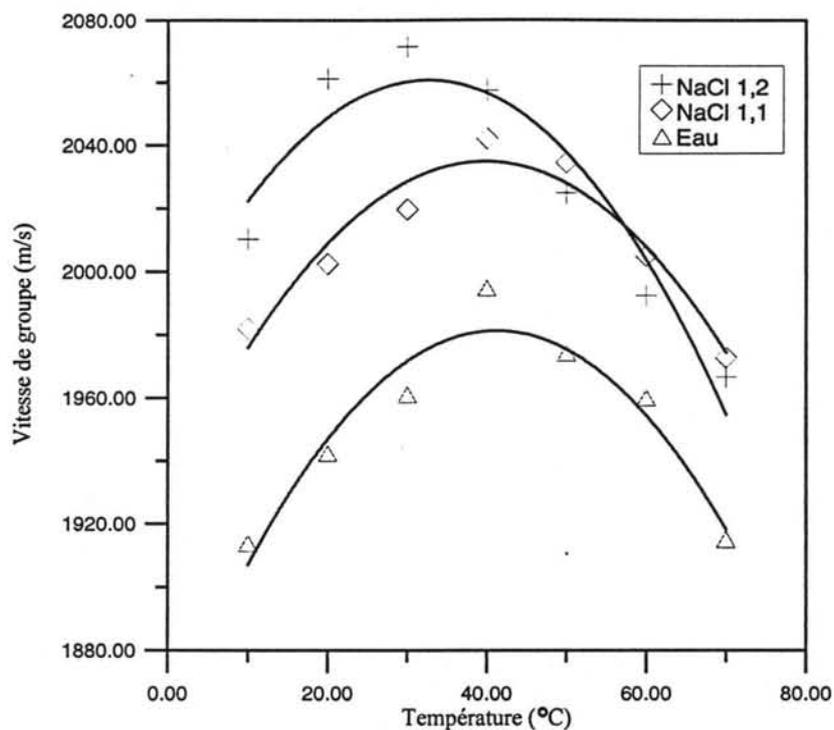


Figure 7.17 : Vitesse de groupe mesurée en fonction de la température pour les liquides du premier groupe.

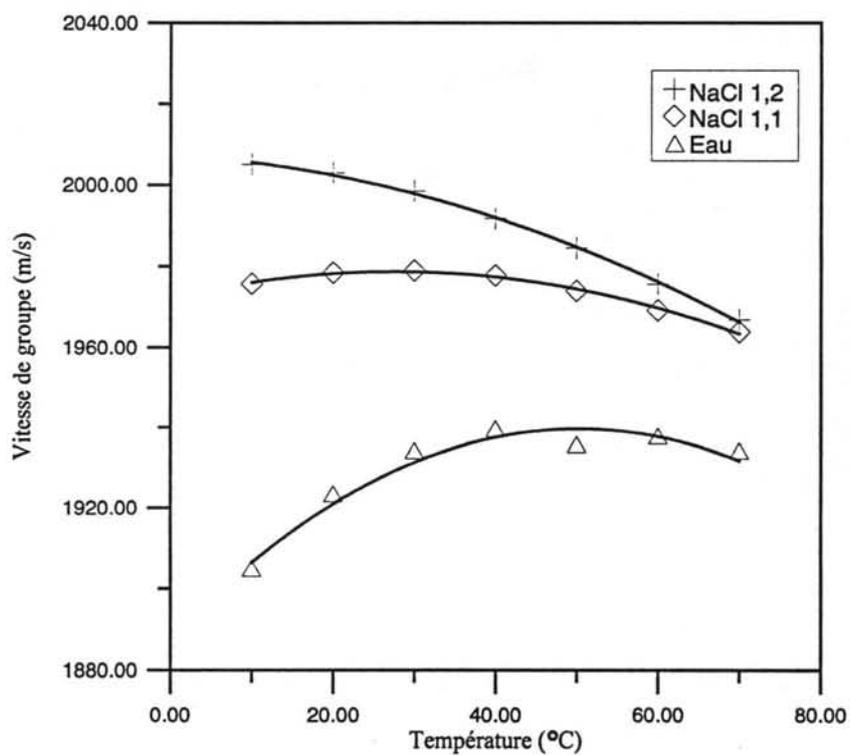


Figure 7.18 : Vitesse de groupe théorique en fonction de la température pour les liquides du premier groupe.

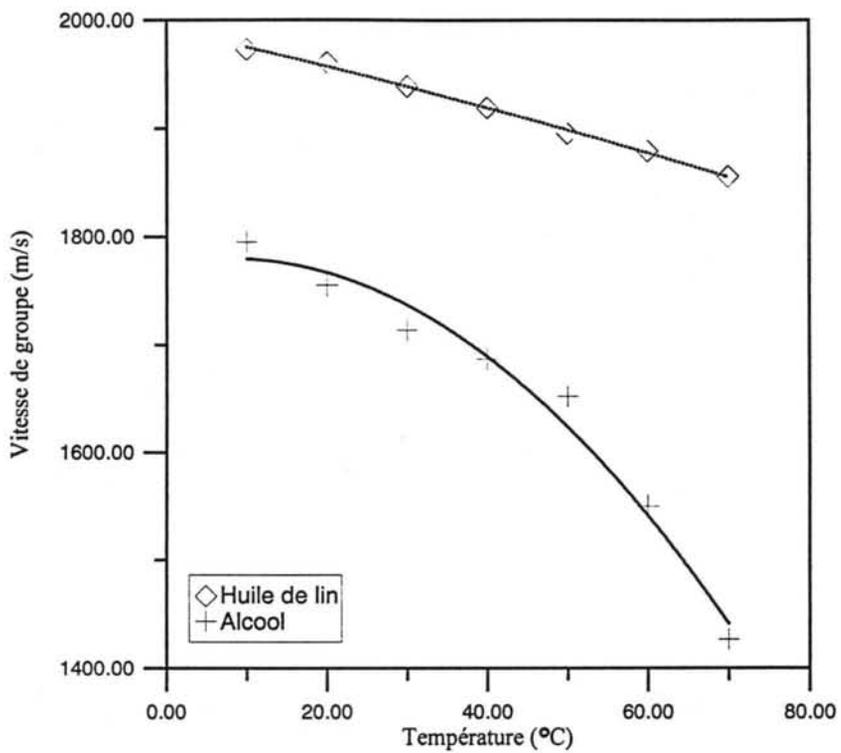


Figure 7.19 : Vitesse de groupe mesurée en fonction de la température pour les liquides du second groupe.

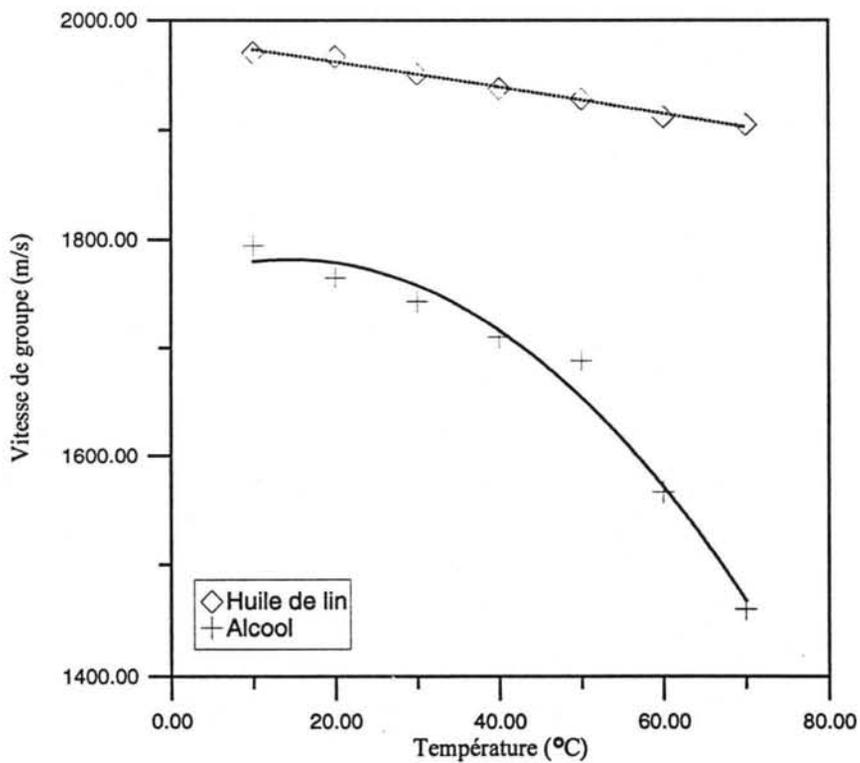


Figure 7.20 : Vitesse de groupe théorique en fonction de la température pour les liquides du second groupe.

La première courbe de la figure 7.21 (noté '+') a été calculé pour des vitesses longitudinal et transverse de volume dans la plaque constantes (a 40°C) et nous avons pris les valeurs mesurés en fonction de la température pour la vitesse longitudinale dans le liquide (voir figure 7.10). Nous pouvons noter que la courbe pour la vitesse de groupe présente la même allure que la courbe pour la vitesse longitudinale dans le liquide. Ceci est dû au fait que la vitesse de phase de l'onde de Lamb est fonction de la vitesse longitudinale dans le liquide.

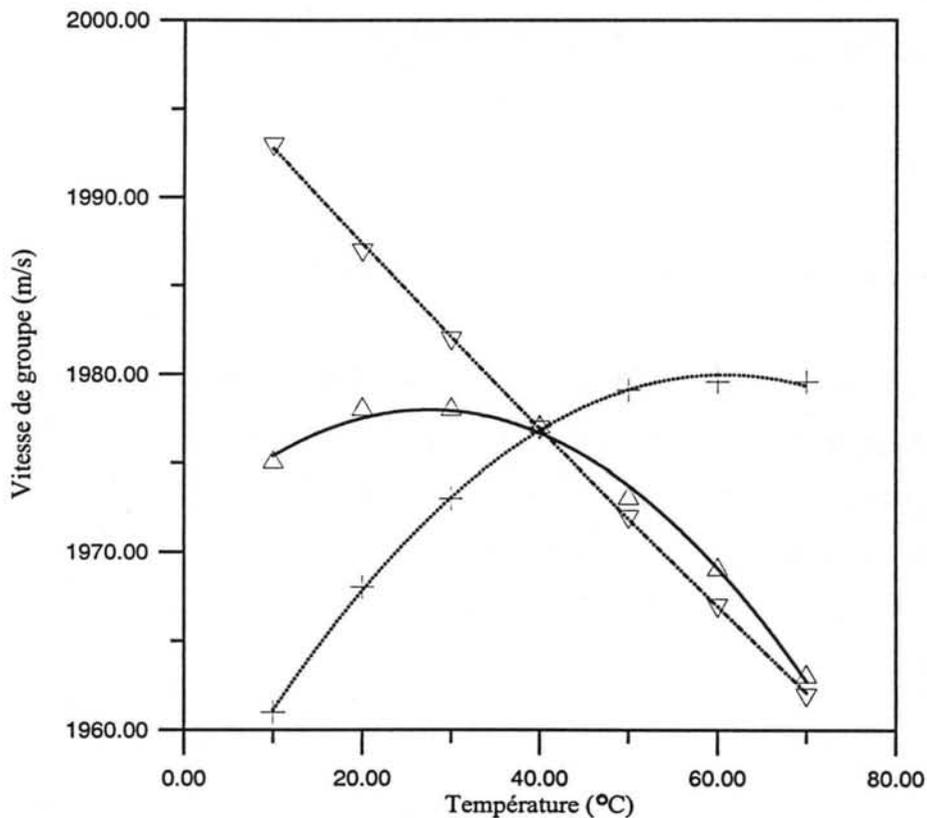


Figure 7.21 : Valeurs théoriques pour la vitesse de groupe de la plaque chargée par le NaCl 1,1.
 +: Calculé pour des vitesses longitudinal et transverse dans la plaque constantes (a 40°C).
 ∇: Calculé pour une vitesse longitudinal dans le liquide constante (a 40°C).
 Δ: Calculé a partir des vitesses mesurés en fonction de la température.

