Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de

L'UNIVERSITÉ POLYTECHNIQUE HAUTS-DE-FRANCE

INSA HAUTS-DE-FRANCE

Discipline, spécialité selon la liste des spécialités pour lesquelles l'École Doctorale est accréditée :
Acoustique

Présentée et soutenue par Hassan ALHOUSSEINI.

Le 01/12/2021, à Valenciennes

École doctorale :
École Doctorale Polytechnique Hauts-de-France (ED PHF)

Équipe de recherche, Laboratoire :
Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie - Département Opto-Acousto-Electronique (IEMN DOAE – UMR 8520)
CERAMATHS / D. Matériaux céramiques et procédés associés

Contribution au développement des capteurs de pression basés sur des dispositifs à onde acoustique de Surface (SAW) pour des environnements sévères (hautes températures)

JURY

Président du jury :
- RAZAN, Florence. Professeure des Universités. École Normale Supérieure de Rennes.

Rapporteurs :
- RAZAN, Florence. Professeure des Universités. École Normale Supérieure de Rennes.
- ECH-CHERIF EL-KETTANI, Mounsif. Professeur des Universités. Université du Havre.

Examinateurs :
- GONON, Maurice. Professeur des Université. Université de Mons.
- SMAGIN, Nikolay. Docteur, Ingénieur de Recherche. Université Polytechnique Hauts-de-France.

Co-directeur de thèse :
- DUQUENNOY, Marc. Professeur des Universités. Université Polytechnique Hauts-de-France.

Co-directeur de thèse :
- COURTOIS, Christian. Professeur des Universités. Université Polytechnique Hauts-de-France.

Membre invité :

Co-encadrant de thèse
- OUAFTOUH, Mohammadi. Professeur des Universités. Université Polytechnique Hauts-de-France.



Paternité – Pas d'utilisation commerciale – Pas de modification : toute personne utilisant votre thèse devra mentionner le nom de son auteur et ne pourra ni modifier, ni transformer, ni adapter cette création. Toute utilisation commerciale est proscrite.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les personnes qui ont rapporté, examiné et jugé ce manuscrit. J'exprime ma reconnaissance envers Madame Florence RAZAN, Monsieur Mounsif ECH-CHERIF EL-KETTANI, Monsieur Maurice GONON et Monsieur Nikolay SMAGIN.

Je tiens également à remercier mes directeurs de thèse les professeurs Marc DUQUENNOY et Christian COURTOIS et mon co-encadrant le professeur Mohammadi OUAFTOUH, pour m'avoir choisi afin de mener ce travail de recherche et d'avoir accepté de m'encadrer et me guider tout au long de ces années. Leurs compétences scientifiques m'ont permis de mener ce travail dans les meilleures conditions. Je tiens encore à les exprimer ma profonde gratitude pour leurs aide et tous leurs précieux conseils.

Merci à Interreg pour avoir financé le projet CUBISM, et donc m'avoir permis de mener ce travail de thèse.

Un grand merci à monsieur Maurice GONON pour la fabrication des capteurs de pression vitrocéramique de fresnoite, à Monsieur Grégory MATRIC pour la déposition des électrodes et la fabrication des supports en céramique.

Je remercie infiniment Monsieur Nikolay SMAGIN pour avoir m'aider durant ces années, pour avoir su écouter et discuter et pour sa grande disponibilité.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur Frédérique RIVART pour son soutien et ses précieux conseils, pour m'avoir aidé quand j'étais dans le besoin, sa disponibilité et sa grande serviabilité.

Je remercie également Madame Lucie DUPONT BENMEDDOUR pour son aide technique efficace.

Je tiens également à remercier Madame Malika TOUBAL pour son aide avec les mesures VNA sous pointes.

Durant mes années d'étude ici en France j'ai eu l'occasion de m'installer dans plusieurs villes qui m'a donné la chance de rencontrer des gens que je les considère sincèrement comme des membres de ma grande famille. Mes frères et camarades d'étude Jizzo et Khadoura, Wassim et Abbas, Ziad et Farhat, la chanteuse avec la plus belle voix Mira, l'élégante Racha, la belle Sarah Y., Jano la drôle, et la brillante Sara N. je vous remercie de tout mon cœur pour votre soutien et pour tous les bons moments que nous avons passé ensemble.

Je n'oublierai jamais le soutien moral de Nariman, Issam et Maya à Nancy, et Issraa et Rana à Metz et ma partenaire de rédaction Sahar.

Un grand merci à mes camarades de thèse et ma petite famille à valenciennes Marwa, Tonia, Hala, Abbas, Zaher, Victory, Maha et Mustapha, Majd et Wissam et surtout à Nader BERRO et sa famille.

Un dernier remerciement à ma famille, à mes parents, ma tante, ma sœur, mon frère et ma petite nièce et tous les membres de ma famille pour leur support et amour infini.

A la mémoire de mes parents Hussein et Nahed

A ma famille et mes amis

Sommaire

Introduction générale 1

Chapitre 1: Etat de l'art sur les capteurs de pression

Introduction 5
1.1 Etat de l'art sur les capteurs de pression 5
1.1.1 Manomètres à liquide 5
1.1.1.1 Manomètre tube en U 5
1.1.1.2 Baromètre de Torricelli 8
1.1.2 Les jauges à déformation mécanique 9
1.1.2.1 Le tube de jauge de pression de Bourdon 9
1.1.2.2 Jauge de pression à membrane 10
1.1.2.3 Jauge de pression à capsule 11
1.1.3 La technologie MEMS (**M**icro-**E**lectro-**M**echanical-**S**ystems) 12
1.1.3.1 Piézorésistifs 12
1.1.3.2 Capacitifs 13
1.1.3.3 Capteur de pression résonant 14
1.2 Technologie à onde acoustique 14
1.2.1 Dispositifs à onde acoustique de volume (BAW) 15
1.2.1.1 Microbalances à cristal de quartz (QCM) 15
1.2.1.2 Résonateurs acoustiques à ondes de volume à couche mince 16
1.2.2 Dispositifs à onde acoustique de surface (SAW) 17
1.2.2.1 Les dispositifs à onde de Rayleigh 17
1.2.2.2 Les dispositifs à Onde acoustique de surface horizontale de cisaillement (SH-SAW) 19
1.2.2.3 Les dispositifs à onde transversale de surface (STW) 19
1.2.2.4 Les dispositifs à onde de Love (LW) 20
1.2.2.5 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique horizontale de cisaillement (SH-APM) 21
1.2.2.6 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique guidée par couche (LG-APM) 21
1.2.2.7 Les dispositifs à Onde de plaque de flexion (FPW) (onde de Lamb) 21
1.3 Etat de l'art des capteurs de pression SAW 22
1.4 Choix d'un capteur SAW de pression 28
1.5 Conclusion 29
Références 30

Chapitre 2: Etat de l'art sur les matériaux piézoélectriques

Introduction....35
2.1 Fondamentaux : la piézoélectricité et la ferroélectricité....35
2.1.1 La piézoélectricité....35
2.1.2 La ferroélectricité....37
2.1.3 Grandeurs physiques de la piézoélectricité....39
2.1.4 Propriétés caractérisant les matériaux piézoélectriques....42
2.1.4.1 Couplage électromécaniques $K2$....42
2.1.4.2 Vitesse de SAW....42
2.1.4.3 La sensibilité thermique (TCF : coefficient température fréquence)....43
2.1.4.4 Facteur de qualité mécanique QM....43
2.1.4.5 Impédance acoustique Z....43
2.2 Problématique haute température....44
2.2.1 Introduction....44
2.2.2 Différents types des matériaux piézoélectriques....44
2.2.3 Les matériaux piézoélectriques ferroélectriques....45
2.2.3.1 Structure pérovskite....45
2.2.3.2 Structure bronze de tungstène....45
2.2.3.3 Structure en couche de bismuth (Aurivillius):....46
2.2.3.4 Structure en couche de pérovskite (PLS):....47
2.2.3.5 Niobate de lithium....47
2.2.4 Les matériaux piézoélectriques non-ferroélectriques....50
2.2.4.1 SiO2 (Quartz):....50
2.2.4.2 Tourmaline:....51
2.2.4.3 Tétraborate de lithium :....51
2.2.4.4 La fresnoite....52
2.2.5 Les « Nouveaux » matériaux piézoélectriques....53
2.2.5.1 L'orthophospahte de gallium....53
2.2.5.2 Les Oxyborates de calcium....53
2.2.5.3 La langasite....53
2.3 Conclusion....55
Références....56

Chapitre 3: Modélisation électrique et optimisation des capteurs IDT à Lignes à retard

Introduction 61

3.1 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités (IDT) 61

3.2 Caractéristiques cibles de développement d'une LAR dédié aux applications capteur 63

3.2.1 Linéarité de phase 63

3.2.2 Distorsions (ondulations) de phase 63

3.2.3 Pertes d'insertion 64

3.3 Modélisation électrique des Ligne à retard (LAR) 64

3.3.1 Le modèle de réponse impulsionnelle 64

3.3.2 Calcul de la fonction de transfert 70

3.3.3 Phénomène de triple transit 71

3.4 Influences des différents paramètres d'une Ligne à retard SAW 73

3.4.1 Linéarité de phase 73

3.4.2 Invariance de la matrice [Y] vis-à-vis de la fréquence relative en cas du rapport W_a/λ constant 74

3.4.3 Influence du nombre de paires d'électrodes 74

3.4.4 Influence de l'ouverture W_a 75

3.4.5 Influence de la distance entre les IDT 78

3.5 Optimisation de la LAR 79

3.6 Dédoublement des électrodes 79

3.7 Choix des fréquences d'opération 81

3.8 Technologie de fabrication des transducteurs interdigités 82

3.8.1 Méthodes de déposition des couches minces 82

3.8.2 Technique de gravure 86

3.8.3 La technique de photolithographie (*lift-off*) 86

3.9 Caractérisation électrique des capteurs IDT 89

3.9.1 Analyse des résultats de mesures par la méthode de fenêtrage temporel (Time Gating) 89

3.9.2 Caractérisation expérimentales des Lignes à retard 93

3.10 Conclusion 97

Références 98

Chapitre 4: Modélisations et optimisations des capteurs IDT basées sur la théorie de couplage des modes (COM)

Introduction 100

4.1 Fondamentaux de la théorie de couplage des modes (COM) 100

4.1.1 Couplage colinéaire 100

4.1.2 Structure périodique 102

4.1.3 Excitation 106

4.2 La théorie COM pour les dispositifs à onde acoustique de surface 106

4.2.1 Dérivation 106

4.2.2 Excitation par des IDT 110

4.2.3 Détection par des IDT 110

4.3 Modèle de la matrice-P 111

4.4 Méthode de la mise en cascade des matrices [P] 113

4.4.1 Matrice P d'un résonateur 1-porte 115

4.4.2 Matrice P d'une ligne à retard 115

4.5 Extraction des paramètres COM à l'aide du logiciel FEMSDA 116

4.5.1 Approches possibles pour l'extraction des paramètres COM 116

4.5.2 Modélisation FEMSDA (Finite Element Method + Spectral Domain Analysis) 118

4.5.3 Extraction de paramètres COM pour un réseau d'électrodes en or déposé sur le substrat en $LiNbO_3$, coupe YX 128° 121

4.6 Validation expérimentale de calcul des paramètres COM 124

4.7 Modélisation des LAR avec la théorie de matrices [P] 127

4.8 Conclusion 133

Références 134

Chapitre 5: Développement des prototypes de capteur de pression

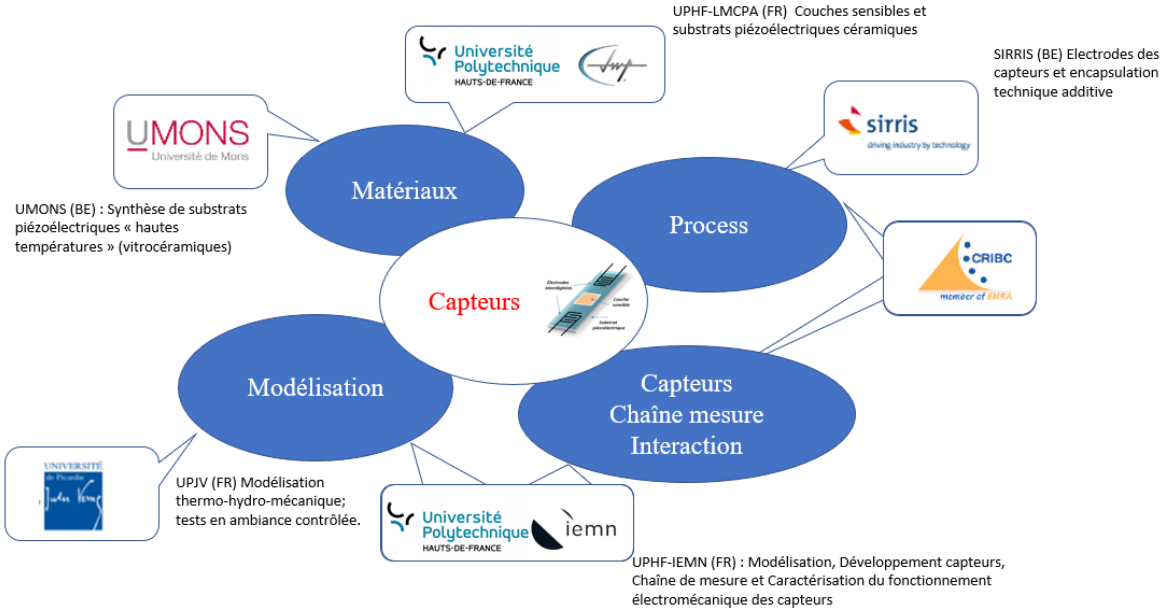
Introduction 136
5.1 Installations expérimentales 136
5.1.1 Banc de mesure de pression adapté aux dispositifs à lignes à retard électroacoustiques 137
5.1.2 Banc de mesure de pression adapté aux résonateurs SAW 137
5.2 Modélisation mécanique et fabrication des prototypes 138
5.3 Problématique d'étanchéité 141
5.4 Résultats de mesure de pression obtenus avec des capteurs SAW 143
5.5 Capteur pression à base de la vitrocéramique 151
5.5.1 Fabrication et caractérisation des capteurs 152
5.5.2 Analyse de corrélation du signal de capteur de pression avec fenêtres glissantes 155
5.6 Conclusion 162
Références 163

Conclusion générale 164

Introduction générale

Cette thèse de doctorat s'inscrit dans le cadre d'un projet européen interrégional INTERREG V intitulé "CUBISM" (développement de capteurs pour le monitoring in situ des bétons). Ce projet CUBISM s'insère dans une démarche d'amélioration de la compétitivité des entreprises actives dans les domaines des bétons réfractaires et du génie civil, deux secteurs d'activité très développés de part et d'autre de la zone transfrontalière Franco-Belge. Il existe de la part des industriels une forte demande pour le développement d'outils spécifiques (capteurs adaptés) pouvant être intégrés au sein du béton dès sa mise en œuvre.

CUBISM est un projet transfrontalier composé de six partenaires, trois Français qui sont l'IEMN-DOAE (UPHF), le LMCPA (UPHF), LTI (UPJV) et trois Belges, UMONS, SIRRIS et CRIBC. Les différentes expertises de chaque partenaire sont employées afin de répondre aux besoins des industriels. Ce partenariat est présenté dans le digramme suivant.



Dans le cas des bétons réfractaires, l'optimisation des temps de séchage a en effet un impact économique important (réduction du temps d'arrêt des lignes de fabrication, coût énergétique, etc..) tout en les rendant plus performants et en limitant les risques d'endommagement des structures. L'optimisation du cycle de séchage du béton doit être associée à des mesures physiques in-situ pertinentes (humidité, pression, température) et à de la modélisation thermomécanique. La disponibilité en temps réel de ces données physiques via des capteurs spécifiques intégrés dans le béton est donc une clef pour un suivi efficace du cycle de mise en œuvre. Les capteurs existants actuellement sur le marché sont trop restrictifs sur les conditions d'utilisation (gamme de températures, pression, environnement) et ne correspondent donc pas aux besoins des industriels du secteur des bétons réfractaires.

Dans le cadre de ce projet européen, nous avons entrepris le développement des capteurs ultrasonores de pression et d'humidité. Ces derniers entre autres sont destinés à suivre le séchage des bétons réfractaires à haute température (jusqu'à 450°C). Cet objectif impose de développer de nouveaux capteurs capables d'opérer à haute température, de détecter des faibles taux d'humidité relative et des pressions importantes de l'ordre de 40 à 50 bars (valeurs limites avant destruction de la structure en béton).

De ce fait, l'objectif de cette thèse est de combler ces lacunes en proposant des capteurs de pression fonctionnant à des pression et températures élevées, dans un environnement compatible avec celui des bétons réfractaires. Une autre thèse a été soutenue en Février 2020 (Ndao 2020)

consacrée au développement de capteurs d'humidité. Enfin, une troisième a eu pour objet le développement de matériau vitrocéramique, matériau piézoélectrique capable de fonctionner en haute température.

Pour ce projet et compte tenu des contraintes propres à l'application (coût modéré car les capteurs dans les fours réfractaires resteront à demeure, mesure à haute température, détection de faibles et de forts taux de pression, stabilité des mesures, présence d'eau liquide, …), notre choix s'est porté sur le développement de capteurs de pression basés sur des capteurs à ondes acoustiques de surface ou capteurs SAW (Surface Acoustic Waves). Ces derniers ont la particularité d'être très sensibles aux aspects environnementaux grâce au confinement de l'énergie des ondes de surface à l'extrême surface de la lame piézoélectrique (environ une longueur d'onde de profondeur). De plus, dans la configuration de ces capteurs SAW, il nous est possible d'adapter les schémas des électrodes pour optimiser la sensibilité des capteurs en s'adaptant notamment aux caractéristiques des matériaux composants le capteur (substrat piézoélectrique). Ces capteurs SAW sont basés sur la génération, la détection et l'interaction des ondes acoustiques de surface avec le milieu environnent. La génération et la détection se font grâce à deux paires d'électrodes (une paire d'électrode pour générer les SAW et une paire d'électrode pour les détecter) dans le cas d'une ligne à retard, ou d'un résonateur SAW composé d'une paire des électrodes placée entre deux réflecteurs.

Une déformation du trajet des ondes et une modification de la contrainte sous l'action de la pression modifient le temps de vol des ondes de surface entre les électrodes émettrice et réceptrice ou la fréquence de résonance. L'exploitation de ces deux caractéristiques permet d'estimer la pression. Pour ce type de capteur, la mesure par différenciation avec un capteur identique et insensible à la pression ou alors une estimation théorique des effets de la température sur les caractéristiques des ondes (temps de vol et amplitude) permet de s'affranchir de celle-ci.

Ce mémoire sera articulé autour de cinq chapitres.

Le chapitre 1 est une étude bibliographique sur les différentes technologies utilisées pour la mesure de pression en générale et en utilisant les capteurs à base des SAW en particulier. Dans ce chapitre, nous allons présenter aussi les différents types des ondes acoustiques guidées et leurs applications dans différents domaines.

Le chapitre 2 est un état de l'art présentant les généralités de la piézoélectricité des matériaux minéraux. Un focus est réalisé sur les principaux oxydes piézoélectriques utilisés à ce jour c'est à dire des ferroélectrique ou non-ferroélectriques en insistant sur le caractère piézoélectrique et surtout leurs stabilités en température puisque l'application visée dans cette recherche est le développement d'un capteur SAW pour des applications à haute température.

Le chapitre 3 est consacré à la modélisation des capteurs SAW. Nous étudierons la configuration des lignes à retard composées de deux IDT où le premier joue le rôle d'émetteur et le deuxième de récepteur. Une modélisation basée sur la théorie de la réponse impulsionnelle sera réalisée dans le but de caractériser les lignes à retard afin de comprendre la réponse électroacoustique du futur capteur et de l'optimiser.

Le chapitre 4 est dans la continuité du chapitre 3. Il s'agit de mener cette fois les modélisations à partir d'un autre modèle (COM) afin d'améliorer le modèle présenté dans le chapitre 3. En effet, il tient en compte de l'effet de l'épaisseur des électrodes des IDT et des réflexions acoustiques internes entre elles. Cette modélisation est confrontée à des mesures expérimentales. Ces mesures montrent une très bonne adéquation entre les résultats expérimentaux et les modélisations électroacoustiques.

Le chapitre 5 est centré sur la réalisation d'un protocole d'essai pour tester quelques capteurs de pression à base des SAW et pour tenir compte des effets de la température. Dans ce chapitre, nous allons montrer les différentes étapes de fabrications des premiers prototypes en Niobate de Lithium et nous étudierons quelques capteurs en vitrocéramique.

Enfin une conclusion générale reprendra l'ensemble des résultats obtenus, à la fois dans le développement des modèles électroacoustiques des SAW, mais aussi dans les caractérisations expérimentales.

Chapitre 1: Etat de l'art sur les capteurs de pression

Sommaire

Introduction....5
1.1 Etat de l'art sur les capteurs de pression....5
1.1.1 Manomètres à liquide....5
1.1.1.1 Manomètre tube en U....5
1.1.1.2 Baromètre de Torricelli....8
1.1.2 Les jauges à déformation mécanique....9
1.1.2.1 Le tube de jauge de pression de Bourdon....9
1.1.2.2 Jauge de pression à membrane....10
1.1.2.3 Jauge de pression à capsule....11
1.1.3 La technologie MEMS (**M**icro-**E**lectro-**M**echanical-**S**ystems)....12
1.1.3.1 Piézorésistifs....12
1.1.3.2 Capacitifs....13
1.1.3.3 Capteur de pression résonant....14
1.2 Technologie à onde acoustique....14
1.2.1 Dispositifs à onde acoustique de volume (BAW)....15
1.2.1.1 Microbalances à cristal de quartz (QCM)....15
1.2.1.2 Résonateurs acoustiques à ondes de volume à couche mince....16
1.2.2 Dispositifs à onde acoustique de surface (SAW)....17
1.2.2.1 Les dispositifs à onde de Rayleigh....17
1.2.2.2 Les dispositifs à Onde acoustique de surface horizontale de cisaillement (SH-SAW)19
1.2.2.3 Les dispositifs à onde transversale de surface (STW)....19
1.2.2.4 Les dispositifs à onde de Love (LW)....20
1.2.2.5 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique horizontale de cisaillement (SH-APM) 21
1.2.2.6 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique guidée par couche (LG-APM)....21
1.2.2.7 Les dispositifs à Onde de plaque de flexion (FPW) (onde de Lamb)....21
1.3 Etat de l'art des capteurs de pression SAW....22
1.4 Choix d'un capteur SAW de pression....28
1.5 Conclusion....29
Références....30

Introduction

La mesure et le contrôle de la pression sont essentiels à de nombreux procédés de fabrication tels que dans les industries de fabrication des métaux, des semi-conducteurs et de la pétrochimie. Il existe de nombreuses applications, telles que l'industrie automobile avec notamment les systèmes de surveillance de la pression des pneus (TPMS) (T. Li et al. 2010), mesure de pression dans le vide (Nicolay et Lenzhofer 2014), l'industrie pétrolière offshore et dans l'industrie du gaz (Della Lucia et al. 2015). Aujourd'hui, des besoins de nouveaux capteurs de pression adaptés sont encore à développer pour de nombreux domaines. En particulier, nous nous intéressons dans cette thèse à des capteurs adaptés au suivi des montées en pression (éventuellement catastrophique) lors des cycles de séchage des bétons réfractaires. Concernant ces bétons réfractaires, il s'agit de mesurer l'élévation de pression qui pourrait survenir lors du séchage des bétons obtenus par le chauffage de celui-ci. En effet, une évaporation brusque de l'eau lors des cycles de séchage risque d'exercer de fortes pressions au niveau des pores et par conséquent des risques d'endommagement de la structure. Aujourd'hui les volumes de béton réfractaire peuvent être très importants et des explosions ont déjà été constatées avec des risques non négligeables pour les personnels et des temps d'immobilisation des installations conséquents. C'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail de recherche pour développer des capteurs in situ destinés au monitoring des structures afin de suivre la pression au cours des cycles de séchage des bétons réfractaires pour garantir l'absence d'humidité avant une première mise en œuvre. Ceci permettra de réduire les coûts énergétiques et prévenir les risques d'explosion.

Dans ce chapitre, nous présenterons d'abord un état de l'art sur les capteurs de pression. Ensuite, nous détaillerons les différents dispositifs à ondes acoustiques. Puis nous ferons une synthèse sur les différents dispositifs à ondes acoustiques de surface pour la mesure de la pression. Enfin nous justifierons notre choix d'étude et nous conclurons.

1.1 Etat de l'art sur les capteurs de pression

1.1.1 Manomètres à liquide

1.1.1.1 Manomètre tube en U

Un manomètre est un appareil extrêmement basique mais très efficace qui est utilisé pour mesurer la pression. Dans la majorité des cas, cela concernera une jauge qui consiste en un tube de verre en forme de **U** qui est rempli de mercure ou d'un autre liquide. Traditionnellement, une extrémité du tube du manomètre est laissée ouverte, sensible à la pression atmosphérique, tandis qu'un tuyau de manomètre est connecté via un joint étanche au gaz à une source de pression supplémentaire. Bien que normalement associé aux pressions de gaz, un manomètre peut également être utilisé pour mesurer la pression exercée par les liquides.

Le principe d'un manomètre à gaz ou à liquide est extrêmement simple. L'équilibre hydrostatique montre que la pression lorsqu'un liquide est au repos est égale en tout point. Par exemple, si les deux extrémités du tube en U sont laissées ouvertes à l'atmosphère, la pression de chaque côté sera égale. En conséquence, le niveau du liquide sur le côté gauche sera le même que le niveau du liquide sur le côté droit (à l'équilibre). Cependant, si une extrémité du tube en U est laissée ouverte à l'atmosphère et l'autre connectée à une alimentation en gaz / liquide supplémentaire, cela créera des pressions différentes.

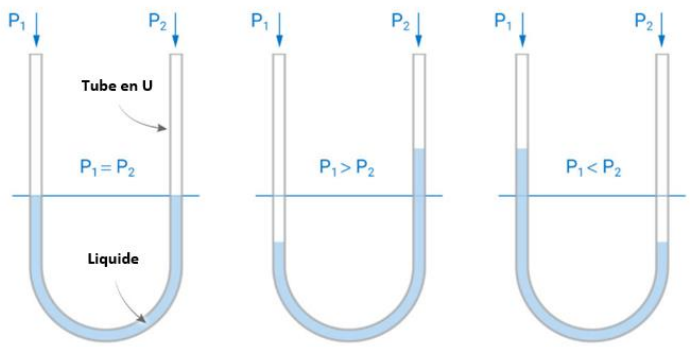


Figure 1-1 Principe de fonctionnement du manomètre à tube en U *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

Si la pression de l'alimentation supplémentaire en gaz / liquide est supérieure à la pression atmosphérique, cela exercera une pression à la baisse sur le liquide de mesure. En conséquence, le liquide sera poussé vers le bas du côté correspondant à la pression la plus élevée provoquant la montée du liquide du côté avec la pression la plus faible. Le contraire se produirait si l'approvisionnement supplémentaire en gaz / liquide crée une pression inférieure à la pression atmosphérique. Dans ce cas, le liquide tomberait du côté de la section ouverte du tube en U et monterait du côté connecté à l'alimentation supplémentaire en gaz / liquide.

Ils existent plusieurs types de manomètres en tube U dont l'ont site principalement :

a) <u>Manomètre à tube en U classique</u>

Le dispositif U-Tube traditionnel est le plus courant avec une extrémité du tube partiellement rempli de liquide ouvert à l'atmosphère et l'autre connectée à une source extérieure. En mesurant les différentes hauteurs de liquide à gauche et à droite du tube en U, il est possible de calculer la pression de la source extérieure par rapport à la pression atmosphérique (**Figure 1-1**).

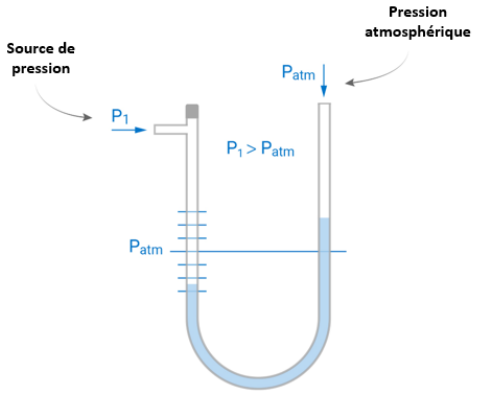


Figure 1-2 Manomètre à Tube en U classique *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

b) <u>Manomètre différentiel à tube en U</u>

Un tube en U différentiel est fermé et les deux extrémités sont remplies de liquide / gaz différent à différentes pressions. Cela a tendance à être utilisé lorsque la pression doit être mesurée directement, et non sur la base d'une pression extérieure **Figure 1-3**.

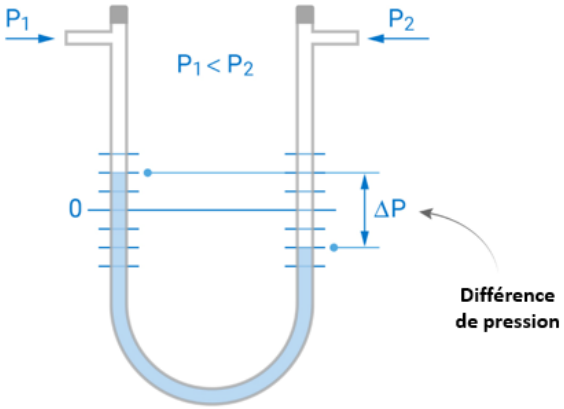


Figure 1-3 Manomètre différentiel à tube en U *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

c) Manomètre à tube en U inversé

La conception à tube en U inversé est utilisée pour mesurer la basse pression entre deux points séparés avec un niveau de précision relativement élevé. Le liquide est introduit dans le tube en U à chaque extrémité avec un volume d'air séparant les différents liquides. L'utilisation d'un robinet permet à l'air d'être expulsé ou admis dans le dispositif à tube en U inversé. En ajustant ainsi la différence de pression, cela conduit à une lecture précise (**Figure 1-4**).

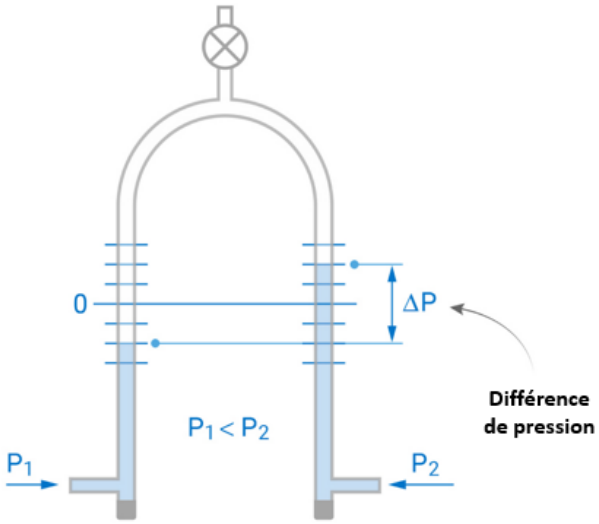


Figure 1-4 Manomètre à tube en U inversé *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

d) Micro manomètre

La micro-conception est une version modifiée du tube en U de base. Dans ce dispositif, un côté du tube a une section transversale plus grande. La définition du manomètre pour mesurer la pression est toujours la même, mais en raison de la structure du tube en U, il est capable de mesurer des différences de pression infimes (**Figure 1-5**).

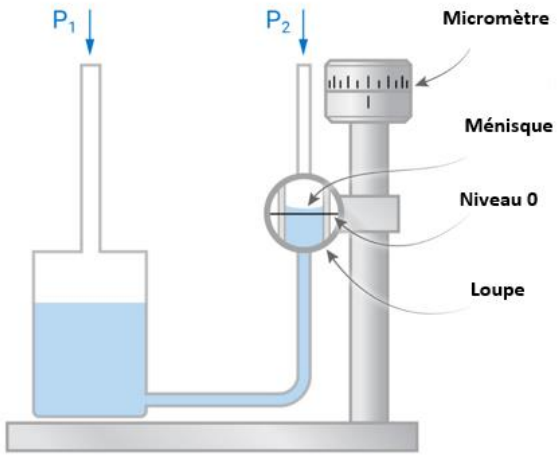


Figure 1-5 Micro manomètre *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

e) Manomètre incliné

Comme son nom l'indique, un manomètre incliné implique une inclinaison progressive d'un angle α ajustable dans la conception. Cela permet de mesurer des pressions minuscules avec des niveaux de précision extrêmement élevés. Il est utilisé lorsque les propriétés manométriques des liquides sont similaires. Encore une fois, c'est la simplicité, le manque d'entretien et l'absence de pièces mobiles qui le rendent extrêmement efficace et facile à utiliser (**Figure 1-6**).

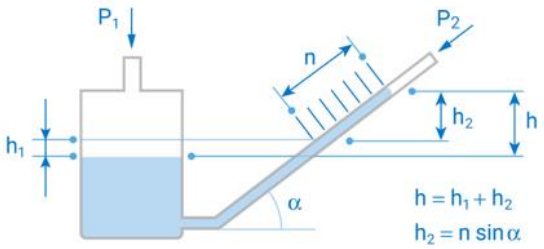


Figure 1-6 Manomètre incliné *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

1.1.1.2 Baromètre de Torricelli

Le baromètre est un appareil destiné à mesurer la pression atmosphérique locale. La **Figure 1-7** montre un baromètre à mercure qui consiste en un tube de verre de 1 mètre de long fermé à une extrémité et complètement rempli de mercure et maintenu inversé dans un bol de mercure. Une petite quantité de mercure tombera dans le bol et ainsi un vide se forme à l'extrémité supérieure du tube. La pression atmosphérique agissant à la surface du mercure dans le bol soutiendra une colonne de mercure dans le tube. Soit h la hauteur de la colonne de mercure dans le tube mesuré au-dessus de la surface du mercure dans le bol. L'espace au-dessus du mercure dans le tube contiendra des vapeurs de mercure. Cet espace est appelé vide Torricellien.

Le mercure est parfaitement adapté à une utilisation dans un baromètre en raison de sa haute densité (ne nécessitant donc qu'un tube court) et de sa très faible pression de vapeur. L'altitude d'un lieu et les conditions météorologiques influencent la lecture du baromètre. Une lecture d'un baromètre enregistrée en un point indique uniquement la pression atmosphérique locale.



Figure 1-7 Baromètre à mercure *(« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal », s. d.)*

La pression atmosphérique standard internationale est de 101,325 kPa correspondant à 10,325 m d'eau ou 760 mm de mercure.

1.1.2 Les jauges à déformation mécanique

1.1.2.1 Le tube de jauge de pression de Bourdon

Les manomètres à tube bourdon sont le type le plus courant de manomètre industriel. Ils sont utilisés pour mesurer la pression des liquides et des gaz dont la valeur de pressions peut être relativement bas ou très élevées, généralement ils couvrent des étendues de mesure de 600 mbar à 4000 bars.

Un des éléments du dispositif est un tube incurvé (tube de bourdon) qui peut être en forme de C (**Figure 1-8**), circulaire, ou en spirale. Ce tube se déplace vers l'extérieur lorsque la pression à l'intérieur du tube est supérieure à la pression externe, et vers l'intérieur lorsque sa pression interne est inférieure. Ce mouvement est proportionnel à la différence de pression, c'est-à-dire à la pression à mesurer. Le mouvement est couplé à un mécanisme de pointeur.

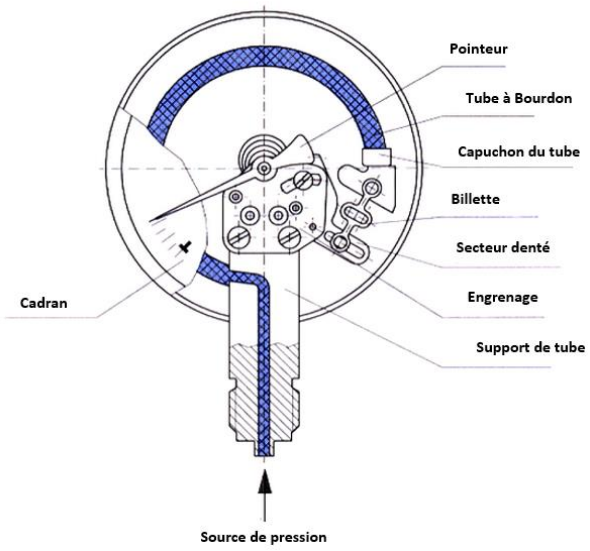


Figure 1-8 Tube de jauge Bourdon de type C *(« Types of Bourdon Tube | Pressure Gauge Bourdon Tube » 2017)*

La taille, la forme et le matériau du tube dépendent de la plage de pression, des propriétés du fluide mesuré et du type de manomètre souhaité. Les tubes Bourdon à haute pression ont tendance à avoir des sections transversales plus circulaires que leurs homologues de gamme inférieure, qui ont tendance à avoir des sections transversales ovales. Le tube de Bourdon le plus couramment utilisé est le tube métallique en forme de C qui est scellé à une extrémité et ouvert à l'autre.

1.1.2.2 Jauge de pression à membrane

Comme les jauges à bourdon, les jauges à membrane sont utilisées pour mesurer la pression dans les applications gaz et liquides. Leur plage de mesure est plus limitée que celle des jauges bourdon, bien qu'elles puissent en général mesurer des pressions plus faibles. Généralement, les jauges à membrane couvrent des étendues de mesure de 10 mbar à 40 bars. Pour les milieux contenant des solides, où un tube Bourdon standard pourrait être bloqué, une jauge à membrane est préférable. L'élément de mesure d'une jauge à membrane se compose d'une membrane circulaire serrée entre une paire de brides (**Figure 1-9**). La pression positive ou négative agissant sur ces diaphragmes provoque une déformation de l'élément de mesure. L'ampleur de la déformation est proportionnelle à la pression à mesurer et elle est couplée à un mécanisme de pointeur.

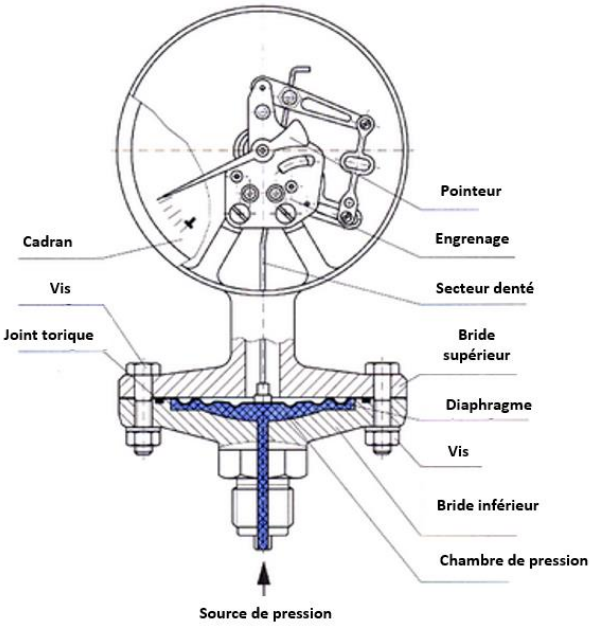


Figure 1-9 Jauge de pression à membrane *(« Instrumentation Tutorials | Instrumentation Study Material », s. d.)*

1.1.2.3 Jauge de pression à capsule

Les jauges de pression à élément à capsule sont utilisées pour mesurer dans le cas de l'air et des gaz pour des mesures en basse pression et les gaz secs à basse pression, ils ne sont pas utilisés dans les applications liquides. En règle générale, les jauges à capsule couvrent des étendues de mesure de 2,5 mbar à 600 mbar.

L'élément de mesure à l'intérieur de ces types des jauges est constitué de diaphragmes métalliques soudés ensemble pour former une chambre à soufflet cylindrique (**Figure 1-10**). Cet élément capsule se dilate lorsque la pression à l'intérieur de l'élément est supérieure à la pression externe, et il se contracte lorsque la pression interne est inférieure. Ce mouvement est proportionnel à la pression à mesurer et il est couplé à un mécanisme de pointeur.