La deuxième courbe de la figure 7.21 (noté '∇') a été calculé pour une vitesse longitudinale dans le liquide constante (a 40°C) et nous avons pris les valeurs mesurées en fonction de la température pour la vitesse longitudinale et transverse de volume dans la plaque (voir figures 7.4 et 7.5). La vitesse de groupe ainsi calculé décroît presque

linéairement avec la température. Ceci représente la dépendance de la vitesse de phase (et de groupe) de l'onde de Lamb aux vitesses longitudinales et transverses de volume dans la plaque.

La troisième courbe de la figure 7.21 (noté ' Δ ') a été calculé à partir des vitesses (dans la plaque et dans le liquide) mesurés en fonction de la température. Elle représente la composition de l'influence de la variation en fonction de la température de la vitesse longitudinale dans le liquide et des vitesses longitudinale et transverse de volume dans la plaque. Au même temps que la vitesse de groupe a la tendance de diminuer en fonction de la température par l'effet des variations des vitesses des ondes de volume dans la plaque, la variation de la vitesse longitudinale dans le liquide exerce une tendance inverse.

7.3.6. Influence de la température sur la tension de sortie

Nous avons mesuré la tension de sortie en fonction de la température pour les liquides du premier groupe (figure 7.22) et du seconde groupe (figure 7.23). Les valeurs de tension de sortie dans le graphique sont normalisées en microvolt par volt appliqué à l'excitation. Pour obtenir ces valeurs, nous avons divisé la valeur de la tension de sortie mesurée par le gain de l'amplificateur de sortie et par la valeur de la tension d'excitation.

L'amplitude de la tension de sortie augmente avec la température. Les courbes de tension de sortie sont très proches pour tous les liquides. Ceci est dû au fait que la tension de sortie est relativement indépendante de la nature du liquide. C'est en effet une caractéristique du mode a_0 des ondes de Lamb, qui est généré avec une vitesse de phase inférieure à la vitesse longitudinale dans le liquide. Dans ce cas, l'onde qui se propage irradie peu son énergie dans le liquide, mais subit l'effet inertiel du liquide qui s'oppose au déplacement transversal (normale à la surface de la plaque) de l'onde.

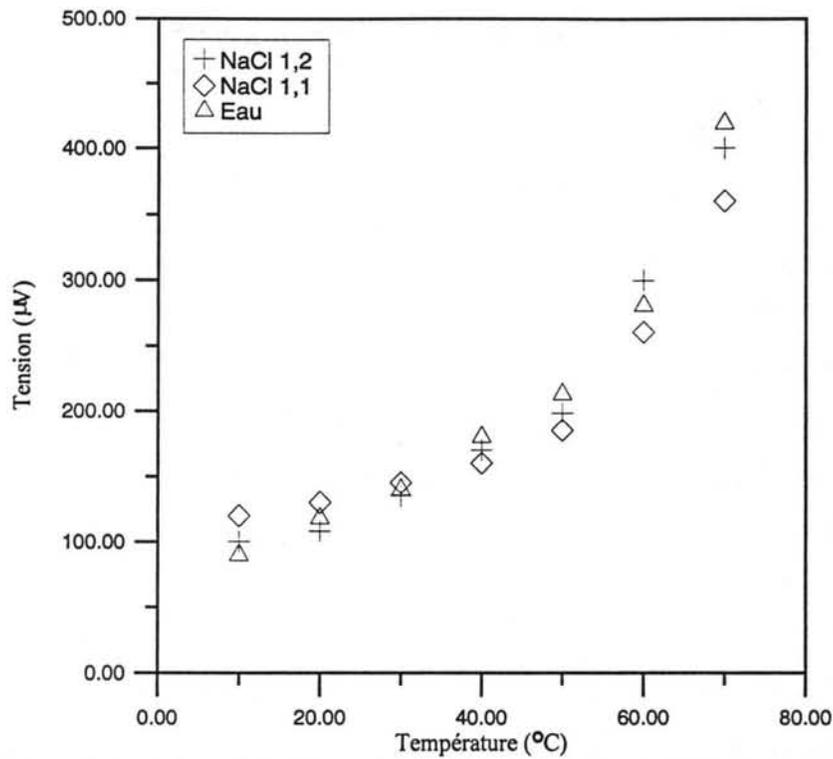


Figure 7.22 : Tension de sortie mesurée en fonction de la température pour les liquides du premier groupe.

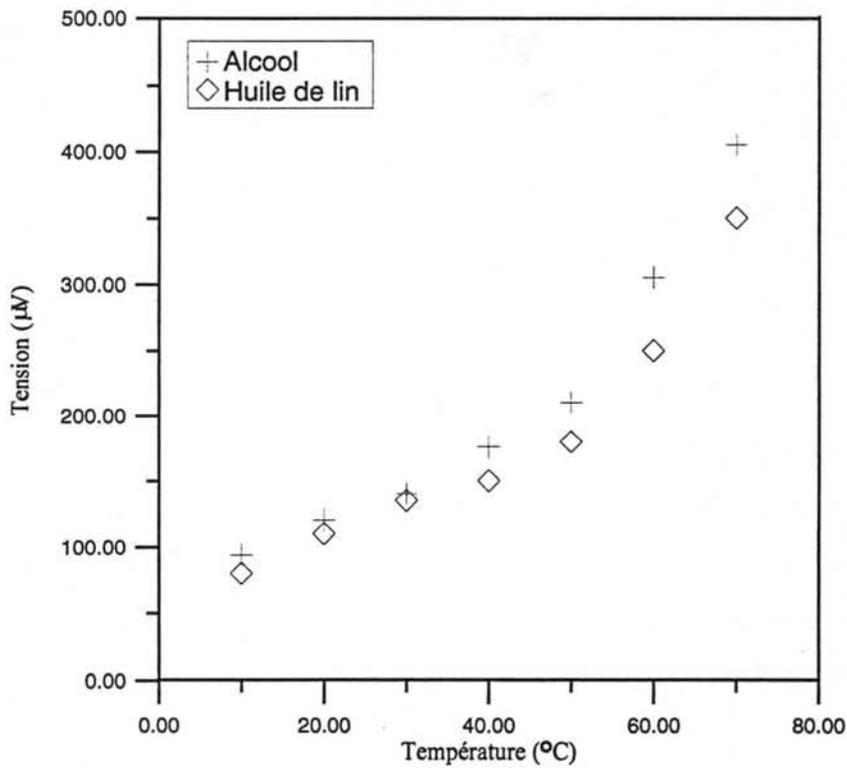


Figure 7.23 : Tension de sortie mesurée en fonction de la température pour les liquides du second groupe.

7.4. Détermination de la densité des liquides à partir de la fréquence de synchronisme

La fréquence de synchronisme (f_0) mesurée avec le dispositif a été obtenue pour la fréquence d'excitation maximale du mode a_0 des ondes de Lamb à une température de 20°C. La vitesse de phase (c) est déterminée à partir de la relation entre la fréquence de synchronisme (f_0) et l'écart entre deux doigts du peigne ($\lambda=600\mu\text{m}$) : $c=f_0 \cdot \lambda$. Nous avons utilisé les valeurs mesurées (à 20°C) de la vitesse longitudinale des ondes de volume dans la plaque et dans le liquide et aussi de la vitesse transverse des ondes de volume dans la plaque. Ces valeurs sont introduites dans l'équation 3.24 pour déterminer la densité.

Le tableau 7.24 montre les valeurs de densités obtenues à partir des mesures de la fréquence de synchronisme à 20°C.

Liquide	Densité (kg/m ³)		Erreur (%)	fréquence de synchronisme f_0 (MHz)		Erreur (%)	Vitesse de phase $f_0 \cdot \lambda$ (m/s)		Vitesse acoustique dans le liquide (m/s)
	réelle	mesurée		théorique	mesurée		théorique	mesurée	
NaCl 1,2	1203	1248	3,74	1,750	1,741	-0,52	1050	1044	1676
NaCl 1,1	1107	1093	-1,26	1,755	1,759	0,23	1053	1055	1546
Eau	1000	953	-4,70	1,753	1,765	0,68	1051	1059	1396
Huile de lin	945	935	-1,06	1,777	1,780	0,17	1066	1068	1450
Alcool	803	770	-4,11	1,741	1,749	0,46	1044	1049	1209

Tableau 7.24 : Densités des liquides déterminées à partir de la fréquence de synchronisme mesurée à 20°C.

La précision obtenue sur la mesure de la vitesse de phase est d'environ 1% à 20°C. L'écart observé vient de la méthode d'excitation adopté, qui consiste en un train de sinusoïdes. Cette méthode rend plus difficile la détermination de la fréquence d'excitation optimale, mais permet très efficacement la séparation temporelle du signal directement reçu des échos de l'onde réfléchis sur les bords de la plaque.

L'écart observé pour la mesure de la vitesse de phase donne une incertitude d'environ 5% sur la détermination de la densité, quand ces valeurs sont réintroduites dans l'équation 3.24.

L'analyse de ces résultats nous montre qu'il est indispensable de connaître la vitesse longitudinale dans le liquide afin de déterminer sa densité à partir de la fréquence de synchronisme. Ce qui n'est pas le cas des dispositifs à plaque mince, puisque l'épaisseur de la plaque est très inférieure à la longueur d'onde, et que par conséquent l'onde de flexion qui se propage présente une vitesse de phase bien inférieure à la vitesse de l'onde longitudinale dans le liquide. Dans notre cas, pour une fréquence de fonctionnement typique de 1,75 MHz, et pour une épaisseur de plaque de 90 μm , le produit $f \cdot 2d$ est de 0,157, ce qui place notre transducteur dans une configuration où la vitesse de phase du mode a_0 de l'onde de Lamb est toujours inférieure, mais proche de la vitesse longitudinale dans le liquide, et cependant plus sensible aux variations de la vitesse acoustique du liquide en contact avec la plaque.