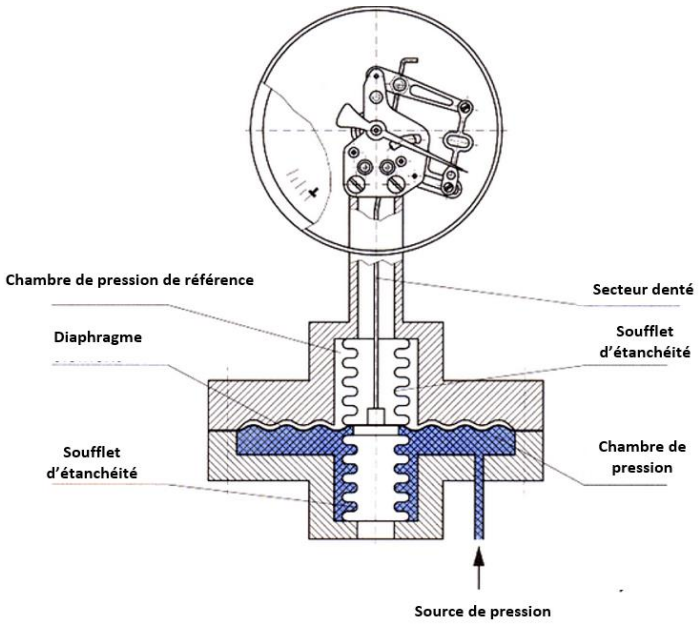


Figure 1-10 Jauge de pression à capsule*(« Instrumentation Tutorials | Instrumentation Study Material », s. d.)*

1.1.3 La technologie MEMS (Micro-Electro-Mechanical-Systems)

1.1.3.1 Piézorésistifs

Un capteur de pression piézorésistif est constitué d'un diaphragme comportant des piézorésistances en configuration de pont de Wheatstone. Lorsqu'une pression est appliquée, le diaphragme se déforme et les déformations du diaphragme sont calculées à l'aide de jauges de contrainte. La résistance varie linéairement avec la pression appliquée pour les diaphragmes minces et les petites déformations. La **Figure 1-1-12** montre la disposition générale du circuit du pont de Wheatstone. Toutes les résistances ont des valeurs de résistance similaires. Lorsque la tension d'excitation V_{ex} est appliquée à travers le pont, le signal de sortie est lu comme la moitié de la tension appliquée. Lors de l'application d'une pression, les résistances opposées changent de résistance. En conséquence, la tension change et ce changement est calibré pour indiquer la pression appliquée.

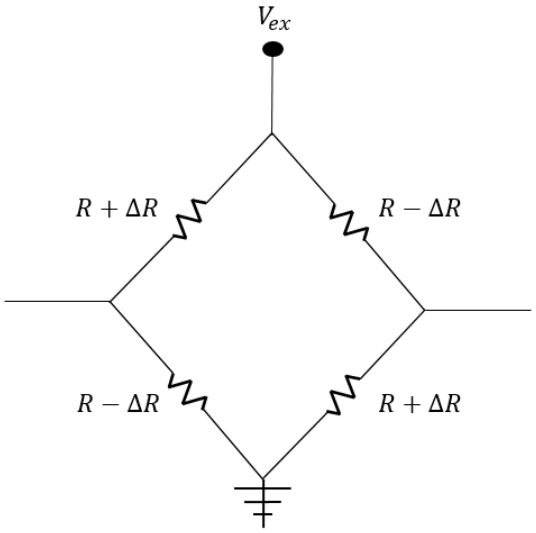


Figure 1-11 Configuration de pont de Wheatstone à quatre piézorésistances

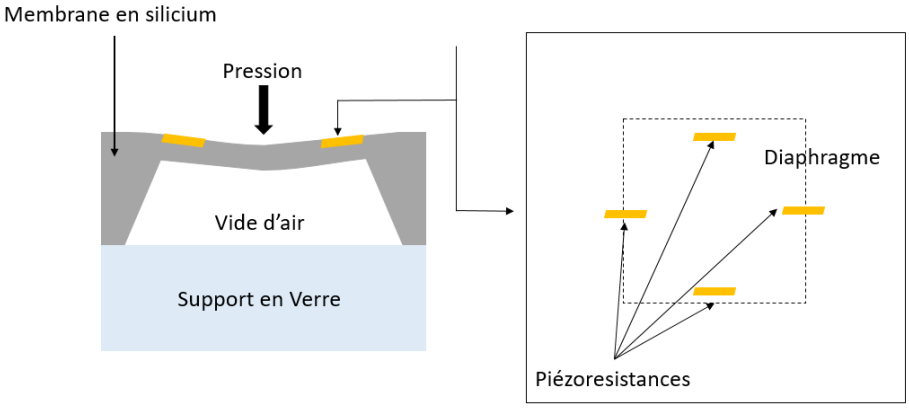


Figure 1-1-12 structure typique d'un capteur de pression piézorésistif

Le fait que le silicium monocristallin ait un caractère piézorésistif et que le silicium soit principalement utilisé en micro-usinage a permis la production de capteurs à base des semi-conducteurs (Eaton et

Smith, s. d.). la principale limitation des capteurs de pression piézorésistif est la température puisque les Si en jonction PN ne peuvent pas dépasser les 125°C (Yao et al. 2016). Ce problème peut être surmonté en utilisant SOI (silicium sur isolant) à la place du Si qui peut aller jusqu'à 350°C (S. Li et al. 2015) ou le carbure de silicium (SiC) testé jusqu'à 400°C (Chien-Hung Wu, Zorman, et Mehregany 2006).

1.1.3.2 Capacitifs

Ce type de capteur de pression micro-usiné a été mis au point à la fin des années 1970 et au début des années 1980 (Gad-el-Hak 2002). Il peut être classé comme le plus simple en principe parmi tous les mécanismes de détection de pression. Les capteurs de pression capacitifs sont principalement constitués de deux plaques conductrices parallèles, appelées électrodes, séparées par un matériau diélectrique.

Classiquement, l'une des électrodes est sensible à la pression, tandis que l'autre électrode est située sur un substrat rigide en dessous. Cependant, un capteur de pression capacitif à deux diaphragmes sensibles a été mis au point(Fonseca et al. 2002). Lorsqu'une pression est appliquée sur le diaphragme sensible, la cavité enfermée entre les deux plaques parallèles diminue en volume à mesure que le diaphragme sensible se déforme et se rapproche de celui qui est immobile, ce qui entraîne un changement détectable de la capacité entre les électrodes. Un diagramme schématique pour un capteur de pression capacitif typique est illustré dans la **Figure 1-13.**

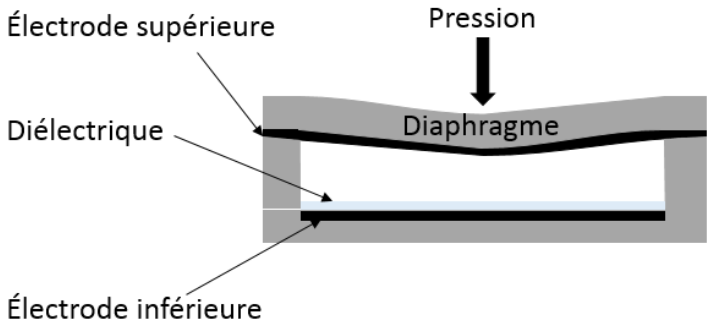


Figure 1-13 structure typique d'un capteur de pression capacitif

Un problème important dans la fabrication des capteurs de pression capacitifs est assurer l'étanchéité, qui est une complexité du processus de fabrication (Tian et al. 2009). Des précautions supplémentaires doivent être prises lors de la fabrication et de l'emballage des capteurs de pression absolue et en particulier lors du scellement de la cavité de vide sous le diaphragme sensible, car il s'agit de la pression de référence du capteur (Gad-el-Hak 2002). Une bonne étanchéité des capteurs de pression capacitifs absolus est cruciale pour assurer la stabilité à long terme.

Ces capteurs présentent les mêmes limitations que les piézorésistifs par rapport à la température puisque ce sont des technologies à base des semi-conducteur et les mêmes solutions sont employées par rapport aux matériaux en employant le SiC (Young et al. 2004) par contre le niveau de pression avec les capteurs capacitifs est inférieur à celui atteint par les piézorésistifs qui peuvent aller à 250 bars (Zhao, Zhao, et Jiang 2006).

1.1.3.3 Capteur de pression résonant

Les capteurs de pression de micro-usinage à résonance ont été développés au début des années 1980 par Greenwood (Greenwood 1984). Le mécanisme de détection de résonance est basé sur une structure résonante dans laquelle sa fréquence de résonance est fonction d'une quantité mécanique, telle que la pression, les contraintes, la température, etc. Ce type de capteur est considérablement plus robuste que la mesure d'une résistance ou d'une capacité (S. Li et al. 2015), et par conséquent il est principalement affecté par les qualités mécaniques plutôt que par les qualités électriques du dispositif (Welham, Greenwood, et Bertioli 1999). Trois structures résonantes de base utilisées dans les capteurs de pression résonants sont représentées dans la **Figure 1-10**.

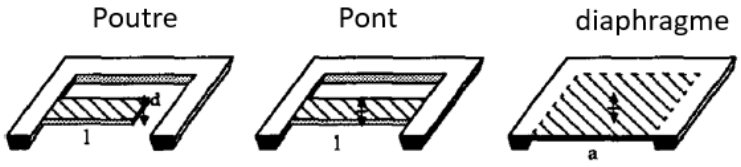


Figure 1-14 Trois structures résonantes de base utilisées dans les capteurs de pression résonants

Les principaux avantages de ce type de technique de détection par rapport aux techniques capacitives et piézorésistives sont sa haute précision et ses facteurs de qualité (Ma et al. 2008). De plus, la sortie des capteurs de pression résonants est en fréquence. Par conséquent, une interface avec un système numérique peut être plus facile. Cependant, la fabrication de capteurs résonnants pose certains problèmes de conception, notamment la sensibilité à la température, la sélection du composé de liaison et la réversibilité du processus de liaison et de chargement de masse (Javed, Mansoor, et Shah 2019).

Les technologies MEMS à base du silicium présentent beaucoup des avantages dans les applications à basse température par contre comme c'est présenté elles sont limitées dans l'application où la température dépasse les 120 à 150°C. Malgré l'existence de plusieurs solutions technologiques pour résoudre ce problème, ces solutions restent toujours dans le contexte et pas dans la production pour le marché vu le coût et les procédures industrielles compliquées, donc pour notre problématique de thèse, il nous faut une technologie fiable et exploitable à haute température, pour cela on a choisi les capteurs basés sur des dispositifs à onde acoustique de surface.

1.2 Technologie à onde acoustique

Les capteurs basés sur les ondes acoustiques intègrent de nombreux dispositifs en fonction de leurs propriétés et des caractéristiques des matériaux. Ces dispositifs sensoriels sont généralement basés sur la diversité des mécanismes de polarisation et de propagation des ondes acoustiques, déterminée par la nature du substrat, l'orientation cristallographique, la direction du déplacement des particules et le matériau de détection.

Ils existent Différents types de dispositifs à ondes acoustiques. Ces dispositifs peuvent être classés en trois groupes en fonction de leur processus de guidage des ondes acoustiques et du mode de propagation :

1. Les dispositifs à ondes acoustiques de volume (BAW : *Bulk Acoustic Waves*)
2. Les dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW : *Surface Acoustic Waves*)
3. Les dispositifs en mode plaque acoustique (APM : *Acoustic Plate Mode*)

La différence entre ces trois types de dispositifs est basée sur le mode de propagation de l'onde au sein du substrat piézoélectrique de l'onde acoustique. Dans les dispositifs BAW, l'onde acoustique se propage dans le volume du substrat, par contre dans les dispositifs SAW l'onde acoustique se propage, le long d'une seule surface du substrat alors que pour les dispositifs APM, les ondes sont guidées par la réflexion de plusieurs surfaces.

Les dispositifs SAW et APM peuvent être regroupés en tant que dispositifs à ondes acoustiques générées en surface (SGAW), comme le montre la **Figure 1-15**, car dans les deux dispositifs, des ondes acoustiques sont générées et détectées à la surface du substrat piézoélectrique au moyen de transducteurs interdigité (IDT), qui sont des électrodes métalliques en forme de peigne. Ainsi, les dispositifs SGAW ont de nombreux principes de fonctionnement en commun.

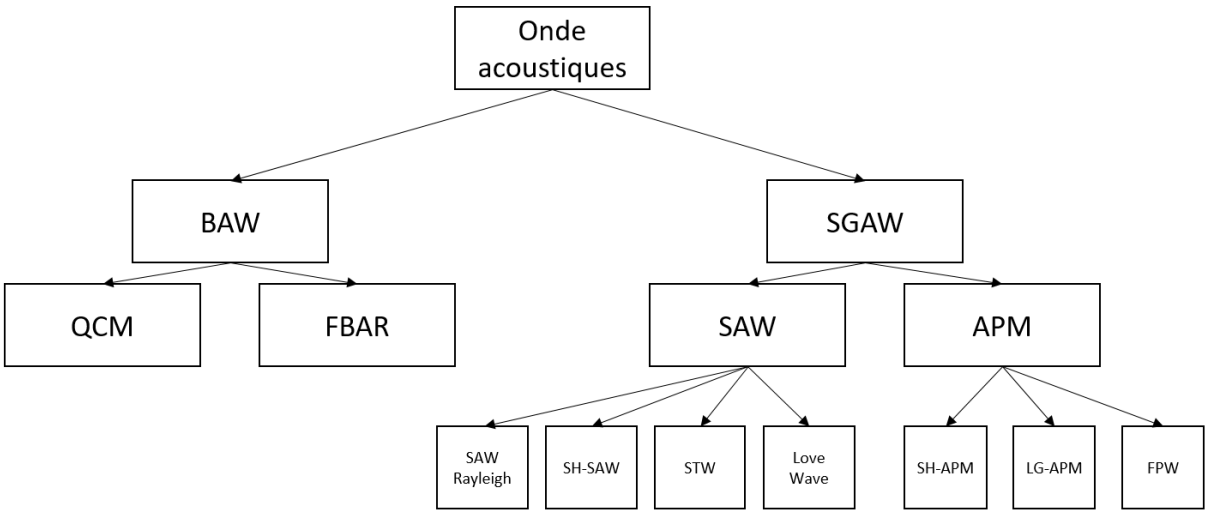


Figure 1-15 Classification des dispositifs à ondes acoustiques *(Fu et al. 2017a)*

1.2.1 Dispositifs à onde acoustique de volume (BAW)

1.2.1.1 Microbalances à cristal de quartz (QCM)

Les capteurs acoustiques les plus anciens et les plus couramment utilisés sont les microbalances à cristal de quartz (QCM), également appelées microbalances à quartz (QMB), où la coupe AT est principalement utilisée.

La configuration typique est illustrée dans la **Figure 1-16**. Elle montre un disque de quartz avec des électrodes montées sur les deux surfaces générant des modes de cisaillement d'épaisseur avec des fréquences communes de l'ordre de 5 à 50 MHz (Alassi, Benammar, et Brett 2017).

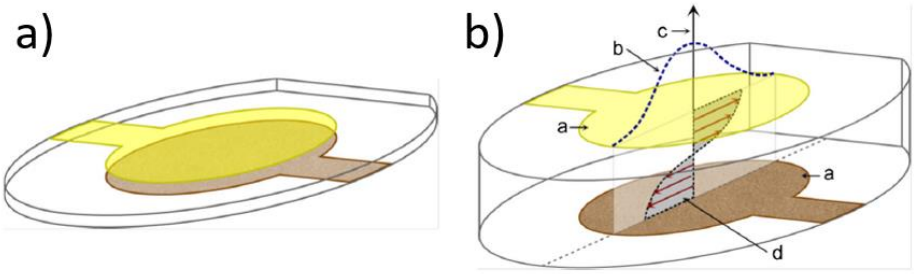


Figure 1-16 a) dispositif QCM ; b) Vue étirée verticalement du disque en quartz en mode de vibration de cisaillement. a- une électrode, b- amplitude d'oscillation, c- direction de propagation de l'onde et d- direction d'oscillation *(Oprea et Weimar 2019)*

1.2.1.2 Résonateurs acoustiques à ondes de volume à couche mince

Les développements plus récents dans les dispositifs BAW comprennent des résonateurs acoustiques dans le volume (FBAR : Film Bulk Acoustic Resonator), également connus sous le nom de résonateurs acoustiques dans le volume de la couche mince (TFBAR). Ils sont principalement constitués de couches minces de nitrure d'aluminium (AlN) ou d'oxyde de zinc (ZnO).

Les FBAR ont récemment été largement étudiés pour les applications de détection, et ont une structure similaire à celle des dispositifs QCM mais avec l'avantage d'être plusieurs ordres de grandeur plus petits. Comme l'épaisseur de la couche mince piézoélectrique détermine la longueur d'onde des résonateurs massifs, la fréquence de fonctionnement des FBAR peut aller à des fréquences en dessus du GHz (Yan et al. 2007). Il existe trois types de structures FBAR :

1. Micro usiné en volume,
2. Miroir acoustique de Bragg,
3. Micro usiné en surface,

Ces trois types sont illustrés dans la ***Figure 1-17***.

En principe, la fabrication des FBAR est compatible avec la technologie des semi-conducteurs à oxyde métallique complémentaire (CMOS) (sauf si du ZnO est utilisé). Les FBAR peuvent fonctionner en mode longitudinal ou en mode de cisaillement qui est privilégié dans les liquides pour minimiser les pertes d'énergie (Xu et al. 2011). Ces résonateurs sont utilisés dans des applications de détection de gaz et des capteurs biologiques (Devkota, Ohodnicki, et Greve 2017) - (Fu et al. 2017b)

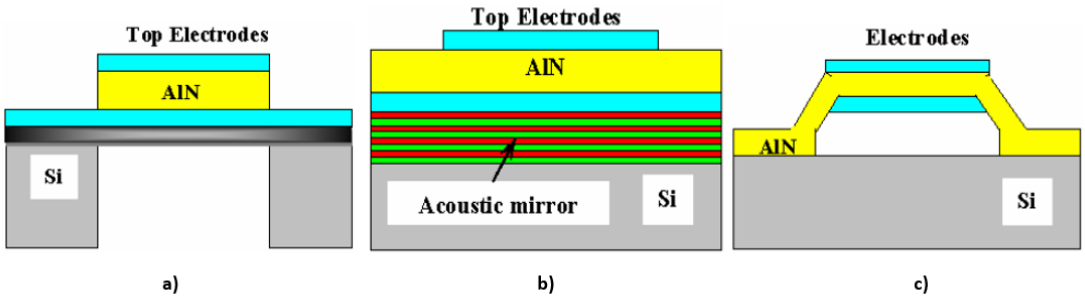


Figure 1-17 différents types des FBAR : a) micro usiné en volume, b) à miroir acoustique de Bragg et c) micro usiné en surface *(Don Dissanayake 2010)*

1.2.2 Dispositifs à onde acoustique de surface (SAW)

1.2.2.1 Les dispositifs à onde de Rayleigh

Les ondes de Rayleigh sont un type d'ondes élastiques de surface. Elles ont été initialement étudiées en sismologie car elles provoquent des secousses de la surface de la Terre dans un mouvement elliptique ce qui provoque de très grands dégâts sur les constructions (Kuznetsov 2011). En 1885, Lord Rayleigh a prédit leur existence dans des solides isotropes, où les ondes entraînent des mouvements de particules en déplacement elliptique dans des plans normaux à la surface et parallèles à la direction de propagation des ondes (Rayleigh 1885).

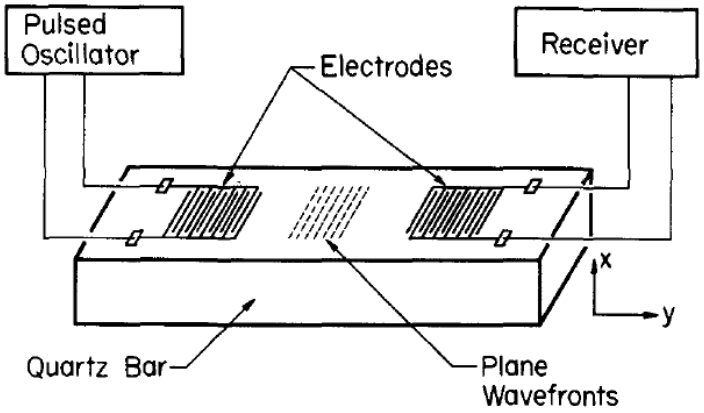


Figure 1-18 Schéma du transducteur interdigité proposé par White et Voltmer *(White et Voltmer 1965)*

En 1965 White et Voltmer ont inventé les transducteurs à peignes interdigités (IDT) pour générer des ondes de surface ce qui a lancé la fabrication des premiers dispositifs SAW à la fin des années 1960 (White et Voltmer 1965). À partir de 1970 environ, les dispositifs SAW ont été développés pour les radars à compression d'impulsions, les oscillateurs et les filtres passe-bande pour les téléviseurs et les radios professionnelles.

Dans les années 80, l'essor de la radio mobile, en particulier pour les téléphones cellulaires, a provoqué une augmentation spectaculaire de la demande de filtres. De nouveaux filtres SAW hautes performances sont apparus et un grand nombre est désormais produit, environ 15 milliards par an.

Le fonctionnement du dispositif SAW est basé sur la propagation d'ondes acoustiques près de la surface d'un solide piézoélectrique. Les déplacements décroissent de manière exponentielle en profondeur, de sorte que la majeure partie de l'énergie des ondes (généralement plus de 95%) est confinée sur une profondeur égale à une longueur d'onde. L'onde de surface peut être excitée électriquement au moyen d'un transducteur interdigité (IDT). Un dispositif SAW de base se compose de deux IDT sur un substrat piézoélectrique tel que du quartz, (**Figure 1-18**). L'IDT d'entrée sert d'émetteur et l'IDT de sortie fonctionne comme un récepteur.

Les substrats piézoélectriques couramment utilisés sont : le quartz, le niobate de lithium, la tantalate de lithium, l'oxyde de zinc et l'oxyde de bismuth et de germanium. Ils ont des coefficients de couplage piézoélectrique et des sensibilités vis-à-vis de la température, ce point sera abordé en détails dans le chapitre 2.

Ces dispositifs présentent un grand intérêt pour la recherche, et ils sont employés dans diverses applications telle la détection de de gaz (Devkota, Ohodnicki, et Greve 2017), la mesure de la pression (Dias et Karrer 1974), d'humidité (Ndao et al. 2019), la température (Müller et al. 2014) et les

biocapteurs (Länge 2019) et dans le domaine de la télécommunication (Coon 1991). L'histoire des dispositifs SAW est résumée sur la **Figure 1-19** sous forme d'un arbre généalogique retirée de la thèse de Pascal NICOLAY (Pascal Nicolay 2007).

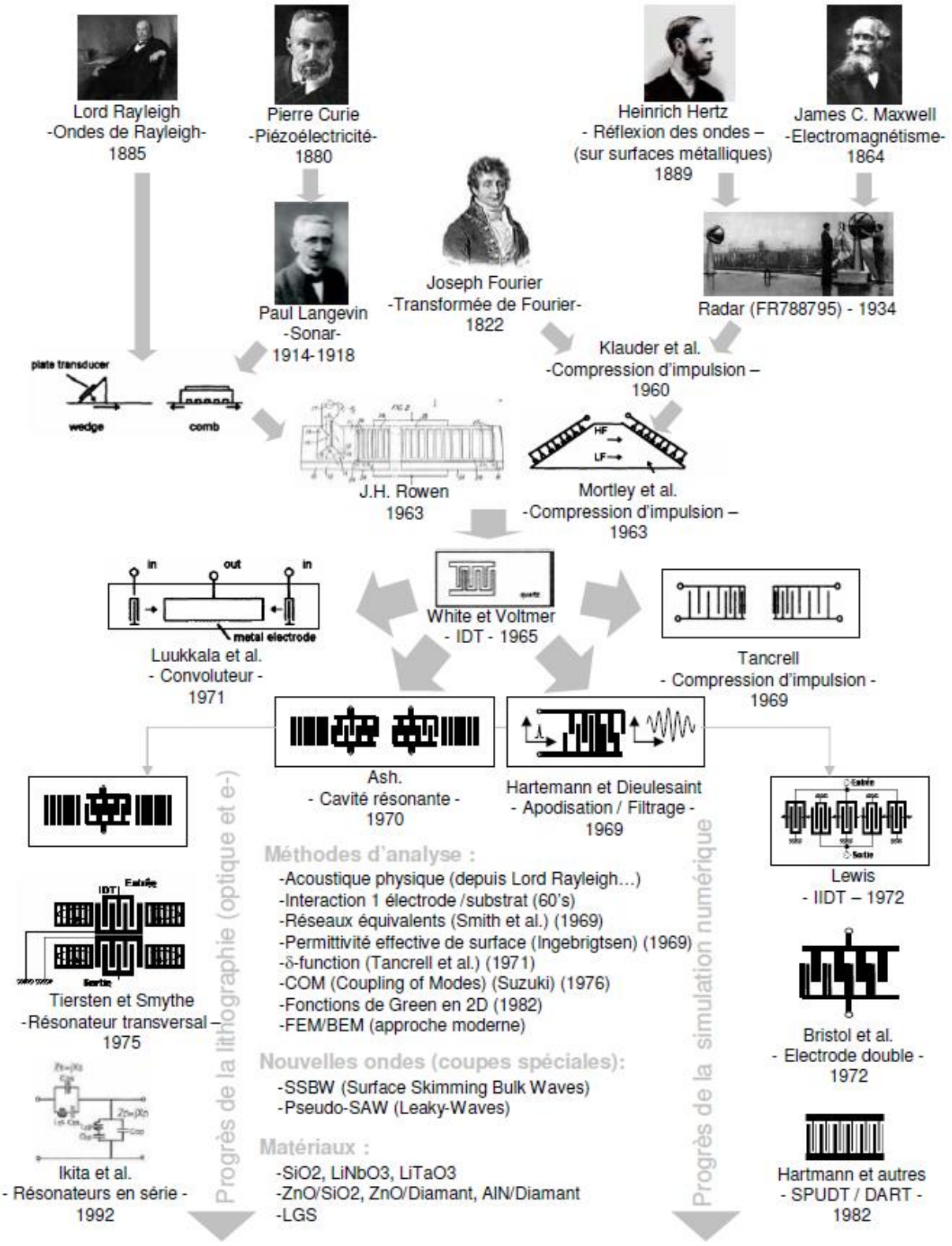


Figure 1-19 Arbre généalogique des SAW *(Pascal Nicolay 2007)*.

1.2.2.2 Les dispositifs à Onde acoustique de surface horizontale de cisaillement (SH-SAW)

En général, les dispositifs SH-SAW ont attiré une attention significative au sein de la communauté de recherche, principalement en raison de performances de haute sensibilité dans des environnements liquides (Martin et al. 2004) ainsi que dans des applications de bio-détection (Rocha-Gaso et al. 2009). Les conditions primitives dans lesquelles une onde horizontale de cisaillement pure peut être générée avec une ligne à retard d'onde acoustique et un substrat piézoélectrique (**Figure 1-20**).

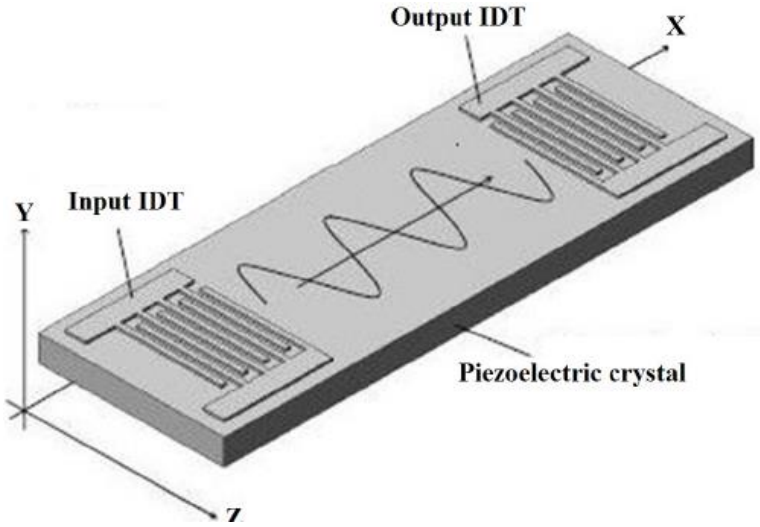


Figure 1-20 Schéma d'un dispositif SH-SAW *(Baracu et al. 2015)*

Comme pour les autres dispositifs à ondes acoustiques, l'atténuation du signal, la vitesse de phase de l'onde et les variations de fréquence sont représentatives des perturbations provoquées dans la propagation de l'onde acoustique, et ainsi des détections spécifiques pourraient être identifiées.

1.2.2.3 Les dispositifs à onde transversale de surface (STW)

Les capteurs à ondes transversales de surface (STW) sont des dispositifs dans lesquels les vibrations de cisaillement sont confinées à la surface sur la face où les IDT sont placés. Ces dispositifs fonctionnent avec des déplacements horizontaux de particules par cisaillement de surface, de sorte qu'ils peuvent être utilisés pour mesurer à la fois dans des milieux gazeux (Yatsuda et al. 2007) et liquides (Barié, Stahl, et Rapp 2010).

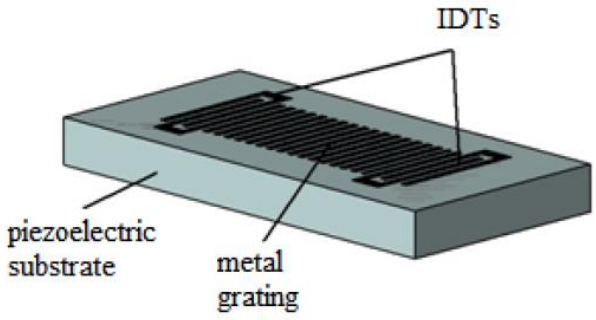


Figure1-21 Schéma d'un dispositif STW *(Rocha-Gaso et al. 2009)*

Une onde transversale de surface provient d'une onde rampante (SSBW : Surface Skimming Bulk Wave) qui se déplace très près de la surface mais pas exactement le long de celle-ci. Un réseau en bande métallique situé à la surface des appareils entre les IDT d'entrée et de sortie produit un effet de ralentissement sur la vitesse de propagation des ondes et « emprisonne » l'énergie de l'onde à la

surface de l'appareil en améliorant sa sensibilité à la surface (**Figure1-21**). Ainsi, les STW peuvent être définis comme des SSBW affectés par le réseau.

La différence entre les ondes de fuite (Leaky waves) et les ondes SSBW est l'angle de propagation des ondes. Ces ondes ont un angle de propagation plus grand que les ondes SSBW. La **Figure 1-22** montre un schéma illustrant les angles de propagation de Leaky, SSBW et STW. Comme on peut le voir, les LW ont un angle de propagation plus élevé que les ondes SSBW et STW.

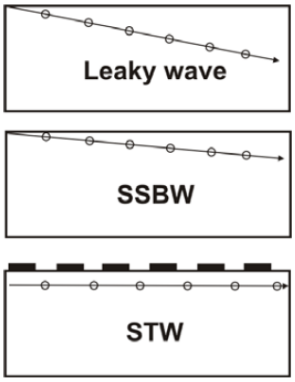


Figure 1-22 Angles de propagation des ondes des ondes LW., SSBW et STW *(Rocha-Gaso et al. 2009)*

1.2.2.4 Les dispositifs à onde de Love (LW)

Les ondes Love ont été décrites pour la première fois par Augustus Edward Hough Love (Love, s. d.) dans ses premières tentatives pour expliquer les données sismiques.

Les dispositifs à ondes de love sont constitués d'un substrat qui excite principalement un SSBW, qui est ensuite confiné par une mince couche de guidage située sur le dessus du substrat et des IDT (figure 15). Par conséquent, les IDT restent isolés des liquides. La condition pour l'existence des modes d'onde de Love est que la vitesse de cisaillement du matériau de recouvrement soit inférieure à celle du substrat (Glen McHale 2003).

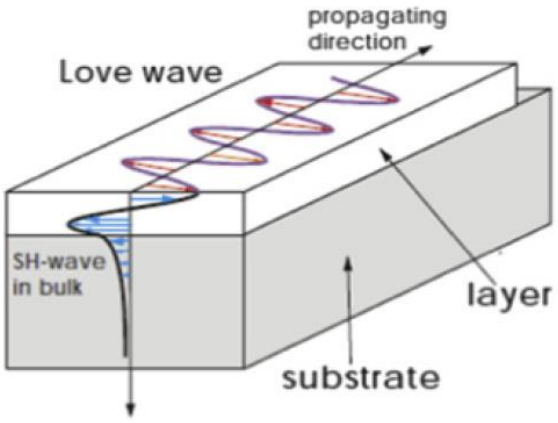


Figure 1-23 Schéma d'un dispositif à onde de love *(Fu et al. 2017b)*

La couche de guide d'ondes confine l'énergie des ondes en la maintenant près de la surface et ralentit la vitesse de propagation des ondes. La sensibilité d'un capteur est déterminée par le degré de

confinement des ondes. Ce dispositif fonctionne avec une onde de surface avec des déplacements horizontaux de particules de cisaillement. Ainsi, il peut fonctionner efficacement dans les milieux gazeux (Zimmermann et al. 2001) et liquides (Rocha-Gaso et al. 2009). Les paramètres qui déterminent la fréquence de résonance sont l'espacement des IDT et l'épaisseur de la couche de guidage d'onde.

1.2.2.5 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique horizontale de cisaillement (SH-APM)

Les capteurs SH-APM utilisent un substrat ou une plaque piézoélectrique mince qui sert de guide des ondes acoustiques de plaque avec des déplacements horizontaux de particules de cisaillement (Glen McHale 2003), confinant l'énergie entre les surfaces supérieure et inférieure de la plaque.

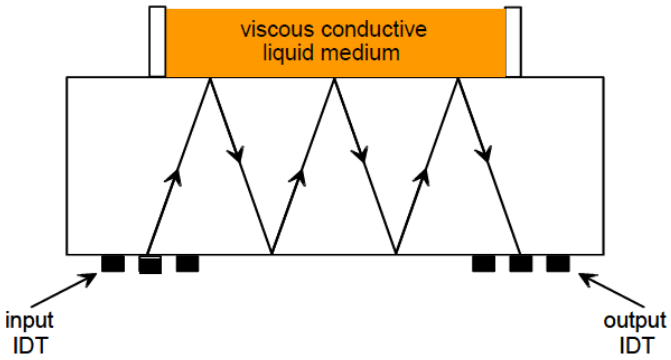


Figure 1-24 Schéma d'un dispositif SH-APM *(Rocha-Gaso et al. 2009)*

Dans les dispositifs SH-APM, les deux surfaces subissent un déplacement lors de l'application de la tension et, par conséquent, les deux surfaces peuvent être utilisées pour la détection. Ceci est un avantage important pour SH-APM car un côté contenant des IDT peut être isolé et protégé des fluides ou gaz conducteurs et l'autre surface peut être utilisée pour la sensibilité (Rocha-Gaso et al. 2009). La sensibilité du dispositif SH-APM dépend de l'épaisseur du substrat, car le dispositif devient plus sensible à la charge de masse et d'autres augmentations de perturbation (Glen McHale 2003).

1.2.2.6 Les dispositifs à Onde de plaque acoustique guidée par couche (LG-APM)

En 2002 McHale et al. (G. McHale, Newton, et Martin 2002) ont proposé, à partir des considérations théoriques, qu'une couche de guidage pourrait être utilisée sur une face de substrat d'un dispositif SH-APM pour créer un LG-APM d'une manière similaire aux ondes de Love et ainsi obtenir une sensibilité proche de celle d'un LW. Les substrats les plus couramment utilisés pour ces dispositifs sont le quartz de coupe ST et 36 ° YX $LiTaO_3$ (Evans et al. 2006).

1.2.2.7 Les dispositifs à Onde de plaque de flexion (FPW) (onde de Lamb)

Les dispositifs FPW sont construits avec des plaques qui ne représentent qu'une fraction d'une longueur d'onde acoustique. Le confinement de l'énergie acoustique dans de telles membranes minces se traduit par une sensibilité de masse très élevée. Ce type des dispositifs fonctionne avec une onde de plaque avec des déplacements verticaux de particules. Lorsque l'épaisseur du substrat est inférieure à la profondeur de pénétration, une interaction est produite entre les modes guidés dans les deux faces du substrat et les modes Lamb sont alors générés.

En 1917 Sir Horace Lamb a introduit pour la première fois sa théorie sur les ondes de Lamb (ondes guidées par ultrasons dans des plaques plates) (« On Waves in an Elastic Plate » 1917). Ces ondes ont la propriété importante de rester confinées à l'intérieur des parois des structures à parois minces et de se propager sur de grandes distances (plusieurs mètres) le long de l'axe principal de la structure (Su,

Ye, et Lu 2006). Les ondes de Lamb peuvent se propager sur de longues distances. Elles existent sous deux formes : les modes symétriques et les modes antisymétriques. Lorsque les déformations d'une structure sont symétriques par rapport à son plan médian, les modes sont dits "symétriques", et lorsque ces déformations sont antisymétriques, on parle alors de "modes antisymétriques" (**Figure 1-25**).

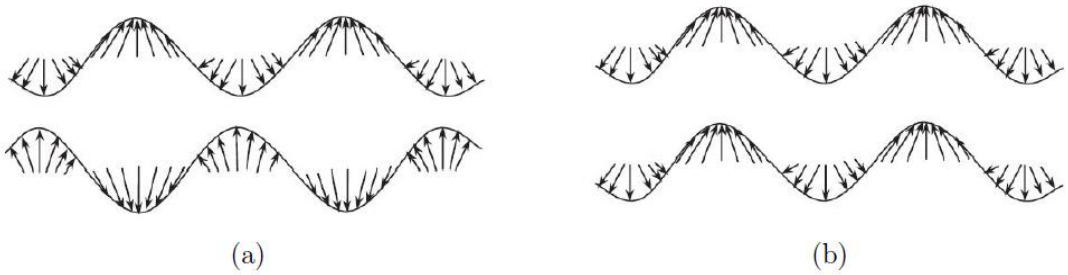


Figure 1-25 Les modes de Lamb (a) symétrique et (b) antisymétrique *(Su, Ye, et Lu 2006)*

Avec une forte sensibilité aux interférences sur un trajet de propagation, par ex. dommages ou une frontière, les ondes de Lamb peuvent voyager sur une longue distance même dans des matériaux avec un rapport d'atténuation élevé, les ondes de Lamb sont un outil d'évaluation non destructif (NDE) important (Rose 2002).

1.3 Etat de l'art des capteurs de pression SAW

En 1976, le premier capteur de pression en utilisant de la technologie SAW a été signalé (Reeder et Cullen 1976). Les vitesses d'onde SAW sont fortement affectées par les contraintes appliquées au substrat piézoélectrique sur lequel l'onde se propage (Dias et Karrer 1974) (Cullen et Reeder 1975). Le capteur de pression SAW est formé en permettant au dispositif SAW de devenir un diaphragme, comme illustré sur la **Figure 1-26 a).**

Historiquement, les capteurs de pression SAW ont été affectés par des dérives de température non compensées. Ces dérives peuvent être minimisées en ajoutant un dispositif SAW de référence proche du SAW de mesure sur le même substrat et en mélangeant les deux signaux (Cullen et Montress 1980). Un capteur SAW agit comme un capteur de température, dont la proximité du capteur de pression garantit que les deux sont exposés à la même température (**Figure 1-26 b)).** Cependant, le capteur de température SAW doit être isolé de manière à ne pas être exposé aux contraintes subies par le SAW sous pression.

Quelques années plus tard, en 1997, Buff et al. (Buff et al. 1997) ont proposé une conception similaire du capteur de pression, mais en utilisant un résonateur SAW au lieu d'une ligne à retard. Ce design utilise le quartz 36°Y pour stocker de l'énergie électromagnétique capturée avec une antenne, étant ainsi un capteur passif de pression à distance.