7.5. *Autres applications – La mesure de niveau de liquides*

Pour exploiter encore plus les capacités de notre dispositif, nous avons envisagé d'autres applications que la mesure de densité de liquides. Comme le mode a_0 des ondes de Lamb est sensible à la présence d'un liquide en contact avec le milieu de propagation, nous avons cherché à utiliser cette propriété pour constituer un système de mesure de niveau de liquide.

7.5.1. *Description du dispositif*

Le dispositif adopté pour la mesure de niveau de liquides est illustré dans la figure 7.25. Nous avons placé les transducteurs en $P(VF_2-VF_3)$ sur la paroi d'un récipient cylindrique. L'épaisseur de la paroi est de 90 μm et le diamètre $2R$ est de 65mm, donc bien supérieur à la longueur d'onde de 600 μm . Cette relation entre le diamètre de la paroi et la longueur d'onde nous permet de considérer la paroi comme

étant plane, ce qui permet d'appliquer les équations développées dans les chapitres 3 et 5 pour les ondes de plaque.

Nous avons disposé les transducteurs de façon à ce que l'onde générée se propage dans un plan vertical, normal à la surface du liquide contenu dans le récipient. L'onde qui se propage croise donc la surface du liquide.

La génération et la détection de l'onde ainsi que la mesure du temps de propagation sont effectuées à l'aide de l'électronique décrite dans le chapitre 6. L'excitation du transducteur émetteur est réalisée par un signal sinusoïdal modulé en impulsions de 18 volts d'amplitude crête à crête et de durée $6 \mu\text{s}$.

Nous avons observé les réflexions de l'onde sur les bords supérieur et inférieur du récipient ainsi qu'à la surface du liquide. De cette observation, nous avons choisi un taux de répétition des impulsions suffisamment long (1 ms) pour permettre l'atténuation totale des réflexions de l'onde avant le déclenchement de l'impulsion suivante.

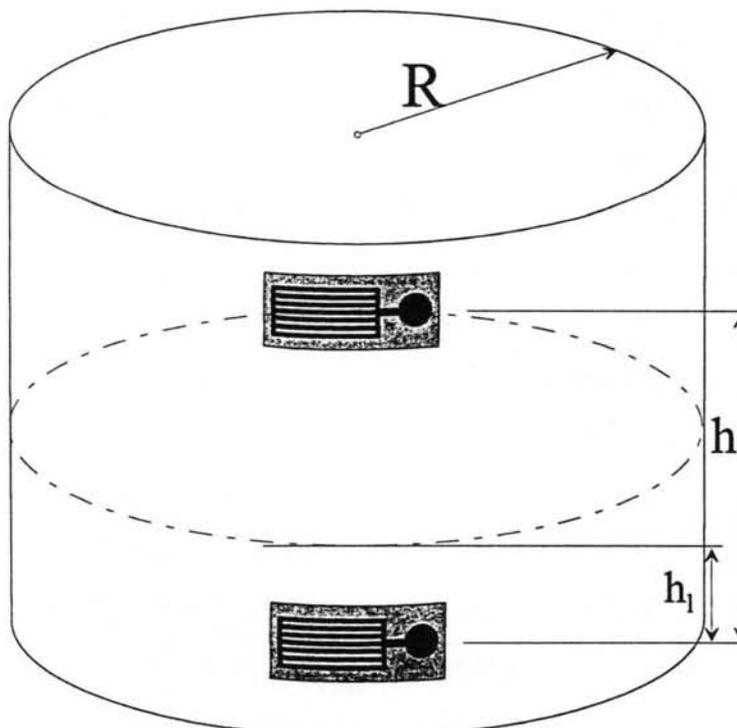


Figure 7.25 : Dispositif utilisé pour la mesure de niveau de liquides.

La distance entre les centres des deux transducteurs a été fixée expérimentalement à 8 cm. Cette distance nous permet d'avoir une bonne séparation temporelle entre le signal d'excitation et le signal reçu.

7.5.2. Détermination du niveau du liquide

Nous avons vu dans ce chapitre que la vitesse de groupe de l'onde qui se propage dans une plaque libre change quand cette même plaque est en contact avec un liquide. D'une façon générale, cette nouvelle vitesse de groupe est inférieure à celle dans la plaque libre. Le temps de propagation de l'onde est fonction donc de la présence ou non d'un liquide sur son chemin de propagation. Le temps de propagation théorique entre les deux transducteurs est donné par :

$$\tau = \frac{h - h_l}{v_g} + \frac{h_l}{v_{gl}} \quad (7.2)$$

où h est la distance entre les centres des deux transducteurs ; h_l est la distance entre le transducteur inférieur (émetteur) et la surface du liquide ; v_g et v_{gl} sont respectivement la vitesse de groupe des ondes dans la plaque libre et dans la plaque chargée par le liquide.

Nous avons effectué des essais dans une chambre thermique, à la température constante de 20°C. En faisant varier le niveau du liquide (eau distillée) entre les deux transducteurs, nous avons mesuré le temps de propagation correspondant. Le résultat de ces mesures est illustré par la figure 7.26.

Sur la figure nous pouvons noter que le temps de propagation de l'onde est une fonction linéaire du niveau du liquide. Il augmente d'environ 70ns par millimètre. La relation qui donne la variation du temps de propagation (en μ s) en fonction du niveau h_l (en mm) du liquide est donnée par :

$$\tau = 35,66 + 69,63 \cdot 10^{-3} \cdot h_l \quad (7.3)$$

et ce qui revient au même, le niveau h_l du liquide (en mm) peut être déterminé à partir du temps de propagation (en μs) par la relation 7.4 :

$$h_l = (\tau - 35,66) / 69,63 \cdot 10^{-3} \quad (7.4)$$

Pendant les mesures nous avons noté que le temps de propagation doit être mesuré lorsque le liquide est au repos. En effet, la présence d'une fine couche de liquide sur la paroi du récipient change le résultat des mesures. De même, nous devons nous assurer de l'absence de trace de liquide sur la paroi vide du récipient.

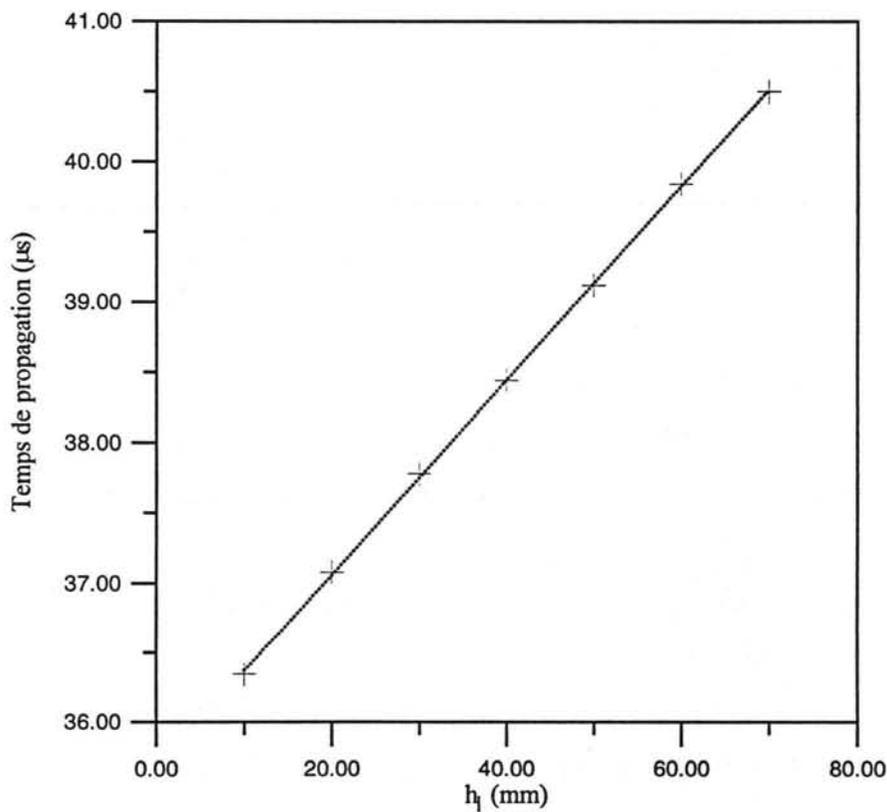


Figure 7.26 : Temps de propagation mesuré en fonction du niveau h_l de l'eau distillée.

7.6. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons caractérisé le mode a_0 de l'onde de Lamb, dont la longueur d'onde est voisine de $600 \mu\text{m}$, générée par notre dispositif dans une plaque d'aluminium d'épaisseur $90 \mu\text{m}$. Nous avons placé le dispositif dans une enceinte

thermique et nous avons mesuré la fréquence de synchronisme, le temps de propagation de l'onde et la tension de sortie du transducteur en fonction de la température. A partir de ces valeurs nous avons déterminé les vitesses de phase et de groupe des ondes, ainsi que les vitesses longitudinale et transverse des ondes de volume dans la plaque.

Les essais sur la plaque libre nous ont montré que la fréquence de synchronisme décroît d'environ 660 Hz par degré Celsius, ce qui correspond à un incrément de la vitesse de phase d'environ 0,4 m/s par degré Celsius. Ceci est dû à la variation en fonction de la température des vitesses longitudinales et transverses de l'onde de volume dans le substrat. La variation de la vitesse de phase des ondes change aussi la vitesse de groupe, obtenue à partir du temps de propagation du paquet d'ondes. La vitesse de groupe décroît d'environ 0,75 m/s par degré Celsius.

L'amplitude de la tension de sortie augmente avec la température. Ce comportement est lié faiblement aux variations des paramètres élastiques du milieu de propagation, et principalement aux dérives du paramètre élastique (C_{33}^D) du copolymère $P(VF_2-VF_3)$, en fonction de la température. Les mesures ont été effectuées dans les sens croissant et décroissant de la température et montrent l'absence de phénomène d'hystérésis lié à la température.