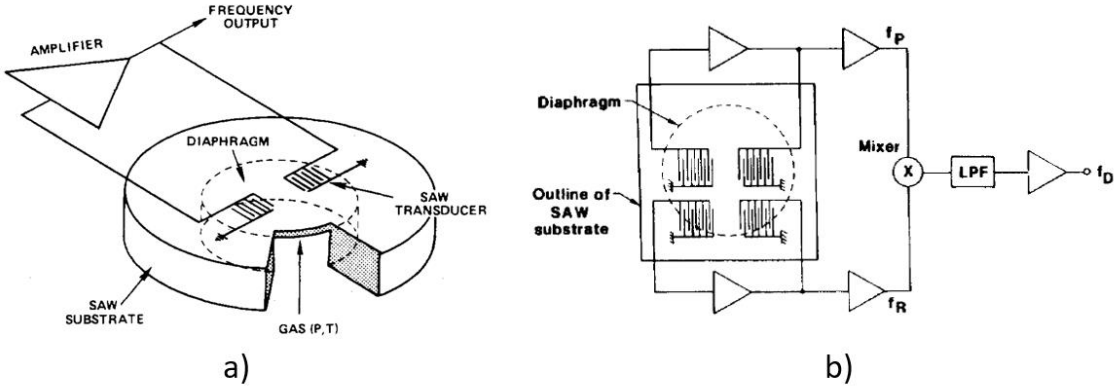


Figure 1-26 Le premier capteur de pression SAW a) sans b) avec référence de température *(Reeder et Cullen 1976), (Cullen et Montress 1980).*

Principe de fonctionnement :

Le principe de fonctionnement du capteur SAW dépend de la configuration des transducteurs interdigités utilisés. Trois configurations sont principalement utilisées :

- Les lignes à retard :

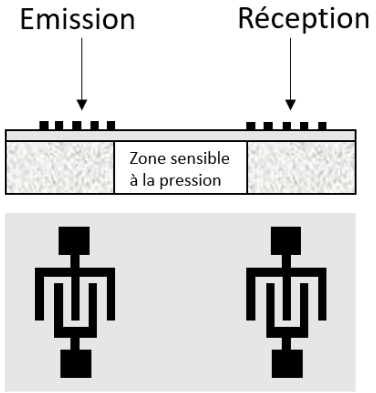


Figure 1-27 Capteur de pression basé sur des LAR

L'onde acoustique de surface est émise par le transducteur interdigité d'émetteur et reçu par le récepteur et elle se propage dans la zone sensible à la pression. La pression induit une déformation du substrat piézoélectrique et crée une contrainte à la surface. Cette contrainte entraine une variation de la vitesse de propagation de l'onde et la longueur de trajet et ainsi une modification de temps de vol. Cette modification est alors enregistrée en fonction de la pression appliquée et une relation entre le retard temporel et la quantité de pression sera établie.

- Les lignes à retard réflectives :

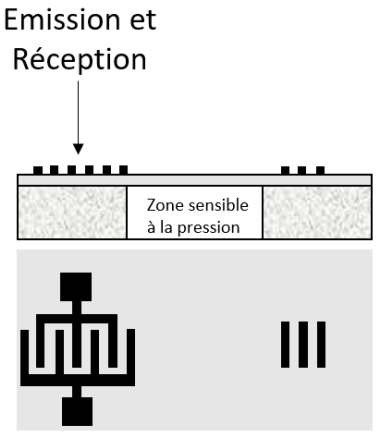


Figure 1-28 Capteur de pression basé sur des lignes réflectives

Dans ce cas, l'onde SAW est émise et se propage dans la zone sensible à la pression puis elle est réfléchie ce qui induit un shift temporel entre les échos de réflexion. Ces décalages sont alors enregistrés en fonction de la pression appliquée et la relation entre la variation de pression et le décalage temporel est établie. Cette configuration est utilisée pour les capteurs sans fil.

- Les résonateurs à onde acoustique de surface

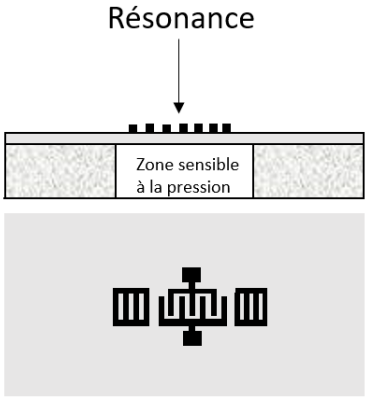


Figure 1-29 Capteur de pression basé sur un résonateur SAW

En utilisant un résonateur SAW placé sur la zone sensible à la pression, une cavité de résonance est créée sur la surface du substrat piézoélectrique avec une résonance f_0. Une fois la pression est appliquée la contrainte à la surface induit une variation de la vitesse de l'onde et par conséquent un décalage de fréquence.

Une utilisation plus courante et réussie des capteurs de pression SAW est dans l'industrie automobile en conjonction avec les systèmes de surveillance de la pression des pneus (TPMS). Les capteurs SAW sont intégrés aux roues du véhicule et communiquent sans fil avec un transpondeur central. Ces capteurs ne nécessitent pas de batterie et sont ce que l'on appelle la deuxième génération de TPMS (« Li et al. - 2010 - Pressure and Temperature Microsensor Based on Surf.pdf », s. d.). La première génération de TPMS était également basée sur des capteurs de pression à systèmes micro-électro-mécaniques (MEMS) et nécessitait une batterie pour fournir de l'énergie à un émetteur actif (Tjiu, Ahanchian, et Majlis 2004).

La première proposition d'utiliser des résonateurs SAW comme éléments de détection de tension et de couple sans fil ou sans contact sur les axes rotatifs date de 1991. Une contribution très importante

dans le domaine des capteurs SAW résonants sans fil a été faite par W. Buff et son groupe en 1992-97(Buff et al. 1997). En particulier, ils ont été les premiers à proposer l'utilisation de trois résonateurs SAW pour la mesure simultanée de la pression et de la température dans les pneus de voiture (Pierson et Pierson 1999).

La première tentative de construction d'un élément de détection SAW pour un TPMS a été entreprise en 2000-2001 (Kalinin 2011). L'objectif était d'éviter d'utiliser un diaphragme micro-usiné en quartz afin de réduire le coût de fabrication des matrices. Cependant, la première conception (**Figure 1-30 a)**) était plutôt encombrante : dispositif SAW double face sur quartz de coupe ST-X avec résonateurs 434,06 MHz et 434,49 MHz pour la mesure de la pression et une matrice SAW séparée avec un résonateur 433,34 MHz pour la mesure de température installé sur une base en céramique et recouverte d'un couvercle en métal à deux alvéoles.

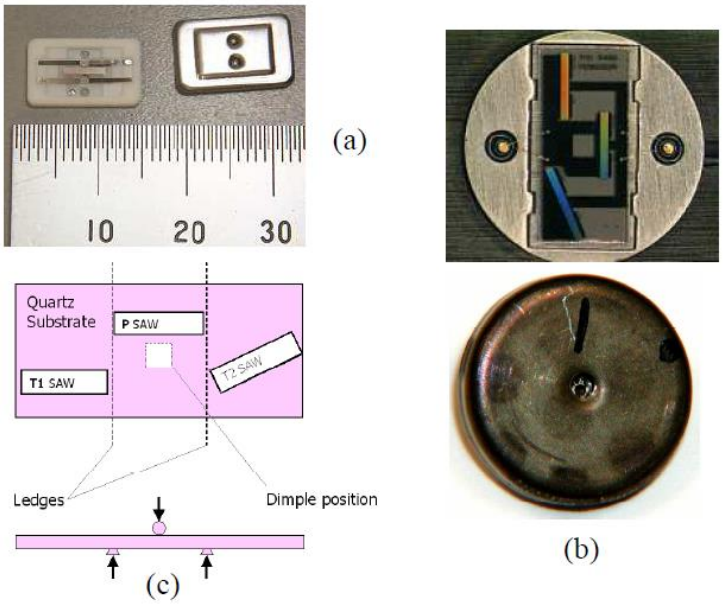


Figure 1-30 La première (a) et la deuxième (b) générations de capteur TPMS et le principe de fonctionnement du capteur de 2ème génération (c).

Plus tard, en 2002, un élément beaucoup plus adapté à la fabrication à grand volume a été développé (**Figure 1-30 b)**). Le principe de son fonctionnement est démontré sur la (**Figure 1-30 c)**). Il utilise un seul dispositif SAW avec trois résonateurs (f_p = 434,04 MHz, f_{T1} = 433,88 MHz, f_{T2} = 433,45 MHz) connectés en parallèle similaire à (Buff et al. 1998) qui repose sur deux rebords formés sur une surface de base. La différence avec (Buff et al. 1998) est que seul un résonateur, PSAW, est déformé par la pression provoquée par une fossette dans un couvercle. Deux autres résonateurs, T1SAW et T2SAW, ne sont pas déformés et servent de référence et de capteur de température. En mesurant $F_p = f_p - f_{T1}$ et $F_T = f_{T1} - f_{T2}$, on peut mesurer simultanément la pression et la température et réduire l'influence d'une impédance d'antenne variable sur le résultat de la mesure (Dixon et al. 2006).

Une autre application du capteur de pression, est la mesure de basse pression ou le vide (10^{-3}-10^{5} Pa).

Les capteurs SAW sont petits, robustes, passifs et capable à fonctionner sans fil (Buff et al. 1998) notamment à haute température (Shu et al. 2016) (Naumenko et Nicolay 2017), et en utilisant le niobate le lithium ($LiNbO_3$) ou la tantalate de lithium ($LiTaO_3$) qui sont des matériaux piézoélectriques bien connus pour leur coefficient de température (temperature coefficient of frequency (TCF)) bien élevé qui dépasse les 50 ppm/°C, la détection d'une très petite variation de température sera possible, ce qui peut permettre de de développer des capteurs de basse pression plus précis. Ce principe a été inventé en 2006 (Pascal Nicolay 2007) et testé avec succès dans les années suivantes (P Nicolay et al. 2008).

L'idée de base est de calculer la pression à partir de l'effet de température. Par contre les capteurs SAW standard peuvent fonctionner à 2,45 GHz et résister à des températures allant jusqu'à 300°C pendant des milliers d'heures. La précision de température obtenue en mode sans fil et passif est meilleure que ±0,1°C même dans un environnement agressif et perturbé (P Nicolay et al. 2008). Donc en ajoutant un élément chauffant résistif connecté à la bobine et attaché au dispositif SAW, et une antenne pour l'interrogation à distance du dispositif SAW, P. Nikolay et M. Lenzhofer ont développé un capteur portant le nom de WiPirani qui dérive du Wirless SAW Pirani (Pascal Nicolay et Lenzhofer 2014).

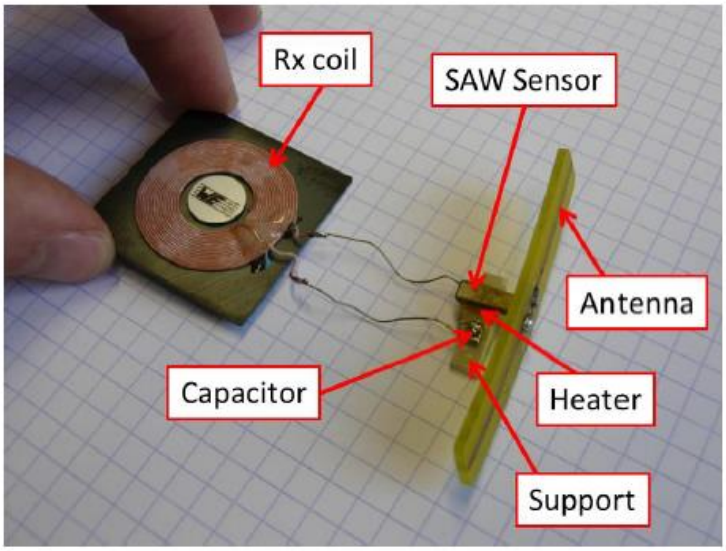


Figure 1-31 Le prototype WiPirani, composé d'un SAW Tag avec son antenne, d'une bobine planaire conçue pour le transfert de puissance inductive et d'une résistance chauffante *(Pascal Nicolay et Lenzhofer 2014).*

Des matériaux alternatifs autres que le quartz ont été étudiés pour la fabrication de capteurs de pression. En 2013, Rodriguez-Madrid et Iriart (Rodríguez-Madrid et al. 2013) ont mis au point un capteur de pression SAW haute fréquence (GHz) pour les gaz fabriqués à partir de nitrate d'aluminium (AlN) en tant que matériau piézoélectrique déposé sur la structure de la membrane nanocristalline. Les matériaux ont permis au capteur d'être utilisé dans des environnements à haute température, et a atteint une sensibilité extrême à la pression. Visant à réduire le coût de production des capteurs de pression SAW, S. Grousset et al. (Grousset et al. 2013) décrivaient une approche au niveau de la plaquette pour transférer le cristal de quartz monocouche sur un substrat de silicium. Cela a permis une production par lots, un meilleur contrôle de toutes les caractéristiques des capteurs et une meilleure intégration avec l'électronique. En 2017, Muller et al. Ont développé un capteur de pression SAW haute fréquence (GHz) en utilisant une couche mince de GaN déposée sur silicium capable à fonctionner jusqu'à 7 bars et 125°C (Muller et al. 2017).

Alors que la majorité des capteurs SAW ont été conçus comme des dispositifs à membrane, en 2015, Della Lucia et al. (Della Lucia et al. 2015) ont proposé une manière différente d'utiliser les dispositifs SAW pour cette application. L'essence de leur conception consistait à soumettre un dispositif SAW à une charge de compression au lieu d'une charge de flexion telle que celle à laquelle une membrane est soumise.

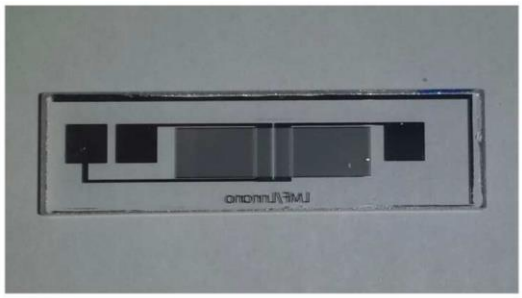


Figure 1-32 Dispositif SAW sur quartz *(Della Lucia et al. 2015)*

L'emballage comprenait une capsule où le dispositif était fixé et comprimé à l'aide d'un piston mécanique relié à une membrane. Sous pression, la membrane appuie sur le piston, ce qui comprime le dispositif SAW. Ce capteur de pression a été mentionné pour être utilisé dans l'industrie pétrolière offshore et dans l'industrie du gaz, et a pu mesurer des pressions allant de 0 à 1000 bars, bien au-dessus des limites de pression des conceptions susmentionnées.

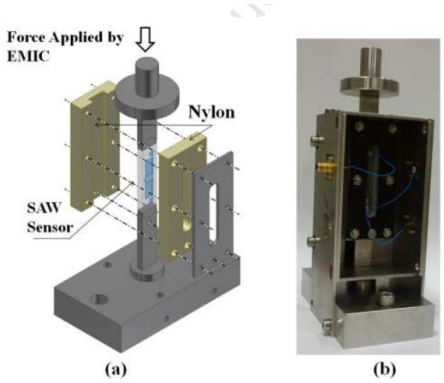


Figure 1-33 a) machine de compression appliquant une force sur le piston b) La capsule de mesure et le capteur assemblés *(Della Lucia et al. 2015)*

Une autre méthode de mesurer les hautes pressions en utilisant le capteur à onde SAW est de placer le substrat piézoélectrique sur une plaque métallique déformable sous pression. Cette méthode a été développée par Sully Quintero et al. (Sully Quintero et al. 2017).



Figure 1-34 Assemblement capteur de pression A: diaphragme monté dans la base. Dans le détail B: vue de dessus du capteur SAW *(Sully Quintero et al. 2017)*

Ce capteur se compose d'un résonateur SAW, qui est fixé à une membrane métallique circulaire utilisée comme transducteur de pression. Alors que la membrane se déforme en fonction de la pression appliquée, la réponse en fréquence change en raison de la variation des paramètres de propagation SAW. La sensibilité et la linéarité du capteur de pression SAW ont été mesurées à 8,3 kHz / bar, capable de mesurer une pression jusqu'à 100 bars à température ambiante.

1.4 Choix d'un capteur SAW de pression

Pour ce projet et dans cette thèse, compte tenu des contraintes propres à l'application (coût modéré car les capteurs dans les fours réfractaires resteront à demeure, mesure à haute température, détection de forts taux de pression, stabilité de mesure, présence d'eau liquide, …), notre choix s'est porté sur le développement de capteurs de pression basés sur des capteurs à ondes acoustiques de surface ou capteurs SAW (Surface Acoustic Waves). Ce choix a été conforté par l'étude bibliographique et par l'expertise du laboratoire IEMN-DOAE dans ce domaine.

Les capteurs SAW offrent tout le potentiel pour atteindre l'objectif de ce projet car ils ont tout d'abord une forte sensibilité même pour de toutes petites variations de trajets qui seront liées à de faibles déformations lors de la présence de pression. Ensuite, contrairement à d'autres technologies (capteurs capacitifs en particulier), ils peuvent subir temporairement la présence d'eau liquide sans être détériorés. Ceci peut être le cas lors du coulage du bêton car la teneur en eau lors de cette opération et bien sûr relativement plus importante pour assurer la souplesse de celui-ci.

Par ailleurs, compte tenu du fait qu'ils doivent être capables de fonctionner en haute température tout en étant fabriqués avec des matériaux de coûts suffisamment modestes (les capteurs resteront à demeures dans les structures en béton), il a été envisagé dans ce projet d'introduire un nouveau matériau piézoélectrique, la vitrocéramique. Ce matériau développé par un de nos partenaires (UMONS) offre un grand potentiel en termes de gamme de température puisque des propagations d'ondes de surface ont pu être réalisées jusqu'à des températures de 950°c (Dupla et al. 2020). Etant donné que ce matériau a été développé parallèlement à ce travail de thèse (sur la même période), dans le cadre d'une autre thèse, nous avons choisi d'étudier (modélisation, optimisation, expérimentation) nos dispositifs à partir de wafers (pastilles) en niobate de lithium et en langasite. Les wafers de niobate offrent plusieurs avantages dans le cadre de ces optimisations. Premièrement, le coefficient de couplage du niobate de lithium est très important. Deuxièmement, avec des wafers en niobate, il est possible de réaliser les électrodes interdigitées des capteurs par lithographie optique (maîtrisée au sein de l'IEMN). Cette technologie permet de réaliser des électrodes avec des résolutions importantes et de tester un nombre important de configurations de capteurs en plaçant plusieurs d'entre eux sur un seul masque. Cet aspect a permis dans le cadre de cette thèse, de modéliser, d'optimiser et de vérifier expérimentalement les sensibilités de différents capteurs à ligne à retard et à résonateur.

Un autre point important dans le choix des capteurs SAW est que ce type de capteurs, basés sur des IDT permet d'envisager une gamme importante de fréquences. Cette possibilité est en effet essentielle car plusieurs considérations sont à prendre en compte. Premièrement, les atténuations dans les vitrocéramiques sont à ce jour assez importantes, ce qui oblige à travailler entre 2 et 5 MHz. Ensuite, pour les wafers de niobate, où les atténuations sont bien moins importantes, une grande variété des fréquences allant de 30 à 433 MHz, a pu être considérée. Concernant le choix de la fréquence la plus basse, de 30 MHz, il a été motivé par plusieurs considérations en prenant en compte des aspects dimensionnel, d'atténuation et de surface active. Un premier élément à prendre en compte était la taille occupée par un capteur SAW composé d'une paire d'électrodes imbriquées pour la génération des SAW, d'une paire d'électrodes imbriquées pour la détection des SAW et d'une zone de propagation (ligne à retard, LAR) entre l'émission et la réception. L'émetteur et le récepteur interdigités sont composés de plusieurs électrodes afin de garantir un niveau d'énergie suffisant et la largeur de chacune des électrodes ainsi que de l'écart entre deux électrodes consécutives ont une valeur égale à ¼ de longueur d'onde des SAW. La longueur des électrodes doit être également suffisante pour assurer d'une part une conversion de l'énergie électromécanique suffisante et d'autre

part limiter la divergence (diffraction) des faisceaux ultrasonores. En général, il est admis que cette longueur doit au moins être égale à 20 longueurs d'onde. Ainsi, puisque la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence, au plus la fréquence des ondes SAW sera importante au plus la surface occupée par le capteur SAW sera limitée. D'autre part, dans cette phase d'optimisation des capteurs de pression, nous avons opté pour la réalisation de ces capteurs sur des wafers (pastilles) en niobate de lithium dont le diamètre est de 3 pouces (7,62 cm). Etant donnés les processus de fabrication et de mise au point de ces capteurs (voir détails dans la suite dans le chapitre 3), nous avons eu intérêt à réaliser un maximum de capteurs par wafer et par conséquent ces considérations nous ont conduits à privilégier une fréquence supérieure à 25 MHz. Cette fréquence minimum de 30 MHz a permis également de considérer des wafers dont l'épaisseur ne doit excéder 1 mm pour assurer la condition sur la propagation des ondes de surface (épaisseur > 5 longueurs d'onde). La deuxième considération à prendre en compte est l'atténuation qui peut prendre naissance à la fois au cours de la propagation des ondes SAW mais aussi dans les connexions filaires entre le capteur et le générateur et l'oscilloscope. L'atténuation des SAW au cours de leur propagation est directement liée à la fréquence des ondes. A cela vient s'ajouter les atténuations dans la chaîne de mesure lié au fait qu'il existe une liaison filaire de plusieurs mètres entre le capteur SAW et les autres éléments de la chaîne. Compte tenu du fait que les tests effectués dans le béton et en haute température ont exigés de maintenir une certaine distance pour éviter toute détérioration des appareils de génération et de détection, nous avons choisi de considérer systématiquement une longueur de 3 mètres entre le capteur et le générateur d'une part et l'oscilloscope d'autre part. Enfin, il a été important de tenir compte de la surface sensible à la pression et à sa taille pour que la zone d'interaction entre les SAW et celle-ci soit suffisante pour assurer une bonne sensibilité du capteur. Toutes ces considérations nous ont conduits à choisir une fréquence de travail située aux alentours de 30 MHz pour les premiers dispositifs sur niobate. Ensuite, afin de vérifier si la montée en fréquence permettait de gagner en sensibilité, des capteurs à 60, 110 MHz et 230 MHz ont été étudiés. Pour finir, des capteurs à 433 MHz ont été testés dans le but, à plus longs termes, d'envisager des capteurs sans fil.

1.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes méthodes et technologies dédiées à la mesure de la pression. Compte tenu des résultats de cette analyse et des contraintes imposées dans notre projet CUBISM (pressions élevées (40-50 bars) à hautes températures (500°C)), nous avons sélectionné des capteurs IDT à ondes acoustiques de surface. Pour cela, il nous faut faire un choix du substrat piézoélectrique capable de maintenir ses caractéristiques mécaniques et électriques à haute température, choisir la géométrie du capteur qui permet de résister à des hautes pressions et optimiser la configuration des transducteurs interdigités pour obtenir la meilleure sensibilité à la pression.

Références

Alassi, Abdulrahman, Mohieddine Benammar, et Dan Brett. 2017. « Quartz Crystal Microbalance Electronic Interfacing Systems: A Review ». *Sensors* 17 (12): 2799. https://doi.org/10.3390/s17122799.

Baracu, Angela, Ana-Maria Gurban, Ioana Giangu, Florea Craciunoiu, Valentin Buiculescu, Adrian Dinescu, Raluca Muller, Lucian Rotariu, Camelia Bala, et Cristina Mitrea. 2015. « Selective Chemical Sensor for Liquid Specimens Based on Lithium Tantalate Surface Acoustic Wave Devices ». In *2015 International Semiconductor Conference (CAS)*, 271-74. Sinaia, Romania: IEEE. https://doi.org/10.1109/SMICND.2015.7355229.

Barié, Nicole, Ullrich Stahl, et Michael Rapp. 2010. « Vacuum-Deposited Wave-Guiding Layers on STW Resonators Based on LiTaO3 Substrate as Love Wave Sensors for Chemical and Biochemical Sensing in Liquids ». *Ultrasonics* 50 (6): 606-12. https://doi.org/10.1016/j.ultras.2009.12.006.

Buff, W., S. Klett, M. Rusko, J. Ehrenpfordt, et M. Goroli. 1998. « Passive Remote Sensing for Temperature and Pressure Using SAW Resonator Devices ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 45 (5): 1388-92. https://doi.org/10.1109/58.726466.

Buff, W., M. Rusko, E. Goroll, J. Ehrenpfordt, et T. Vandahl. 1997. « Universal pressure and temperature SAW sensor for wireless applications ». In *1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium (Cat. No.97CH36118)*, 1:359-62 vol.1. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1997.663039.

Chien-Hung Wu, C.A. Zorman, et M. Mehregany. 2006. « Fabrication and Testing of Bulk Micromachined Silicon Carbide Piezoresistive Pressure Sensors for High Temperature Applications ». *IEEE Sensors Journal* 6 (2): 316-24. https://doi.org/10.1109/JSEN.2006.870145.

Coon, A. 1991. « SAW Filters and Competitive Technologies: A Comparative Review ». In *IEEE 1991 Ultrasonics Symposium*, 155-60. Orlando, FL, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1991.234146.

Cullen, D E, et T M Reeder. 1975. « Measurement of SAW Velocity Versus Strain for YX and ST Quartz », 4.

Cullen, D.E., et G.K. Montress. 1980. « Progress in the Development of SAW Resonator Pressure Transducers ». In *1980 Ultrasonics Symposium*, 696-701. IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1980.197489.

Della Lucia, F., P. Zambrozi, F. Frazatto, M. Piazzetta, et A. Gobbi. 2015. « Design, Fabrication and Characterization of SAW Pressure Sensors for Offshore Oil and Gas Exploration ». *Sensors and Actuators A: Physical* 222 (février): 322-28. https://doi.org/10.1016/j.sna.2014.12.011.

Devkota, Jagannath, Paul Ohodnicki, et David Greve. 2017. « SAW Sensors for Chemical Vapors and Gases ». *Sensors* 17 (4): 801. https://doi.org/10.3390/s17040801.

Dias, J., et H. Karrer. 1974. « Stress Effects in Acoustic Surface-Wave Circuits and Applications to Pressure and Force Transducers ». In *1974 IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, 166-67. Philadelphia, PA, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ISSCC.1974.1155283.

Dixon, B., V. Kalinin, J. Beckley, et R. Lohr. 2006. « A Second Generation In-Car Tire Pressure Monitoring System Based on Wireless Passive SAW Sensors ». In *2006 IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition*, 374-80. Miami, FL, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/FREQ.2006.275414.

Don Dissanayake. 2010. *Acoustic Waves.* https://www.doabooks.org/doab?func=fulltext&rid=36191.

Dupla, F., M.-S. Renoirt, M. Gonon, N. Smagin, M. Duquennoy, G. Martic, et J.-P. Erauw. 2020. « A Lead-Free Non-Ferroelectric Piezoelectric Glass-Ceramic for High Temperature Surface Acoustic Wave Devices ». *Journal of the European Ceramic Society* 40 (11): 3759-65. https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2020.01.051.

Eaton, W P, et J H Smith. s. d. « Micromachined Pressure Sensors: Review and Recent Developments », 11.

« EngineeringClicks - The No.1 Mechanical Design Engineering Portal ». s. d. EngineeringClicks. https://www.engineeringclicks.com/.

Evans, C.R., S.M. Stanley, C.J. Percival, G. McHale, et M.I. Newton. 2006. « Lithium Tantalate Layer Guided Plate Mode Sensors ». *Sensors and Actuators A: Physical* 132 (1): 241-44. https://doi.org/10.1016/j.sna.2006.01.030.

Fonseca, M.A., J.M. English, M. von Arx, et M.G. Allen. 2002. « Wireless Micromachined Ceramic Pressure Sensor for High-Temperature Applications ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 11 (4): 337-43. https://doi.org/10.1109/JMEMS.2002.800939.

Fu, Y.Q., J.K. Luo, N.T. Nguyen, A.J. Walton, A.J. Flewitt, X.T Zu, Y. Li, et al. 2017a. « Advances in Piezoelectric Thin Films for Acoustic Biosensors, Acoustofluidics and Lab-on-Chip Applications ». *Progress in Materials Science* 89 (août): 31-91. https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2017.04.006.

———. 2017b. « Advances in Piezoelectric Thin Films for Acoustic Biosensors, Acoustofluidics and Lab-on-Chip Applications ». *Progress in Materials Science* 89 (août): 31-91. https://doi.org/10.1016/j.pmatsci.2017.04.006.

Gad-el-Hak, Mohamed, éd. 2002. *The MEMS Handbook*. The Mechanical Engineering Handbook Series. Boca Raton, FL: CRC Press.

Greenwood, J C. 1984. « Etched Silicon Vibrating Sensor ». *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 17 (8): 650-52. https://doi.org/10.1088/0022-3735/17/8/007.

Grousset, S., E. Augendre, L. Benaissa, T. Signamarcheix, T. Baron, E. Courjon, et S. Ballandras. 2013. « SAW Pressure Sensor Based on Single-Crystal Quartz Layer Transferred on Silicon ». In , 980-83. IEEE. https://doi.org/10.1109/EFTF-IFC.2013.6702082.

« Instrumentation Tutorials | Instrumentation Study Material ». s. d. Instrumentation Tools. https://instrumentationtools.com/.

Javed, Yaser, Mohtashim Mansoor, et Irtiza Ali Shah. 2019. « A Review of Principles of MEMS Pressure Sensing with Its Aerospace Applications ». *Sensor Review* 39 (5): 652-64. https://doi.org/10.1108/SR-06-2018-0135.

Kalinin, Victor. 2011. « Wireless Physical SAW Sensors for Automotive Applications ». In *2011 IEEE International Ultrasonics Symposium*, 212-21. Orlando, FL, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2011.0053.

Kuznetsov, S. V. 2011. « Seismic Waves and Seismic Barriers ». *Acoustical Physics* 57 (3): 420-26. https://doi.org/10.1134/S1063771011030109.

Länge, Kerstin. 2019. « Bulk and Surface Acoustic Wave Sensor Arrays for Multi-Analyte Detection: A Review ». *Sensors* 19 (24): 5382. https://doi.org/10.3390/s19245382.

« Li et al. - 2010 - Pressure and Temperature Microsensor Based on Surf.pdf ». s. d.

Li, Sainan, Ting Liang, Wei Wang, Yingping Hong, Tingli Zheng, et Jijun Xiong. 2015. « A Novel SOI Pressure Sensor for High Temperature Application ». *Journal of Semiconductors* 36 (1): 014014. https://doi.org/10.1088/1674-4926/36/1/014014.

Li, Tianli, Hong Hu, Gang Xu, Kemin Zhu, et Licun Fang. 2010. « Pressure and Temperature Microsensor Based on Surface Acoustic Wave in TPMS ». In *Acoustic Waves*, édité par Don Dissanayake. Sciyo. https://doi.org/10.5772/9691.

Love, Augustus. s. d. « A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity », 369.

Ma, Zhibo, Sen Ren, Dayong Qiao, et Weizheng Yuan. 2008. « Fabrication of a Novel Resonant Pressure Sensor Based on SOI Wafer ». In *2008 Second International Conference on Integration and Commercialization of Micro and Nanosystems*, 593-96. Clear Water Bay, Kowloon, Hong Kong: ASMEDC. https://doi.org/10.1115/MicroNano2008-70079.

Martin, Fabrice, Michael I. Newton, Glen McHale, Kathryn A. Melzak, et Electra Gizeli. 2004. « Pulse Mode Shear Horizontal-Surface Acoustic Wave (SH-SAW) System for Liquid Based Sensing Applications ». *Biosensors and Bioelectronics* 19 (6): 627-32. https://doi.org/10.1016/S0956-5663(03)00257-4.

McHale, G., M. I. Newton, et F. Martin. 2002. « Layer Guided Shear Horizontally Polarized Acoustic Plate Modes ». *Journal of Applied Physics* 91 (9): 5735-44. https://doi.org/10.1063/1.1465103.

McHale, Glen. 2003. « Generalized Concept of Shear Horizontal Acoustic Plate Mode and Love Wave Sensors ». *Measurement Science and Technology* 14 (11): 1847-53. https://doi.org/10.1088/0957-0233/14/11/001.

Müller, A., G. Konstantinidis, V. Buiculescu, A. Dinescu, A. Stavrinidis, A. Stefanescu, G. Stavrinidis, I. Giangu, A. Cismaru, et A. Modoveanu. 2014. « GaN/Si Based Single SAW Resonator Temperature Sensor Operating in the GHz Frequency Range ». *Sensors and Actuators A: Physical* 209 (mars): 115-23. https://doi.org/10.1016/j.sna.2014.01.028.

Muller, Alexandru, George Konstantinidis, Ioana Giangu, Gina C. Adam, Alexandra Stefanescu, Antonis Stavrinidis, George Stavrinidis, Athanasios Kostopoulos, George Boldeiu, et Adrian Dinescu. 2017. « GaN Membrane Supported SAW Pressure Sensors With Embedded Temperature Sensing Capability ». *IEEE Sensors Journal* 17 (22): 7383-93. https://doi.org/10.1109/JSEN.2017.2757770.

Naumenko, Natalya, et Pascal Nicolay. 2017. « AlN/Pt/LN Structure for SAW Sensors Capable of Operating at High Temperature ». *Applied Physics Letters* 111 (7): 073507. https://doi.org/10.1063/1.4985582.

Ndao, Saliou, Marc Duquennoy, Christian Courtois, Mohammadi Ouaftouh, Mohamed Rguiti, et Nikolay Smagin. 2019. « Sensitivity Range Optimization of Surface Acoustic Wave Humidity Ultrasonic Sensors Incorporating a Polyvinyl Alcohol (PVA) Layer ». In *2019 IEEE SENSORS*, 1-4. Montreal, QC, Canada: IEEE. https://doi.org/10.1109/SENSORS43011.2019.8956596.

Nicolay, P, O Elmazria, F Sarry, L Bouvot, N Marche, et H Kambara. 2008. « Innovative Surface Acoustic Wave Sensor for Accurate Measurement of Subatmospheric Pressure », 2.

Nicolay, Pascal. 2007. « Les capteurs à ondes élastiques de surface: applications pour la mesure des basses pressions et des hautes températures », 194.

Nicolay, Pascal, et Martin Lenzhofer. 2014. « A Wireless and Passive Low-Pressure Sensor ». *Sensors* 14 (2): 3065-76. https://doi.org/10.3390/s140203065.

« On Waves in an Elastic Plate ». 1917, 15.

Oprea, Alexandru, et Udo Weimar. 2019. « Gas Sensors Based on Mass-Sensitive Transducers Part 1: Transducers and Receptors—Basic Understanding ». *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, mars. https://doi.org/10.1007/s00216-019-01630-7.

Pierson, Hugh O., et Hugh O. Pierson. 1999. *Handbook of Chemical Vapor Deposition*. 2nd ed. Norwich, NY: Noyes Publications.

Rayleigh, Lord. 1885. « On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid ». *Proceedings of the London Mathematical Society* s1-17 (1): 4-11. https://doi.org/10.1112/plms/s1-17.1.4.

Reeder, T.M., et D.E. Cullen. 1976. « Surface-Acoustic-Wave Pressure and Temperature Sensors ». *Proceedings of the IEEE* 64 (5): 754-56. https://doi.org/10.1109/PROC.1976.10205.

Rocha-Gaso, María-Isabel, Carmen March-Iborra, Ángel Montoya-Baides, et Antonio Arnau-Vives. 2009. « Surface Generated Acoustic Wave Biosensors for the Detection of Pathogens: A Review ». *Sensors* 9 (7): 5740-69. https://doi.org/10.3390/s90705740.

Rodríguez-Madrid, J.G., G.F. Iriarte, O.A. Williams, et F. Calle. 2013. « High Precision Pressure Sensors Based on SAW Devices in the GHz Range ». *Sensors and Actuators A: Physical* 189 (janvier): 364-69. https://doi.org/10.1016/j.sna.2012.09.012.

Rose, Joseph L. 2002. « A Baseline and Vision of Ultrasonic Guided Wave Inspection Potential ». *Journal of Pressure Vessel Technology* 124 (3): 273-82. https://doi.org/10.1115/1.1491272.

Shu, Lin, Bin Peng, Yilin Cui, Dongdong Gong, Zhengbing Yang, Xingzhao Liu, et Wanli Zhang. 2016. « Effects of AlN Coating Layer on High Temperature Characteristics of Langasite SAW Sensors ». *Sensors* 16 (9): 1436. https://doi.org/10.3390/s16091436.

Su, Zhongqing, Lin Ye, et Ye Lu. 2006. « Guided Lamb Waves for Identification of Damage in Composite Structures: A Review ». *Journal of Sound and Vibration* 295 (3-5): 753-80. https://doi.org/10.1016/j.jsv.2006.01.020.

Sully Quintero, Sávio Figueiredo, Victor Takahashi, Roberth Llerena, et Arthur Braga. 2017. « Passive Downhole Pressure Sensor Based on Surface Acoustic Wave Technology ». *Sensors* 17 (7): 1635. https://doi.org/10.3390/s17071635.

Tian, Bian, Yulong Zhao, Zhuangde Jiang, Ling Zhang, Nansheng Liao, Yuanhao Liu, et Chao Meng. 2009. « Fabrication and Structural Design of Micro Pressure Sensors for Tire Pressure Measurement Systems (TPMS) ». *Sensors* 9 (3): 1382-93. https://doi.org/10.3390/s90301382.

Tjiu, W., A. Ahanchian, et B. Y. Majlis. 2004. « Development of tire condition monitoring system (TCMS) based on MEMS sensors ». In *2004 IEEE International Conference on Semiconductor Electronics*, 4 pp.-. https://doi.org/10.1109/SMELEC.2004.1620903.

« Types of Bourdon Tube | Pressure Gauge Bourdon Tube ». 2017. *Instrumentation Tools* (blog). 18 septembre 2017. https://instrumentationtools.com/types-of-bourdon-tube/.

Welham, Christopher J, John Greenwood, et Michael M Bertioli. 1999. « A High Accuracy Resonant Pressure Sensor by Fusion Bonding and Trench Etching ». *Sensors and Actuators A: Physical* 76 (1-3): 298-304. https://doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00065-5.

White, R. M., et F. W. Voltmer. 1965. « DIRECT PIEZOELECTRIC COUPLING TO SURFACE ELASTIC WAVES ». *Applied Physics Letters* 7 (12): 314-16. https://doi.org/10.1063/1.1754276.

Xu, Wencheng, Xu Zhang, Seokheun Choi, et Junseok Chae. 2011. « A High-Quality-Factor Film Bulk Acoustic Resonator in Liquid for Biosensing Applications ». *Journal of Microelectromechanical Systems* 20 (1): 213-20. https://doi.org/10.1109/JMEMS.2010.2093568.

Yan, Z., X. Y. Zhou, G. K. H. Pang, T. Zhang, W. L. Liu, J. G. Cheng, Z. T. Song, et al. 2007. « ZnO-Based Film Bulk Acoustic Resonator for High Sensitivity Biosensor Applications ». *Applied Physics Letters* 90 (14): 143503. https://doi.org/10.1063/1.2719149.

Yao, Zong, Ting Liang, Pinggang Jia, Yingping Hong, Lei Qi, Cheng Lei, Bin Zhang, et Jijun Xiong. 2016. « A High-Temperature Piezoresistive Pressure Sensor with an Integrated Signal-Conditioning Circuit ». *Sensors* 16 (6): 913. https://doi.org/10.3390/s16060913.

Yatsuda, Hiromi, Makoto Nara, Takashi Kogai, Hidenobu Aizawa, et Shigeru Kurosawa. 2007. « STW Gas Sensors Using Plasma-Polymerized Allylamine ». *Thin Solid Films* 515 (9): 4105-10. https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.02.041.

Young, D.J., J. Du, C.A. Zorman, et W.H. Ko. 2004. « High-Temperature Single-Crystal 3C-SiC Capacitive Pressure Sensor ». *IEEE Sensors Journal* 4 (4): 464-70. https://doi.org/10.1109/JSEN.2004.830301.

Zhao, Y L, L B Zhao, et Z D Jiang. 2006. « High Temperature and Frequency Pressure Sensor Based on Silicon-on-Insulator Layers ». *Measurement Science and Technology* 17 (3): 519-23. https://doi.org/10.1088/0957-0233/17/3/S11.

Zimmermann, C., D. Rebière, C. Déjous, J. Pistré, E. Chastaing, et R. Planade. 2001. « A Love-Wave Gas Sensor Coated with Functionalized Polysiloxane for Sensing Organophosphorus Compounds ». *Sensors and Actuators B: Chemical* 76 (1-3): 86-94. https://doi.org/10.1016/S0925-4005(01)00578-0.

Chapitre 2: Etat de l'art sur les matériaux piézoélectriques

Sommaire

Introduction 35

2.1 Fondamentaux : la piézoélectricité et la ferroélectricité 35

2.1.1 La piézoélectricité 35

2.1.2 La ferroélectricité 37

2.1.3 Grandeurs physiques de la piézoélectricité 39

2.1.4 Propriétés caractérisant les matériaux piézoélectriques 42

2.1.4.1 Couplage électromécaniques $K2$ 42

2.1.4.2 Vitesse de SAW 42

2.1.4.3 La sensibilité thermique (TCF : coefficient température fréquence) 43

2.1.4.4 Facteur de qualité mécanique QM 43

2.1.4.5 Impédance acoustique Z 43

2.2 Problématique haute température 44

2.2.1 Introduction 44

2.2.2 Différents types des matériaux piézoélectriques 44

2.2.3 Les matériaux piézoélectriques ferroélectriques 45

2.2.3.1 Structure pérovskite 45

2.2.3.2 Structure bronze de tungstène 45

2.2.3.3 Structure en couche de bismuth (Aurivillius): 46

2.2.3.4 Structure en couche de pérovskite (PLS): 47

2.2.3.5 Niobate de lithium 47

2.2.4 Les matériaux piézoélectriques non-ferroélectriques 50

2.2.4.1 SiO2 (Quartz): 50

2.2.4.2 Tourmaline: 51

2.2.4.3 Tétraborate de lithium : 51

2.2.4.4 La fresnoite 52

2.2.5 Les « Nouveaux » matériaux piézoélectriques 53

2.2.5.1 L'orthophospahte de gallium 53

2.2.5.2 Les Oxyborates de calcium 53

2.2.5.3 La langasite 53

2.3 Conclusion 55

Références 56

Introduction

Les matériaux piézoélectriques sont utilisés depuis longtemps dans des différentes applications comme les contrôles non-destructifs, les capteurs médicaux, et le suivie des températures, pression et l'humidité à cause de leurs caractéristiques uniques à savoir répondre à une stimulation mécanique en produisant un champ électrique et vice versa. Le but de ce projet de thèse est de développer un capteur de pression basé sur des ondes acoustiques de surface capable à fonctionner dans des environnements sévères notamment la haute température, pour cela le choix du matériau piézoélectrique est crucial afin de développer le capteur visé.

Le but de ce chapitre est de définir succinctement la théorie la piézoélectricité, présenter les différents matériaux piézoélectriques et leurs caractéristiques afin de faire le choix convenable pour notre application.

2.1 Fondamentaux : la piézoélectricité et la ferroélectricité

2.1.1 La piézoélectricité

Selon la définition de Cady, la piézoélectricité est la « polarisation électrique produite par des contraintes mécaniques dans des cristaux appartenant à certaines classes, la polarisation étant proportionnelle à la déformation et changeant de signe avec elle » (Cady 1922).

Il a fallu beaucoup de temps pour découvrir, comprendre et utiliser la piézoélectricité : dès 1703, il a été découvert que les cristaux de tourmaline pouvaient attirer et repousser les cendres chaudes. En 1842, Brewster a observé le même phénomène avec divers autres types de cristaux et a introduit le nom de « pyroélectricité ».

En 1880, en étudiant la relation entre la pyroélectricité et la symétrie cristalline, les frères Pierre et Jacques Curie ont découvert le phénomène de la piézoélectricité (J. Curie and Curie 1882). De plus, ils ont prédit avec succès dans quels types de cristaux le phénomène pourrait être observé et dans quelles directions la force devrait être appliquée. Plus important encore, ils ont obtenu le résultat quantitatif que la charge générée était proportionnelle à la pression appliquée. Puis dans 1881, W. Hankel proposa pour la première fois le nom de « piézoélectricité », ce qui fut rapidement accepté.

L'effet décrit ci-dessus est maintenant appelé « effet piézoélectrique direct ». Il existe également un « effet piézoélectrique inverse » qui est associé au déplacement mécanique généré par le champ électrique appliqué. L'effet piézoélectrique "inverse" a été prédit par Lippmann (Lippmann 1881) en 1881 et démontré par les frères Curie plus tard (P. Curie 1889) . Les frères Curie ont également souligné que la valeur de la constante de l'effet piézoélectrique inverse du quartz était la même que celle de l'effet piézoélectrique direct.

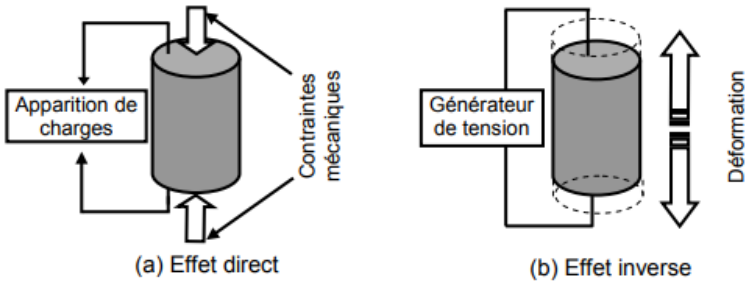


Figure 2-1 : Illustration des effets piézoélectriques directs (a) et inverse (b)

La piézoélectricité peut être seulement observée dans les matériaux diélectriques anisotropes dont les structures ne doivent pas posséder de centre de symétrie. Une structure non centrosymétrique conduit à un manque de symétrie de charge autour du centre de chaque cellule élémentaire et à une séparation conséquente du centre des charges ioniques positives et du centre des charges ioniques négatives de chaque cellule élémentaire. Les matériaux piézoélectriques présentent deux propriétés électromécaniques spéciales :

(i) Effet piézoélectrique direct (conversion de l'énergie mécanique en énergie électrique)

(ii) Effet piézoélectrique inverse ou inverse (conversion de l'énergie électrique en déplacement mécanique)

La caractéristique fondamentale d'un matériau piézoélectrique est de pouvoir polariser sous contrainte mécanique avec une polarisation proportionnelle à la contrainte et de changer de signe avec la contrainte.
La relation de base entre la piézoélectricité et la symétrie cristalline a été établie par Voigt où il a montré dans lequel des 32 classes cristallines l'effet piézoélectriques des classes de cristaux pourraient exister. il a aussi présenté lequel des 18 coefficients piézoélectriques possibles pouvait avoir des valeurs non nulles pour chaque classe .Parmi les 32 classes de cristaux, 21 ne possèdent pas de centre de symétrie, et 20 classes d'entre elles (les 20 classes et les systèmes cristallins sont les suivants: 1, triclinique; 2 et m, monoclinique; 222 et mm2, orthorhombique; 4, $\bar{4}$, 422, 4 mm et $\bar{4}$2m quadratique; 3, 32 et 3 m, trigonal; 6, $\bar{6}$, 622, 6 mm et $\bar{6}$m2, hexagonal; 23 et $\bar{4}$3 m, cubique) présentent l'effet piézoélectrique (la classe de cristal 432 n'a pas de centre de symétrie mais son effet piézoélectrique dégénère à cause de sa haute symétrie)("IEEE Standard on Piezoelectricity" 1988).

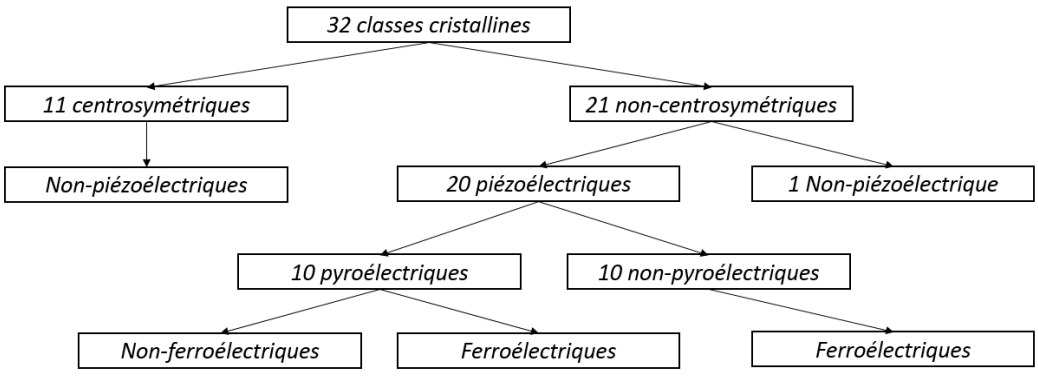


Figure 2-2 : Regroupement des différentes classes cristallines

2.1.2 La ferroélectricité

La ferroélectricité a été découverte pour la première fois par Valasek (Valasek 1921) en 1921 dans un composé complexe appelé sel de Rochelle (tartrate de sodium et potassium tétrahydraté). A cette époque, c'était le seul matériau possédant l'extraordinaire propriété de polarisation réversible. Plus tard, vers 1935, de la ferroélectricité a été observée dans le dihydrogénophosphate de potassium (KH_2PO_4). Le matériau ferroélectrique le plus populaire et le plus classique $BaTiO_3$ a été découvert pendant la Seconde Guerre mondiale en 1941 (Haertling 1999). Le $BaTiO_3$ était à l'origine un matériau potentiel pour les condensateurs en raison de sa constante diélectrique élevée (> 1200).



Figure 2-3 Sel de Rochelle

Plus tard, les travaux de Wul, Goldman (WUL 1945) et Von Hippel (Chesley and Tisza 1946) ont expliqué que la constante diélectrique présente une valeur très élevées juste en dessous de la température de curie qui provient nature ferroélectrique de $BaTiO_3$. La quantité physique correspondant à l'énergie électrique stockée par unité de surface est appelée déplacement électrique D, il est lié au champ électrique E par l'expression simple suivante

$$D = \varepsilon_0 E + P = \varepsilon\varepsilon_0 E \text{ (expliqué dans le paragraphe suivant)}$$

où ε et ε_0 sont respectivement la permittivité relative du matériau et la permittivité du vide et P est la polarisation diélectrique. Lorsque le centre des charges positives et négatives dans la structure cristalline ne coïncide pas naturellement (sans application d'aucun champ externe), on dit que ces cristaux possèdent une polarisation spontanée. Lorsque, lors de l'application d'un champ électrique, tel qu'une polarisation spontanée inverse le sens de la polarité interne, ce qui correspond à une maximisation de la polarité des charges interne dans le matériau juste avant son basculement dans l'état paraélectrique le matériau est appelé ferroélectrique.

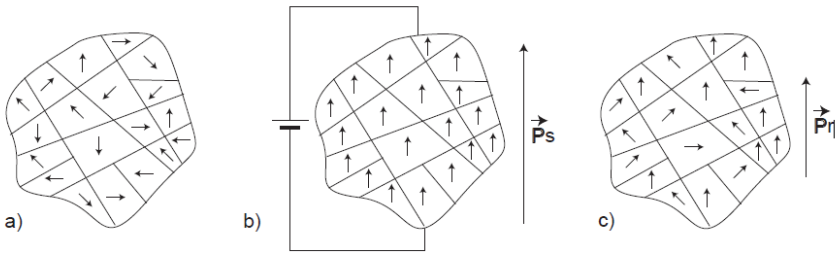


Figure 2-4 Schéma de la polarisation des domaines : avant polarisation (a), pendant polarisation (b) et après polarisation (c)

En tant que définition standard, les ferroélectriques sont simplement définis comme la « classe de matériaux qui présente une polarisation électrique spontanée (en l'absence de champ électrique) qui est réversible par application d'un champ électrique ». Le terme ferro dans les ferroélectriques n'a rien à voir avec la teneur en fer ferreux, c'est-à-dire en fer dans les matériaux, mais ce terme est plutôt utilisé pour expliquer que cette classe de matériaux présente une polarisation électrique spontanée et une électro hystérésis, analogues aux propriétés ferromagnétiques de l'aimantation spontanée et de l'hystérésis magnétique. Une boucle typique de polarisation en fonction du champ électrique d'un matériau ferroélectrique est illustrée dans la **(**Error! Reference source not found.**).** Ces matériaux présentent une température de Curie Tc, (température au-dessus de laquelle la polarisation spontanée disparaît et le matériau devient paraélectrique) puisque la structure cristalline passe d'une forme moins symétrique et surtout non centrosymétrique (piézoélectrique) à une forme centrosymétrique (non piézoélectrique. Ce caractère ferroélectrique s'explique par la présence de domaines dans le cristal, chaque domaine possède une polarisation spontanée, ces polarisations sont parallèles entre elles.

Ces domaines sont séparés par des parois de domaine plus ou moins visibles. Sans champs électrique le cristal ou la céramique présente une polarisation macroscopique nulle puisque les sens de polarisation du domaine sont aléatoires et s'annulent.

Un champ électrique extérieur favorise la croissance des domaines parallèles au champ. Par mouvement des parois on obtient alors une polarisation macroscopique non nulle et parallèle au champ appliqué. Évidement Le sens de cette polarisation peut être inversé en inversant le sens du champ électrique.

La **Figure 2-5** présente un cycle d'hystérésis classique de la polarisation où :

P_R : polarisation rémanente

P_s : Polarisation spontanée

E_c : Champ électrique correctif

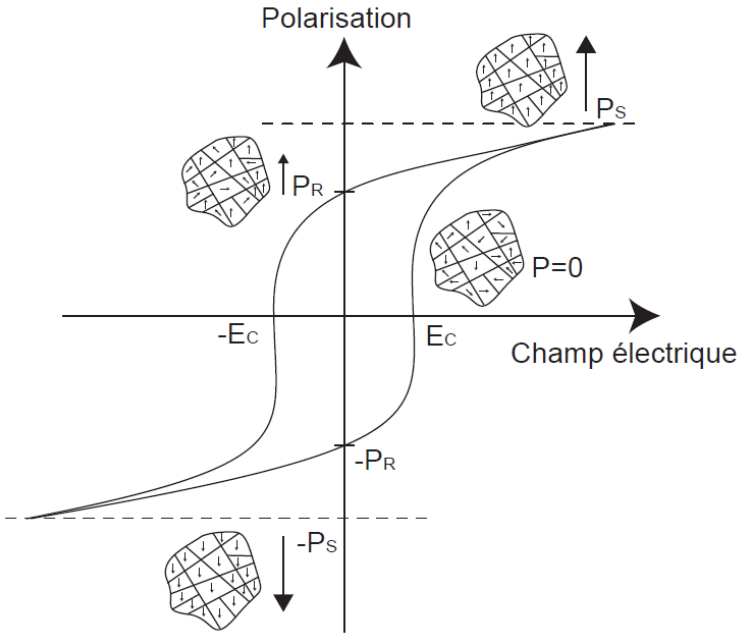


Figure 2-5 Polarisation Vs boucle d'hystérésis de champ électrique pour les ferroélectriques typiques.

Depuis la découverte de nombreux nouveaux matériaux ferroélectriques intéressants comme le titanate de zirconate de plomb (PZT), le titanate de zirconate de plomb et de lanthane (PLZT), le niobate de lithium ($LiNbO_3$) et les relaxants comme le niobate de plomb et de magnésium (PMN) (dans lesquels l'anomalie diélectrique à Tc n'est pas nette et une dépendance de fréquence est trouvée) et des propriétés différentes. À la fin des années 70, des films minces ferroélectriques ont été développés.

2.1.3 Grandeurs physiques de la piézoélectricité

La piézoélectricité est un mécanisme de couplage reliant les propriétés mécaniques et électriques du matériau, comme la montre la **Figure 2-6**.

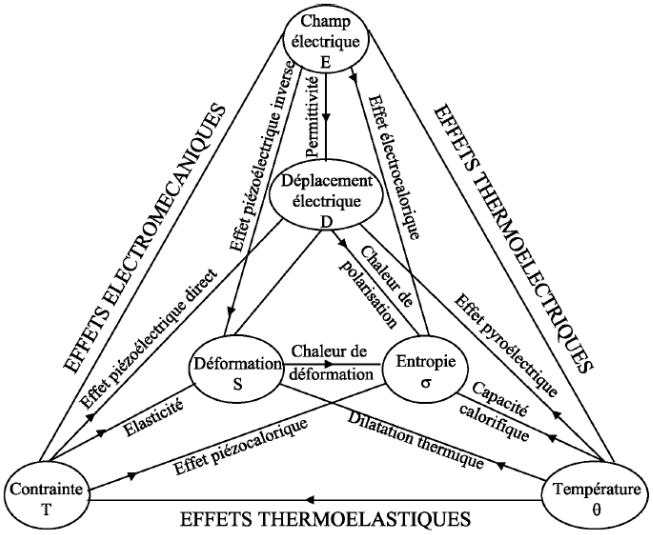


Figure 2-6 Relations entre les propriétés thermiques, électriques et mécaniques des matériaux

Les relations constitutives décrivant le comportement piézoélectrique dans les matériaux peuvent être dérivées de principes thermodynamiques(Joshi 1992).

La piézoélectricité est le phénomène de la conversion de l'énergie mécanique en une énergie électrique et l'inverse. Ces relations établissent les équations entre les variables mécaniques (la déformation S sans dimension et la contrainte T en $N.m^{-2}$) et celles électriques (le champ électrique E en $V.m^{-1}$ et le déplacement électrique D en $C.m^{-2}$). Une notation tensorielle est normalement utilisée pour identifier les mécanismes de couplage.

Ces grandeurs physiques peuvent être représentées comme les dérivées partielles de la potentielle thermodynamique de Gibbs :

$$G = U - T_{ij}S_{ij} - E_k D_k, \tag{2. 1}$$

où U est l'énergie interne. Dans ce cas le phénomène thermique est négligé.

La conservation d'énergie (système adiabatique et réversible) nous donne :

$$dU = T_{ij}dS_{ij} - E_k dD_k, \tag{2. 2}$$

alors $dG = S_{ij} - dT_{ij} - D_k dE_k$.

Le développement au premier ordre du potentiel du Gibbs donne :

$$dG = \left(\frac{\partial G}{dT_{ij}}\right)_E dT_{ij} + \left(\frac{\partial G}{dE_k}\right)_T dE_k, \tag{2. 3}$$

donc $$S_{ij} = \left(\frac{\partial G}{dT_{ij}}\right)_E \text{ et } D_k = \left(\frac{\partial G}{dE_k}\right)_T. \quad (2.4)$$

Les dérivées totales de la déformation et de l'induction sont exprimées par :

$$dS_{ij} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T_{ij}\partial T_{kl}}\right)_E dT_{kl} - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial T_{ij}\partial E_k}\right) dE_k, \quad (2.5)$$

$$dD_k = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial E_k \partial T_{ij}}\right) dT_{ij} - \left(\frac{\partial^2 G}{\partial E_n \partial E_k}\right)_T dE_n. \quad (2.6)$$

On définit les coefficients linéaires de la piézoélectricité comme étant dans ce cas-ci :

$$d_{ijk} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial E_k \partial T_{ij}}\right), S^E_{ijkl} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial T_{ij}\partial T_{kl}}\right)_E, \varepsilon^T_{ij} = -\left(\frac{\partial^2 G}{\partial E_i \partial E_j}\right)_T, \quad (2.7)$$

donc les équations se réduisent à :

$$\begin{aligned} D_k &= \varepsilon^T_{ij} E_j + d_{klm} T_{lm}, \\ S_{ij} &= d_{ijn} E_n + S^E_{ijkl} T_{kl}. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Les relations entre les dérivées suivantes sont alors imposées par la double dérivation du potentiel de Gibbs :

$$\left.\frac{\partial D_n}{\partial T_{ij}}\right|_E = \left.\frac{\partial S_{ij}}{\partial E_n}\right|_T = d_{ijk}. \quad (2.9)$$

En utilisant la même démarche de calcule, quatre couples des équations reliant les variables indépendante E,D T et S peuvent être établies

L'énergie libre de Gibbs : $$\begin{cases} S = s^E T + d^t E \\ D = \varepsilon^T E + dT \end{cases} (T, E), \quad (2.10)$$

L'énergie élastique de Gibbs : $$\begin{cases} S = s^D T + g^t D \\ E = \beta^T D - gT \end{cases} (T, D), \quad (2.11)$$

L'énergie électrique de Gibbs : $$\begin{cases} T = c^E S - e^t E \\ D = \varepsilon^S E + eS \end{cases} (S, E), \quad (2.12)$$

L'énergie libre d'Helmholtz : $$\begin{cases} T = c^D S - h^t D \\ E = \beta^S D - hS \end{cases} (S, D), \quad (2.13)$$

dont $[\ ]^t$ est la transposé de la matrice [ ].

$(\ )^X$ signifie que la grandeur est considérée à X constante.

Le **Tableau 2-1** précise les grandeurs utilisées dans ces équations avec leurs caractéristiques.

Grandeur	Terme	Appellation	Matrice
ELECTRIQUE	ε	permittivité électrique ($F.m^{-1}$)*	(3 x 3)
	β	imperméabilité électrique ($m.F^{-1}$)	(3 x 3)
MECANIQUE	s	compliance ou souplesse ($m^2.N^{-1}$)	(6 x 6)
	c	raideur ou rigidité élastique ($N.m^{-2}$)	(6 x 6)
PIEZOELECTRIQUE	d	constante de charge ($C.N^{-1}$ ou $m.V$)	(3 x 6)
	e	constante piézoélectrique ($C.m^{-2}$)	(3 x 6)
	g	constante de tension ($m^2.C^{-1}$)	(3 x 6)
	h	constante piézoélectrique ($V.m^{-1}$ ou $N.C^{-1}$)	(3 x 6)

*par commodité on utilisera aussi la permittivité relative ε_r ($\varepsilon = \varepsilon_r x \varepsilon_0$; $\varepsilon_0 = 8{,}85x10^{-12}$ F/m)

Tableau 2-1 Les grandeurs piézoélectriques

- La constante de charge $\boldsymbol{d}$ traduit la proportionnalité entre la contrainte et l'induction à champ électrique nul ou constant.
- La constante piézoélectrique $\boldsymbol{e}$ traduit la proportionnalité entre la déformation et le déplacement électrique à champ électrique nul ou constant.
- La constante de tension $\boldsymbol{g}$ traduit la proportionnalité entre la contrainte mécanique et le champ électrique à déplacement électrique nul ou constant.
- La constante piézoélectrique $\boldsymbol{h}$ traduit la proportionnalité entre la déformation et le champ électrique à déplacement électrique nul ou constant.

Dans ces équations, E et D sont des vecteurs de dimension 3 (les trois directions du repère orthonormé) tandis que S et T sont des vecteurs de dimension 6 (trois déformations/contraintes longitudinales et trois déformations/contraintes de cisaillement) si on adopte la notation contractée.

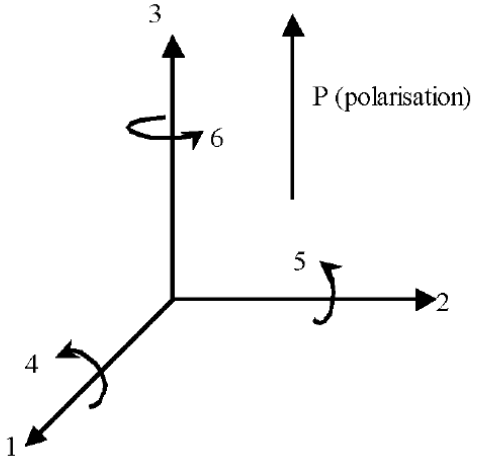


Figure 2-7 Directions dans un matériau piézoélectrique

Par conséquent, les coefficients décrits ci-dessus sont des tenseurs dont les dimensions varient selon les grandeurs qu'ils lient. La notation contractée exprime les S_{ij} et T_{ij} (i et j de 1 à 3), comme étant S_K et T_K avec $k = i$ si $i = j$, et $k = 9 - (i + j)$ si $i \neq j$.
Par conséquent, on aboutit aussi à la notation contractée des coefficients avec :
$d_{ijk} = d_{ij}$ Si $j = k$
$d_{ijk} = d_{il}/2$ Avec $l = 9 - j + k \; si \; j \neq k$
$S_{ijkl} = S_{mn}/2^p$, avec p le nombre de fois où $i \neq j$ et $k \neq l$, et toujours $m = 1$ à 6, et $n = 1$ à 6
On distingue ainsi trois types de tenseurs : mécanique (c_{ij} ou s_{ij}), électrique (ε_i ou β_{ij}) et piézoélectrique (d_{ij},e_{ij}, h_{ij} ou g_{ij}).

2.1.4 Propriétés caractérisant les matériaux piézoélectriques

2.1.4.1 Couplage électromécaniques K^2

Le couplage électromécanique K^2 traduit l'efficacité de conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique. Un fort couplage permet de minimiser les pertes de conversion dans le dispositif. Il est exprimé en première approximation par les formules suivantes :

$$K^2 = (Energie\ mécanique\ stockée/Energie\ électrique\ d'entrée), \qquad (2.\ 14)$$

ou

$$K^2 = (Energie\ électrique\ stockée/Energie\ mécanique\ d'entrée), \qquad (2.\ 15)$$

Les matériaux piézoélectriques peuvent être utiliser pour la génération des ondes acoustique de surface et dans ce cas précis que se pose la problématique de cette thèse, c'est-à-dire générer des ondes acoustiques de surface à partir d'un système piézoélectrique interdigité. En analysant les caractéristiques de l'onde lorsqu'elle rencontre sur son parcoure un milieu où ses caractéristiques de propagation vont être modifié (humidité ou contrainte de déformation) dans ce cadre le couplage électromécanique K^2 est donné par

$$K^2 = \frac{V_0^2 - V_m^2}{V_0^2}, \qquad (2.\ 16)$$

avec V_0 et V_m respectivement les vitesses des ondes élastiques de surface mesurées sur une surface libre et sur une surface métallisée.

Ce couplage intervient évidement dans la fréquence de fonctionnement, par ailleurs pour notre application haute température, il faut que le caractère piézoélectrique soit le moins dépendant possible à la température, nous cherchons donc alors à trouver un TCF le plus faible.

2.1.4.2 Vitesse de SAW

Ce paramètre est bien sûr primordial puisqu'il intervient dans la fréquence de fonctionnement du dispositif SAW à travers la formule

$$f_0 = \frac{V_{SAW}}{p} \qquad (2.\ 17)$$

avec p période spatiale de l'IDT.

Par ailleurs pour notre application haute température, il faut que le caractère piézoélectrique soit le moins dépendant possible à la température, nous cherchons donc alors à trouver un TCF le plus faible

2.1.4.3 La sensibilité thermique (TCF : coefficient température fréquence)

Il s'agit d'une caractéristique critique des composants à ondes de surface. C'est la sensibilité de la fréquence de synchronisme à la température. Par exemple pour un capteur SAW de température il faut choisir un substrat et une coupe qui maximise le TCF pour optimiser la résolution et la précision du système.

2.1.4.4 Facteur de qualité mécanique Q_M

Le facteur de qualité mécanique,Q_M, est un paramètre qui caractérise la netteté du spectre de résonance électromécanique. Lorsque l'admittance motionnelle Y_m est tracée autour de la fréquence de résonance ω_0, le facteur de qualité mécanique Q_M est défini par rapport à la largeur totale $[2\Delta\omega]$ à $Y_m/\sqrt{2}$ (ou 3 dB-down) comme

$$Q_M = \omega_0 / 2\Delta\omega, \tag{2. 18}$$

Notez également que Q_M^{-1} est égal à la perte mécanique ($\tan\varphi_m$) Lorsque nous définissons une compliance élastique complexe $s^E = s^{E'} - js^{E''}$, la tangente de perte mécanique est fournie par $\tan\varphi_m = s^{E''}/s^{E'}$.

La valeur Q_M est très importante pour évaluer l'amplitude du déplacement et de la déformation résonnante. L'amplitude de vibration à une fréquence hors résonance ($dE.L$,L: longueur de l'échantillon) est amplifiée par un facteur proportionnel à Q_M à la fréquence de résonance.

2.1.4.5 Impédance acoustique Z

L'impédance acoustique Z est un paramètre utilisé pour évaluer le transfert d'énergie acoustique entre deux matériaux. Elle est définie, en général, par

$$Z^2 = (pression/vitesse\ volumique). \tag{2. 19}$$

Dans un matériau solide,

$$Z = \sqrt{\rho c}, \tag{2. 20}$$

Où ρ est la densité et c la rigidité élastique du matériau.

Ce caractère joue un rôle important lorsque on a un dispositif à multicouche. Dans notre cas le capteur sera un monocristal avec un réseau d'IDT monté dessus, il n'y aura donc une rupture acoustique à la surface du monocristal.

2.2 Problématique haute température

2.2.1 Introduction

La piézoélectricité est largement utilisée, dans une large série d'applications trouvée dans les dispositifs actuels. Le succès des applications des matériaux piézoélectriques résulte fortement du fait que ces matériaux peuvent être facilement adaptés aux appareils utiles et fiables. Selon le type de phénomène physique utilisé, les dispositifs piézoélectriques peuvent être divisés en quatre catégories générales : les générateurs, les capteurs, les actionneurs et les transducteurs. Les générateurs et les capteurs font usage de l'effet piézoélectrique direct, ce qui signifie qu'ils transforment l'énergie mécanique en signaux électriques, tandis que les actionneurs fonctionnent en fonction de l'effet inverse en transformant l'énergie électrique en énergie mécanique. Dans les transducteurs, les deux effets sont utilisés dans le même appareil (Nuffer and Bein 2006), (Haertling 1999).

Les capteurs capables de fonctionner à haute température sans défaillance jouent un rôle important et sont très demandés dans de nombreux domaines industriels et scientifiques. Dans les industries aéronautique et aérospatiale, où les actionneurs et les capteurs à haute température utilisés pour le contrôle structurel et la surveillance de la santé permettraient de développer des véhicules plus sûrs, moins lourds, plus économes en carburant et fiables, les capteurs haute température sont indispensables (Zhang and Yu 2011)- (Hunter et al. 2006). L'industrie énergétique, y compris les centrales électriques au charbon, les centrales nucléaires, l'énergie éolienne et les centrales géothermiques, bénéficie également de capteurs de haute température pour la surveillance sanitaire des composants des fours et des systèmes de réacteurs (Zhang and Yu 2011), (Turner et al. 1994).De plus, dans l'électronique automobile et certains autres domaines liés aux moteurs, les capteurs à haute température contribueraient à améliorer l'efficacité et la fiabilité du moteur tout en réduisant les coûts de maintenance (Zhang and Yu 2011), (Damjanovic 1998).

Pour cela et à ce jour, des efforts importants ont été réalisés et de nombreux types de cristaux piézoélectriques ont été étudiés pour les applications de capteurs à haute température.

2.2.2 Différents types des matériaux piézoélectriques

Les matériaux qui présentent de la piézoélectricité, peuvent être classés en deux familles : Ferroélectriques et non ferroélectriques.

Les matériaux ferroélectriques se révèlent divers. Une sensibilité élevée peut être obtenue pour les piézoélectriques avec la structure de pérovskite, mais avec une mauvaise stabilité de température, tandis que les ferroélectriques avec la structure de couche de pérovskite (PLS) présentent une faible sensibilité, avec une stabilité de température améliorée, les plages d'utilisation de température de la plupart des ferroélectriques sont limitées par leur température de Curie et faibles résistivités électriques(Zhang and Yu 2011).

Les ferroélectriques présentent également des caractéristiques de vieillissement, ainsi les paramètres diélectriques, piézoélectriques et basés sur la résonance varient en fonction logarithmique du temps (vieillissement) (Zhang and Li 2012).

Par contre, les cristaux piézoélectriques non ferroélectriques offrent des avantages par rapport aux matériaux ferroélectriques, avec un comportement non vieillissant et possédant des Q_M mécaniques élevées, en raison de l'absence de domaines ferroélectriques. De plus, les cristaux piézoélectriques

présentent une résistivité électrique élevée et une plage de températures d'utilisation très élevée puisqu'ils ne présentent pas une température de curie.

2.2.3 Les matériaux piézoélectriques ferroélectriques

2.2.3.1 Structure pérovskite

Les céramiques poly cristallines ferroélectriques avec la structure pérovskite ABO_3, incluent Pb (Zr, Ti) O_3 (PZT) et Pb ($Mg_{1/3}Nb_{2/3}$) O_3 – $PbTiO_3$ (PMNT), offrent des coefficients piézoélectriques élevés $d_{33}s$ > 350 pC/N et des facteurs de couplage électromécanique k_{33}> 70%.

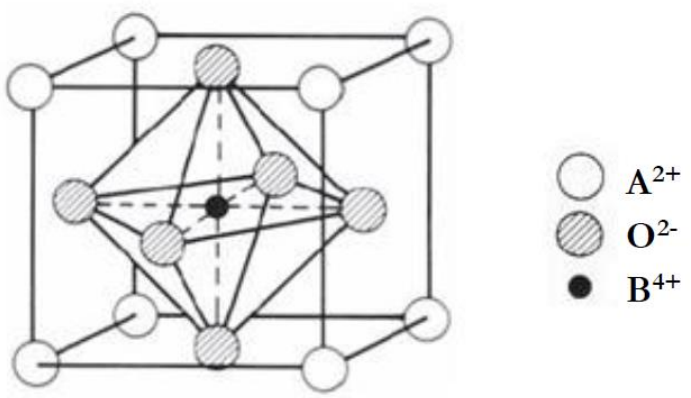


Figure 2-8 : Maille élémentaire pérovskite de formule ABO_3 *(Bybi, n.d.)*

Ces systèmes ont été largement étudiés depuis plus de 60 ans pour diverses applications. Ces céramiques ferroélectriques hautes performances sont basées sur un ensemble spécifique de compositions qui ont deux phases en équilibre sur une plage relativement indépendante de la température, correspondant à une frontière de phase morphotropique (MPB). La plage de températures d'utilisation des céramiques ferroélectriques est limitée par leur température de Curie T_C respectif, soit environ 160°C à 350°C, mais les propriétés piézoélectriques se dégradent en raison du vieillissement, ce qui limite leur utilisation bien en dessous de T_C

2.2.3.2 Structure bronze de tungstène

La famille de ferroélectriques octaédriques à oxygène possède la formule $(A1)_2(A2)_4C_4(B1)_2(B2)_8O_{30}$, dans laquelle le métaniobate de plomb $PbNb_2O_6$ (PN) a été largement étudié. En structure PN, cinq des six sites A disponibles sont occupés par Pb^{2+} et les sites B par Nb^{5+}, tandis que les sites C sont vides.

Le métaniobate de plomb est largement utilisé dans les transducteurs de type évaluation non destructive (NDE), en raison de son Q_M faible ~ 20 (large bande passante) et de son rapport d_{33} à d_{31}élevé (degré élevé d'anisotropie). Les compositions PN commerciales sont modifiées pour améliorer les caractéristiques électriques spécifiques, mais dépend du T_C. Une composition couramment utilisée contient environ 10% de Ba (PBN) et a une température de Curie d'environ 400°C, encore limité par sa conductivité électrique élevée au-dessus de 300°C(Soejima, Sato, and Nagata 2000).

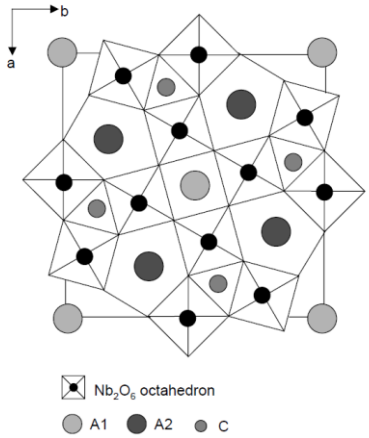


Figure 2-9 Arrangement atomique dans une cellule unitaire d'une structure de type tungstène-bronze projetée le long de l'axe c *(Kim et al. 2002)*

2.2.3.3 Structure en couche de bismuth (Aurivillius) :

Ce matériau consiste à une alternance d'une couche de matériaux pérvoskite séparé par des feuilles d'oxyde de bismuth. La formule générale des ferroélectriques structurés en couche de bismuth (BLSF-bismuth layer-structured ferroelectrics) est $(Bi_2O2)^{2+}(A_{m-1}B_mO_{3m+1})^{2-}$, où A est un ion mono-, di- ou trivalent ou un mélange des trois permettant une coordination dodécaédrique, B est une combinaison de cations bien adaptée à la coordination octaédrique, et m est le nombre de couches octaédriques dans la couche de pérovskite, qui varie de 1 à 6, comme $Bi_4Ti_3O_{12}$ **(Figure 2-10) ,** $SrBi_2Nb_2O_9$, $CaBi_2Nb_2O_9$, Bi_3TiNbO_9, $CaBi_4Ti_4O_{15}$, $S_4rBi_4O_{15}$, etc.

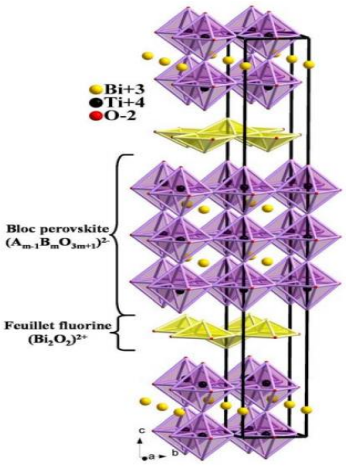


Figure 2-10 Phase d'Aurivillius $Bi_4Ti_3O_{12}$ *(Tellier, n.d.)*

En fait, la valeur m peut également être fractionnaire, comme dans les composés $Na_{0,5}Bi_{4,5}Ti_4O_{15}$ et $K_{0,5}Bi_{4,5}Ti_4O_{15}$. La famille BLSF de piézoélectriques présente de faibles permittivités diélectriques(45-245), de faibles taux de vieillissement, de fortes propriétés électromécaniques anisotropes, un d_{33} piézoélectrique de (16-45 pC/N) des facteurs de qualité mécanique élevés(3100-8000) et des points de Curie élevés (900°C), et est donc un candidat prometteur pour les applications de capteurs à haute température(Moure 2018).

2.2.3.4 Structure en couche de pérovskite (PLS) :

Les ferroélectriques à structure de couche de pérovskite (PLS) ont la formule générale $A_2B_2O_7$ et possèdent une structure en couches anisotrope similaire à la famille Aurivillius, qui est en fait un dérivé de la structure de pérovskite. Dans le PLS, les plaques de pérovskite sont constituées d'octaèdres BO_6 partageant des sommets séparés par des atomes d'oxygène supplémentaires. Dans cette famille, $Sr_2Nb_2O_7$ et $La_2Ti_2O_7$ **(Figure 2-11)** sont les deux composés les plus reconnus, possédant les points de Curie ferroélectriques les plus élevés connus, respectivement 1342°C(Sparks, Fuierer, and Clarke 2010) et 1500°C(Fuierer and Newnham 1991).