Nous avons alors effectué des mesures sur des liquides de différentes densités et vitesses acoustiques en fonction de la température. Nous avons étudié la variation des paramètres de l'onde par rapport à ceux du liquide en contact avec la plaque. Les densités réelles des liquides ont été mesurées par pesage de précision d'une quantité connue de liquide à 20°C. La vitesse longitudinale des ondes de volume dans le liquide a été mesurée en fonction de la température avec la même procédure que celle utilisée pour la mesure du temps de propagation. Il est très important de connaître la vitesse longitudinale dans le liquide afin de déterminer sa densité à partir de la fréquence de synchronisme. Pour comparer la performance de notre transducteur avec des liquides de même nature nous avons décidé de présenter les résultats en deux groupes. Dans le premier groupe de liquides, la vitesse est fonction croissante de la température pour l'eau et le $N_aC_l 1,1$. Par contre le $N_aC_l 1,2$ voit sa vitesse augmenter avec la température

pour atteindre un maximum relatif vers 30°C, et ensuite elle décroît. Dans le second groupe de liquides, composé de l'alcool et de l'huile de lin, la vitesse est fonction décroissante de la température, ce qui les différencie des liquides du premier groupe.

Pour tous les liquides la fréquence de synchronisme décroît quand la température augmente. Dans un même groupe de liquides, la fréquence de synchronisme est supérieure pour les liquides de densité moins élevée, ce qui démontre l'effet de la densité du liquide en contact avec la plaque sur la vitesse des ondes.

A la température de 20°C, l'écart entre les valeurs calculées de la vitesse de phase et celles mesurées est inférieur à 1%. L'écart obtenu sur la mesure de la vitesse de phase donne une incertitude d'environ 5% sur le calcul de la densité.

L'amplitude de la tension de sortie augmente avec la température. Les courbes de tension de sortie sont très proches pour tous les liquides. Ceci prouve que son niveau est relativement indépendant de la nature du liquide.

La présence d'un liquide sur un côté de la plaque change les paramètres de propagation de l'onde par rapport à la plaque libre. La vitesse de phase de l'onde est inversement proportionnelle à la densité du liquide en contact avec la plaque, et proportionnelle à la vitesse longitudinale dans ce même liquide. Si cette vitesse longitudinale est connue, nous pouvons donc utiliser ce dispositif pour mesurer la densité des liquides avec une incertitude d'environ 5%. Si elle n'est pas connue nous pouvons tout de même quantifier les variations de la densité du liquide.

Nous avons montré aussi la possibilité d'utiliser notre instrument pour la mesure de niveau de liquides. Le principal avantage de cette technique est sa simplicité de mise en œuvre puisque les transducteurs peuvent être collés directement sur la paroi d'un récipient existant.

CONCLUSION

L'objectif de notre étude était de montrer qu'il était possible de réaliser un dispositif à base de $P(VF_2-VF_3)$ pour générer des ondes de Lamb afin de mesurer des caractéristiques de liquides. Des études antérieures faites sur une structure semblable pour la génération des ondes de Rayleigh avaient permis de mettre en évidence la possibilité d'utiliser le $P(VF_2-VF_3)$ pour la génération des ondes de surface. Cependant deux problèmes majeurs restaient à traiter. Tout d'abord nous avons dû développer les équations complètes qui modélisent la génération, la propagation et la détection des ondes de Lamb et l'influence du liquide. En second lieu, un système électronique a été réalisé pour contrôler le processus de mesure.

L'essentiel de notre travail au cours de cette thèse peut être résumé en trois points : en premier, la présentation d'une structure physique destinée à la génération et la détection des ondes de Lamb sur des substrats non piézoélectriques à l'aide du $P(VF_2-VF_3)$, avec pour objectif des applications industrielles, parmi elles la mesure de densité de liquide in continu.

Le deuxième point a été la modélisation complète du dispositif, qui comprend la génération, la propagation et la détection de l'onde.

Pour la génération et la détection nous avons adopté le modèle de Mason pour modéliser la transduction piézoélectrique. Pour que le modèle reproduise le plus fidèlement possible le comportement du film piézoélectrique, nous avons procédé à l'évaluation de ses pertes diélectriques et mécaniques en fonction de la fréquence. Nos calculs ont montré que les pertes atténuent la puissance élastique transmise, et par conséquent atténuent la contrainte exercée sur le milieu de propagation. Nous avons dimensionné le réseau d'électrodes destiné à la génération d'ondes de Lamb et nous avons évalué les composantes du déplacement et de la vitesse du mode a_0 de l'onde de Lamb. L'analyse de ces composantes a montré que l'amplitude de l'onde est maximale lorsque le pas du réseau est égal à la longueur d'onde de l'onde de Lamb, et est

proportionnel au nombre d'électrodes. Aussi, le transducteur est d'autant plus sélectif en fréquence que le nombre d'électrodes est grand.

Au niveau de la propagation, pour le calcul des composantes de l'onde nous avons développé les équations complètes du déplacement et de la vitesse normale à la surface de propagation, en tenant compte de la présence d'un liquide d'un côté de la plaque. Le développement de ces équations nous a permis d'évaluer la vitesse des ondes en fonction de la fréquence, de la tension d'excitation, du nombre d'électrodes et des paramètres de propagation tels que l'épaisseur de la plaque, le matériau constituant la plaque et les caractéristiques (densité et vitesse) d'un liquide en contact avec la plaque. Nous avons ensuite tenu compte des pertes au cours de la propagation. Dans notre analyse, seules les pertes dans le milieu de propagation sont prises en compte. La quantification de ces pertes a montré que l'atténuation de l'onde de surface est négligeable pour la distance adoptée entre les transducteurs émetteur et récepteur. Enfin, avec le modèle de Mason du transducteur en mode réception, nous avons évalué la tension de sortie en fonction de la vitesse normale à la surface.

Le troisième point a consisté à réaliser un système électronique dédié au contrôle de la génération et de l'acquisition du signal. Son avantage est l'intégration des fonctions génération et acquisition des signaux, ce qui facilite les mesures, et permet de déduire les paramètres de l'onde de qui se propage entre les deux transducteurs. Il offre également l'accès aux signaux numérisés d'émission et réception, ce qui permet éventuellement de changer les algorithmes de détermination des composantes de l'onde qui se propage et ainsi facilite son utilisation pour d'autres applications. La partie logicielle qui pilote cette électronique utilise un algorithme de calcul du temps de vol entre l'onde émise puis détectée par le peigne récepteur. Les mesures de temps de propagation sur un signal de test présentent un écart type de 10,03ns, ce qui représente une incertitude de 26 ns avec un niveau de probabilité de 0,99.

Ce système électronique peut se connecter sur d'autres systèmes informatiques que l'ordinateur PC. L'instrument peut aussi servir dans d'autres contextes, comme la

mesure de temps de propagation d'une onde de volume qui se propage à travers un échantillon.

La caractérisation de l'onde de Lamb en fonction des paramètres physiques extérieurs, tels que la nature du liquide en contact avec la plaque et la température, a été réalisée pour une plaque d'aluminium de 90 μm d'épaisseur. Les résultats expérimentaux montrent que le temps de propagation du mode a_0 de l'onde de Lamb et la fréquence de synchronisme varient linéairement avec la température, et que cette variation est liée aux modifications des paramètres élastiques du milieu de propagation en fonction de la température. Pour confirmer ce résultat nous avons mesuré les vitesses de l'onde longitudinale dans la plaque et dans les liquides, et nous avons déterminé la variation de la vitesse transverse dans la plaque à partir de la vitesse de phase mesurée. Les résultats obtenus sont en accord avec ceux trouvés dans la littérature. De plus, l'amplitude de l'onde croît avec la température. Ce comportement est lié faiblement aux variations des paramètres élastiques du milieu de propagation, et principalement aux dérivées du paramètre élastique (C_{33}^D) du copolymère $P(VF_2-VF_3)$, en fonction de la température. En plus, les simulations montrent que l'amplitude de l'onde (pour une contrainte unité) croît avec la température ce qui est confirmé expérimentalement.

Nous avons effectué des mesures sur des liquides de différentes densités et vitesses acoustiques en fonction de la température. Nous avons étudié la variation des paramètres de l'onde par rapport à ceux du liquide en contact avec la plaque. Nous avons noté qu'il est très important de connaître la vitesse longitudinale dans le liquide afin de déterminer sa densité à partir de la fréquence de synchronisme. La fréquence de synchronisme décroît quand la température augmente pour tous les liquides utilisés. Pour des liquides ayant des vitesses longitudinales du même ordre de grandeur, la fréquence de synchronisme est supérieure pour les liquides de densité moins élevée, ce qui prouve l'effet de la densité du liquide en contact avec la plaque sur la vitesse des ondes.

La présence d'un liquide sur un coté de la plaque change les paramètres de propagation de l'onde par rapport à la plaque libre. La vitesse de phase de l'onde est

inversement proportionnelle à la densité du liquide en contact avec la plaque, et proportionnelle à la vitesse longitudinale dans ce même liquide. Si cette vitesse longitudinale est connue, nous pouvons donc utiliser ce dispositif pour mesurer la densité absolue des liquides avec une incertitude d'environ 5%. Cependant si elle n'est pas connue, nous pouvons tout de même mesurer les variations de cette densité.

Ce travail ouvre la voie à diverses applications. L'impédance acoustique du $P(VF_2-VF_3)$ étant proche de la plupart de celles des matériaux plastiques, nous pouvons envisager son utilisation pour la mesure de la densité du liquide à l'intérieur d'une batterie d'accumulateurs. La densité de l'acide est fonction de l'état de la batterie.

Nous avons aussi généré des modes supérieures des ondes de Lamb sur un substrat en verre de 1mm d'épaisseur. Si l'excitation est suffisamment importante, les ondes à la surface du substrat peuvent être utilisées pour modifier les propriétés d'un faisceau lumineux, ce qui ouvre des perspectives intéressantes dans le domaine de l'acousto-optique. Ce n'est pas un nouveau champ d'étude, cependant les propriétés du $P(VF_2-VF_3)$ associées à des guides optiques sur verre devrait permettre la conception de nouveaux composants en optique intégrée.

Les résultats que nous avons obtenus montrent qu'il faut poursuivre ces travaux. Quelque soit l'application les dimensions des électrodes doivent être adaptées au milieu de propagation. Ainsi, l'utilisation d'un substrat plus fin, en accord avec un film en $P(VF_2-VF_3)$ moins épais, aurait pour effet de réduire la relation entre l'épaisseur de la plaque et la longueur d'onde, ce qui rendrait le dispositif plus sensible aux variations de densité de liquides. D'autre part, la compensation en température est aussi un point à approfondir, une structure différentielle avec un transducteur supplémentaire permettrait la compensation de la variation en température des mesures effectuées. Enfin une autre étude pourrait être menée sur l'utilisation d'un dispositif à une seule électrode dans un circuit résonant.