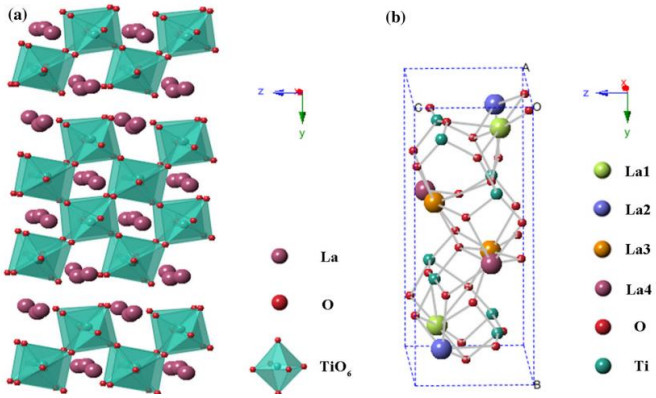


Figure 2-11 Diagrammes schématiques pour une structure monoclinique a) et cellule élémentaire b) de $La_2Ti_2O_7$ *(Zhou et al. 2020)*

Récemment, des céramiques texturées $La_2Ti_2O_7$ ont été obtenues par spark plasma sintering, présentant un point de Curie élevé de ~ 1460 C et un d_{33} piézoélectrique d'environ 2,6 pC/N, avec une résistivité électrique de l'ordre de 39108 Ω·cm à 500°C (Yan et al. 2009). Il est proposé que la plage de températures d'utilisation des matériaux PLS soit ~ 900 ° C, en fonction de la résistivité et du T_C.

2.2.3.5 Niobate de lithium

Ce paragraphe sera particulièrement développé car il s'agit du matériau sur lequel nous allons travailler.

Le niobate de lithium (LiNbO3, LN) est un monocristal non Centro-symétrique. Dans sa phase ferroélectrique, le $LiNbO_3$ présente une symétrie de rotation triple autour de son axe c. Ainsi, il fait partie du système cristallin trigonal. De plus, il présente une symétrie de miroir autour de trois plans distants de 60° et se croisant formant un axe de rotation triple comme le montre la figure 3. Ces deux opérations de symétrie classifient alors $LiNbO_3$ comme un membre du groupe ponctuel de 3m. Il appartient également au groupe spatial R3c (Reddy and Bernstein, n.d.) .
Il est Centro symétrique dans sa phase paraélectrique appartenant au groupe $R\bar{3}c$ de symétrie spatiale et à la classe $\bar{3}m$(Abrahams et al., n.d.).

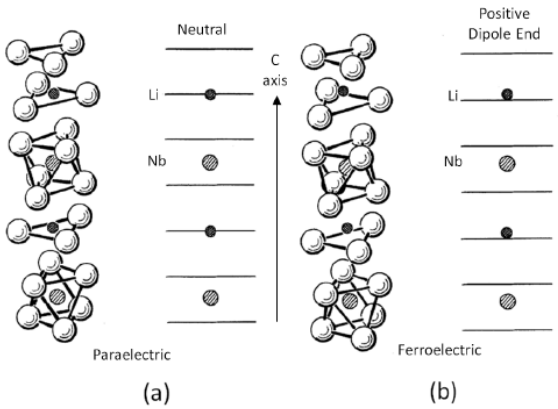


Figure 2-12 Positions des atomes de lithium (Li) et des atomes de niobium (Nb) par rapport aux octaèdres d'oxygène (O) dans la phase paraélectrique (a) et ferroélectrique (b) du monocristal de niobate de lithium*(Weis and Gaylord 1985)*

Ce matériau ferroélectrique est caractérisé par des grands coefficients pyroélectriques (-83µC/m^{2}K), piézoélectriques (d_{15}=70pC/N), électrooptiques (r_{15}=32.6 pm/V) et naturellement biréfringent.

Cette richesse de propriétés physiques de grande amplitude a conduit le niobate de lithium à devenir largement utilisé dans des applications telles que les transducteurs d'ondes acoustiques, les lignes à retard acoustiques, les filtres acoustiques(Coon 1991), les modulateurs d'amplitude optique, les modulateurs de phase optiques, les générateurs de deuxième harmonique, les déflecteurs de faisceau (Bazzan and Sada 2015) etc…

Le niobate de lithium tend à la non stœchiométrie c'est à dire sa composition réelle présente un manque en lithium qui est à cause des défauts intrinsèques dans le réseau cristallin. Ceci peut être interprété par le fait que les liaisons des ions de lithium ont un caractère plus ionique que les liaisons des ions de niobium. Les ions Li^+ sont alors moins liés au cristal que les ions Nb^{5+}. Les ions lithium peuvent migrer plus facilement lors de la croissance cristalline, ce qui entraine un manque de lithium dans le cristal élaboré.

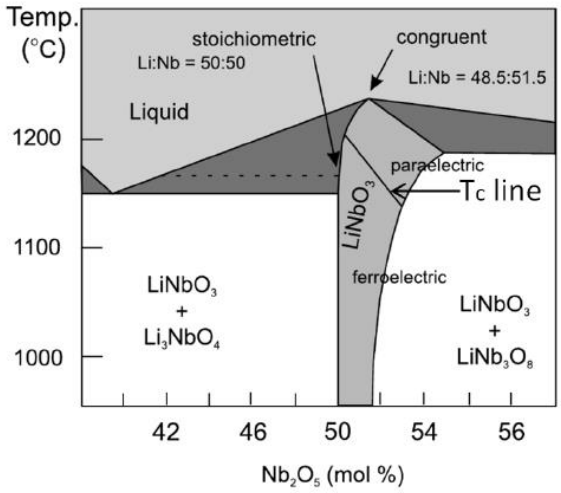


Figure 2-13 Diagramme de phase schématique du système $Li_2ONb_2O_5$

La composition chimique du cristal est donnée par la formule suivante :

$$Xc = \frac{[\mathrm{Li}]}{[\mathrm{Li}] + [\mathrm{Nb}]}\, x\, 100, \qquad \text{(Chapitre 2:.1)}$$

Où [Li] et [Nb] sont les concentrations molaires du lithium et du niobium.
En générale il existe deux compositions principales :
- La composition congruente où Xc est compris entre 48.35 et 48.7%,
- La composition stœchiométrique où Xc = 50% c'est à dire le taux de lithium est équivalent à celui de niobium. (Baumann et al. 1993)
Les principales difficultés de faire croitre des cristaux de LN stœchiométriques résident dans le fait que la composition dans le cristal diffère fortement de celle dans le bain et que la composition stœchiométrique est assez proche du point d'eutectique du diagramme de phase autour de 41% en Nb, il est donc très difficile d'obtenir un cristal homogène.

Les cristaux de $LiNbO_3$ congruents du commerce sont cultivés par la technique habituelle de Czochralski en les tirants à partir d'une masse fondue.

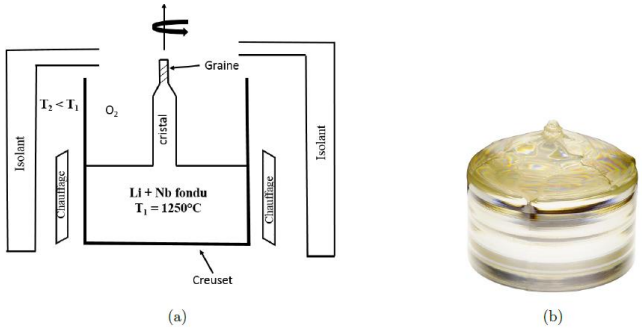


Figure 2-14 Schéma de la technique de croissance Czochralski (a) et Cristal de LiNbO3 (b)

Le niobate de lithium commercial (congruent) pour être plus spécifique pose plusieurs problèmes pour l'utilisation à haute température.

Selon le diagramme de phase du niobate de lithium (LN), on a observé une décomposition de LN à fusion congruente avec séparation d'une phase riche en niobium $LiNb_3O_8$ (L3N). Elle se produit à la surface et au niveau des défauts dans les cristaux de LN à des températures supérieures à 300°C. Par contre $LiNb_3O_8$ est formé pendant la croissance à des températures de 500 à 650°C (Namkoong et al. 2005) mais n'est pas formé lors du traitement thermique du four à haute température. La réaction de dissociation de $LiNbO_3$ à des températures de croissance de 500 à 650 ° C est décrite par :

$$3LiNbO_3 \rightarrow LiNb_3O_8 + Li_2O$$

Où la phase $LiNb_3O_8$ se forme sur la surface LiNbO3 dans la température entre 300 et 900°C **(Figure 2-15)** , par décomposition de Li_2O (Canale et al. 2001).

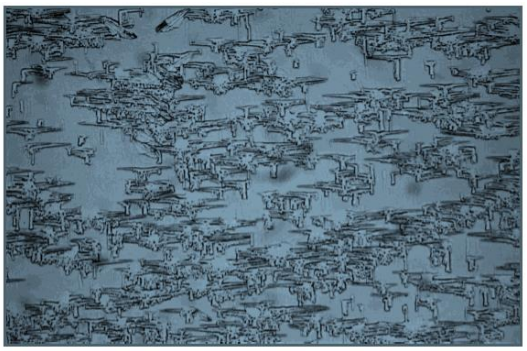


Figure 2-15 Microphotographie d'une surface LN recouverte de précipités de L3N *("Diffusion of Niobium in Congruent Lithium Niobate," n.d.)*.

Pae ailleurs, en 2003 *Hauser et al.* (Hauser, Reindl, and Biniasch 2003) ont testé des dispositifs SAW sur niobate de lithium ont montré une stabilité de courte durée jusqu'à 500°C.

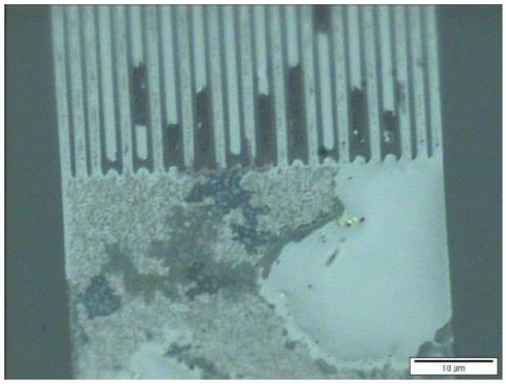


Figure 2-16 Micrographie LM d'un transducteur en aluminium endommagé après utilisation à 500°C *(Hauser, Reindl, and Biniasch 2003).*

Deux mécanismes de dégâts thermiques caractérisent la surface métallisée désordonnée. D'une part, le métal se concentre sur de petites gouttelettes, d'autre part, les doigts des transducteurs sont interrompus. Au niveau du processus de fusion, les détériorations des doigts peuvent être expliquées par la formation d'étincelles associées à l'effet pyroélectrique.

De plus, l'atténuation acoustique augmente drastiquement avec la température, ce qui empêche l'interrogation à distance au-dessus de 400°C (Fachberger et al. 2004). Cet effet pourrait être lié à la résistivité électrique relativement faible de à haute température en raison des lacunes de Li (Weidenfelder et al. 2012).

2.2.4 Les matériaux piézoélectriques non-ferroélectriques

2.2.4.1 SiO_2 (Quartz)

Le quartz (SiO_2) est le matériau piézoélectrique le plus connu. Il est en fait le deuxième minéral le plus minéral le plus courant sur Terre, et il est utilisé depuis la découverte de la piézoélectricité par les frères Curie en 1880 (J. Curie and Curie 1882). Le quartz était le principal matériau piézoélectrique au début du XIXe siècle, car ses propriétés ont été bien décrites par les frères Curie(P. Curie 1889).

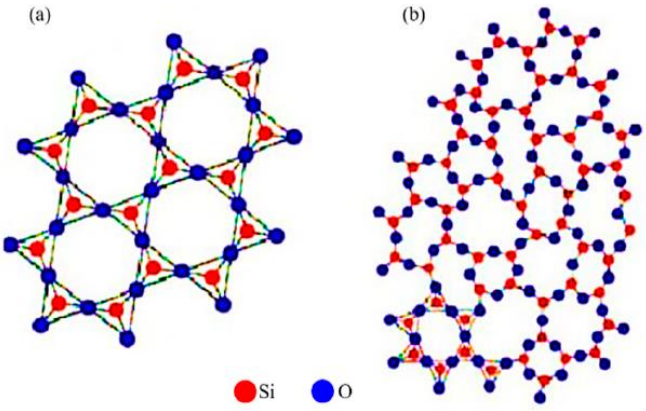


Figure 2-17(a) Quartz SiO2 et sa (b) structure cristalline naturel *(Atif et al. 2020)*

On le retrouve dans de nombreuses applications, notamment les capteurs SAW, les microbalances à cristal de quartz et les oscillateurs. La phase α-quartz cristallise dans le système trigonal, et possède des propriétés piézoélectriques jusqu'à sa transformation en β-quartz à 573°C(Shapiro, O'Shea, and Cummins 1967).

Bien qu'il soit très abondant, le quartz naturel est rarement trouvé sous forme d'un monocristal et sans défaut. Il est alors transformé par croissance hydro thermique en quartz monocristallin qui peut être utilisé par les industries(Walker 1953). Le quartz est utilisé dans de nombreux dispositifs fonctionnant dispositifs fonctionnant avec la piézoélectricité, mais son faible coefficient piézoélectrique (d_{11} = 2,25 pC/N) et sa faible température d'application (< 300°C, déformation par jumelage) (Wenk et al. 2006) limitent son utilisation dans des technologies exigeantes.

2.2.4.2 Tourmaline

La tourmaline est un minéral naturel, elle se cristallise dans une structure trigonale avec le groupe spatial R3*m* (Buerger, Burnham, and Peacor 1962). La variété de tourmaline a la formule chimique générale $XY_3Z_6B_3Si_6O_{27}(OH)_4$, où il est courant que $X^{1+,2+}$ soient des éléments tels que Na ou Ca en coordination irrégulière (3+6)-oxygène, que Y soit Li, Al, Mn ou Fe en coordination octaédrique allongée, et que Z soit Al avec 6 ions oxygène environnants en coordination octaédrique distordue. Le coefficient piézoélectrique d33 et la permittivité diélectrique er ont été rapportés respectivement à 1,8 pC/N et 7,5(Zhang and Yu 2011).

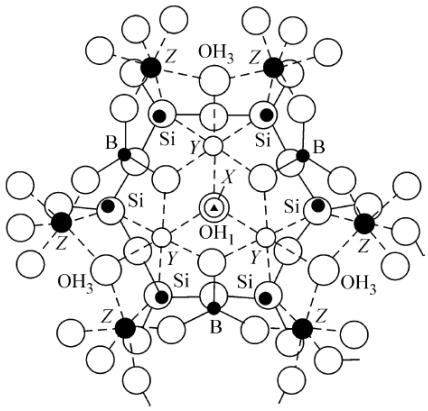


Figure 2-18 Projection de la structure de la tourmaline *(Mashkovtsev, Smirnov, and Shigley 2006)*

Les tourmalines ont l'avantage, par rapport au quartz, de ne pas présenter un changement de phase avant leurs points de fusion respectifs, tout en étant limitées par leurs forts effets pyroélectriques (~4 x 10^{-6}C/m^2K)(Hawkins, Mackinnon, and Schneeberger 1995). La tourmaline est la plus adaptée aux applications de capteurs, largement utilisée pour les capteurs de pression ou de vibration à une température de 600°C. On suppose que la plage de température d'utilisation est comprise entre 600°C et 900°C, en fonction de l'espèce de tourmaline. Les tentatives de croissance artificielle de cristaux de tourmaline de taille utilisable n'ont pas encore abouti (London 2011).

2.2.4.3 Tétraborate de lithium :

Les cristaux de Tétraborate de lithium ($Li_2B_4O_7$) (LTB) sont élaborés en utilisant les techniques de Czochralski (Łukasiewicz and Majchrowski 1991) ou de Bridgman (Gualtieri et al. 1992). Ces cristaux appartiennent à la symétrie tétragonale 4mm. Les cristaux LTB ont fait l'objet d'études approfondies

depuis que l'on a constaté que certaines orientations présentaient des coefficients de température de fréquence de résonance nuls pour les applications SAW et BAW. Le coefficient piézoélectrique d_{33} et la permittivité diélectrique ε_r ont été rapportés à 19,5 pC/N et 10,1 (Fan 1993).

2.2.4.4 La fresnoite

Les cristaux de fresnoite de composition nominale $Ba_2TiSi_2O_8$ (BTS) ont été découverts dans des roches métamorphiques de Sanbornite (Alfors, Stinson, and Matthews 1965). Le succès de la croissance de grands monocristaux de fresnoite par la méthode de Czocralski, ainsi que la caractérisation diélectrique et piézoélectrique, ont été rapportés dans les années 1970 (Kimura, Fujino, and Kawamura 1976) (Kimura 1977).

En 1973, des monocristaux de $Ba_2TiGe_2O_8$ ont également été synthétisés et ont montré une structure et des propriétés piézoélectriques similaires (Kimura et al. 1973) . La fresnoite au strontium $Sr_2TiSi_2O_8$ a d'abord été synthétisée sous forme de vitrocéramique car les monocristaux sont difficiles à faire croître (Höche et al. 2002). En général les cristaux de fresnoite peuvent être regroupés sous la formule $A_2TiB_2O_8$ avec A = Ba, Sr, Ca et B = Si, Ge.

La fresnoite appartient au groupe spatial P4bm. L'affinement de la structure monocristalline à température ambiante et à 300°C a montré une symétrie ponctuelle quadratique de 4mm(Shen et al. 2014).

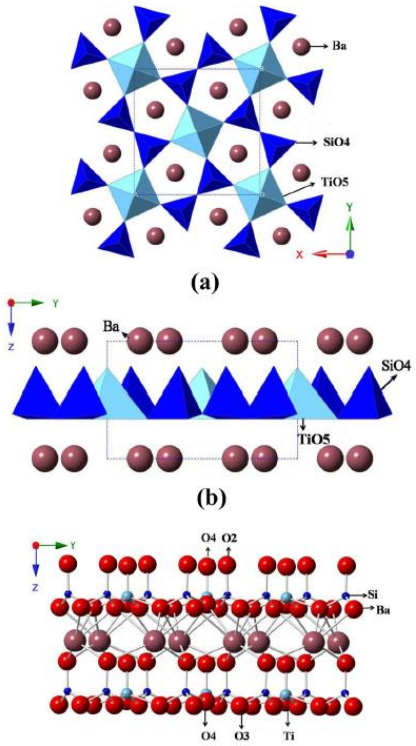


Figure 2-19 Vues en perspective de la structure cristalline du $Ba_2TiSi_2O_8$: (a) projetée le long de l'axe Z dans l'espace ; (b) projetée le long de l'axe X dans la cellule unitaire ; et (c) projetée le long de l'axe X dans l'espace(Shen et al. 2014).

Contrairement à son analogue au germanium, $Ba_2TiGe_2O_8$, qui présente deux transitions de phase à 850°C et -50°C (Markgraf and Bhalla 1989), aucune transition de phase structurelle n'est observée dans le BTS avant son point de fusion à 1445°C. pour ce dernier, le coefficient piézoélectrique d_{15} et la permittivité diélectrique ε_r ont été rapportés à 17.51pC/N (16.4 pC/N à 700°C) et 16.5 (15.9 à 600°C) ainsi une résistivité électrique élevée de 1.9 x10^7Ω cm à 600°C(Shen et al. 2014).

La fresnoite n'est pas ferroélectrique, elle peut être alors utilisée jusqu'à très haute température. Difficile à mettre en œuvre sous forme de monocristal, des opportunités sont récemment apparues par le développement de vitrocéramique. Dans cette technique, on provoque par un gradient thermique la cristallisation partielle et orientée d'un verre parent en cristaux de fresnoite (Dupla 2020) a en particulier développé cette technologie à l'université de MONS dans le cadre du projet CUBISM.

2.2.5 Les « Nouveaux » matériaux piézoélectriques

2.2.5.1 L'orthophospahte de gallium

Parmi les cristaux présentant la même symétrie cristallographique 32 que le quartz α, l'orthophosphate de gallium ($GaPO_4$), la berlinite ($AlPO_4$) et l'arséniate de gallium ($GaAsO_4$) ont été cultivés par la méthode hydro thermique(Clavier, n.d.).

Le $GaPO_4$ partage de nombreuses caractéristiques positives du quartz, telles qu'une résistivité électrique et un facteur de qualité mécanique élevés, tout en présentant un couplage électromécanique élevé et une plus grande sensibilité piézoélectrique à des températures allant jusqu'à 970°C, où une transition de phase α-β se produit(Beaurain, Armand, and Papet 2006). Il a été signalé que le cristal de $GaPO_4$ possède un facteur de qualité mécanique élevé, environ 20 000 à température ambiante(Thanner et al. 2003), qui diminue de manière significative à des températures supérieures à 700°C, en raison de l'augmentation du désordre structurel.

Ainsi, le $GaPO_4$ a été largement étudié pour des applications de capteurs de gaz(Elam and Pellin 2005), de température et de pression à haute température dans un certain nombre d'environnements difficiles(Hamidon et al. 2006).

2.2.5.2 Les Oxyborates de calcium

Les cristaux d'Oxyborate de calcium de terres rares, $ReCa_4O(BO_3)_3$ (ReCOB, Re = Er, Y, Gd, Sm, Nd, Pr et La), sont des matériaux piézoélectriques potentiels pour les applications de capteurs à ultra-haute température, en raison de leur résistivité électrique élevée à haute température, de leur sensibilité piézoélectrique élevée et de leur stabilité thermique(Shujun Zhang et al. 2008). Les cristaux de ReCOB de grande taille et de haute qualité ont été signalés comme pouvant être facilement cultivés en utilisant la méthode de tirage de Czochralski ou de Bridgman(Yu et al. 2014).

2.2.5.3 La Langasite

La Langasite ($La_3Ga_5SiO_{14}$ -LGS) ainsi que plusieurs composés isomorphes ont fait l'objet d'une étude intensive depuis le début des années 1980 en raison d'un intérêt substantiel pour leurs propriétés spectroscopiques et piézoélectriques. Comme ils ne présentent aucune transition de phase jusqu'à leur point de fusion d'environ 1470 °C, ces matériaux sont envisagés pour des applications comme filtres SAW et capteurs de pression, de force et d'accélération à des températures élevées, en complément ou même en remplacement du α-quartz.

Malgré l'abondance des différents matériaux et structures piézoélectriques notre demande concerne celles qui permette à générer les ondes acoustiques de surface et être capable à supporter les hautes températures. Le **Tableau 2-2** suivant montre les caractéristiques principales des matériaux utilisés actuellement pour la fabrication des capteurs basés à onde acoustique de surface.

Matériaux	α-Quartz	$LiNbO_3$	LGS	$GaPO_4$	ReCOB
Système cristallin	Trigonal	Trigonal	Trigonal	Trigonal	Monoclinique
Coefficient piézoélectrique (pC/N)	d_{11} = 2.3	d_{15} = 70 d_{22} =21	d_{11} = 6.2	d_{11} = 4.5	d_{26} = 7.6 - 15.8
T_{fusion}(°C)	1700	1260	1470	1670	1400 - 1520
T_{Curie}(°C)	573	1200	---	---	---
T_{max}(°C)	300	450	900	700	1200
Coefficient de dilatation thermique (10^{-6}°C^{-1})	α_{11} = 13.7 α_{33} = 7.5	α_{11} = 15 α_{33} = 5	α_{11} = 5.8 α_{33} = 4	α_{11} = 12.8 α_{33} = 3.7	α_{11} = 8.4 - 10.2 α_{22} = 6 - 8.3 α_{33} = 10 – 14.3
Facteur de qualité mécanique Q_M	10^5	1000-3000	1.5 x 10^4	10^4	3800 - 9000
Résistivité électrique ρ (Ω.m)	10^{17}	2x10^{12}	10^{12}	10^{15}	10^{12} - 10^{15}
Permittivité relative ε_r	$\varepsilon_{r\,11} = 4.5$ $\varepsilon_{r\,33} = 4.6$	$\varepsilon_{r\,11} = 84$ $\varepsilon_{r\,33} = 30$	$\varepsilon_{r\,11} = 19$ $\varepsilon_{r\,33} = 50$	$\varepsilon_{r\,11} = 6.1$ $\varepsilon_{r\,33} = 6.6$	11.8 - 15.5
Vitesse de SAW (m.s^{-1})	3150	3997	2740	2500	3400
Coefficient de couplage électromécanique K^2(%)	0.1	4.5-5.6	0.44	0.3	0.2 - 0.8

Tableau 2-2 Caractéristiques des matériaux piézoélectriques

2.3 Conclusion

Le développement des matériaux se dépose sur deux problématiques. Premièrement, définir une composition chimique apte à développer des structures cristallographiques non centrosymétrique à fort coefficient piézoélectrique et sans transition de phase à large domaine de température. Deuxièmement, dans la capacité à produire ces matériaux dans des dimensions acceptables pour la fabrication des capteurs SAW.

Quelques matériaux sont relativement visés pour développer des capteurs et sont accessibles sur le marché, mais peu présentent des capacités de travail à des températures relativement élevées. D'autres matériaux peuvent être réalisés par voie céramique mais présentent souvent des températures de curie à moyenne ou hautes températures, sont des ferroélectrique et donc limités en température par la présence d'une transition de phase de curie.

Enfin, une voie intermédiaire consiste à développer ces matériaux sous forme de vitrocéramique par la stabilisation d'un verre parent, en particulier un de nos collaborateurs du projet CUBISM a développé des vitrocéramiques à base de fresnoit non-ferroélectrique, alors capable à travailler à haute température.

Pour cette étude nous avons dans un premier temps de travailler sur des monocristaux à base de Niobate de Lithium ($LiNbO_3$). Le Niobate de Lithium est un matériau piézoélectrique qui permettra de d'envisager des fréquences allant de 30 MHz à quelques GHz et une température maximale d'utilisation de 350°C. Travailler à haute fréquence, permet de réduire significativement la taille du capteur ce qui est intéressant pour notre application visée.

L'IEMN-DOAE a une longue expérience de développement des dispositifs SAW, soit dans le dépôt des électrodes interdigités, la modélisation électroacoustique et l'analyse du comportement acoustique des ondes de surface. Ce travail s'inscrit donc dans la continuité des développements des dispositifs SAW mais pour la première fois, la problématique des capteurs de pression est abordée.

Ce travail est une première étape vers le développement d'un capteur de pression capable à fonctionner à haute température. En premier temps le Niobate de Lithium est utilisé pour réaliser les modélisations électro-acoustiques et les premiers prototypes jusqu'à 90°C. En deuxième temps la vitrocéramique à base de fresnoit sera employée pour la fabrication du capteur et à plus long terme il est envisageable d'utiliser des monocristaux à base de Langasite qui ont la possibilité de travailler jusqu'à 700 à 800°C.

Références

Abrahams, S C, H J Levinstein, J M Reddy, and Bell Telephone. n.d. "FERROELECTRIC LITHIUM NIOBATE. 5. POLYCRYSTAL X-RAY DIFFRACTION STUDY BETWEEN 24" AND 1200°C," 8.

Alfors, John T., Melvin C. Stinson, and Robert A. Matthews. 1965. "SEVEN NEW BARIUM MINERALS FROM EASTERN FRESNO COUNTY, CALIFORNIA." *THE AMERICAN MINERALOGTST*, 27.

Atif, Rasheed, Jibran Khaliq, Madeleine Combrinck, Ahmed H. Hassanin, Nader Shehata, Eman Elnabawy, and Islam Shyha. 2020. "Solution Blow Spinning of Polyvinylidene Fluoride Based Fibers for Energy Harvesting Applications: A Review." *Polymers* 12 (6): 1304. https://doi.org/10.3390/polym12061304.

Baumann, I., P. Rudolph, D. Krabe, and R. Schalge. 1993. "Orthoscopic Investigation of the Axial Optical and Compositional Homogeneity of Czochralski Grown LiNbO3 Crystals." *Journal of Crystal Growth* 128 (1–4): 903–8. https://doi.org/10.1016/S0022-0248(07)80067-4.

Bazzan, Marco, and Cinzia Sada. 2015. "Optical Waveguides in Lithium Niobate: Recent Developments and Applications." *Applied Physics Reviews* 2 (4): 040603. https://doi.org/10.1063/1.4931601.

Beaurain, M., P. Armand, and P. Papet. 2006. "Synthesis and Characterization of α-GaPO4 Single Crystals Grown by the Flux Method." *Journal of Crystal Growth* 294 (2): 396–400. https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.05.074.

Buerger, M. J., C. W. Burnham, and D. R. Peacor. 1962. "Assessment of the Several Structures Proposed for Tourmaline." *Acta Crystallographica* 15 (6): 583–90. https://doi.org/10.1107/S0365110X62001486.

Bybi, Abdelmajid. n.d. "Contribution à l'étude et à La Correction de La Diaphonie Dans Les Réseaux de Transducteurs Piézoélectriques Pour l'imagerie Médicale," 134.

Cady, W.G. 1922. "The Piezo-Electric Resonator." *Proceedings of the IRE* 10 (2): 83–114. https://doi.org/10.1109/JRPROC.1922.219800.

Canale, L., C. Girault-Di Bin, P. Di Bin, C. Darraud-Taupiac, and J. L. Decossas. 2001. "Structural and Optical Properties of $LiNbO_3$ Thin Films Grown by Pulsed Laser Deposition." *Le Journal de Physique IV* 11 (PR11): Pr11-187-Pr11-191. https://doi.org/10.1051/jp4:20011130.

Chesley, F G, and Laszlo Tisza. 1946. "High Dielectric Constant Ceramics." *INDUSTRIAL AND ENGINEERING CHEMISTRY* 38 (11): 13.

Clavier, Damien. n.d. "Croissance hydrothermale de monocristaux isotypes du quartz-alpha, étude des propriétés physiques et recherche de nouvelles solutions solides avec des oxydes du bloc p (Ge, Sn) et du bloc d (Mn, V, Ti)," 264.

Coon, A. 1991. "SAW Filters and Competitive Technologies: A Comparative Review." In *IEEE 1991 Ultrasonics Symposium*, 155–60. Orlando, FL, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1991.234146.

Curie, Jacques, and Pierre Curie. 1882. "Phénomènes électriques des cristaux hémièdres à faces inclinées." *Journal de Physique Théorique et Appliquée* 1 (1): 245–51. https://doi.org/10.1051/jphystap:018820010024500.

Curie, P. 1889. "Dilatation électrique du quartz." *Journal de Physique Théorique et Appliquée* 8 (1): 149–68. https://doi.org/10.1051/jphystap:018890080014900.

Damjanovic, Dragan. 1998. "Materials for High Temperature Piezoelectric Transducers." *Current Opinion in Solid State and Materials Science* 3 (5): 469–73. https://doi.org/10.1016/S1359-0286(98)80009-0.

"Diffusion of Niobium in Congruent Lithium Niobate." n.d., 8.

Dupla, Florian. 2020. "Development of a High Temperature Surface Acoustic Wave Pressure Sensor Based on Piezoelectric Fresnoite Glass-Ceramics." https://doi.org/10.13140/RG.2.2.18671.05288.

Elam, J. W., and M. J. Pellin. 2005. "GaPO $_4$ Sensors for Gravimetric Monitoring during Atomic Layer Deposition at High Temperatures." *Analytical Chemistry* 77 (11): 3531–35. https://doi.org/10.1021/ac050349a.

Fachberger, R., G. Bruckner, G. Knoll, R. Hauser, J. Biniasch, and L. Reindl. 2004. "Applicability of LiNbO/Sub 3/, Langasite and GaPO/Sub 4/ in High Temperature SAW Sensors Operating at Radio Frequencies." *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 51 (11): 1427–31. https://doi.org/10.1109/TUFFC.2004.1367482.

Fan, S.-J. 1993. "Properties, Production and Application of New Piezoelectric Crystal Lithium Tetraborate Li/Sub 2/B/Sub 4/O/Sub 7/." In *1993 IEEE International Frequency Control Symposium*, 353–58. Salt Lake City, UT, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/FREQ.1993.367419.

Fuierer, Paul A., and Robert E. Newnham. 1991. "La2Ti2O7 Ceramics." *Journal of the American Ceramic Society* 74 (11): 2876–81. https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1991.tb06857.x.

Gualtieri, J.G., J.A. Kosinski, W.D. Wilber, Y. Lu, S.T. Lin, M. Murray, and W. Ruderman. 1992. "Dilithium Tetraborate (Li/Sub 2/B/Sub 4/O/Sub 7/) Fabrication Technology." In *Proceedings of the 1992 IEEE Frequency Control Symposium*, 724–31. Hershey, PA, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/FREQ.1992.269964.

Haertling, Gene H. 1999. "Ferroelectric Ceramics: History and Technology." *Journal of the American Ceramic Society* 82 (4): 797–818. https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1999.tb01840.x.

Hamidon, Mohd, Vlad Skarda, Neil White, Ferdinand Krispel, Peter Krempl, Michael Binhack, and Werner Buff. 2006. "High-Temperature 434 MHz Surface Acoustic Wave Devices Based on GaPO/Sub 4/." *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 53 (12): 2465–70. https://doi.org/10.1109/TUFFC.2006.194.

Hauser, R., L. Reindl, and J. Biniasch. 2003. "High-Temperature Stability of LiNbO/Sub 3/ Based SAW Devices." In *IEEE Symposium on Ultrasonics, 2003*, 1:192-195 Vol.1. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2003.1293386.

Hawkins, Kate D., Ian D. R. Mackinnon, and Helmut Schneeberger. 1995. "Influence of Chemistry on the Pyroelectric Effect in Tourmaline." *American Mineralogist* 80 (5–6): 491–501. https://doi.org/10.2138/am-1995-5-610.

Höche, Thomas, Wolfgang Neumann, Saeid Esmaeilzadeh, Reinhard Uecker, Markus Lentzen, and Christian Rüssel. 2002. "The Crystal Structure of Sr2TiSi2O8." *Journal of Solid State Chemistry* 166 (1): 15–23. https://doi.org/10.1006/jssc.2002.9545.

Hunter, Gary W., John D. Wrbanek, Robert S. Okojie, Philip G. Neudeck, Gustave C. Fralick, Liangyu Chen, Jennifer Xu, and Glenn M. Beheim. 2006. "Development and Application of High-Temperature Sensors and Electronics for Propulsion Applications." In , edited by Valentin Korman, 622209. Orlando (Kissimmee), FL. https://doi.org/10.1117/12.668458.

"IEEE Standard on Piezoelectricity." 1988. *ANSI/IEEE Std 176-1987*, 0_1-. https://doi.org/10.1109/IEEESTD.1988.79638.

Joshi, S P. 1992. "Non-Linear Constitutive Relations for Piezoceramic Materials." *Smart Materials and Structures* 1 (1): 80–83. https://doi.org/10.1088/0964-1726/1/1/012.

Kim, Myoung-Sup, Peng Wang, Joon-Hyung Lee, Jeong-Joo Kim, Hee Young Lee, and Sang-Hee Cho. 2002. "Site Occupancy and Dielectric Characteristics of Strontium Barium Niobate Ceramics: Sr/Ba Ratio Dependence." *Japanese Journal of Applied Physics* 41 (Part 1, No. 11B): 7042–47. https://doi.org/10.1143/JJAP.41.7042.

Kimura, Masakazu. 1977. "Elastic and Piezoelectric Properties of Ba $_2$ Si $_2$ TiO $_8$." *Journal of Applied Physics* 48 (7): 2850–56. https://doi.org/10.1063/1.324092.

Kimura, Masakazu, Kikuo Doi, Satoshi Nanamatsu, and Tsutomu Kawamura. 1973. "A New Piezoelectric Crystal: Ba $_2$ Ge $_2$ TiO $_8$." *Applied Physics Letters* 23 (10): 531–32. https://doi.org/10.1063/1.1654737.

Kimura, Masakazu, Yoshio Fujino, and Tsutomu Kawamura. 1976. "New Piezoelectric Crystal: Synthetic Fresnoite (Ba $_2$ Si $_2$ TiO $_8$)." *Applied Physics Letters* 29 (4): 227–28. https://doi.org/10.1063/1.89045.

Lippmann, G. 1881. "Principe de La Conservation de l'électricité, Ou Second Principe de La Théorie Des Phénomènes Électriques." *J. Phys. Theor. Appl.* 10 (1): 381–94. https://doi.org/10.1051/jphystap:0188100100038100.

London, D. 2011. "Experimental Synthesis and Stability of Tourmaline: A Historical Overview." *The Canadian Mineralogist* 49 (1): 117–36. https://doi.org/10.3749/canmin.49.1.117.

Łukasiewicz, Tadeusz, and Andrzej Majchrowski. 1991. "Czochralski Growth of Lithium Tetraborate Single Crystals." *Materials Letters* 11 (8–9): 281–83. https://doi.org/10.1016/0167-577X(91)90202-H.

Markgraf, S. A., and A. S. Bhalla. 1989. "Low-Temperature Phase Transition in $Ba_2TiGe_2O_8$." *Phase Transitions* 18 (1–2): 55–76. https://doi.org/10.1080/01411598908206855.

Mashkovtsev, R. I., S. Z. Smirnov, and J. E. Shigley. 2006. "The Features of the Cu2+-Entry into the Structure of Tourmaline." *Journal of Structural Chemistry* 47 (2): 252–57. https://doi.org/10.1007/s10947-006-0294-8.

Moure, Alberto. 2018. "Review and Perspectives of Aurivillius Structures as a Lead-Free Piezoelectric System." *Applied Sciences* 8 (1): 62. https://doi.org/10.3390/app8010062.

Namkoong, Gon, Kyoung-Keun Lee, Shannon M. Madison, Walter Henderson, Stephen E. Ralph, and W. Alan Doolittle. 2005. "III-Nitride Integration on Ferroelectric Materials of Lithium Niobate by Molecular Beam Epitaxy." *Applied Physics Letters* 87 (17): 171107. https://doi.org/10.1063/1.2084340.

Nuffer, Jürgen, and Thilo Bein. 2006. "APPLICATION OF PIEZOELECTRIC MATERIALS IN TRANSPORTATION INDUSTRY." . . *October*, 11.

Reddy, J M, and J L Bernstein. n.d. "FERROELECTRIC LITHIUM NIOBATE. 3. SINGLE CRYSTAL X-RAY DIFFRACTION STUDY AT 24°C," 16.

Shapiro, Stephen M., Donald C. O'Shea, and Herman Z. Cummins. 1967. "Raman Scattering Study of the Alpha-Beta Phase Transition in Quartz." *Physical Review Letters* 19 (7): 361–64. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.361.

Shen, Chuanying, Huaijin Zhang, Hengjiang Cong, Haohai Yu, Jiyang Wang, and Shujun Zhang. 2014. "Investigations on the Thermal and Piezoelectric Properties of Fresnoite $Ba_2TiSi_2O_8$ Single Crystals." *Journal of Applied Physics* 116 (4): 044106. https://doi.org/10.1063/1.4891827.

Shujun Zhang, Yiting Fei, E. Frantz, D. Snyder, B. Chai, and T. Shrout. 2008. "High-Temperature Piezoelectric Single Crystal $ReCa_4O(BO_3)_3$ for Sensor Applications." *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 55 (12): 2703–8. https://doi.org/10.1109/TUFFC.2008.985.

Soejima, Junichiro, Kokichi Sato, and Kunihiro Nagata. 2000. "Preparation and Characteristics of Ultrasonic Transducers for High Temperature Using $PbNb_2O_6$." *Japanese Journal of Applied Physics* 39 (Part 1, No. 5B): 3083–85. https://doi.org/10.1143/JJAP.39.3083.

Sparks, Taylor D., Paul A. Fuierer, and David R. Clarke. 2010. "Anisotropic Thermal Diffusivity and Conductivity of La-Doped Strontium Niobate $Sr_2Nb_2O_7$." *Journal of the American Ceramic Society* 93 (4): 1136–41. https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2009.03533.x.

Tellier, Jenny. n.d. "Sur les phases d'Aurivillius : études structurales et transitions de phases," 261.

Thanner, H, P W Krempl, R Selic, W Wallnöfer, and P M Worsch. 2003. "GaPO4 HIGH TEMPERATURE CRYSTAL MICROBALANCE DEMONSTRATION UP TO 720°C," 7.

Turner, R.C., P.A. Fuierer, R.E. Newnham, and T.R. Shrout. 1994. "Materials for High Temperature Acoustic and Vibration Sensors: A Review." *Applied Acoustics* 41 (4): 299–324. https://doi.org/10.1016/0003-682X(94)90091-4.