**ANNEXE A – EQUATIONS D'INTERPOLATION POUR LA
CONSTANTE DIELECTRIQUE RELATIVE ϵ_r ET LA TANGENTE DE
PERTES ELECTRIQUES $TAN\delta_e$**

Les pertes diélectriques et mécaniques ont été calculées à partir des courbes de module et de phase de l'impédance électrique obtenues expérimentalement à l'aide d'un analyseur de réseaux (HP 4194 A), pour une lame de P(VF2-VF3) libre. Les équations d'interpolation pour la constante diélectrique relative ϵ_r et la tangente de pertes électriques $\tan\delta_e$ en fonction de la fréquence ont été obtenues à partir des valeurs mesurées de l'impédance électrique de la lame libre en $P(VF_2-VF_3)$ et en négligeant les résonances autour de la fréquence de résonance. Elles sont données par :

$$\epsilon_r = a_0 + a_1f + a_2f^2 + a_3f^3 + a_4f^4 + a_5f^5 + a_6f^6 + a_7f^7 + a_8f^8 \quad (A.1)$$

$$\tan \delta_e = b_0 + b_1f + b_2f^2 + b_3f^3 + b_4f^4 + b_5f^5 + b_6f^6 \quad (A.2)$$

où f est la fréquence en MHz. Les coefficients a_n et b_n pour les polynômes d'interpolations sont :

n	a_n	b_n
0	6.1278e-2	8.9320
1	1.3330e-1	-1.5879
2	-7.0635e-2	4.4901e-1
3	1.9272e-2	-6.7499e-2
4	-2.9988e-3	5.1880e-3
5	2.7493e-4	-1.9417e-4
6	-1.4665e-5	2.8189e-6
7	4.2030e-7	----
8	-4.9981e-9	----

Tableau A.1 : Coefficients pour les polynômes d'interpolations pour la constante diélectrique relative ϵ_r (a_n) et tangente de pertes électriques $\tan \delta_e$ (b_n) en fonction de la fréquence.

ANNEXE B – CARACTERISTIQUES DES MATERIAUX UTILISES

Matériel	V_T (m/s)	V_L (m/s)	ρ (kg/m ³)
Aluminium	3034	6420	2700
Verre (FK3)	2850	4910	2260
Acier	3246	5900	7800
Graisse de couplage	-	1500	1830

Table B.1 : Caractéristiques de matériaux utilisés d'après [84]. Valeurs a 20°C.

V_T = Vitesse de l'onde de volume transverse [m/s]

V_L = Vitesse de l'onde de volume longitudinale [m/s]

ρ = densité [kg/m³]

ANNEXE C – DETERMINATION DES CONSTANTES DE L'EQUATION D'EXCITATION DES ONDES DE LAMB

Nous réécrivons ici l'équation 5.12, qui représente le système d'équation développé dans le chapitre 5 a fin d'obtenir l'expression de la vitesse des ondes de Lamb loin de la zone d'excitation :

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & -(k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ -2iqk \sinh(qd) & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & (k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \sinh(qd) & -2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & -\frac{\rho_L}{\rho_s} k_t^2 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & (k^2 + s^2) \sinh(qd) & 2iks \sinh(sd) & 2iks \cosh(sd) & 0 \\ -q \sinh(qd) & q \cosh(qd) & ik \cosh(sd) & -ik \sinh(sd) & -ik_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \hat{\Gamma}_+ \\ \hat{\Gamma}_- \\ \mu \\ 0 \end{bmatrix} \quad (C.1)$$

le simple manipulation des lignes peut réduire la complexité de cette équation :

$$\begin{bmatrix} 2iqk \sinh(qd) & 0 & 0 & -(k^2 + s^2) \sinh(sd) & 0 \\ 0 & 2iqk \cosh(qd) & -(k^2 + s^2) \cosh(sd) & 0 & 0 \\ (k^2 + s^2) \cosh(qd) & 0 & 0 & 2iks \cosh(sd) & -\frac{\rho_L}{2\rho_s} k_t^2 \\ 0 & (k^2 + s^2) \sinh(qd) & 2iks \sinh(sd) & 0 & \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_t^2 \\ -q \sinh(qd) & q \cosh(qd) & ik \cosh(sd) & -ik \sinh(sd) & -ik_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \\ E \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \hat{\Gamma}_+ / 2\mu \\ \hat{\Gamma}_- / 2\mu \\ 0 \end{bmatrix} \quad (C.2)$$

pour simplifier les manipulations algébriques, nous établissons les relations suivantes :

$$F_1 = \Delta_s = (k^2 + s^2)^2 \sinh(sd) \cosh(qd) - 4k^2 qs \cosh(sd) \sinh(qd) \quad (C.3)$$

$$F_2 = \Delta_a = (k^2 + s^2)^2 \sinh(qd) \cosh(sd) - 4k^2 qs \sinh(sd) \cosh(qd) \quad (C.4)$$

$$F_{11} = \frac{F_1}{\sinh(qd) \sinh(sd)} = (k^2 + s^2)^2 \coth(qd) - 4k^2 qs \coth(sd) \quad (C.5)$$

$$F_{22} = \frac{F_2}{\cosh(qd) \cosh(sd)} = (k^2 + s^2)^2 \tanh(qd) - 4k^2 qs \tanh(sd) \quad (C.6)$$

$$R = i \frac{\rho_L}{\rho_s} k_t^4 \frac{q}{k_z} \quad (C.7)$$

Après plusieurs manipulations sur les lignes et les colonnes de la matrice (C.2), et en appliquant les relations (C.3) a (C.7), nous avons trouvé une équation de dispersion simplifiée pour la propagation des ondes, loin de la zone d'excitation :

$$\Delta = 2F_{11}F_{22} + RF_{11} + RF_{22} = 2F_{11}F_{22} + R(F_{11} + F_{22}) \quad (\text{C.8})$$

Les deux premières lignes de la matrice (C.2) représentent la composante tangentielle des contraintes (T_{xz}) à la surface de la plaque en contact avec le liquide ($z=-d$), qui doit être égale à zéro une fois que le liquide est considéré comme étant non-visqueux. Elles ont été obtenues à partir de la relation (3.23b) du chapitre 3. Le développement de ces équations nous permet d'obtenir la constante B en fonction de C , et la constante A en fonction de D , et vice versa :

$$B = C \frac{(k^2 + s^2) \cosh(sd)}{2iqk \cosh(qd)} \quad (\text{C.9})$$

$$C = B \frac{2iqk \cosh(qd)}{(k^2 + s^2) \cosh(sd)} \quad (\text{C.10})$$

$$A = D \frac{(k^2 + s^2) \sinh(sd)}{2iqk \sinh(qd)} \quad (\text{C.11})$$

$$D = A \frac{2iqk \sinh(qd)}{(k^2 + s^2) \sinh(sd)} \quad (\text{C.12})$$

La troisième ligne de la matrice (C.2) est reproduite ici :

$$A(k^2 + s^2) \cosh(qd) + D2iks \cosh(sd) - E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \hat{\Gamma}_z / 2\mu \quad (\text{C.13})$$

après avoir remplacé la constante A dans (C.13) par l'expression (C.11) nous avons :

$$D \frac{(k^2 + s^2) \sinh(sd)}{2iqk \sinh(qd)} (k^2 + s^2) \cosh(qd) + D2iks \cosh(sd) - E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (\text{C.14})$$

(C.14) peut aussi s'écrire comme :

$$D \frac{(k^2 + s^2)^2 \sinh(sd) \cosh(qd) - 4k^2 qs \cosh(sd) \sinh(qd)}{2iqk \sinh(qd)} - E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (\text{C.15})$$

et après avoir appliqué la relation (C.3) sur (C.15) nous avons :

$$D \frac{F_1}{2iqk \sinh(qd)} - E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (C.16)$$

en appliquant la relation (C.7) sur (C.16) nous avons :

$$\frac{DF_1}{\sinh(qd)} - E \frac{Rkk_z}{k_i^2} = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} 2iqk \quad (C.17)$$

et ainsi nous exprimons la constante D en fonction de E .

$$D = \frac{\sinh(qd)}{F_1} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik + E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \quad (C.18)$$

La quatrième ligne de la matrice (C.2) est reproduite ici :

$$B(k^2 + s^2) \sinh(qd) + C2iks \sinh(sd) + E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (C.19)$$

après avoir remplacé la constante B dans (C.19) par l'expression (C.9), nous avons :

$$C \frac{(k^2 + s^2) \cosh(sd)}{2iqk \cosh(qd)} (k^2 + s^2) \sinh(qd) + C2iks \sinh(sd) + E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (C.20)$$

mais (C.20) peut aussi s'écrire comme :

$$C \frac{(k^2 + s^2)^2 \sinh(qd) \cosh(sd) - 4k^2 qs \cosh(qd) \sinh(sd)}{2iqk \cosh(qd)} + E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (C.21)$$

et après avoir appliqué la relation (C.4) sur (C.21) nous avons :

$$C \frac{F_2}{2iqk \cosh(qd)} + E \frac{\rho_L}{2\rho_s} k_i^2 = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} \quad (C.22)$$

en appliquant la relation (C.7) sur (C.22) nous avons :

$$\frac{CF_2}{\cosh(qd)} + E \frac{Rkk_z}{k_i^2} = \frac{\hat{\Gamma}_z}{2\mu} 2iqk \quad (C.23)$$

et ainsi nous exprimons la constante C en fonction de E .

$$C = \frac{\cosh(qd)}{F_2} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik - E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \quad (C.24)$$

La cinquième ligne de la matrice (C.2) est reproduite ici :

$$-Aq \sinh(qd) - Dik \sinh(sd) + Bq \cosh(qd) + Cik \cosh(sd) - Eik_z = 0 \quad (C.25)$$