Valasek, J. 1921. "Piezo-Electric and Allied Phenomena in Rochelle Salt." *Physical Review* 17 (4): 475–81. https://doi.org/10.1103/PhysRev.17.475.

Walker, A. C. 1953. "Hydrothermal Synthesis of Quartz Crystals." *Journal of the American Ceramic Society* 36 (8): 250–56. https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1953.tb12877.x.

Weidenfelder, A., J. Shi, P. Fielitz, G. Borchardt, K.D. Becker, and H. Fritze. 2012. "Electrical and Electromechanical Properties of Stoichiometric Lithium Niobate at High-Temperatures." *Solid State Ionics* 225 (October): 26–29. https://doi.org/10.1016/j.ssi.2012.02.026.

Weis, R. S., and T. K. Gaylord. 1985. "Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure." *Applied Physics A Solids and Surfaces* 37 (4): 191–203. https://doi.org/10.1007/BF00614817.

Wenk, Hans-Rudolf, Erik Rybacki, Georg Dresen, Ivan Lonardelli, Nathan Barton, Hermann Franz, and Gabriela Gonzalez. 2006. "Dauphiné Twinning and Texture Memory in Polycrystalline Quartz. Part 1: Experimental Deformation of Novaculite." *Physics and Chemistry of Minerals* 33 (10): 667–76. https://doi.org/10.1007/s00269-006-0115-9.

WUL, B. 1945. "Dielectric Constants of Some Titanates." *Nature* 156 (3964): 480–480. https://doi.org/10.1038/156480a0.

Yan, Haixue, Huanpo Ning, Yanmei Kan, Peiling Wang, and Michael J. Reece. 2009. "Piezoelectric Ceramics with Super-High Curie Points." *Journal of the American Ceramic Society* 92 (10): 2270–75. https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2009.03209.x.

Yu, Fapeng, Xiulan Duan, Shujun Zhang, Qingming Lu, and Xian Zhao. 2014. "Rare-Earth Calcium Oxyborate Piezoelectric Crystals ReCa4O(BO3)3: Growth and Piezoelectric Characterizations." *Crystals* 4 (3): 241–61. https://doi.org/10.3390/cryst4030241.

Zhang, Shujun, and Fei Li. 2012. "High Performance Ferroelectric Relaxor-PbTiO $_3$ Single Crystals: Status and Perspective." *Journal of Applied Physics* 111 (3): 031301. https://doi.org/10.1063/1.3679521.

Zhang, Shujun, and Fapeng Yu. 2011. "Piezoelectric Materials for High Temperature Sensors." Edited by D. J. Green. *Journal of the American Ceramic Society* 94 (10): 3153–70. https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2011.04792.x.

Zhou, Run, Peijian Lin, Edwin Yue Bun Pun, Hai Lin, Jinliang Yuan, and Xin Zhao. 2020. "Hybrid Excitation Mechanism of Upconversion Fluorescence in Hollow La2Ti2O7: Tm3+/Yb3+ Submicron Fibers." *Journal of Materials Science* 55 (11): 4633–45. https://doi.org/10.1007/s10853-019-04306-w.

Chapitre 3 : Modélisation électrique et optimisation des capteurs IDT à Lignes à retard

Sommaire

Introduction 61

3.1 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités (IDT) 61

3.2 Caractéristiques cibles de développement d'une LAR dédié aux applications capteur 63

3.2.1 Linéarité de phase 63

3.2.2 Distorsions (ondulations) de phase 63

3.2.3 Pertes d'insertion 64

3.3 Modélisation électrique des Ligne à retard (LAR) 64

3.3.1 Le modèle de réponse impulsionnelle 64

3.3.2 Calcul de la fonction de transfert 70

3.3.3 Phénomène de triple transit 71

3.4 Influences des différents paramètres d'une Ligne à retard SAW 73

3.4.1 Linéarité de phase 73

3.4.2 Invariance de la matrice [Y] vis-à-vis de la fréquence relative en cas du rapport W_a/λ constant 74

3.4.3 Influence du nombre de paires d'électrodes 74

3.4.4 Influence de l'ouverture W_a 75

3.4.5 Influence de la distance entre les IDT 78

3.5 Optimisation de la LAR 79

3.6 Dédoublement des électrodes 79

3.7 Choix des fréquences d'opération 81

3.8 Technologie de fabrication des transducteurs interdigités 82

3.8.1 Méthodes de déposition des couches minces 82

3.8.2 Technique de gravure 86

3.8.3 La technique de photolithographie (*lift-off*) 86

3.9 Caractérisation électrique des capteurs IDT 89

3.9.1 Analyse des résultats de mesures par la méthode de fenêtrage temporel (Time Gating) 89

3.9.2 Caractérisation expérimentales des Lignes à retard 93

3.10 Conclusion 97

Références 98

Introduction

Afin de développer un capteur basé sur des dispositifs à onde acoustique de surface, il faut optimiser la configuration et définir ses caractéristiques et son mode de fonctionnement. Dans ce chapitre, nous étudierons la configuration des lignes à retard composées de deux IDT où le premier joue le rôle d'émetteur et le deuxième de récepteur.

Une modélisation basée sur la théorie de la réponse impulsionnelle a été réalisée dans le but de caractériser les lignes à retard afin de comprendre la réponse électroacoustique du futur capteur et de l'optimiser. Dans cette modélisation, nous avons étudié et optimisé les caractéristiques suivantes :

- La fréquence de résonance des capteurs ;
- L'impédance et l'admittance à la fréquence de résonance des capteurs ;
- Les pertes d'insertion.

3.1 Principe de fonctionnement des transducteurs interdigités (IDT)

Les IDT ont été proposés pour la première fois en 1965 par (White et Voltmer 1965) pour générer des SAW dans un substrat piézoélectrique. Un IDT, dans sa version la plus simple, est formé de deux électrodes métalliques semblables à des peignes identiques dont les doigts sont placés en alternance périodique avec une distance de recouvrement des doigts W_a sur un substrat piézoélectrique (**Figure 3-1**).

Chaque doigt (électrode) du transducteur peut être considéré comme une source pour la génération d'une onde de surface dans un milieu piézoélectrique car la contrainte varie avec la position à proximité de chaque doigt transducteur. Le champ électrique spatialement périodique produit un motif de déformation mécanique périodique correspondant par effet piézoélectrique. Cela donne naissance à deux SAW qui se propagent dans les deux sens suivant une orthogonal à la longueur des électrodes (Grate,1993).

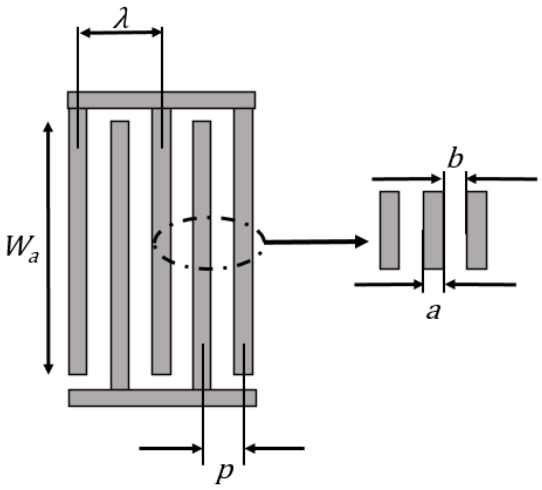


Figure 3-1 Schéma des électrodes interdigitées

Pour une tension sinusoïdale appliquée, le transducteur fonctionne efficacement lorsque la longueur d'onde des SAW λ correspond à la périodicité du transducteur p : $\lambda = 2p$. La périodicité $p = a + b$ est définie comme la distance de centre à centre entre deux doigts consécutifs d'un peigne de l'IDT, où a est la largeur d'électrode, b est la distance entre les électrodes consécutives. Cela se produit lorsque

le transducteur est excité à la fréquence synchrone (f_0) dans laquelle toutes les vibrations interfèrent de manière constructive, où $f_0 = v_0/\lambda$, avec v_0 la vitesse de propagation SAW.

La **Figure 3-2** montre la propagation d'une onde acoustique de surface qui se propage sur un substrat piézoélectrique ($LiNbO_3$). Cette photo a été réalisée en utilisant le vibromètre laser de la plateforme Wavesurf de l'IEMN-DOAE (UPHF, Valenciennes).

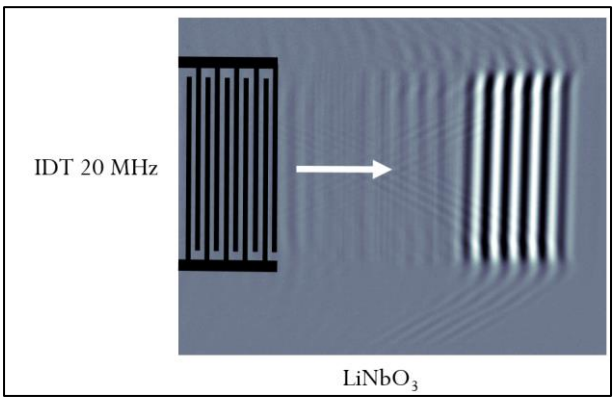


Figure 3-2 Onde SAW sur LiNbO3 détecté par la vibrométrie laser

La structure d'une ligne à retard est composée de deux ensembles de doigts métalliques interdigités (IDT) sur un substrat piézoélectrique (**Figure 3-3**). Cette configuration peut être utilisée comme ligne à retard ou comme filtre passe-bande (Steichen et Ballandras 2008). Les capteurs peuvent être développés en ajoutant un milieu de détection entre les deux IDT. Lorsque l'un des IDT est excité par un signal électrique sinusoïdal, l'effet piézoélectrique génère des ondes mécaniques. Les ondes qui se propagent vers l'autre IDT génèrent un signal électrique par effet piézoélectrique inverse. Les dispositifs SAW peuvent être conçus pour minimiser la dispersion, l'atténuation ou la diffraction.

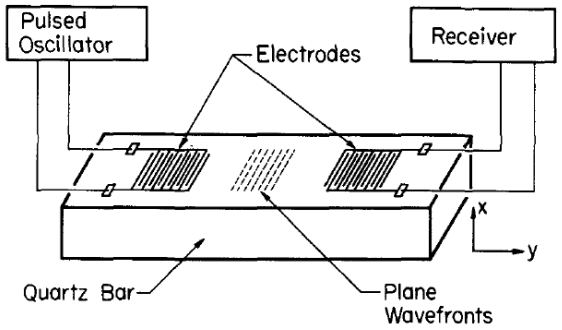


Figure 3-3 Schéma du transducteur interdigité proposé par White et Voltmer (White et Voltmer 1965)

Les paramètres principaux d'une ligne à retard à choisir sont N_i (le nombre d'électrodes), W_a (la largeur de l'ouverture) et *d* (la distance entre l'émetteur et le récepteur). La **Figure 3-4** reprend la configuration d'une ligne de retard ainsi que les paramètres à optimiser évoqués. Du point de vue d'un capteur de pression à ligne à retard les deux critères principaux à considérer sont la linéarité de phase et pertes d'insertion (**Tableau 3-1**).

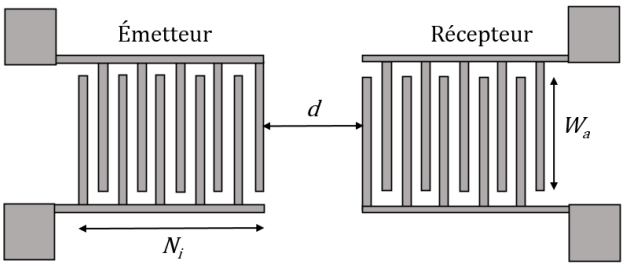


Figure 3-4 Schématique d'une ligne à retard SAW

3.2 Caractéristiques cibles de développement d'une LAR dédié aux applications capteur

Un capteur à LAR peut être considéré comme un filtre SAW dont soit la fréquence de fonctionnement soit le retard de phase est sensible à une valeur physique à mesurer. Le bon fonctionnement d'une chaine de mesure appliquant ce capteur dépend de caractéristiques de LAR utilisée. Parmi plusieurs paramètres de LAR les deux essentiels sont choisis comme paramètres cibles à minimiser : ce sont les **pertes d'insertion** et les **distorsions de phase**. Celles dernières sont directement liées avec un autre paramètre tel que la linéarité de phase.

3.2.1 Linéarité de phase

La linéarité de phase est une propriété d'un filtre qui indique si sa réponse en phase est une fonction linéaire de la fréquence ou pas. Pour un filtre à phase linéaire toutes les composantes de fréquence du signal d'entrée sont décalées dans le temps (généralement retardées) de la même quantité constante (la pente de la fonction linéaire), que l'on appelle le délai de groupe. Par conséquent, il n'y a pas de distorsion de phase due au retard des fréquences les unes par rapport aux autres. Pour une application à temps continu, la fonction de transfert du filtre à phase linéaire a la forme suivante :

$$F(\omega) = A(\omega)\cdot e^{-j\omega\tau},$$

où $F(\omega)$ est la fonction de transfert, $A(\omega)\cdot$est la fonction de transfert en amplitude qui est une fonction réelle et τ est le retard de groupe.

Pour une phase approximativement linéaire, il suffit d'avoir cette propriété uniquement dans la bande passante du filtre, où $|A(\omega)|$ a des valeurs relativement importantes. Par conséquent, les graphiques de magnitude et de phase (diagrammes de Bode) sont habituellement utilisés conjointement pour examiner la linéarité d'un filtre. L'absence de distorsions de phase dans une LAR facilite l'implémentation de la chaine de mesure et l'interprétation de résultats surtout en montage en mode circulateur.

3.2.2 Distorsions (ondulations) de phase

La distorsion de phase ou la distorsion phase-fréquence corresponde à une modification de la forme de l'onde, qui se produit lorsque la réponse en phase d'un filtre n'est pas linéaire sur la plage de fréquences concernée, c'est-à-dire que le déphasage introduit par un circuit ou un dispositif n'est pas directement proportionnel à la fréquence. Le degré de distorsions peut être caractérisé par la différence maximale entre la fonction linéaire de réponse de phase idéale et la réponse de phase

réelle. Dans le cas des LAR les distorsions de phase se représentent le plus souvent comme des ondulations autour de la réponse linéaire. Les causes de leur apparition sont multiples et elles seront traitées plus tard dans ce chapitre.

3.2.3 Pertes d'insertion

La perte d'insertion est la perte de puissance ou de l'amplitude du signal résultant de l'insertion d'un filtre dans une ligne de transmission et est généralement exprimée en décibels (dB). Ce critère décrit les performances de rendement énergétique d'une LAR. La minimisation de pertes d'insertion permet d'utiliser moins d'énergie pendant le fonctionnement du capteur à base de LAR et d'augmenter le rapport signal sur bruit pendant les mesures. Cette caractéristique gagne de l'importance notamment si le capteur est à placer dans un environnement industriel sévère et à interroger sans fil.

3.3 Modélisation électrique des Ligne à retard (LAR)

3.3.1 Le modèle de réponse impulsionnelle

Le modèle de réponse impulsionnelle basé sur le circuit Mason à champ croisé est décrit par le réseau de base à trois ports d'un IDT pour mesurer les ondes acoustiques de surface, a été introduits par Smith et al. en 1969 (Smith et al. 1969).

Ce modèle décrit un dispositif SAW avec deux transducteurs identiques sans apodisation et fonctionnant en transmission. La matrice d'admittance d'un IDT a été dérivée du modèle de réponse impulsionnelle et de la théorie des circuits par Soluch (W. Soluch 1993). Cette méthode considère un IDT comme une seule entité avec un port électrique et deux ports acoustiques (**Figure 3-5**). Les relations équivalentes courant-tension pour un seul IDT sont données par :

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} & Y_{13} \\ Y_{21} & Y_{22} & Y_{23} \\ Y_{31} & Y_{32} & Y_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{pmatrix}, \tag{3. 1}$$

où I_1et I_2 sont les courants SAW équivalents aux ports acoustiques 1 et 2 et V_1 et V_2, sont les tensions, par contre I_3 et V_3 sont respectivement le courant et la tension au niveau du port électrique 3 et Y_{ij} sont les composants de la matrice d'admittance.

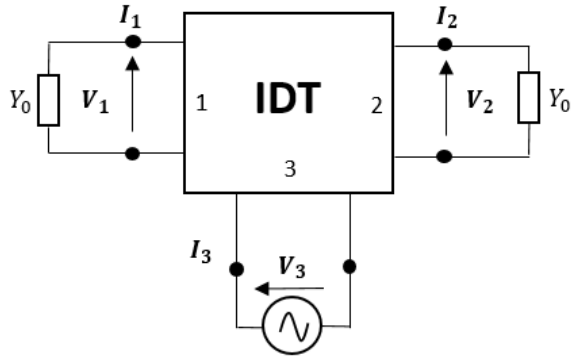


Figure 3-5 IDT SAW en tant que système à 3 ports

Pour dériver la matrice d'admittance, il est supposé qu'il n'y a pas des réflexions et aucune propagation et aucune perte ohmique, et que les sources des ondes acoustiques de surfaces sont situées dans les espaces entre les électrodes IDT. Par conséquent, les ports acoustiques 1 et 2 (**Figure 3-6**) de l'IDT sont placés au centre du premier ($x = -l/2$) et du dernier intervalle ($x = l/2$), ici, l est la longueur de l'IDT.

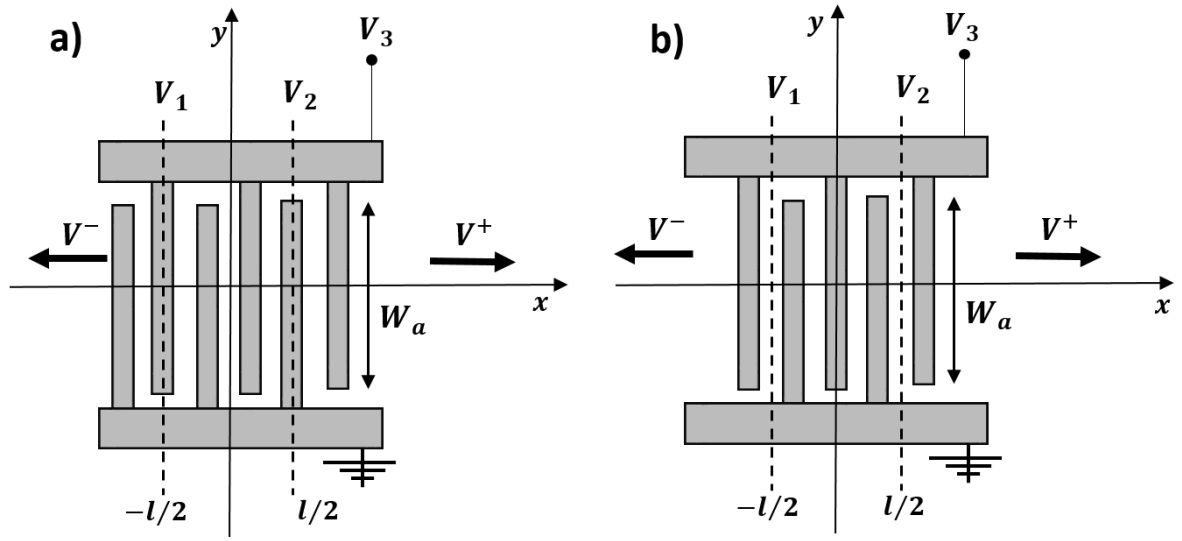


Figure 3-6 Transducteur interdigital à ondes acoustiques de surface (SAW IDT) : a) symétrique et b) antisymétrique

On suppose qu'une source de tension idéale est appliquée sur le port électrique 3, les ports acoustiques 1 et 2 sont chargés par une admittance caractéristique équivalente de Y_0 et le courant I_2 circule vers la port 2.

Si la tension V_3 est appliquée au port électrique 3 (**Figure 3-5**), alors, en dehors de l'IDT, les voltages V^+ et V^- représentatif du SAW se propagent respectivement dans la direction négative et positive suivant l'axe des abscisses. Leurs expressions peuvent être écrites comme indiqué ci-dessous.

Pour $x \leq -1/2$:

$$V^- = \sum_{n=1}^{N} v_n e^{jk(x-x_n)} \tag{3.2}$$

et pour $x \geq 1/2$:

$$V^+ = \sum_{n=1}^{N} v_n e^{-jk(x-x_n)}, \tag{3.3}$$

où *N* est le nombre d'intervalles, $v_n = \pm \overline{v_n}$ et $\overline{v_n}$ est l'amplitude de la tension SAW équivalente générée par la source dans le nième espace, $k = 2\pi/\lambda$ et λ est la longueur d'onde SAW, et x_n est la position centrale du n-gap sur l'axe des x.

Les expressions pour les tensions V_1 et V_2 respectivement sur les ports acoustiques 1 et 2, peuvent être obtenues à partir de V^- et V^+ .

Puisque $V_1 = V^-$ pour $x \leq -1/2$ alors :

$$V_1 = \sum_{n=1}^{N} v_n e^{-jkx_n} e^{-jkl/2} \quad (3.4)$$

et $V_2 = V^+$ pour $x \geq 1/2$:

$$V_2 = \sum_{n=1}^{N} v_n e^{jkx_n} e^{-jkl/2}. \quad (3.5)$$

Si nous normalisons les tensions v_n à $\overline{V_0}$, l'amplitude de la tension V_0 générée par l'intervalle d'ouverture complet W, alors les expressions ci-dessus peuvent être écrites comme suit :

$$V_1 = \overline{V_0} H e^{-jkl/2} \quad (3.6)$$

et

$$V_2 = \overline{V_0} H^* e^{-jkl/2}, \quad (3.7)$$

où

$$H = \sum_{n=1}^{N} a_n e^{-jkx_n}. \quad (3.8)$$

$a_n = v_n/\overline{V_0}$ est l'amplitude et *H** est le conjugué complexe de *H*. L'expression (3.8) est la formule de la réponse en fréquence des filtres transversaux.

On suppose qu'une source de tension idéale est appliquée sur le port électrique 3, les ports acoustiques 1 et 2 sont chargés par une admittance caractéristique équivalente de Y_0 et le courant I_2 circule vers la port 2. Dans le cas où $V_3 = 0$ le port électrique 3 est court-circuitée (**Figure 3-7**) et l'IDT est équivalent à une ligne de transmission uniforme sans perte de longueur l . Donc $V_2 = V_1 e^{-jkl}$ Le port incident 1 SAW est représenté par une source de tension $2V_1$ avec une une impédance interne $1/Y_0$. Les tensions et les courants aux ports 1 et 2 satisfont alors aux conditions suivantes $V_1 = I_1/Y_0$ et $V_2 = -I_2/Y_0$.

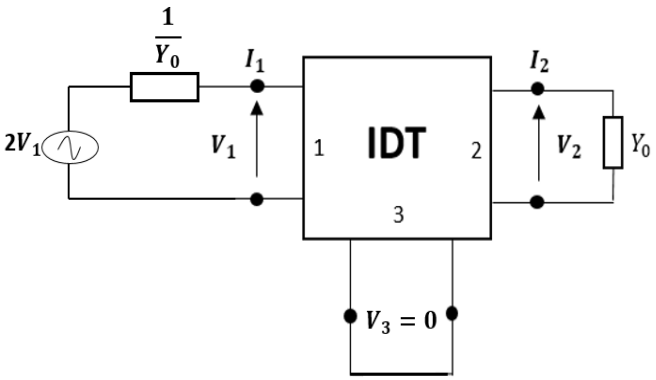


Figure 3-7 IDT court-circuité

En utilisant les equations ci-dessus on obtient :

$$Y_{11} = -jY_0/tan(kl) \quad (3.9)$$

et

$$Y_{12} = jY_0/sin(kl). \quad (3.10)$$

Si $V_3 \neq 0$ alors V_1 = -I_1/Y_0, V_2 = - I_2/Y_0 dans ce cas nous obtiendrons :

$$Y_{13} = -(Y_0 + Y_{11})V_1/V_3 - Y_{12}V_2/V_3 \quad (3.\ 11)$$

et

$$Y_{23} = -Y_{12}V_1/V_3 - (Y_0 + Y_{11})V_2/V_3. \quad (3.\ 12)$$

Pour l'IDT symétrique ($a_n = a_{N+1-n}$ et $x_n = -x_{N+1-n}$) la réponse en fréquence est réelle, donc $H = H^*$ et $V_1 = V_2$. Alors dans ce cas $Y_{23} = Y_{13}$.

Pour des IDT antisymétrique ($a_n = -a_{N+1-n}$ et $x_n = -x_{N+1-n}$) la réponse en fréquence est imaginaire, donc $H^* = -H$ et $V_1 = -V_2$. Donc $Y_{23} = -Y_{13}$. Le dernier élément de la matrice d'admittance Y_{33} peut être déterminé à partir des équations des courants :

$$Y_{33} = G + jB - Y_{13}V_1/V_3 - Y_{23}V_2/V_3\ , \quad (3.\ 13)$$

où G et B sont les parties réelle et imaginaire de l'admission de l'entrée IDT, respectivement ($G + jB$ =I_3/V_3).

La conductance G peut être évaluée à partir de la condition d'égalité de puissance dissipée dans G et de la puissance SAW totale (Mitchell, Mitchell, et Reilly 1972). Pour les IDT apodisés, la puissance SAW totale est obtenue à partir d'une intégrale dans les limites de l'ouverture (Mader et Stocker 1982). L'expression finale pour G peut être écrite comme :

$$G = G_0\left[\sum_{n=1}^{N} abs(a_n) + 2\sum_{n=1}^{N-1}\sum_{m=n+1}^{N} b_{nm}sgn(a_n a_m).\cos\big(k(x_m - x_n)\big)\right], \quad (3.\ 14)$$

où

$$G_0 = 2Y_0(\overline{V_0}/\overline{V_3})^2. \quad (3.\ 15)$$

L'illustration graphique du calcul est montrée dans la **Figure 3-8**. Ici, l'origine du système de coordonnées ($x = 0$) est décalée vers le centre du premier intervalle, car cela est plus pratique pour les calculs numériques. Les décalages s_n et s_m des centres a_n et a_m , respectivement, sont normalisés à $W/2$. Donc s_n et s_m sont dans la gamme de ± 1.

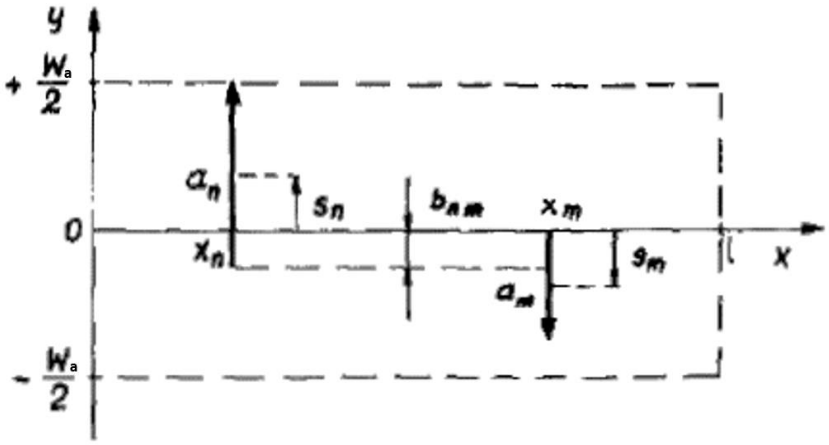


Figure 3-8 Illustration graphique du b_{nm} (W. Soluch 1993)

Le premier terme de G représente le cas $n = m$. Dans ce cas, b_{nm}= $sgn(a_n a_m)$, $sgn(a_n a_m) = 1$ et . $x_m - x_n = 0$. Le second terme représente le cas $n \neq m$. Dans ce cas, on trouve d'abord l'un des six cas possibles de positions mutuelles a_n et a_m.

Case	Amplitudes and mutual positions of a_n and a_m	b_{nm}
1	a_n [ ] a_m	abs (a_n)
2	a_n [ ] a_m	abs(a_m)
3	a_n [ ] a_m	$s_m - s_n +$abs $(a_m)/2 +$ abs $(a_n)/2$
4	a_n [ ] a_m	$s_n - s_m +$abs $(a_n)/2 +$ abs$(a_m)/2$
5	a_n [ ] a_m	0
6	a_n [ ] a_m	0

Figure 3-9 Algorithme de calcule du bnm (W. Soluch 1993)

La susceptance *B* peut être déterminée à partir de la transformée de Hilbert de G (Mitchell, Mitchell, et Reilly 1972). On obtient :

$$B = \omega C_0 - 2G_0 \sum_{n=1}^{N-1} \sum_{m=n+1}^{N} b_{nm} sgn(a_n a_m) \sin\big(k(x_m - x_n)\big), \tag{3. 16}$$

où C_0 est la capacité statique de l'IDT.

Pour la période constante les électrodes L, $x_m - x_n = iL$, où i varie de 1 à $N - 1$, les équations de G et B peuvent etres ecrites sous la forme :

$$G = G_0 \left[\sum_{n=1}^{N} abs(a_n) + \sum_{i=1}^{N-1} A_i \cos(ikL) \right], \tag{3. 17}$$

et

$$B = \omega C_0 - G_0 \sum_{i-1}^{N-1} A_i \sin(ikL), \tag{3. 18}$$

où

$$A_i = 2 \sum_{i=1}^{N-i} b_{nm} sgn(a_n a_m),\ m = n + i. \tag{3. 19}$$

Les expressions de G et B peuvent également être utilisées pour les IDT pondérés de manière retirée, pondérés et apodisés et non apodisés. Dans le cas des IDT's non apodisés $abs(a_n) = abs(a_m) = 1$, $s_n = s_m = 0, b_{nm} = 1$ and $sgn(a_n a_m) = a_n a_m$.

Pour une description complète de l'IDT, on doit également connaître G_0, C_0, Y_0 et $\overline{V_0}/\overline{V_3}$ en supposant une approximation de tableau infini, (Engan 1975) a dérivé des expressions très utiles pour la conductance G_1 à la fréquence de résonance et our la capacitance statique C_0 des IDT's non apodisés. L'expression de G_1 peut être écrite sous la forme :

$$G_1 = \omega_0 W_a(\varepsilon_0 + \varepsilon_p^T)F(s)K^2 N_s^2, \tag{3. 20}$$

où

$$F(s) = \left[\frac{\sin(\pi s)}{P_{-s}(-\cos \Delta)}\right]^2 R_s \tag{3. 21}$$

et $s = 1/S_e$, où S_e est le nombre d'électrodes par période électrique. De plus, $\Delta = \pi a/L$, avec la largeur des électrodes a. $P_{-s}(-\cos \Delta)$ est la fonction Legendre du premier type, K est le coefficient de couplage électromécanique pour SAW, $\omega_0 = 2\pi f_0$ est la fréquence de résonance, W_a est la longueur de l'ouverture, ε_0 est la constante diélectrique du vide, ε_p^T est la constante diélectrique effective du substrat, R_s est le coefficient constant qui dépend de s et N_s est le nombre d'intervalles pour lesquels $a_n \neq 0$. Pour les deux cas les plus classiques, électrodes simples et dédoublées, $s = 1/2$ et $s = 1/4$, respectivement. Pour $s = 1/2$ on a $R_s = 1/2$ et $N_s = N$, alors que pour $s = 1/4$, on obtient $R_s = 1$ et $N_s = N/2$. A la résonance, pour les IDT non apodisés, à partir de l'équation précédente on obtient l'expression suivante pour G_1 :

$$G_1 = G_0 N_s^2. \tag{3. 22}$$

En comparant les équations de G_1 génerale et à la résonance on obtient :

$$G_0 = \omega_0 W(\varepsilon_0 + \varepsilon_p^T)F(s)K^2. \tag{3. 23}$$

Par contre,en utlisant l'équation G_0 donnée par (12) et (19), on peut déterminer Y_0 et $\overline{V_0}/\overline{V_3}$. Puisque Y_0 ne doit pas dépendre de K et s, on définit Y_0 et $\overline{V_0}/\overline{V_3}$ comme :

$$Y_0 = \left[\omega_0 W(\varepsilon_0 + \varepsilon_p^T)\right]/2, \tag{3. 24}$$

et

$$\overline{(V_0/V_3)}^2 = F(s)K^2. \tag{3. 25}$$

La formule pour la capacité statique C_0 dérivée par Engan (Engan 1975) pour les IDT non apodisés peut être approximativement appliquée aux transducteurs apodisés. Pour $s = 1/2$ et $s = 1/4$, il peut être écrit comme :

$$C_0 = W(\varepsilon_0 + \varepsilon_p^T)\sin \pi s \, \frac{P_{-s}(\cos \Delta)}{P_{-s}(-\cos \Delta)} R_s \sum_{n=1}^{N} abs(a_n). \tag{3. 26}$$

La fonction Legendre $P_{-s}(\pm\cos \Delta)$ peut être calculée à partir de l'expansion :

$$P_{-s}(\pm \cos \Delta) = \sum_{m=0}^{\infty} p_m \ , p_0 = 1, \tag{3. 27}$$

$$p_m = \frac{(m-1+s)(m-s)(1 \mp \cos \Delta)}{2m^2} p_{m-1}. \tag{3. 28}$$

3.3.2 Calcul de la fonction de transfert

Exprimons le dispositif SAW par la matrice d'admittance Y comme le montre la **Figure 3-10**, où B_1 et B_2 sont les susceptances pour l'adaptation d'impédance, R_{in} et R_{out} sont les résistances d'entrée et de sortie des circuits périphériques. Notez que, $Y_{12} = Y_{21}$ en raison de la relation de réciprocité.

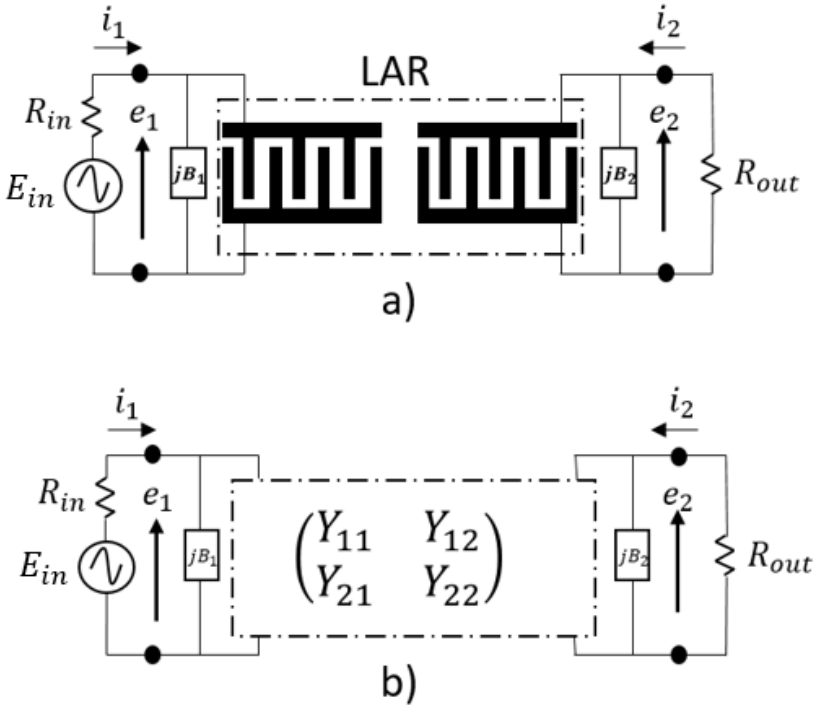


Figure 3-10 IDT SAW en tant que système à 2 ports : a) schéma électrique, b) modèle en matrice

L'analyse des circuits de la **Figure 3-10(b)** donne :

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} + jB_1 & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} + jB_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \end{pmatrix}. \tag{3. 29}$$

En remplaçant $i_1 = G_{in}(E_{in} - e_1)$ et $i_2 = -G_{out}e_2$, on obtient :

$$\begin{pmatrix} G_{in}E_{in} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} + jB_1 + G_{in} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} + jB_2 + G_{out} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_1 \\ e_2 \end{pmatrix}. \tag{3. 30}$$

Alors, la tension de sortie $E_{out} = e_2$ est donnée par :

$$E_{out} = \frac{-Y_{21}G_{in}E_{in}}{(Y_{11} + jB_1 + G_{in})(Y_{22} + jB_2 + G_{out}) - {Y_{12}}^2}. \tag{3. 31}$$

Par contre, nous mesurons généralement le rapport entre la tension de sortie pour le cas où la source et la charge sont directement connectées, dans ce cas :

$$A_{12} = = \frac{E_{out}}{E_{in}}, \tag{3. 32}$$

où A_{12} est le coefficient de diffusion. A_{12} peut être écrit sous la forme d'un nombre complèxe :

$$A_{12} = |A_{12}|e^{j\Phi}, \tag{3. 33}$$

où $|A_{12}|$ est le rapport des amplitudes et Φ est l'angle de phase. En utilisant le coefficient de diffusion A_{12}, la perte d'insertion IL est exprimée par :

$$IL = -20\log|A_{12}| \tag{3. 34}$$

et le retard de group τ sont definies comme :

$$\Delta t = \frac{-d\Phi}{d\omega}. \tag{3. 35}$$

Les variations du delai de groupe sont un critère de la non-linéarité de la réponse de phase Φ. Le terme ${Y_{12}}^2$ dans le dénominateur de A_{12} représente un signal dit le transit triple (TTE).

3.3.3 Phénomène de triple transit

Nous avons considéré jusque-là le transducteur d'émission connecté à une source d'impédance nulle (tension imposée) et le transducteur de réception également connecté à une charge nulle (on mesure le courant). Avec des impédances de source et de charge non nulles, une tension électrique apparaît aux bornes des transducteurs au passage de l'onde.

Cette tension électrique provoque la régénération d'une onde en sens inverse, qui à son tour provoque une régénération sur le transducteur d'entrée : c'est le triple transit (TTE) (**Figure 3-11**).

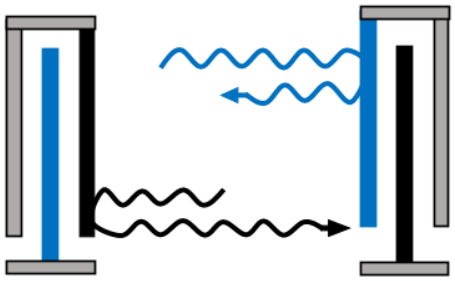


Figure 3-11 Phénomène de triple transit

Si les transducteurs sont parfaitement accordés/adaptés (grâce aux circuits d'accord) aux impédances de source et de charge, alors les pertes d'insertion du filtre sont minimisées (théoriquement –6 dB, au minimum), mais le niveau de triple transit est alors maximal, à –12 dB du signal direct. Dans le domaine fréquentiel, cela se traduit par une ondulation dans la bande de ± 2 dB, ce qui est inacceptable. La seule solution consiste à désadapter les transducteurs pour ramener le niveau de triple transit à une valeur acceptable. C'est pourquoi les filtres classiques ont des pertes d'insertion comprises entre 15 et 30 dB, typiquement 20 dB.

Par ailleurs, pour les filtres à bande large, la surtension des circuits d'accord distord la bande passante. Pour y remédier, on doit souvent ajouter des éléments dissipatifs, et donc augmenter les pertes d'insertion. Pour augmenter les pertes à la réflexion, on peut aussi ajouter des éléments dissipatifs dans le circuit d'accord, ce qui augmente encore les pertes d'insertion (30 dB).

Le rapport entre la tension TTE et celle du signal principal peut être calculé à partir de l'expression :

$$A_{tt} = \frac{{Y_{12}}^2}{(Y_{11} + jB_1 + G_{in})(Y_{22} + jB_2 + G_{out})}. \tag{3. 36}$$

Et la suppression S_{tt} (dB) du TTE peut être calculée comme :

$$S_{tt} = -20\log|A_{tt}|. \tag{3. 37}$$

La suppression doit être suffisamment élevée pour éliminer les distorsions de la fonction de transfert de la ligne à retard.

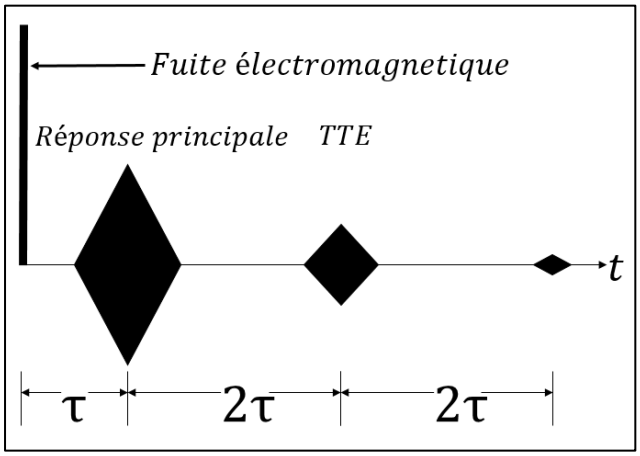


Figure 3-12 Réponse impulsionnelle, y compris la fuite électromagnétique et TTE

La **Figure 3-12** montre un exemple de la réponse impulsionnelle d'une ligne à retard qui inclut la fuite électromagnétique due à l'excitation de type Dirac et deux échos correspondant au triple transit (TTE). Les analyseurs de réseaux de haute gamme souvent offrent la possibilité de visualiser ce genre de signaux par la transformé de Fourier inversée de la réponse fréquentielle mesurée. Le temps τ correspond au parcours par l'onde élastique de surface de la distance « émetteur – récepteur ».

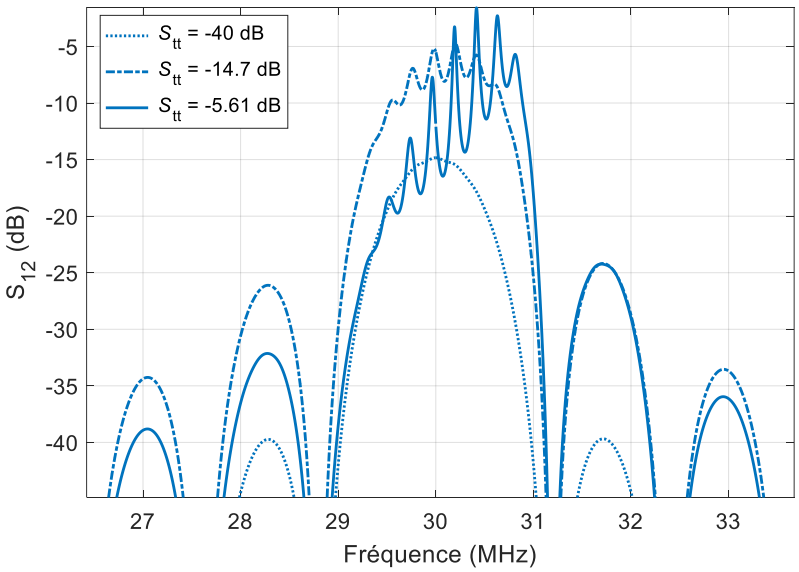


Figure 3-13 S12 pour différentes valeurs de S_{tt}

La **Figure 3-13** illustre l'influence du phénomène de triple transit sur la réponse d'une ligne à retard dans le domaine fréquentiel. La différence temporelle 2τ entre la réponse impulsionnelle principale et les échos de triple transit provoque des interférences entre ces échos ce que s'exprime par des ondulations avec la période 1/2τ sur la courbe de S_{12}. Comme c'est précisé précédemment, ces ondulations deviennent significatives dans les régions du maximum de $|S_{12}|$. La famille de courbes sur la **Figure 3-13** représente les pertes d'insertion d'une ligne de retard symétrique (51 électrodes de chaque côté) pour trois cas d'adaptation électrique différentes. Les admittances de circuits externes R_{in} et R_{out} ont été choisies égales à 3.42, 25 et 150 Ohm. La valeur de S_{tt} égale à 40 dB est considérée souvent comme la limite pour le taux de TTE admissible (voir les explications ci-dessus).

3.4 Influences des différents paramètres d'une Ligne à retard SAW

3.4.1 Linéarité de phase

La linéarité de phase est liée aux variations de retard de groupe Δt. Comme le signal de sortie d'une ligne à retard est la somme des tensions de la réponse principal (**Figure 3-12**) et des échos triple transit, la valeur de $|A_{\mathrm{tt}}|$ doit satisfaire $|A_{\mathrm{tt}}| < \tan(\Delta\Phi)$. Le lien entre la valeur de S_{tt} et les ondulations de phase est illustré par la **Figure 3-14**. La composante linéaire de variations de phase ωt a été enlevée pour les trois courbes présentées. On peut observer que pour le cas S_{tt} = −40 dB les ondulations de phase sont presque absentes.

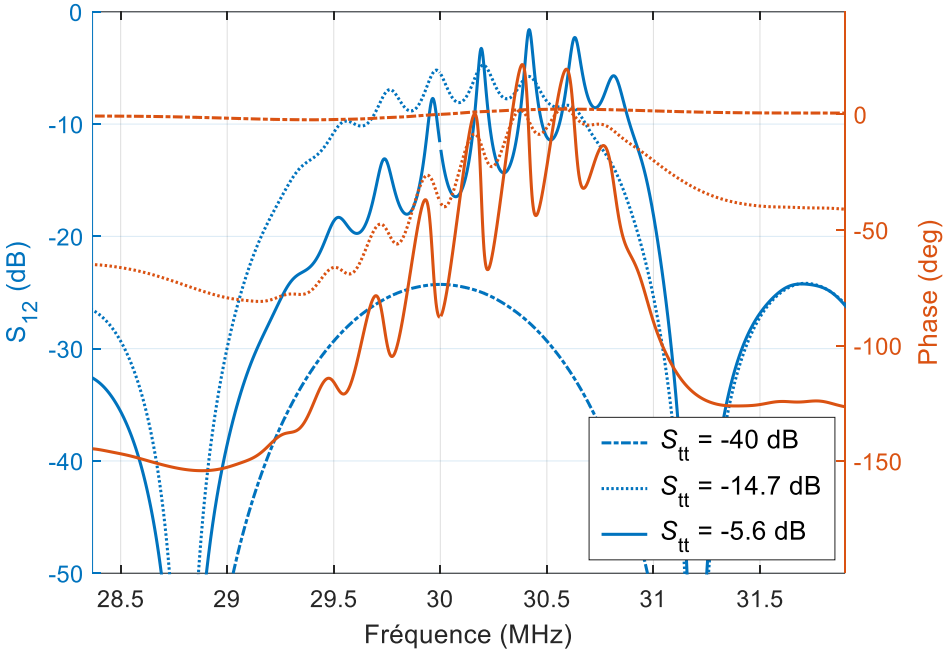


Figure 3-14 Module (axe de droit) et la phase (axe de gauche) de pertes d'insertion pour diffèrent valeurs de S_{tt}.

Il est fréquent d'imposer les limites d'ondulations comme $\Delta\Phi < 1°$ (Waldemar Soluch 1998). De l'équation $|A_{\mathrm{tt}}| < \tan(\Delta\Phi)$ on obtient alors $|A_{\mathrm{tt}}| < 0.017$ et en limitant additionnement $|A_{\mathrm{tt}}|$ à 0.01 (ce qui est équivalent à $S_{tt} \approx 40$ dB) on assure le niveau d'ondulations de phase $\Delta\Phi$ égale à 0.6°. Le critère $S_{tt} \geq 40$ dB sera imposé par la suite dans cette section pour garantir le niveau de linéarité de phase acceptable pour les mesures de pression.

Les pertes d'insertion augmentent avec l'augmentation du taux de suppression de triple transit. C'est pourquoi il est impossible d'optimiser ces deux caractéristiques en même temps. Un compromis est alors à trouver en se basant sur les critères du tableau ci-dessous. Il convient de noter que les valeurs de taux de suppression de triple transit assez élevées sont atteignables que par le prix de désadaptation considérable ($R_{\mathrm{LAR}} \neq 50$ Ohm) du dispositif.

Les caractéristiques cibles	**Critère**
Linéarité de phase	$S_{\mathrm{tt}} \geq -40$ dB
Pertes d'insertion	Niveau minimal possible sans dépasser la limite sur le S_{tt}

Tableau 3-1 Caractéristique cible à respecter lors de la modélisation

En se basant sur les considérations théoriques présentées ci-dessus un code de calcul sous Matlab a été réalisé. Dans les sections ci-dessous l'analyse de l'influence de chaque paramètre de la LAR sur les caractéristiques cibles est effectuée et la configuration optimale du capteur est présentée. Les résultats de calculs sont présentés pour la coupe YX 128° de substrat de $LiNbO_3$. La valeur de permittivité électrique de surface est prise comme $\varepsilon_p = 55.1$ (BALLANDRAS et STEICHEN 2017 ; Haartmann et al. 1987) a été utilisée lors des calculs, elle influence les valeurs de l'impédance des IDT.

3.4.2 Invariance de la matrice [Y] vis-à-vis de la fréquence relative en cas du rapport W_a/λ constant

Il peut être montré que les valeurs d'Y_{11} , Y_{22} et Y_{12} sont invariantes par rapport à la fréquence relative $(f - f_0)/f_0$ en cas où le rapport de W_a/λ est fixé. Ce raisonnement est illustré par la **Figure 3-15 (b)**, où le module de pertes d'insertions est présenté pour les fréquences f_0 égales à 30, 60 et 110 MHz, Dans les cas où W_a est fixée pour une valeur constance de 7 mm (**Figure 3-15 (a)**), les variations de la courbe S_{12} sont facilement observables, par contre les pertes d'insertions restent inchangées en cas du rapport $W_a/\lambda = 20$ pour les trois fréquences.

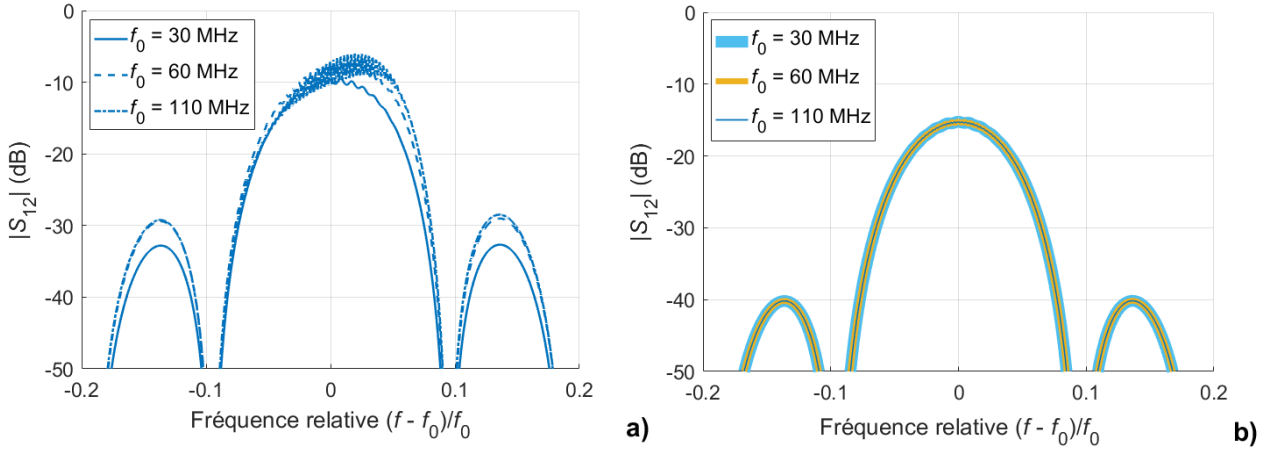


Figure 3-15 Pertes d'insertion en fonction de la fréquence relative : a) W_a = 7 mm, b) W_a = 20 λ

Ainsi, les considérations ci-dessous sont faites pour des rapports de W_a/λ fixe et les résultats de modélisations peuvent être extrapolés pour une fréquence arbitraire. Par la suite nous étudions l'influence de N_i, W_a et d pour des LAR à 30 MHz mais bien sûr ces résultats seront transportés à toute autre fréquence.

3.4.3 Influence du nombre de paires d'électrodes

La section actuelle analyse la dépendance des performances d'une LAR en fonction de nombre des électrodes dans les IDT d'émetteur ainsi que l'IDT récepteur. Ici, seul le cas d'une LAR symétrique (les deux IDT sont identiques) est considéré.

La valeur minimale de W_a est limitée par les effets de diffraction qui causent des pertes d'insertion complémentaires dans des LAR. Ce phénomène n'est pas pris en compte par le modèle présenté ci-dessus. Dans la pratique on utilise $W_a \geq 20\lambda$ (Waldemar Soluch 1998). Les considérations comme suit sont généralisables pour un rapport W_a/λ quelconque. Mais dans l'application numérique présenté ci-dessous W_a/λ a été spécifié égale à 20.

Les familles des courbes sur les **Figure 3-16 (a), (c) et (d)** montrent la dépendance des pertes d'insertion, du coefficient de réflexion et de l'impédance (parties réelle et imaginaire) du nombre des électrodes N_i. La **Figure 3-16 (b)** présente la dépendance des valeurs de $|S_{12}|$ et $|S_{tt}|$ à la fréquence de résonance f_0 en fonction de N_i. Comme on observe sur la **Figure 3-16(a)** l'augmentation du nombre N_i provoque le rétrécissement de la bande passante ainsi que la diminution de pertes d'insertion ($|S_{12}(f_0)|$). Pour les nombres des électrodes $N_i = 50$ assez élevés le TTE devient bien visible. De même le coefficient de réflexion diminue à l'augmentation du N_i. Pour des valeurs où le triple transit n'est pas encore observable sur les pertes d'insertion, le coefficient de réflexion est supérieur à −3 dB **Figure 3-16(c)**.

La résistance de l'IDT à la fréquence f_0 diminue à l'augmentation du N_i malgré l'apparition du pic étroit ($N_i = 50$) à la fréquence légèrement plus haute que celle de résonance. Sur la **Figure 3-16(a)** on peut voir que la valeur de la ($|S_{12}(f_0)|$) tend vers −5 dB ce qui excède la valeur minimal de −6 dB pour une LAR aux IDT bidirectionnelles au cause du TTE. Pour la valeur cible de la ($|S_{tt}(f_0)|$) de −40 dB les IDT doivent comporter approximativement 20 électrodes **(Figure 3-16(b))**.

3.4.4 Influence de l'ouverture W_a

Dans cette section, la dépendance des performances d'une LAR par rapport au W_a/λ est présentée. À titre d'exemple, les courbes ont été générées pour la fréquence $f_0 = 30$ MHz et le nombre d'électrodes $N_i = 20$.

Les familles des courbes sur les **Figure 3-17(a), (c)** et **(d)** montrent la dépendance des pertes d'insertion, du coefficient de réflexion et de l'impédance (parties réelle et imaginaire) du rapport W_a/λ. La **Figure 3-17(b)** présente la dépendance des valeurs de $|S_{12}|$ et $|S_{tt}|$ à la fréquence de résonance f_0 en fonction du W_a/λ.

Contrairement à l'influence du N_i, la variation de W_a/λ n'entraine aucun changement à la largeur de bande de la LAR **Figure 3-17(a),** Par contre, on trouve les mêmes tendances pour les autres paramètres l'augmentation du W_a/λ comme pour N_i : les pertes d'insertion ($|S_{12}(f_0)|$) augmentent ; le TTE devient bien visible à partir de $W_a = 50\lambda$; le coefficient de réflexion augmente et la résistance diminue.

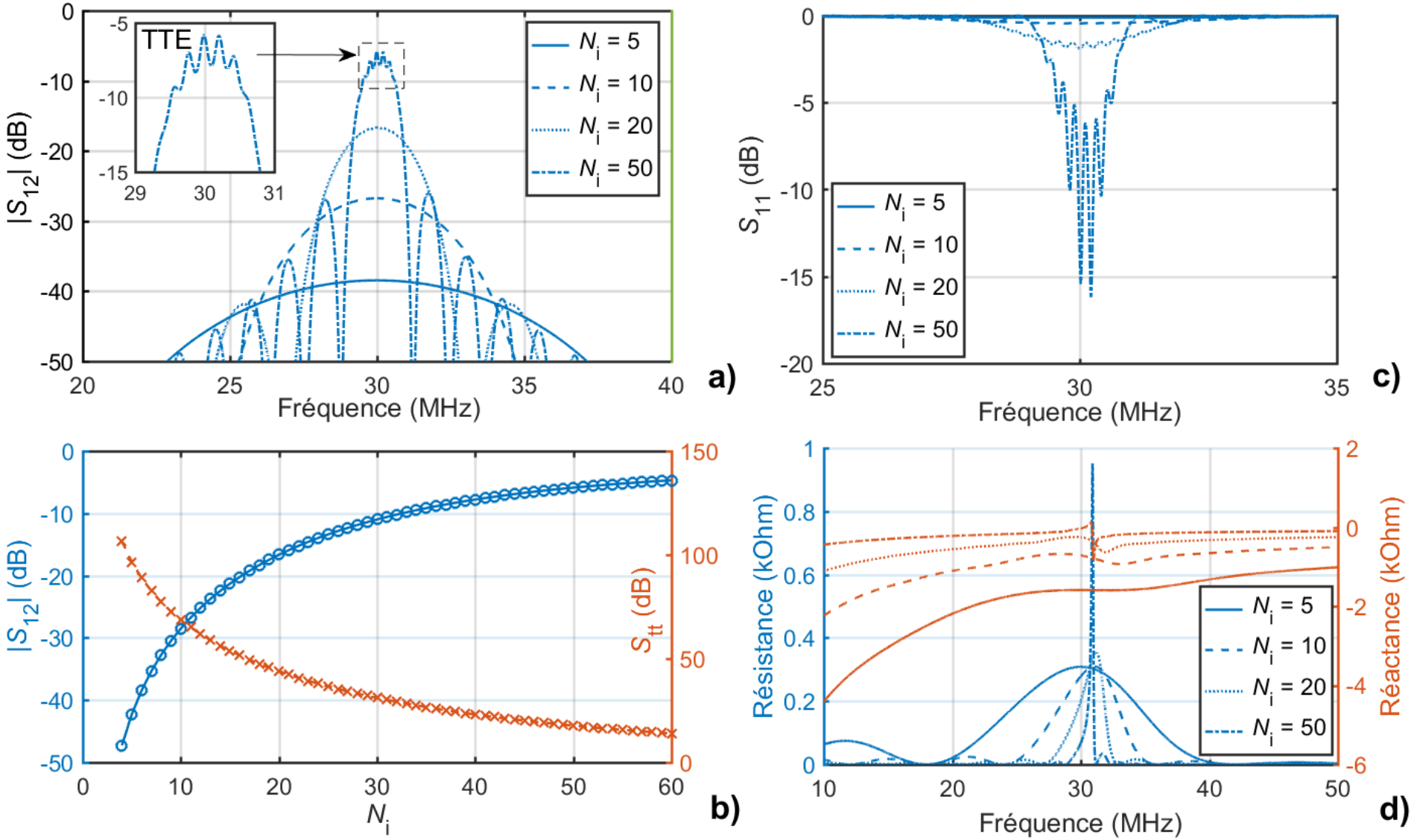


Figure 3-16 Influence de nombres des électrodes Ni sur les différentes caractéristiques de la LAR

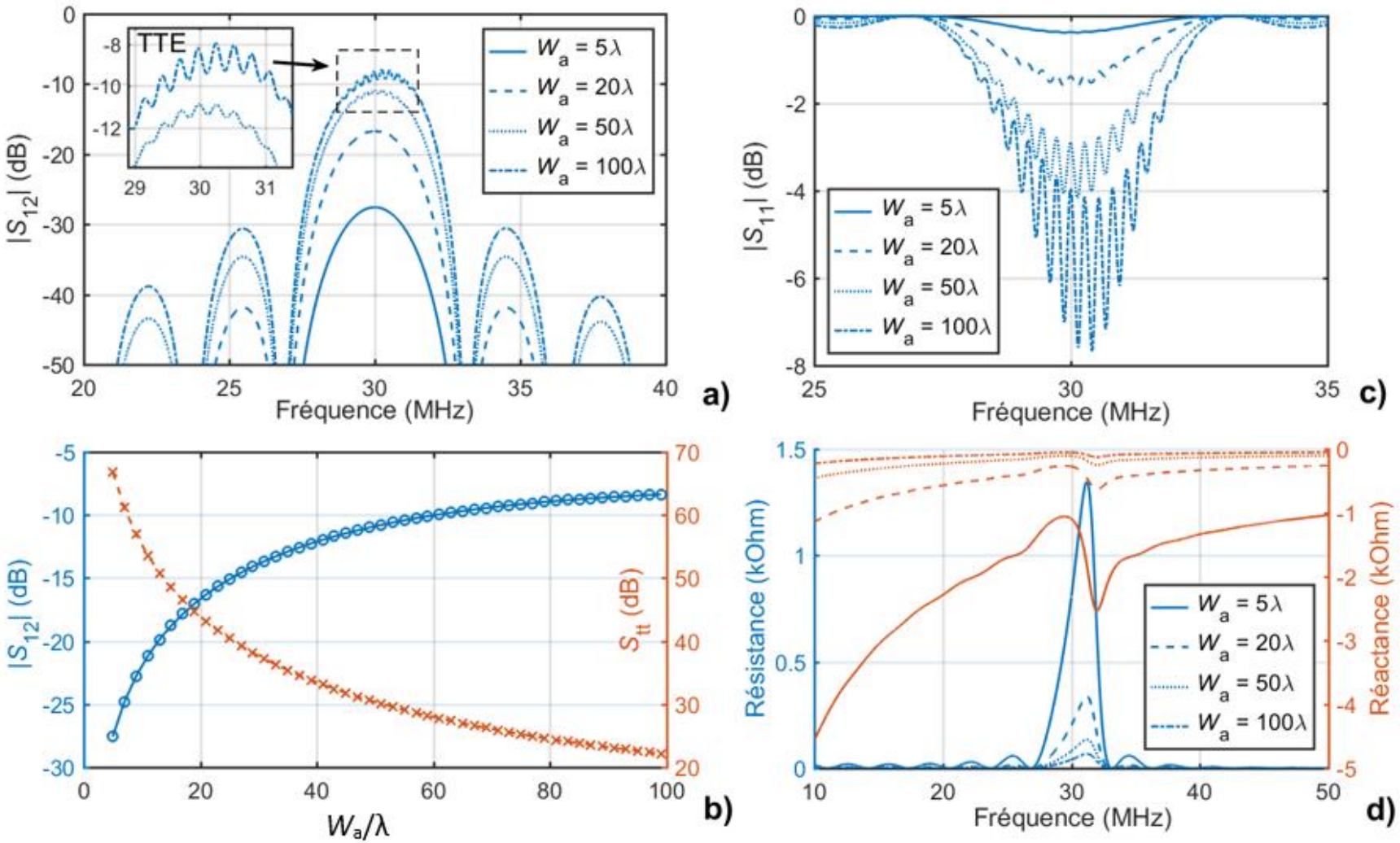


Figure 3-17 Influence de l'ouverture Wa sur les différentes caractéristiques de la LAR b : Wa/λ (à la fréquence de résonance)

3.4.5 Influence de la distance entre les IDT

Puisque ni l'atténuation et ni la diffraction ne sont pas prises en compte dans le modèle proposé ici, l'éloignement de deux IDT ne provoquera aucune diminution du signal. Par conséquent la valeur de pertes d'insertion sera inchangée quelle que soit la distance entre les IDT. En correspondance avec la **Figure 3-12** et le texte accompagnant, on observe une évolution des ondulations avec la période 1/2τ ~0.1 MHz (Hashimoto 2000) sur les courbes de pertes d'insertion dans les cas où le TTE est assez élevé. Cela s'explique par le fait que le temps de vol τ dépend directement de la distance *d*.

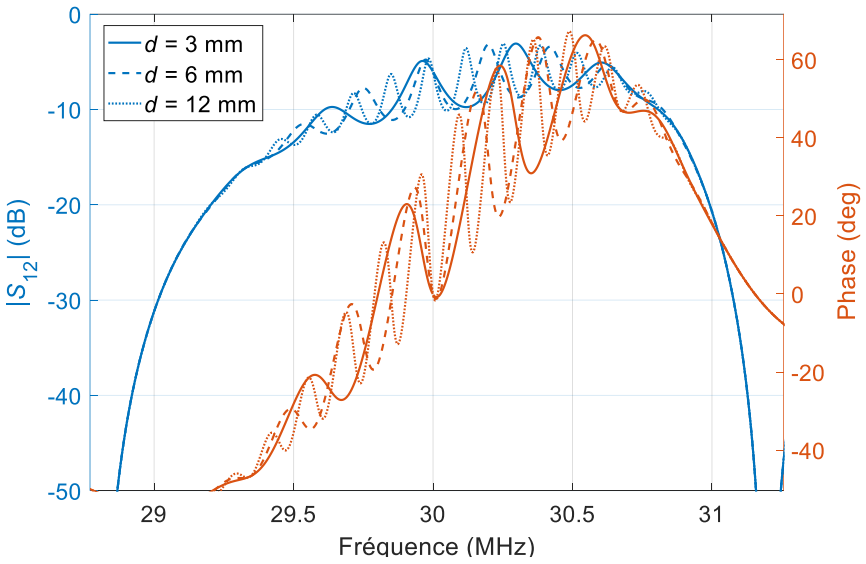


Figure 3-18 Influence de la distance d sur le TTE et la phase de la LAR

Par ailleurs, ni la résistance des IDT, ni le coefficient de réflexion et ni $|S_{12}(f_0)|$ ne changent en fonction de la variation de *d*. La seule chose qui varie est la périodicité des ondulations dues au TTE présentées dans la **Figure 3-18** ce qui entraine les changements dans la phase. Dans un cas idéal, la LAR choisie doit posséder d'un niveau de S_{tt} suffisant. Alors, il suffit juste de choisir une distance convenable pour la géométrie du capteur de pression.

3.5 Optimisation de la LAR

La **Figure 3-19** ci-dessous montre la variation de S_{12} (l'axe des ordonnées à gauche) et de S_{tt} (l'axe des ordonnées à droite) en fonction du N_i pour différentes valeurs de W_a (10λ, 20λ, 50λ). En se basant sur l'étude de variation des paramètres on observe l'interdépendance entre eux illustré dans la **Figure 3-19** . Puisque les performances de la LAR sont liées à sa géométrie indépendamment de sa fréquence, il suffit de choisir la meilleure combinaison qui assure la linéarité de phase, c'est-à-dire une $S_{tt} \leq -40$ dB (lien avec le critère) et -20 dB $\leq S_{12} \leq -10$ dB (Steichen et Ballandras 2008) (Waldemar Soluch 1998) et qui prend en compte la géométrie du capteur de pression. Comme c'est montré sur la figure ci-dessus, pour chaque valeur de Wa on a un numéro des électrodes spécifique pour assurer la linéarité de phase. Dans notre cas d'étude pour les trois valeurs de Wa = 10λ, 20λ et 50λ on trouve un nombre d'électrodes spécifique pour chacune de ces valeurs.

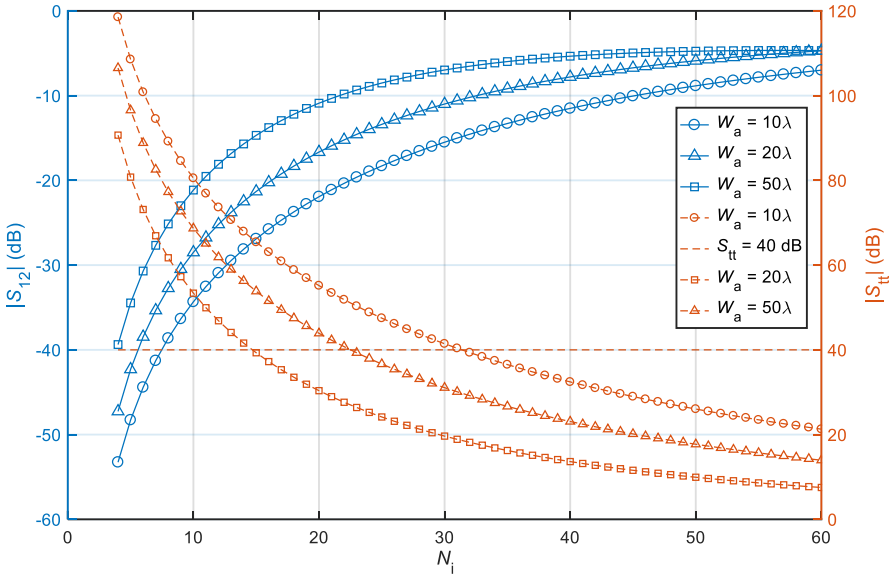


Figure 3-19 Interdépendance des paramètres de la LAR

W_a	N_i	S_{12}	S_{tt}
10λ	30 électrodes	−15.5 dB	−41.4 dB
20λ	22 électrodes	−15.2 dB	−40.7 dB
50λ	14 électrodes	−15.7 dB	−41.6 dB

Tableau 3-2 Paramètres optimisés de la LAR

Dans le cadre de notre projet, notre choix de LAR doit correspondre à la géométrie (dimensions de la cavité, etc.) du capteur proposé. Pour avoir l'amplitude du signal temporel de LAR le plus élevé pour les mesures avec l'oscilloscope le plus grand nombre des électrodes est désirable. De ce point de vue le choix avec W_a = 10λ et N_i = 30 pourrait paraître suffisant. Par contre, pour éviter les diffractions, il faut choisir un $W_a \geq$ 20λ. Alors pour nous le choix tombe sur W_a = 20λ avec N_i = 22.

3.6 Dédoublement des électrodes

L'idée de dédoubler les IDT a été évoqué (**Figure 3-10**) ci-dessus dans la partie théorique. Pour cela on a pris l'exemple de la configuration optimale de notre capteur et on l'a comparé à celle avec des électrodes dédoublées. La **Figure 3-20** présente les caractéristiques principales de la LAR pour les deux types des électrodes.

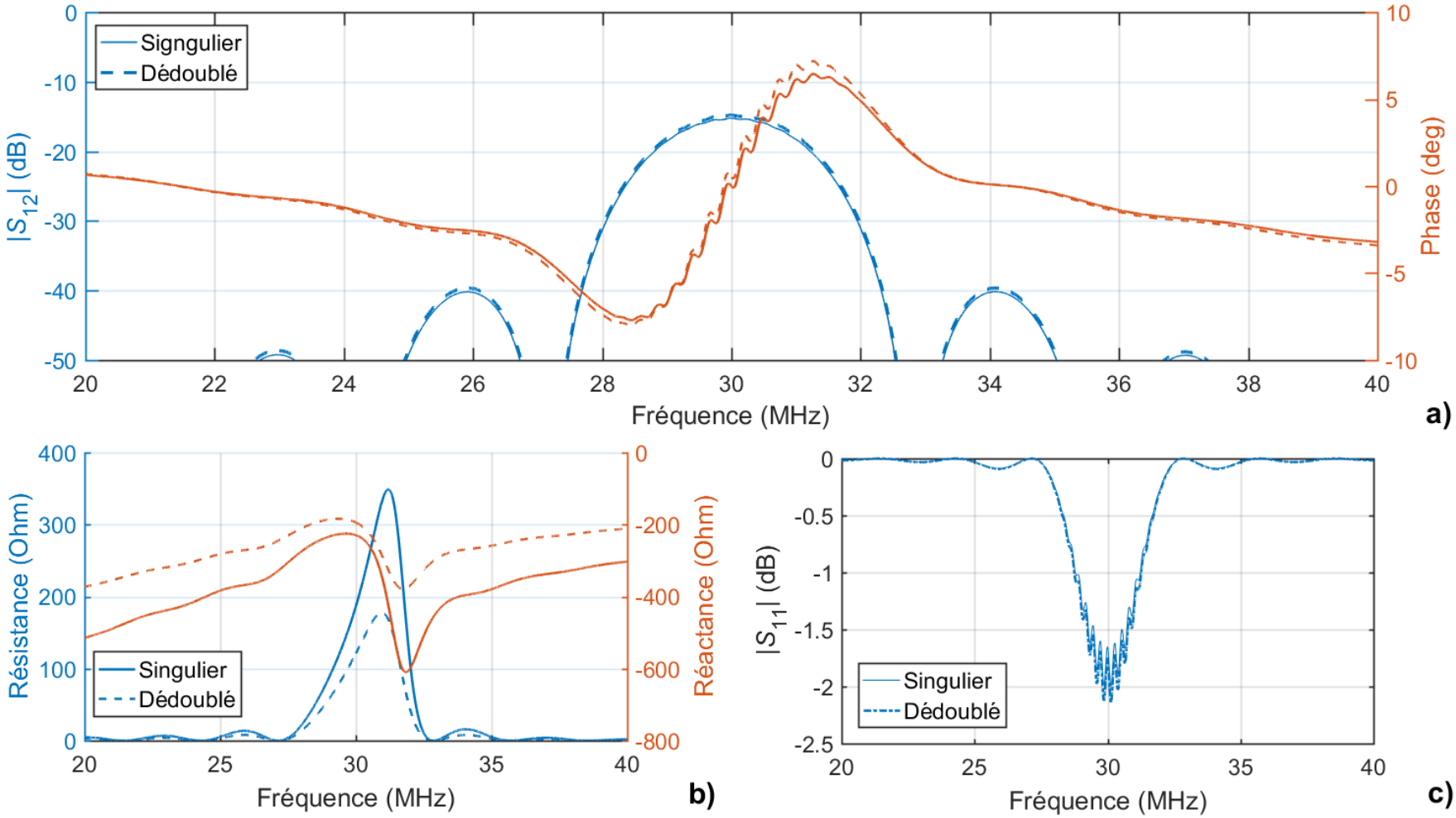


Figure 3-20 Dédoublement des électrodes dans une LAR, non-dédoublé en ligne continue, dédoublé en ligne pointillée

Le dédoublement des électrodes ne montre presque aucune différence en termes de pertes d'insertion **Figure 3-20(a)** et de coefficient de réflexion **Figure 3-20(c).** Le dédoublement permet de diminuer les réflexions acoustiques sur les électrodes ce qui n'est pas pris en compte par ce modèle, mais pour les électrodes assez fines et les fréquences assez basses (< 400 MHz) ces réflexions sont négligeables. Par contre on trouve une chute de presque 50% de la résistance interne des IDT **Figure 3-20(b)** ce qui n'est pas prioritaire pour notre implémentation dans le projet. Parce que l'implémentation d'un circuit à la base d'un circulateur (amplificateurs de la boucle de rétroaction 50 Ohm) n'est pas prévu, S_{12} et S_{tt} sont déjà suffisant. En plus, vu l'effort complémentaire technologique pour la fabrication de tels IDT, l'utilisation de dédoublement des électrodes a été considéré comme non-indispensable.

3.7 Choix des fréquences d'opération

Nous avons choisi de développer dans cette étude des capteurs IDT à ligne à retard dont la fréquence de travail est dans un premier temps aux alentours de 30 MHz. Le choix de cette fréquence a été motivé par plusieurs considérations en prenant en compte des aspects dimensionnel, d'atténuation et de surface active.

Un premier élément à prendre en compte était la taille occupée par un capteur SAW composé d'une paire d'électrodes imbriquées pour la génération des SAW, d'une paire d'électrodes imbriquées pour la détection des SAW et d'une zone de propagation entre l'émission et la réception. L'émetteur et le récepteur interdigités sont composés de plusieurs électrodes afin de garantir un niveau d'énergie suffisant et la largeur de chacune des électrodes ainsi que de l'écart entre deux électrodes consécutives ont une valeur égale à un quart de la longueur d'onde des SAW. La longueur des électrodes doit être également suffisante pour assurer d'une part une conversion de l'énergie électromécanique suffisante et d'autre part limiter la divergence (diffraction) des faisceaux ultrasonores. En général, il est admis que cette longueur doit au moins être égale à 20 longueurs d'onde. Ainsi, puisque la longueur d'onde est inversement proportionnelle à la fréquence, au plus la fréquence des ondes SAW sera importante et la surface occupée par le capteur SAW sera limitée.

D'autre part, dans cette phase d'optimisation des capteurs de pression, nous avons opté pour la réalisation de ces capteurs sur des wafers (pastilles) en Niobate de lithium dont le diamètre est de 3 pouces (7,62 cm). Etant donnés les processus de fabrication et de mise au point de ces capteurs (voir détails dans la suite de ce chapitre), nous avons eu intérêt à réaliser un maximum de capteurs par wafer et par conséquent à privilégier une haute fréquence de travail. Ces considérations, nous ont conduits à privilégier une fréquence supérieure à 20 MHz. Cette fréquence a permis également de considérer des wafers dont l'épaisseur ne doit excéder 1 mm pour assurer la condition sur la propagation des ondes de surface (épaisseur > 5 longueurs d'onde).

La deuxième considération à prendre en compte est l'atténuation qui peut prendre naissance à la fois au cours de la propagation des ondes SAW mais aussi dans les connexions filaires entre le capteur et le générateur et l'oscilloscope. L'atténuation des SAW au cours de leur propagation est directement liée à la fréquence des ondes. A cela vient s'ajouter les atténuations dans la chaîne de mesure liées au fait qu'il existe une liaison filaire de plusieurs mètres entre le capteur SAW et les autres éléments de la chaîne. Compte tenu du fait que les tests effectués dans le béton et à haute température ont exigés de maintenir une certaine distance pour éviter toute détérioration des appareils de génération et de détection, nous avons choisi de considérer systématiquement une longueur de 3 mètres entre le capteur et le générateur d'une part et l'oscilloscope d'autre part. Ces contraintes liées aux atténuations, nous ont ainsi imposé de choisir, dans un premier temps, une fréquence pas trop élevée.

Enfin, il a été important de tenir compte de la surface sensible à la pression et à sa taille pour que la zone d'interaction entre les SAW et celle-ci soit suffisante pour assurer une bonne sensibilité du capteur.

Toutes ces considérations nous ont conduits à choisir, dans un premier temps, une fréquence de travail située aux alentours de 30 MHz. Ensuite, nous avons envisagé des fréquences plus importantes afin de vérifier si l'augmentation de la fréquence ne serait pas un paramètre important pour augmenter la sensibilité des capteurs IDT. Nous avons donc choisi de tester des capteurs IDT dont les fréquences d'excitation sont aux alentours de 30 et 110 MHz. Les premiers tests en laboratoire permettent de limiter les longueurs des conducteurs. Une étude complète avec les conditions de mesures a ensuite été menée pour permettre de faire le bilan entre bénéfices et limitations.

Fréquence	L_i **(22**N_i**)**	W_a **(µm)**	$a = b$ **(µm)**	d/L_i	L_c **(µm)**	S_{12} **(dB)**	R_c **(Ohm)**
30 MHz	1423 µm	2588	32.35	3.5	7846	-16	171
60 MHz	712 µm	1294	16.2	7	6423	-15.5	153
110 MHz	388 µm	706	8.8	12.8	5776	-14.8	128

Tableau 3-3 Paramètres et caractéristiques des LAR modélisés

3.8 Technologie de fabrication des transducteurs interdigités

3.8.1 Méthodes de déposition des couches minces

Ils existent plusieurs méthodes de dépôt des couches minces. Ces méthodes sont divisées en deux catégories principales : le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) et le dépôt physique en phase de vapeur (PVD).