Nous allons maintenant traiter la première et deuxième partie de l'équation (C.25) séparément pour une plus grande clarté. La première partie est :

$$-Aq \sinh(qd) - Dik \sinh(sd) \quad (C.26)$$

nous remplaçons la constante A par l'expression (C.11) :

$$-D \frac{(k^2 + s^2) \sinh(sd)}{2iqk \sinh(qd)} q \sinh(qd) - Dik \sinh(sd) \quad (C.27)$$

en retravaillant les termes sur (C.27) nous avons :

$$-D \frac{q(k^2 + s^2) \sinh(sd) \sinh(qd) - ik \sinh(sd) 2iqk \sinh(qd)}{2iqk \sinh(qd)} \quad (C.28)$$

et après une petite manipulation il nous reste :

$$-D \sinh(sd) \frac{(k^2 + s^2) + 2k^2}{2ik} \quad (C.29)$$

donc nous trouvons pour (C.26) l'égalité suivante :

$$-Aq \sinh(qd) - Dik \sinh(sd) = \frac{D \sinh(sd) k_i^2}{2ik} \quad (C.30)$$

Nous voulons aussi trouver une expression simplifiée pour (C.31) qui est la deuxième partie de (C.25) :

$$Bq \cosh(qd) + Cik \cosh(sd) \quad (C.31)$$

nous allons remplacer la constante B par l'expression (C.9) :

$$C \frac{(k^2 + s^2) \cosh(sd)}{2i q k \cosh(qd)} q \cosh(qd) + Cik \cosh(sd) \quad (C.32)$$

et en réarrangeant les termes sur (C.32) nous avons :

$$C \frac{q(k^2 + s^2) \cosh(sd) + ik \cosh(sd) 2i q k}{2i q k} \quad (C.33)$$

qui peut s'écrire :

$$C \cosh(sd) \frac{(k^2 + k^2 - k_i^2) - 2k^2}{2ik} \quad (C.34)$$

et donc nous trouvons pour (C.31) l'égalité suivante :

$$Bq \cosh(qd) + Cik \cosh(sd) = -C \cosh(sd) \frac{k_i^2}{2ik} \quad (C.35)$$

Maintenant nous pouvons remplacer (C.30) et (C.35) dans (C.25) :

$$\frac{D \sinh(sd) k_i^2}{2ik} - C \cosh(sd) \frac{k_i^2}{2ik} - Eik_z = 0 \quad (C.36)$$

en multipliant (C.36) par $2ik$ elle devient :

$$D \sinh(sd) - C \cosh(sd) + E \frac{2kk_z}{k_i^2} = 0 \quad (\text{C.37})$$

nous allons remplacer la constante D par l'expression (C.18) et la constante C par l'expression (C.24) :

$$\frac{\sinh(qd)}{F_1} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik + E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \sinh(sd) - \frac{\cosh(qd)}{F_2} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik - E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \cosh(sd) + E \frac{2kk_z}{k_i^2} = 0 \quad (\text{C.38})$$

qui peut s'écrire aussi comme :

$$\frac{1}{F_{11}} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik + E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) - \frac{1}{F_{22}} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik - E \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) + E \frac{2kk_z}{k_i^2} = 0 \quad (\text{C.39})$$

et en arrangeant les termes :

$$\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik \left(\frac{1}{F_{11}} - \frac{1}{F_{22}} \right) + E \frac{kk_z}{k_i^2} \left(\frac{R}{F_{11}} + \frac{R}{F_{22}} + 2 \right) = 0 \quad (\text{C.40})$$

maintenant nous allons multiplier (C.40) par $F_{11}.F_{22}$:

$$\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik (-F_{11} + F_{22}) + E \frac{kk_z}{k_i^2} (RF_{22} + RF_{11} + 2F_{11}F_{22}) = 0 \quad (\text{C.41})$$

et nous allons appliquer (C.8) sur (C.41) :

$$\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik (-F_{11} + F_{22}) + E \frac{kk_z}{k_i^2} (\Delta) = 0 \quad (\text{C.42})$$

pour obtenir enfin l'expression pour la constante E :

$$E = - \frac{\hat{\Gamma}_z qik (F_{22} - F_{11}) k_i^2}{\mu kk_z \Delta} \quad (\text{C.43})$$

Pour obtenir l'expression pour la constante D , nous appliquons (C.43) dans (C.18) :

$$D = \frac{\sinh(qd)}{F_1} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik - \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{qik(F_{22} - F_{11})k_i^2}{kk_z\Delta} \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \quad (C.44)$$

en réarrangeant les termes nous avons :

$$D = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{qik}{F_{11} \sinh(sd)} \left(1 - \frac{R(F_{22} - F_{11})}{\Delta} \right) \quad (C.45)$$

et ainsi nous obtenons l'expression pour la constante D :

$$D = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{2qik(F_{22} - R)}{\sinh(sd)\Delta} \quad (C.46)$$

L'expression pour la constante C et obtenue en appliquant (C.43) dans (C.24) :

$$C = \frac{1}{F_{22} \cosh(sd)} \left(\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} qik - \left(-\frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{qik(F_{22} - F_{11})k_i^2}{kk_z\Delta} \right) \frac{Rkk_z}{k_i^2} \right) \quad (C.47)$$

en réarrangeant les termes sur (C.47) :

$$C = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{qik}{F_{22} \cosh(sd)} \left(1 + \frac{R(F_{22} - F_{11})}{\Delta} \right) \quad (C.48)$$

et ainsi l'expression pour la constante C est :

$$C = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{2qik(F_{11} + R)}{\cosh(sd)\Delta} \quad (C.49)$$

Pour trouver l'expression pour la constante A , nous allons utiliser la valeur pour la constante D obtenue en (C.46) dans (C.11)

$$A = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{2qik(F_{22} - R)}{\sinh(sd)\Delta} \frac{(k^2 + s^2)\sinh(sd)}{2iqk\sinh(qd)} \quad (C.50)$$

et l'expression pour la constante A devient :

$$A = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{(k^2 + s^2)(F_{22} - R)}{\sinh(qd)\Delta} \quad (C.51)$$

D'une façon analogue, nous allons trouver l'expression pour la constante B , à partir de la valeur pour la constante C obtenue en (C.49) et remplacé dans (C.9)

$$B = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{2qik(F_{11} + R)}{\cosh(sd)\Delta} \frac{(k^2 + s^2)\cosh(sd)}{2iqk\cosh(qd)} \quad (C.52)$$

après avoir rangé les termes sur (C.52), nous trouvons l'expression finale pour la constante B :

$$B = \frac{\hat{\Gamma}_z}{\mu} \frac{(k^2 + s^2)(F_{11} + R)}{\Delta\cosh(qd)} \quad (C.53)$$



BIBLIOGRAPHIE

- [1] I.A. Viktorov
Rayleigh and Lamb waves
New York: Plenum Press, p.3 (1967).
- [2] Richard M. White et al
Plate-Mode Ultrasonic Oscillator Sensor
IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, vol. 34, N° 2,
March 1987.
- [3] G. Kurtze and R. H. Bolt.
On the Interaction Between Plate Bending Waves and Their Radiation Load
Acustica, Vol. 9, 1959
- [4] R.D. Watkins et al.
The attenuation of Lamb waves in the presence of a fluid
Ultrasonics, November 1992.
- [5] Stuart W. Wenzel and Richard M. White
A Multisensor Employing an Ultrasonic Lamb-Wave Oscillator
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.35, N° 6, June 1988
- [6] M.J. Vellekoop, G.W. Lubking, P.M. Sarro, A. Venema
Integrated circuit-compatible design and technology of acousto-wave-based microsensors
Sensors and Actuators, A 44, 1994, pp.249-263.
- [7] Thierry Laurent
Génération, propagation et détection d'ondes de Lamb. Modélisation et application aux membranes comportant des couches minces piezoélectriques sur silicium
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques de Franche-Comte, Juin 1997.

[8] M. Dali-Ali

Etude et caractérisation des ondes de Rayleigh dans les milieux non-piézoélectrique à l'aide de PVF2 et P(VF2-VF3).

Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Octobre 1995.

[9] S. Nasr, J. Duclos, M. Leduc

PVDF Transducers generating scholte waves

Electronics Letters, march 1988, Vol. 24, No. 6, pp. 309-371.

[10] R. S. Wagers

Low-temperature Lamb wave propagation in PVF₂

J. Appl. Phys., Vol. 51, N° 11, November 1980, pp. 5797-5800.

[11] K. Toda, K. Ikenohira

Highly temperature-dependent performance of a polyvinylidene fluoride Lamb wave device

J. Appl. Phys., Vol. 51, N° 11, Nov. 1980, pp.5657-5660.

[12] R. S. C. Monkhouse, P.D.Wilcox, P. Cawley

Flexible interdigital PVDF transducers for the generation of Lamb waves in structures

Ultrasonics, 35 (1997), pp. 489-498.

[13] H.Kawai

The piezoelectricity of polyvinylidene fluoride

Japan J. Appl. Phys, n°8, 1969, p. 975-976.

[14] H. Ohigashi and al

Ferroelectric copolymers of vinylidene fluoride and trifluoroethylene with a large electromechanical coupling factor

Japan, J. Appl. Phys, vol. 21, n°8, p. L455-L457.

[15] T. Yagi and M. Tatemoto

A fluorine-19 NMR study of the microstructure of vinylidene fluoride trifluoroethylene copolymers

Polymer Journal, vol. 11, n°6, p. 429 (1978).

[16] P.E. Durin and S.H. Carr

A historical perspective on the occurrence of piezoelectricity in materials

MRS Bulletin/February, p.22 (1989).

[17] A.J. Lovinger, D.D. Davis, R.E. Cias and J.M. Kometani,

The role of molecular defects on the structure and phase transitions of PVDF

Polymer, vol. 28, p.617 (1987).

[18] K. Matsushige, T. Takemura

J. Polym. Sci; Polymer Phys. Ed., 16, 921 (1978).

[19] H. Ohigashi

The applications of Ferroelectric Polymers

chapter 11, Blackie and Son Ltd - London (1988).

[20] F. Bauer

APS Conf, Proc. n°78, W.H. Nellis, L. Seamon, R.A. Graham (eds.), American Inst. of Phys. New York, p.251-267 (1982).

[21] F. Bauer, Brevet 82 21025. INPI.

[22] G.T. Davis

The Applications of Ferroelectric Polymers

chapter 4, Blackie and Son Ltd - London (1988).

[23] T. Furukawa and T.T. Wang

Measurement and Properties of Ferroelectric Polymers

The applications of Ferroelectric Polymers, Blackie and Son Ltd-London.

[24] K.Koga and H.Ohigashi

Piezoelectricity and related properties of Vinylidene Fluoride and Fluoroethylene Copolymers

J.Appl.Phys. vol.59, n°6(1986).

[25] J.F.Legrand

Structure and ferroelectric properties of P(VF₂-VF₃) Copolymers

Ferroelectrics, vol.91, p.303(1989)

[26] S. Tasaka and S. Miyata

The origin of piezoelectricity in PVF₂

Ferroelectrics, vol. 32, p. 17 (1981).

[27] Y. Wada and R. Hayakawa

Piezoelectricity and pyroelectricity of polymers

J. Appl. Phys. vol. 15, n°11, p. 2041 (1976).

[28] Y. Wada and R. Hayakawa

A model theory of piezo and pyroelectricity of PVDF electret

Ferroelectrics, vol. 32, p. 115 (1981).

[29] W.P. Leung and K.K. Yung

Internal losses in PVDF ultrasonic transducers

J. Appl. Phys. vol. 50, n°12, p. 8031 (1979).

[30] F. Bauer

Etude du comportement sous choc de copolymères VF_2/VF_3 piézoélectriques
High Dynamic Pressure Symposium, Grande-Motte-France, p. 27 (Juin 1989).

[31] R.H. Coursant, C. Megnio, J.M. Tellier

Automatic method of intrinsic characterisation of lossy piezoelectric structures
Proc. 6th ISAF'86 IEEE, p. 730 (1986).

[32] F. Micheron

Thermodynamique du PVF_2 et applications

Extrait de la Revue Technique Thomson - CSF, vol. 11, n°3, p. 513 (1979).

[33] E. Dieulesaint et D. Royer

Ondes Elastiques dans les Solides Application au traitement du signal
Masson et Cie, Editeurs 1974.

[34] D. Royer, E. Dieulesaint

Ondes élastiques dans les solides – Tome 1 Propagation libre et guidée
Ed. Masson, Paris, 1996.

[35] J. L. Bleustein

Appl. Phys. Lett, 13, 412 (1968).

[36] H. Uberall

Surface Waves in Acoustics

Physical acoustics, Mason Thurston, vol X.

[37] W.M. Ewing, W.S. Jardetzky, F. Press

Elastic Waves in Layered Media

McGraw-Hill, New-York (1957).

[38] D. Hauden, E. Bigler

Dispositif à quartz de très haute fréquence et applications

Revue Scientifique et Technique de la Défense, p.37, 3 1(993).

[39] H. Lamb

On Waves in an elastic plate

Proc. Roy. Soc. (London), Ser. A, 93 :114, 1917.

[40] B. A. Auld

Acoustic Fields and Waves In Solids – Volume I and II – 2nd ed.

Krieger Publishing Company, Malabar, Florida.

[41] V. Rajendran et al

Mass density sensor for liquids using ZnO-film/Al-fil Lamb wave device

Ultrasonics Symposium, 1992, pp. 263-268.

[42] Ken-ya Hashimoto et al

Miniaturised ultrasonic-wave velocity and attenuation sensors for liquid

Ultrasonics Symposium, 1992, pp.307-312.

[43] J. C. Andle et al

Design of an improved acoustic plate mode delay line for biosensor applications

Ultrasonics Symposium, 1992, pp. 287-292.

[44] F. Teston, G. Feuillard, L. Tessier and M. Lethiecq

Mass Sensitivity of Acoustic Plate Mode in Liquids.

IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 45, N°5, September 1998, pp. 1266-1272.

[45] M. Castaings and P. Cawley

The generation, propagation, and detection of Lamb waves in plates using air-coupled ultrasonics transducers

J.Acoust. Soc. Am. 100 (5), November 1996, pp. 3070-3077.

- [46] F. Levent degertekin, Butrus T. Khuri-Yakub
Single mode Lamb wave Excitation in thin plates by Hertzian contacts
Appl. Phus. Lett., Vol. 69, N^o. 2, July 1996, pp. 146-148.
- [47] P. Cawley, D. Alleyne
The use of Lamb waves for the long inspection of large structures
Ultrasonics, Vol. 34, 1996, pp.287-290.
- [48] P. Cawley, D. Alleyne
The interaction of Lamb waves with defects
IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 39, N^o.3, May 1992, pp. 381-396.
- [49] L. F. Brown, J. L. Mason
Disposable PVDF ultrasonic transducers for nondestructive testing applications
IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 43, N^o.4, July 1996, pp. 560-568.
- [50] Junru Wu, Zhemin Zhu
The propagation of Lamb waves in a plate bordered with layers of a liquid
J. Acoust. Soc. Am. 91 (2), February 1992, pp.861-867.
- [51] Zhemin Zhu, junru Wu, Jian Li, Wei Zhou
A general dispersion relation for Lamb-wave sensors with liquid-layer loading
Sensors and Actuators A, N^o. 49, 1995, pp. 79-84.
- [52] R. M. White, S. W. Wenzel
Fluid loading of a Lamb-wave sensor
Appl. Phys. Lett. 52 (20), 16 may 1988, pp. 1653-1655.

- [53] Arnold Schoch
Der Schalldurchgang Durch Platten
Acustica, Vol. 2, N^o. 1, 1952.
- [54] Z. Zhu, J. Li, J. Wu
A perturbation analysis of Lamb-wave sensors
Ultrasonics, Vol. 33, No. 3, 1995, pp.213-219.
- [55] V. Dayal, V. K. Kinra
Leaky Lamb waves in an anisotropic plate. I: An exact solution and experiments
J. Acoust. Soc. Am. Vol. 85, N^o. 6, June 1989, pp. 2268-2276.
- [56] Zhemin Zhu and Junru Wu
The propagation of Lamb waves in a plate bordered with a viscous liquid
J. Acoust. Soc. Am. 98 (2), Pt. 1, August 1995, pp. 1057-1064.
- [57] A. H. Nayfeh, P. B. Nagy
Excess attenuation of leaky Lamb waves due to viscous fluid loading
J. Acous. Soc. Am., Vol. 101, No. 5, Pt. 1, May 1997, pp. 2649-2658.
- [58] J.-P. Sessarego, J. Sagéoli, C. Gazanhes
Two Sholte-Stoneley waves on doubly fluid-loaded plates and shells
J. Acoust. Soc. Am., Vol. 101, N^o. 1, Jan. 1997, pp. 135-142.
- [59] S. W. Wenzel, R. M. White
Analytic comparision of the sensibilities of bulk-wave, surface-wave, and flexural plate-wave ultrasonic gravimetric sensors
Appl. Phys. Lett, Vol. 54, N^o. 20, May 1989, pp. 1976-1978.

[60] Junru Wu and Zhemin Zhu

Sensitivity of Lamb wave sensors in liquid sensing

IEEE Trans. On Ultrasonics, ferroelectrics and frequency control, vol. 43, N° 1, January 1996, pp. 71-72.

[61] E. Diulesaint, F. Mattiocco, D. Royer

Excitation et détection d'ondes de Rayleigh à l'aide d'une feuille de polymère piézoélectrique

C. R. Acad. Sc. Paris, t. 287, 9 octobre 1978, Série B, pp. 171-173.

[62] T. Laurent et al

Lamb waves and plate modes for sensors. Optical visualization.

Eurosensors XI, Varsovie, Pologne

[63] T. Laurent, F. Bastien

Lamb and shear-horizontal wave production by interdigital transducers deposited on both sides of a piezoelectric plate

J. Acoust. Soc. Am., Vol. 99, N° 5, May 1996, pp.2876-2882.

[64] G. De Cicco, B. Morten, M. Prudenziatti

Elastic surface wave devices based on piezoelectric thick-films

IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 43, N° 1, Jan.1996, pp. 73-77.

[65] R. Murayama

Driving mechanism on magnetostrictive type electromagnetic acoustic transducer for symmetrical vertical-mode Lamb wave and for shear horizontal-mode plate wave

Ultrasonics, Vol. 34, 1996, pp. 729-736.

[66] R. M. White

Surface elastic waves

Proc. Of the IEEE, Vol. 58, N° 8, August 1970, pp. 1238-1276.

- [67] R. M. White and F. W. Voltmer
Direct Piezoelectric Coupling to Surface Elastic Waves
Applied Physics Letters, vol. 7, n° 12, 15 Dec 1965 p. 3146- 316.
- [68] F. Mattiocco, E. Dieulesaint, D. Royer
PVF₂ Transducers for Rayleigh waves
Electronics Letters, vol. 16. n° 7 p. 250-251, March 1980.
- [69] J. Sapriel
L'acousto-optique
Collection de monographies de physique, Masson 1976.
- [70] G. E. Cook, H. E. Valkenberg
Surface Waves at ultrasonic frequencies
Am. Soc. Testing Materials. Bull., TP 127, p. 81-84, May 1954.
- [71] C. Minton
Nondestructive Testing 12, 13. (1954).
- [72] D. S. Shraiber
Ultrasonic flaw detection
Collection: Flaw Detection in Metals, Gas. Izd. Oboron. Prom., Moscow (1959), pp. 241-355.
- [73] L. C. Lynnworth
Shear wave probes and applications
IEEE. Trans. Sonics and Ultrasonics, SU (1964).
- [74] A. G. Sokolinskii
Technique for the Excitation and Reception of Surface Waves
Author's Certificate n°. 19297 (1958).

- [75] A. J. Slobodnik, Jr
Microwave frequency acoustic surface-wave propagation losses in LiNbO₃
Applied Physics Letters, vol 14, p. 94-96 (1969).
- [76] K. Dransfeld and E. Salzmänn
Excitation, Detection, and Attenuation of High-Frequency Elastic Surface Waves
Physical Acoustics, W. P. Mason Ed, vol.VII, chap.4.
- [77] R. M. Arzt, E. Salzmänn, and K. Dransfeld
Appl. Phys. Letters, vol. 10, pp. 165, 1967.
- [78] L. F. Brown, D. L. Carlson
Ultrasound transducers models for piezoelectric polymer films
IEEE Trans. On Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 36, N°3, May
1989, pp. 313-318.
- [79] Commissariat à l'Energie Atomique. C.E.A.
Statistique appliquée à l'exploitation des mesures
Ed. Masson, Paris 1978.
- [80] S. Ballandras, E. Gavignet, E. Bigner and E. Henry
Temperature derivatives of the fundamental elastic constants of isotropic materials
Appl. Phys. Lett., Vol. 71, N°12, September 1997, pp. 1625-1627.
- [81] C. D. Hodgman, R. C. Weast, S. M. Selby
Handbook of Chemistry and Physics
The Chemical Rubber Publishing Co.
- [82] A. Saïed
*Conception et réalisation d'un nouveau type de lentille pour améliorer la résolution en
profondeur d'un microscope acoustique.*
Thèse de Doctorat, Université des Sciences et Techniques du Languedoc, Mai 1985.

[83] K. Omote, H. Ohigashi and K. Koga

Temperature dependence of elastic, dielectric, and piezoelectric properties of single crystalline films of vinylidene fluoride trifluoroethylene copolymer.

Journal of Applied Physics, Vol.81, No.6, March 1997, pp.2760-2769.

[84] A. R. Selfridge

Approximate material properties in isotropic materials

IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, Vol. SU-32, N°. 3, May 1985, pp.381-394.



**ARTICLES PUBLIÉS PENDANT LA PRÉPARATION DE
CETTE THÈSE**

L. Scandelari, N. Noury, P. Benech and E. Chamberod

A sensor for liquids characterization based on elastic surface waves generated with a $P(VF_2-VF_3)$ film in a non-piezoelectric media.

Ultrasonics, Vol. 36, 1998, pp.15-20.

L. Scandelari, N. Noury, P. Benech et E. Chamberod

Système Intégré de mesure des paramètres d'une onde de Lamb. Application à la mesure de densité de liquides.

Colloque Interdisciplinaire en Instrumentation, ENS Cachan, France, Novembre 1998.

E. Chamberod, P. Benech, N. Noury et L. Scandelari

Système de mesure de phase autonome pour capteur de force statique à base de PVDF.

Colloque Interdisciplinaire en Instrumentation, ENS Cachan, France, Novembre 1998.

L. Scandelari, N. Noury, P. Benech and E. Chamberod

Temperature-dependent characterization of a density sensor based on Lamb waves generated with a $P(VF_2-VF_3)$ film.

IEEE International Ultrasonics Symposium, Toronto, Canada, October 1997.

L. Scandelari, N. Noury, P. Benech and E. Chamberod

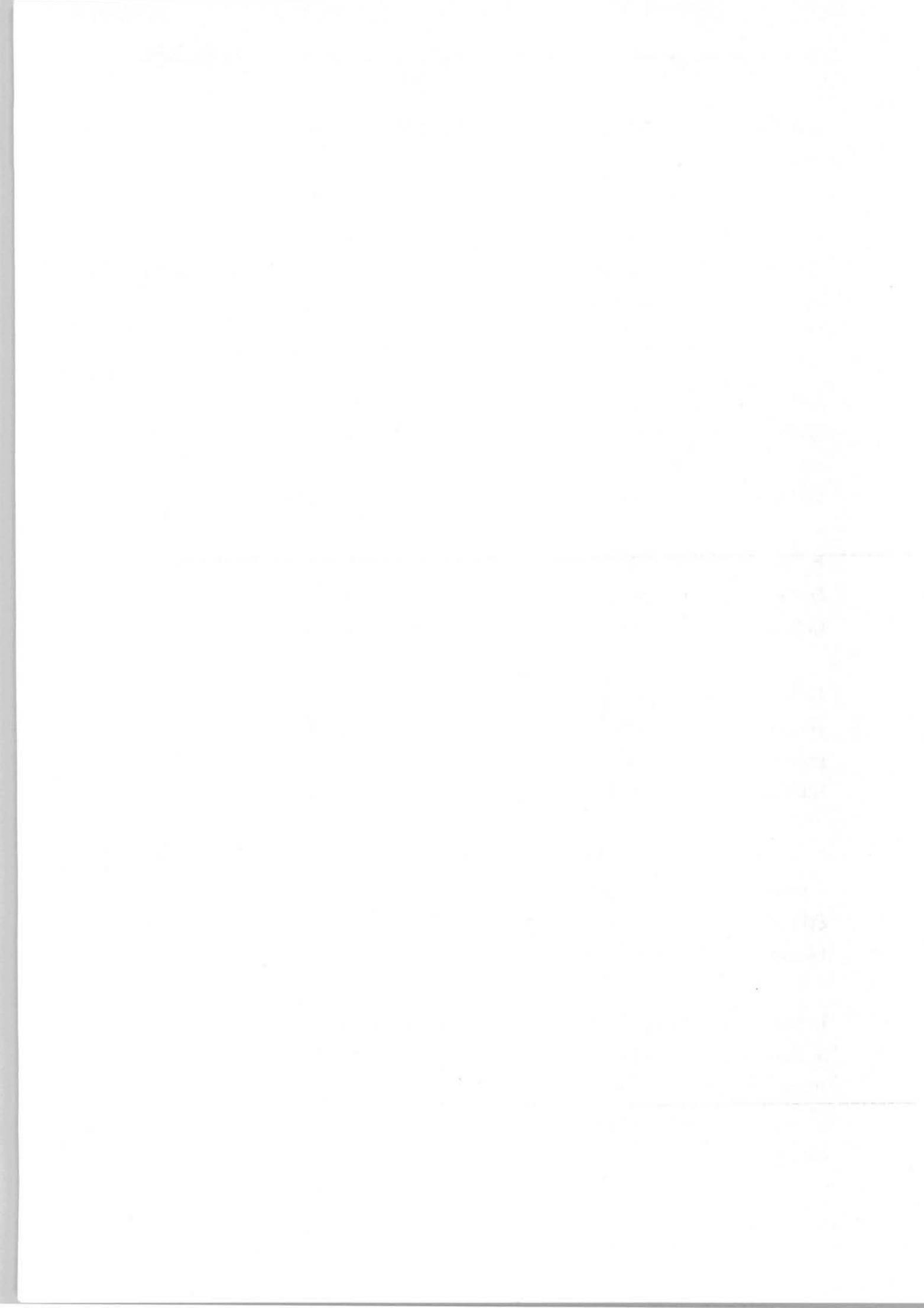
A sensor for liquids characterization based on elastic surface waves generated with a $P(VF_2-VF_3)$ film in a non-piezoelectric media.

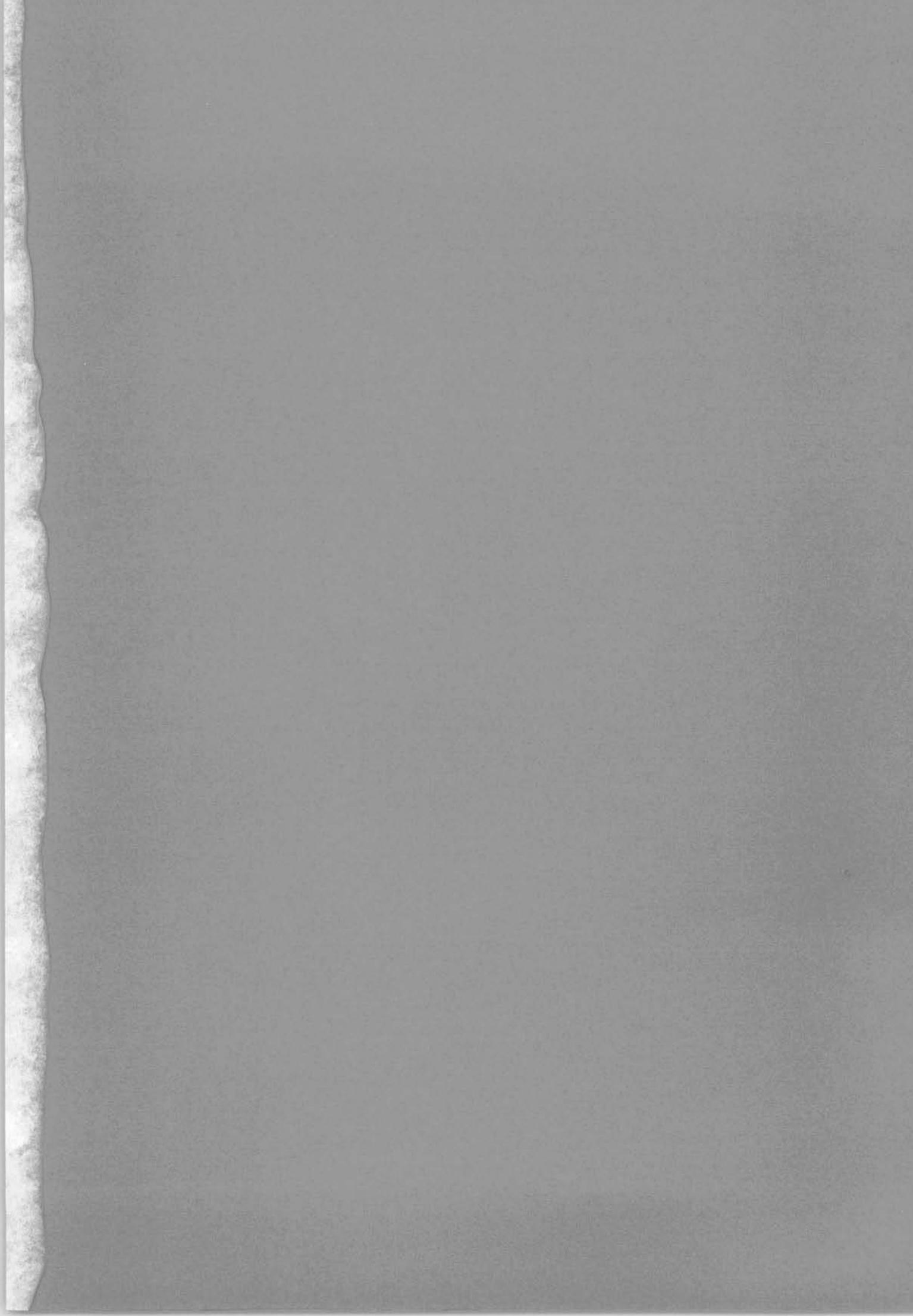
Ultrasonics International'97, Delft, The Netherlands, July 1997.

L. Scandelari, N. Noury, P. Benech, E. Chamberod and P. Xavier

A Sensor Based on Lamb Waves Generated with a $P(VF_2-VF_3)$ Film in a non-Piezoelectric Media at a Liquid Interface.

8th International Congress for Sensors, Transducers & Systems, Nürnberg, Germany, May 1997.





Titre : Génération et Détection d'Ondes de Lamb à l'aide de $P(VF_2-VF_3)$: Application à la Mesure de Densités de Liquides

Résumé : Au cours de ces travaux, nous avons effectué une étude théorique et expérimentale d'un dispositif destiné à la génération et détection des ondes de Lamb sur un substrat non piézoélectrique, avec pour objectif des applications industrielles, parmi elles la mesure de densité de liquide en continu. Ce dispositif est constituée de deux lames piézoélectriques identiques à base de $P(VF_2-VF_3)$ et d'épaisseur $110\mu\text{m}$, posées sur un substrat en aluminium d'épaisseur $90\mu\text{m}$. Sur chaque lame est gravé un réseau d'électrodes métalliques. La présence d'un liquide sur un coté du substrat change la fréquence de synchronisme du dispositif. Pour mesurer cette variation de la fréquence de synchronisme, nous avons développé un système électronique dédié au contrôle de la génération et de l'acquisition du signal. La modélisation complète du dispositif, qui comprend la génération, la propagation et la détection de l'onde, nous a permis de relier la variation de la fréquence de synchronisme mesurée avec la densité du liquide en contact avec la plaque. Si la vitesse longitudinale dans le liquide en contact avec la plaque est connue, nous pouvons donc utiliser ce dispositif pour mesurer la densité absolue des liquides avec une incertitude d'environ 5%.

Mot clés : Ondes de Lamb, Polymère, $P(VF_2-VF_3)$, Densité

Title: Generation and Detection of Lamb Waves using $P(VF_2-VF_3)$: Application to the Measure of Liquid Densities

Abstract: In this work, we accomplished a theoretical and experimental study of a Lamb wave device based on $P(VF_2-VF_3)$. It is intended to measure liquids densities for industrial applications. This device is composed of two identical piezo-polymer $P(VF_2-VF_3)$ plates of $110\mu\text{m}$ thickness, coated on both sides with aluminum, and coupled to an aluminum media $90\mu\text{m}$ thick. The electrodes (a pair of single-phase transducers) were etched on the upper aluminum face of the piezo-polymer. The presence of a liquid on one side of the aluminum plate change the device's synchronism frequency. To measure this variation, we developed an electronic system dedicated to the control of the signal generation and detection. Equations for generation, propagation and detection of the Lamb wave are presented, and permit the evaluation of the liquid density as function of the measured variation on the synchronism frequency. If the longitudinal velocity into the liquid is known, therefore we can use this device to measure the absolute density of liquids with an accuracy of about 5%.

Keywords: Lamb wave, Polymer, $P(VF_2-VF_3)$, Density