3.8.1.1 Dépôt chimique en phase vapeur (CVD pour *chemical vapor deposition*)

Le dépôt chimique en phase vapeur (CVD) décrit un groupe de techniques de dépôt en couche mince dans lequel un substrat est placé dans une chambre à vide, deux précurseurs chimiques sont chauffés, ce qui les amène à se vaporiser. Lorsqu'ils se rencontrent sur la surface du substrat, une réaction chimique se produit pour former un revêtement en couche mince haute performance. CVD est utile dans la création de revêtements pour une grande variété d'applications, y compris les dispositifs médicaux, les composants automobiles et les plaquettes de silicium (Pierson et Pierson 1999). Il existe une variété de méthodes CVD.

a) CVD de la pression atmosphérique

Dans ce processus, qui a lieu à une pression normale ou atmosphérique et à une température plus basse que d'autres méthodes, le substrat est exposé à au moins un précurseur volatil. Le ou les précurseurs réagissent à la surface du substrat pour déposer le film mince. Il peut être utilisé pour déposer des oxydes dopés et non dopés, et le dépôt est assez rapide. Les films minces produits par cette méthode sont de faible densité et ont une couverture modérée.

b) CVD basse pression

En CVD basse pression, la chaleur est utilisée pour décomposer un gaz précurseur à l'intérieur de la chambre où la réaction aura lieu. Cela amène le gaz réactif à réagir avec le substrat lorsqu'il est injecté

dans la chambre, et cette réaction crée le revêtement en couche mince. Le CVD à basse pression est couramment utilisé pour le dépôt de matériaux, y compris le polysilicium et le nitrure de silicium, et peut être utile pour les processus par lots. Les revêtements créés avec ce processus sont plus uniformes et présentent moins de défauts, mais le processus nécessite une température plus élevée qui peut limiter les matériaux disponibles à utiliser.

c) CVD à très haut vide

En CVD ultravide, le substrat est exposé à des gaz précurseurs dans un ultravide ($<10^{-6}$ Pa). Ces précurseurs réagissent ensuite et se déposent sur le substrat, formant le film mince.

d) Dépôt de couche atomique

Bien que le dépôt de couche atomique tombe sous l'égide du CVD, il diffère en ce que les matériaux précurseurs sont maintenus séparés pendant la réaction. Dans ce processus, la réaction se produit en raison de l'impulsion séquentielle des vapeurs de précurseur - une couche atomique est formée pendant chaque impulsion. Les impulsions sont répétées jusqu'à ce que le film mince atteigne l'épaisseur souhaitée. Les avantages du dépôt de couche atomique comprennent un revêtement sans défaut de haute qualité, ainsi qu'une meilleure uniformité d'épaisseur.

e) CVD assisté par plasma

Le CVD assisté par plasma est une alternative à basse température au CVD standard et est souvent utilisé dans la production de dispositifs électroniques. Une application courante des revêtements PE-CVD est de protéger ces dispositifs de la corrosion. Il peut créer, par exemple, un film de dioxyde de silicium (SiO2) de haute qualité à 300 ° C à 350 ° C par opposition à la plage de température de 650 ° C à 850 ° C requise par CVD standard pour créer des films similaires. Dans le CVD assisté par plasma, une paire de gaz réactifs est excitée pour créer un plasma. Cela provoque une réaction chimique qui entraîne le dépôt du film mince sur le substrat.

3.8.1.2 Dépôt physique en phase vapeur (CVD pour *physical vapor deposition*)

Le dépôt physique en phase vapeur (PVD) est un terme générique utilisé pour quantifier les processus de dépôt en couche mince qui nécessitent la condensation du matériau solide vaporisé au-dessus de la surface du matériau solide sous une condition de vide partiel.

Le PVD est un processus de dépôt atomistique dans lequel il y a une décharge physique d'atomes ou de molécules et une condensation et une nucléation de ces atomes sur un substrat à travers un environnement gazeux ou plasma sous vide ou basse pression. Le plasma ou les ions sont généralement les constituants de la phase de vapeur. Parfois, le gaz réactif peut être introduit dans la vapeur pendant le processus de dépôt et cela est appelé dépôt réactif. Les molécules d'atomes ou de molécules sont transportées sous la forme d'un environnement gazeux ou plasma sous forme de vapeur sous vide ou basse pression à la surface du substrat pour que la condensation se produise. Généralement, les procédés PVD sont utilisés pour déposer des films minces d'une épaisseur de l'ordre de quelques nanomètres à un millième de nanomètres.

Chaque processus PVD peut être attribué à trois étapes de base à suivre.

- Création d'espèces de phase vapeur : Cela nécessite la conversion des matériaux à déposer d'un état solide à une phase de vapeur par évaporation, pulvérisation ou bombardement ionique.
- Mouvement ou transport de la source au substrat : les atomes ou molécules éjectés de la cible seront transportés à travers des conditions d'écoulement moléculaire et des processus de

diffusion thermique. De plus, si la pression partielle de l'espèce de gaz de vapeur métallique dans l'état de vapeur est suffisamment élevée pour que certaines de ces espèces soient ionisées, il y aura un grand nombre de collisions dans la phase de vapeur pendant le mouvement vers le substrat.

- Croissance du film à la surface : l'atome ou la molécule transportée commencera à nucléer autour du substrat et à croître par un certain nombre de processus. La croissance naissante du film détermine les types de formation d'interface entre le substrat et l'atome ou la molécule. La composition et la microstructure du film mince peuvent être modifiées par bombardement du film en croissance par des ions de la phase de vapeur, entraînant la pulvérisation, la décondensation et la nucléation des atomes du film et un mouvement de surface amélioré des atomes autour de la surface du film.

Trois procédés de base du PVD sont l'évaporation sous vide ou thermique, la pulvérisation. Et l'ablation laser.

Évaporation thermique (ou sous vide)

L'évaporation thermique (ou sous vide) est un ancien procédé de dépôt utilisé pour la formation et la croissance du film mince à la surface des matériaux solides. Le procédé est toujours bénéfique dans un environnement contemporain et largement applicable en laboratoire et dans les industries pour le dépôt du film mince. Les étapes séquentielles de base pour l'évaporation thermique ou sous vide sont données ci-dessous :

- La vapeur est créée en soumettant le matériau cible à une température très élevée par sublimation ou ébullition ;
- La vapeur éjectée du matériau cible est transportée vers le substrat par un vide ;
- La condensation de la vapeur a lieu pour former un film mince solide à la surface du substrat, et une répétabilité supplémentaire des cycles de dépôt entraîne la croissance et la nucléation de couches minces.

Pendant le processus d'évaporation thermique, le matériau cible vaporisé à partir des sources du processus thermique atteint le matériau du substrat avec une interférence minimale. Le processus est souvent réalisé à une pression de vide élevée (HV), et la trajectoire du mouvement du matériau cible vers le substrat est une trajectoire rectiligne appelée ligne de visée. Le flux de vapeur est créé en chauffant la surface du matériau source à une température suffisamment élevée sous vide. Le flux peut alors se condenser à la surface du matériau de substrat pour former un film mince. L'environnement sous vide crée une zone sûre pour réduire les contaminants gazeux dans le processus de dépôt à un niveau acceptable et minimal et permet aux atomes évaporés de subir un transport essentiellement sans collision de la source sur le substrat. La plage de pression de gaz est généralement comprise entre 0,0013 Pa et $1{,}3 \times 10^{-9}$ Pa en fonction du degré de contamination dans le système de dépôt, avec le libre parcours moyen (MFP, la distance moyenne entre les collisions se produisant entre les espèces) pas inférieur à 5 mm.

Pulvérisation cathodique

La technique de pulvérisation est principalement utilisée pour déposer des films métalliques et d'oxyde en contrôlant la structure cristalline et la rugosité de surface. La forme simple du système de pulvérisation consiste en une chambre sous vide contenant une anode et une cathode métalliques afin d'obtenir une décharge luminescente dans le gaz résiduel de la chambre. De plus, une tension appliquée de l'ordre de plusieurs KeV avec une pression supérieure à 0,01 mbar est suffisante pour le dépôt de film. Le processus de pulvérisation a plusieurs avantages. Les matériaux à point de fusion

élevée peuvent être facilement formés par pulvérisation. Les films déposés ont une composition similaire à la composition des matières premières. La technique de pulvérisation est disponible pour les applications à ultravide. Les sources de pulvérisation sont compatibles avec les gaz réactifs tels que l'oxygène. Au contraire, des revêtements épais ne peuvent pas être obtenus et il est difficile de déposer uniformément sur des formes complexes.

Il existe deux types courants de processus de pulvérisation : la pulvérisation en courant continu (CC) et en radiofréquence (RF). Le premier dépend de l'alimentation CC, qui est généralement utilisée avec des matériaux cibles électriquement conducteurs. Il est facile à contrôler avec une option à faible coût. La pulvérisation RF utilise la puissance RF pour la plupart des matériaux diélectriques. D'autres évolutions du procédé diode existent. Par exemple, afin d'améliorer le rendement de la méthode de dépôt, le flux d'ions généré est confiné à l'aide d'un champ magnétique. On parle alors de procédé magnétron.

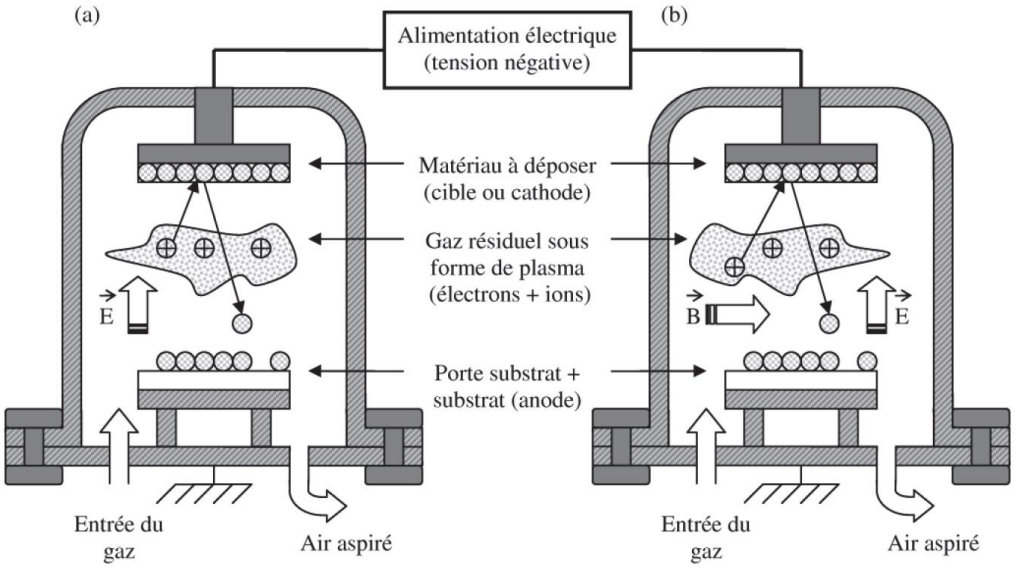


Figure 3-21 Principe de dépôt par pulvérisation pour (a) le processus diode et (b) le processus magnétron

Ablation laser

Le dépôt par ablation laser pulsée (PLD : Pulsed Laser Deposition) est une autre technique de dépôt physique pour déposer le système de revêtement en couche mince (Jackson et Palmer 1994). Pendant le processus de dépôt de couche mince, le faisceau laser est utilisé pour ablater le matériau pour déposer les couches minces à l'intérieur d'une chambre à vide.

Le dépôt par laser pulsé (PLD) est une autre technique de dépôt physique pour déposer le système de revêtement en couche mince. Pendant le processus de dépôt de couche mince, le faisceau laser est utilisé pour ablater le matériau pour déposer les couches minces à l'intérieur d'une chambre à vide.

Lorsque le faisceau laser frappe le matériau cible, il produit le plasma qui pourrait se déposer sur les différents substrats. Le plasma créé peut contenir des atomes à l'état neuronal et fondamental et des espèces ionisées. Dans le cas des couches minces d'oxyde métallique, l'oxygène est utilisé pour déposer les oxydes de métaux.

La qualité de la couche mince du PLD dépend de divers paramètres tels que la longueur d'onde du laser, l'énergie, la pression du gaz ambiant, la durée de l'impulsion et la distance de la cible au substrat (Ashfold et al. 2004).

3.8.2 Technique de gravure

La gravure est le processus d'élimination du matériau de la surface d'un matériau. Les deux principaux types de gravure sont la gravure humide et la gravure sèche (par exemple la gravure au plasma). Le processus de gravure qui implique l'utilisation de produits chimiques liquides ou de décapants pour décoller le matériau du substrat est appelé gravure humide. Dans le processus de gravure au plasma, également connu sous le nom de gravure sèche, des plasmas ou des gaz de gravure sont utilisés pour éliminer le matériau du substrat. La gravure sèche produit des produits gazeux, et ces produits doivent se diffuser dans le gaz en vrac et être expulsés à travers le système de vide.

Il existe trois types de gravure sèche (par exemple, gravure au plasma) : les réactions chimiques (en utilisant du plasma ou des gaz réactifs), l'élimination physique (généralement par transfert d'impulsion) et une combinaison de réactions chimiques et d'élimination physique. D'autre part, la gravure humide n'est qu'un processus chimique.

3.8.3 La technique de photolithographie (*lift-off*)

La photolithographie commence avec la fabrication d'une photo masque. Ce masque consiste en un substrat en quartz ou en verre revêtu d'un film opaque, sur lequel une réplication précise du motif du design du dispositif est gravée. Ces motifs peuvent être réalisés en utilisant des logiciels spécifiques comme par exemple CleWin et KLayout. Ces logiciels permettent de schématiser, à haut précision, les motifs des diffèrent schéma qui seront transférés sur les wafers des substrats piézoélectriques choisi. La **Figure 3-22** montre le design réalisé en utilisant CleWin et le masque fabriqué.

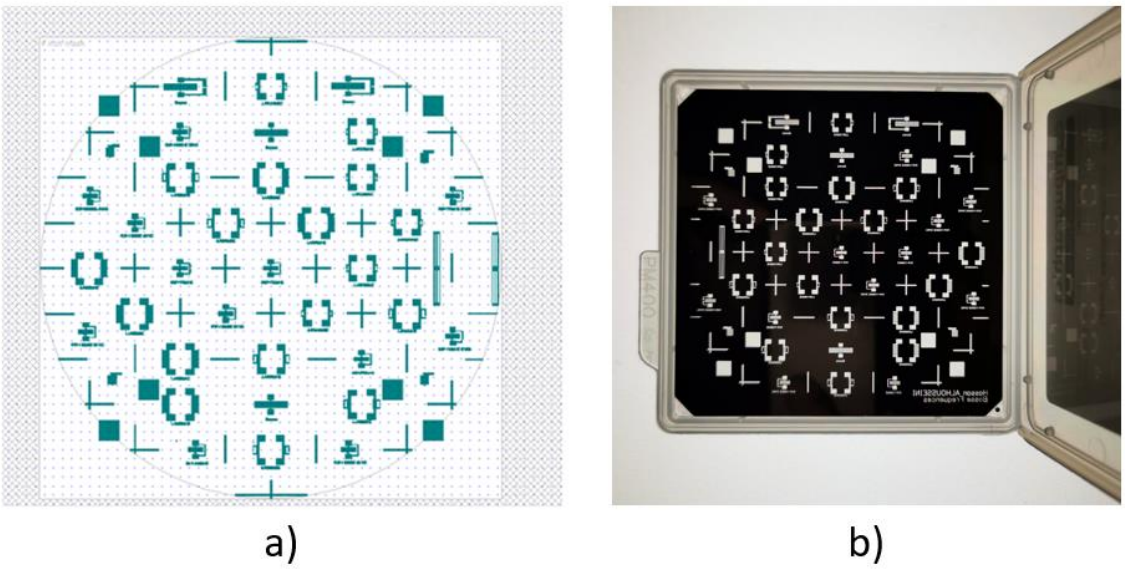


Figure 3-22 réalisation du masque : a) dessin CleWin, b) masque fabriqué

La photolithographie est un processus de trois étapes que nous allons décrire ci-dessous.

3.8.3.1 Dépôt de la résine

Les résine ou les matériaux photorésistant sont des résines polymères qui contiennent un composé photo-actif (sensible à la lumière) (PAC) et une résine alcaline soluble (Mack 1988). Il existe deux types de résines photosensibles. Selon sa composition, elle a deux comportements possibles quand on l'expose sous un rayonnement de photons émettant dans la gamme des ultraviolets :

- *Les résines négatives :* pour lesquelles le rayonnement ultraviolet entraîne une polymérisation des zones exposées, conférant ainsi à ces zones une tenue particulière au solvant de révélation alors que les parties non insolées disparaissent sélectivement dans ce solvant ;
- *Les résines positives :* pour lesquelles le rayonnement UV entraîne une rupture des macromolécules, d'où une solubilité accrue des zones exposées dans le révélateur.

Une fois choisie, la résine est étalée sur le substrat piézoélectrique en utilisant une technique de centrifugation. Les paramètres tels que la vitesse, l'accélération de la rotation et le temps sont contrôlés. L'épaisseur de résine dépend essentiellement de la vitesse de rotation, de la viscosité de la résine et de la taille de l'échantillon. L'échantillon est recuit après, c.-à.-d. placé sur une plaque chauffante pour évaporer le solvant et durcir la résine en permettant sa polymérisation.

3.8.3.2 L'insolation

Après un recuit sur une plaque chauffante, nous procédons à l'insolation. Au préalable il faut régler la planéité et l'alignement entre le masque et le wafer. Une fois l'alignement bien fait nous passons à l'insolation grâce à un rayonnement ultraviolet (UV). Ainsi les zones de la résine exposées (zones transparentes sur le masque) deviennent solubles.

3.8.3.3 Le développement

Le substrat est ensuite plongé dans un révélateur dilué, ce dernier dissout la résine dans les zones où la solubilité est la plus grande. Cette opération consiste donc à transférer, sur le substrat, les motifs réalisés sur masque.

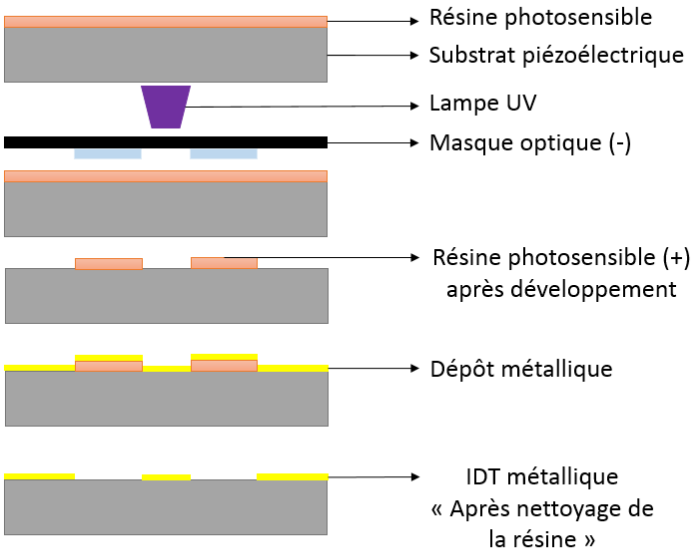


Figure 3-23 Les différentes étapes de la photolithographie

Ainsi, après avoir réalisé les différentes étapes de lithographie, nous obtenons le wafer de Niobate de Lithium contenant les différentes configurations modélisées (**Figure 3-24**).

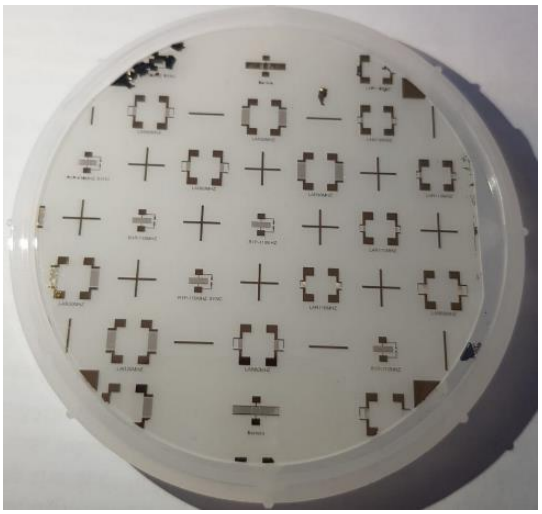


Figure 3-24 Wafer de Niobate de Lithium après lithographie optique

3.9 Caractérisation électrique des capteurs IDT

Afin de vérifier le fonctionnement des différentes configurations de LAR, les transducteurs interdigités ont été caractérisés en utilisant la station manuelle de caractérisation sous pointes à L'IEMN-DOAE. Cette station est composée d'un analyseur de réseau (VNA, Rohde&Schwarz ZNB), microscope binoculaire (Motic + MotiCam 5MP), et une paire des micro-pointes RF montées sur le micropositionneur Züss MicroTech PH110 (**Figure 3-25**).

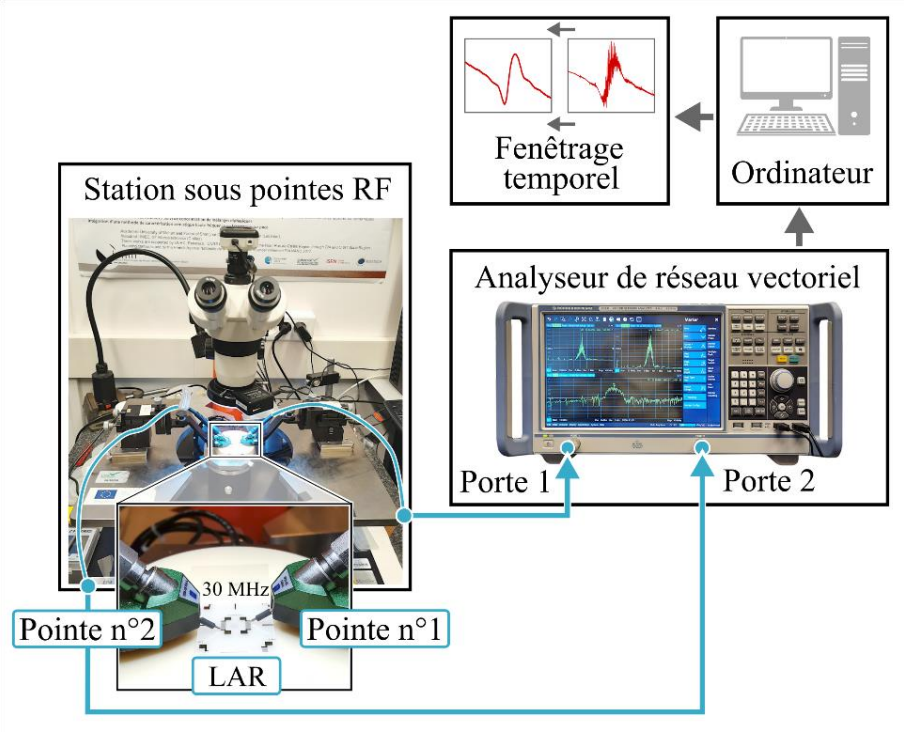


Figure 3-25 Station manuelle de caractérisation sous-pointes RF

3.9.1 Analyse des résultats de mesures par la méthode de fenêtrage temporel (Time Gating)

Une analyse en domaine temporel est une analyse de signaux physiques ou des fonctions mathématiques en référence au temps. De même, dans le domaine temporel, la valeur du signal ou de la fonction est limitée aux nombres réels. Un graphique dans le domaine temporel peut montrer la façon dont un signal change avec le temps, tandis qu'un graphique dans le domaine fréquentiel montrera la part du signal dans chaque bande de fréquences donnée sur une plage de fréquences.

On peut convertir un signal ou une fonction désignée entre les domaines de fréquence et de temps avec une paire d'opérateurs appelés transformations. La **transformée de Fourier** convertit une fonction de temps en une intégrale d'ondes sinusoïdales de différentes fréquences ou somme, dont chacune symbolise une composante de fréquence. Cependant, comme son nom l'indique, la transformée de Fourier inverse convertit la fonction de domaine fréquentiel en fonction de temps. Un exemple de la réponse d'une LAR dans le domaine fréquentiel et temporel est présenté dans la **Figure 3-26**. Il s'agit de LAR 30 MHz dont les paramètres sont cités dans le **Tableau 3-3**.

Les dispositifs SAW sont tous fondamentalement basés sur le retard des signaux acoustiques se déplaçant 5 ordres de grandeur plus lentement que les signaux électromagnétiques. La réponse idéale du dispositif est dégradée par des réflexions acoustiques parasites dans le dispositif, qui constituent

une limitation clé de ces performances. L'analyse dans le domaine temporel s'avère être un outil indispensable pour une caractérisation complète de la réponse du dispositif, y compris les réflexions parasites (Bray et al. 1986). Dans le cadre de cette thèse nous avons élaboré un code Matlab basé sur la transformée Fourier inverse permettant d'effectuer une telle analyse.

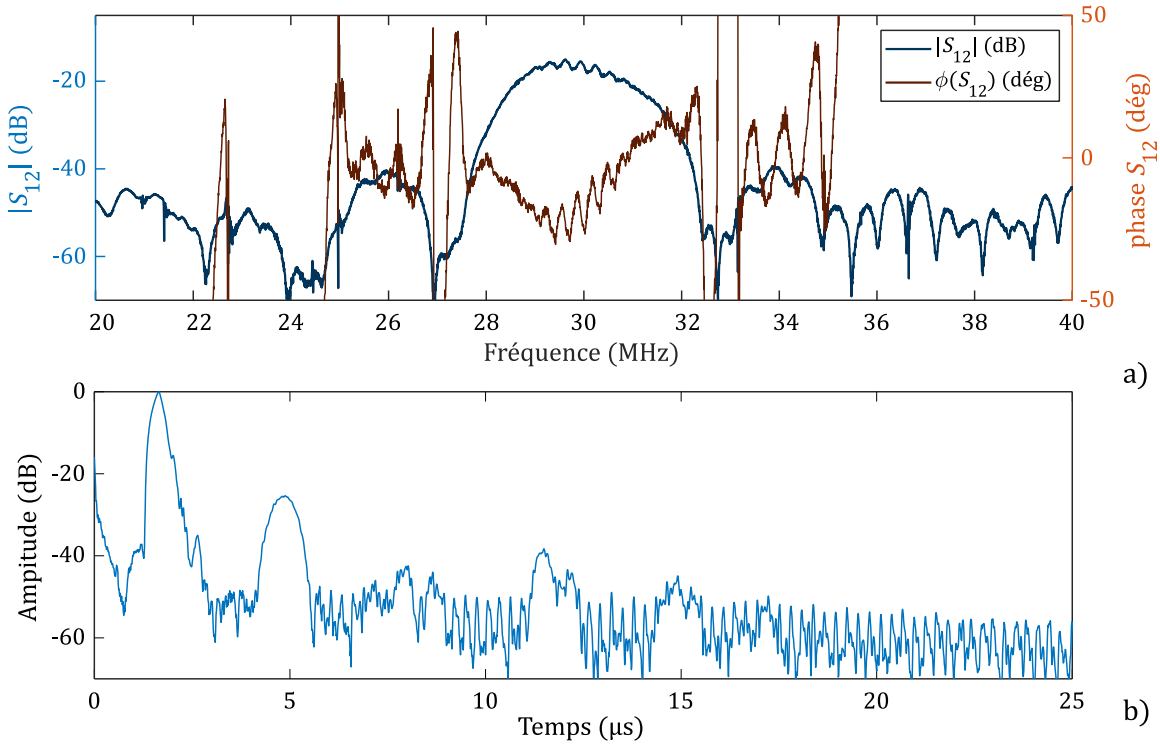


Figure 3-26 Réponse en transmission d'une LAR dans a) domaine fréquentiel et b) domaine temporel

La perte d'insertion S_{12} pour la ligne à retard à 30 MHz est présentée dans la **Figure 3-26(a)**. Par rapport aux courbes modélisées qui ont été présentées dans la **Figure 3-20** la présence des ondulations sur les courbes expérimentales est directement visible. Les ondulations indiquent l'interférence entre un signal électriquement réfléchi et un signal acoustiquement retardé ainsi que les interférences entre plusieurs signaux acoustiques.

En observant la **Figure 3-26(b)** on remarque la réponse impulsionnelle du signal de transit unique à 1,64 µsec. Il s'agit d'une image approximative de la convolution de distribution des électrodes des IDT d'émission et de réception. On peut également observer que la traversée électromagnétique à 0 µsec est d'environ −30 dB. À 4.9 µsec, on observe que le signal de triple transit est d'environ −25.4 dB. Ces deux signaux parasites temporels sont responsables de la majeure partie des ondulations observées dans la bande passante. En plus de ces signaux, de nombreux autres signaux parasites peuvent être observés. Ces signaux sont dus à des réflexions acoustiques sur diverses interfaces telles que les bords avant et arrière de l'IDT, les bords du substrat et autres. En déterminant les temps de ces réflexions parasites et en connaissant la géométrie du dispositif, on peut identifier ces échos.

Une fois dans le domaine temporel, on est capable d'isoler l'intervalle temporel où se trouve le signal incident (**Figure 3-27**) en mettant le reste à zéro. On appelle cette méthode le fenêtrage temporel (« Time Gating » en anglais). Cette méthode nous permettra d'éliminer les réflexions et la régénération triple transit (TTE). En appliquant la transformée de Fourrier sur ce signal temporel fenêtré il devient possible d'analyser la réponse brute du LAR sans distorsions. La **Figure 3-27** montre les pertes d'insertion S_{12} après avoir éliminé les réflexions.

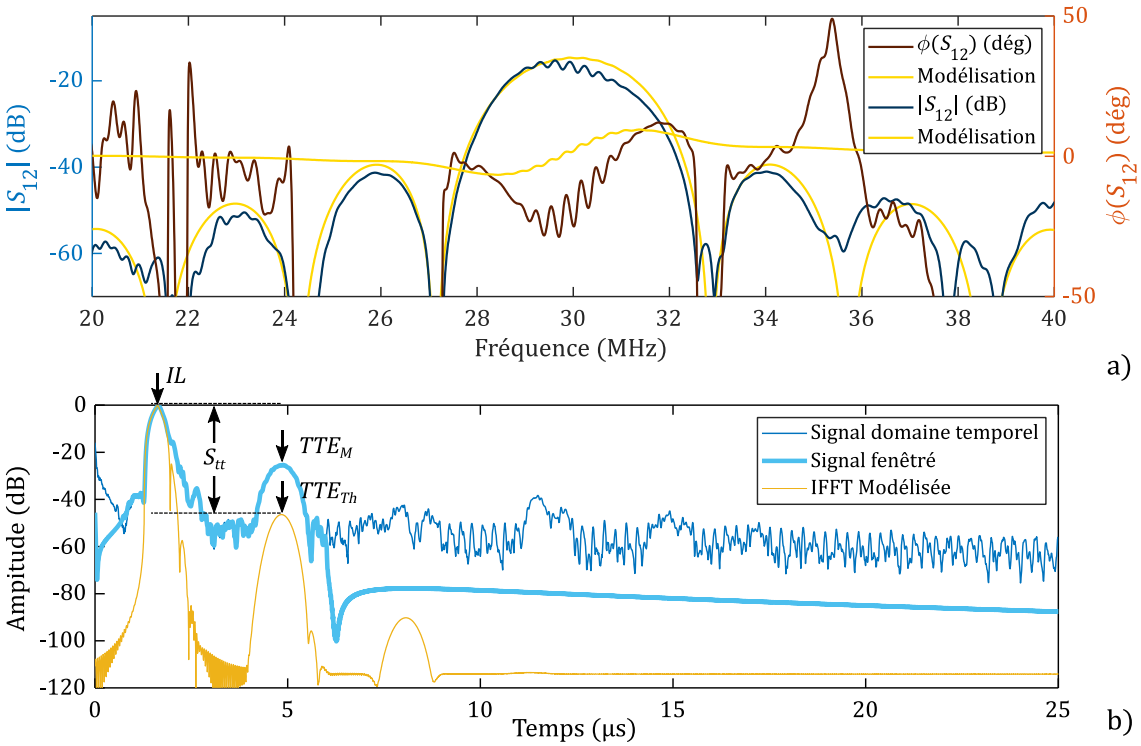


Figure 3-27 Réponse en transmission d'une LAR dans a) domaine fréquentiel avec fenêtrage temporel et b) domaine temporel (les enveloppes des signaux sont présentés)

En plus, la suppression du TTE peut être estimée en utilisant la méthode du time Gating. Le passage dans le domaine temporel de la réflexion S_{12} nous permettra de visualiser le premier écho réémit par l'IDT opposé. La figure ci-dessous montre les enveloppes des signaux en domaine temporel où l'on trouve la première réflexion interne. La courbe est normalisée par rapport à cette réflexion (à 0 dB). Ainsi la valeur du TTE est directement lisible par l'amplitude de la première impulsion reçue. Dans le cas présenté dans la **Figure 3-28** le TTE est égale à −25.4 dB. Cette valeur aurait dû être inférieure à −40 dB comme il a été imposé de la conception du modèle. La courbe théorique dans le domaine temporel montre que S_{TT} du TTE_{TH} est estimée à −45 dB. Ce désaccord avec la théorie est lié aux réflexions interne dans les IDT qui n'est pas pris en considération dans le modèle de la réponse impulsionnelle. Les valeurs du TTE pour tous les cas de LAR (fréquences 30, 60 et 110 MHz) seront présentées dans la partie suivante.

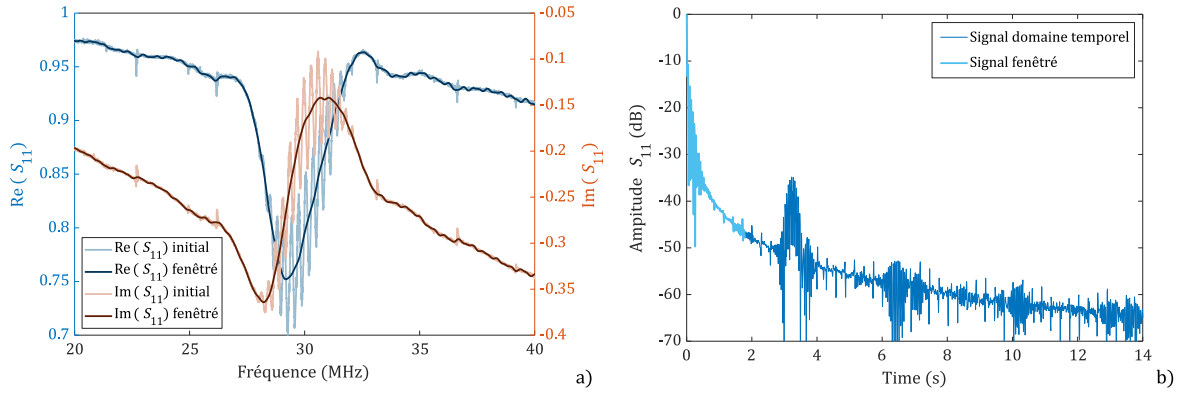


Figure 3-28 Représentation de la réflexion S_{11} dans a) domaine fréquentiel et b) domaine temporel

Comme il a été mentionné précédemment, dans le cas de l'analyse de la réponse temporelle en mode de transition (S_{12}) il est possible d'éliminer la contribution de la fuite électromagnétique qui précède la transmission de l'onde incidente directe. Ce comportement peut être facilement distingué des autres contributions parasites car les échos acoustiques de réflexion et de régénération arrivent toujours après l'onde incidente directe. Ce cas est illustré par la réponse temporelle mesurée pour la LAR 110 MHz (courbe bleue) où la transmission directe est démontrée par la courbe jaune isolée dans la fenêtre temporelle [1.232 ... 4.77] µs. La réponse incluant la contribution de la fuite électromagnétique est démontrée par la courbe bleu clair qui se trouve dans la fenêtre [0 … 4.77] µs.

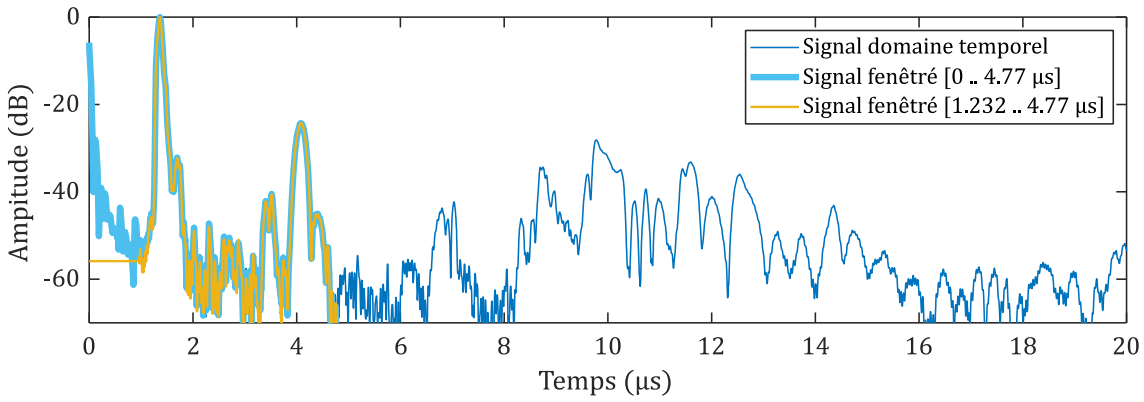


Figure 3-29 Réponse temporelle mesurée pour la LAR 110 MHz (courbe bleue) et la localisation de la transmission directe en incluant la contribution électromagnétique (courbe bleu clair) et en l'excluant (courbe jaune)

La considération exclusive de la transmission directe et du TTE (courbe jaune sur la **Figure 3-29**) permet de diminuer considérablement les ondulations observées sur les courbes de pertes d'insertion. Ces dernières ne sont pas prises en compte par le modèle théorique présentée ici, donc ce genre de fenêtrage permet de rendre la comparaison entre les simulations et les mesures plus correct.

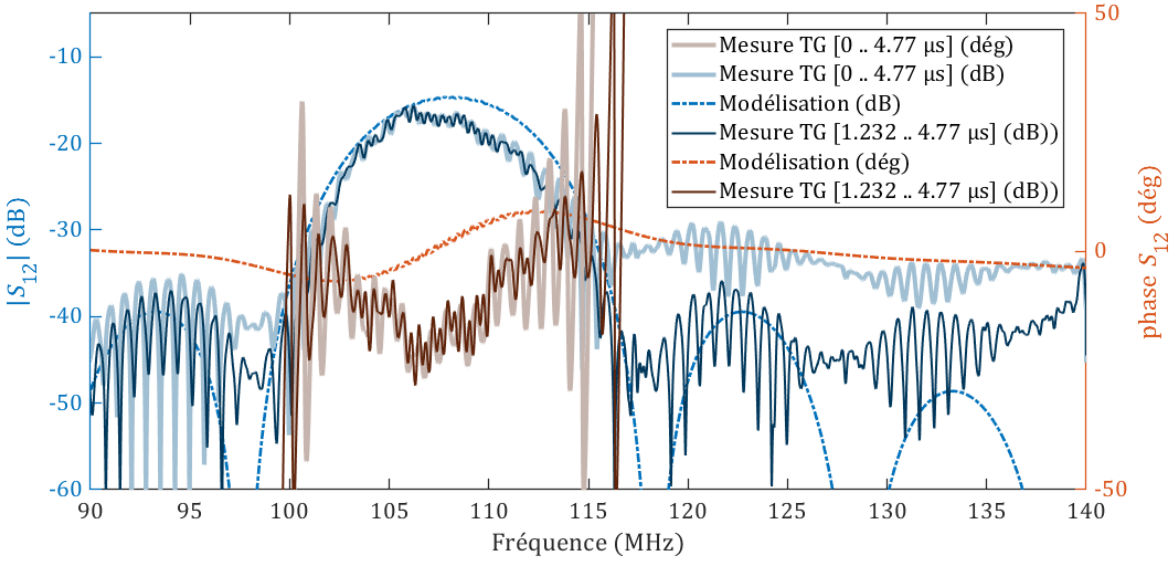


Figure 3-30 Pertes d'insertion mesurées pour la LAR 110 MHz pour le cas de la transmission directe incluant la contribution électromagnétique (courbes claires épaisses) et en l'excluant cette contribution (courbes fines foncées)

3.9.2 Caractérisations expérimentales des Lignes à retard

Comme indiqué dans la partie (3.7), trois fréquences ont été choisies pour la fabrication des LAR qui sont 30, 60 et 110 MHz. Les caractéristiques principales modélisées et mesurées sont la perte d'insertion S_{12} (dB), le coefficient de réflexion S_{11} et la résistance interne de la ligne à retard R (Ω).

Les mesures expérimentales montrent une très bonne corrélation entre les paramètres modélisés et mesurés en termes de valeurs et allures des courbes. Afin de quantifier cette correspondance et en utilisant des outils de programmation avec des code MATLAB, le coefficient de régression (R^2) entre les valeurs modélisés et mesurés a été calculé dans la bande passante.

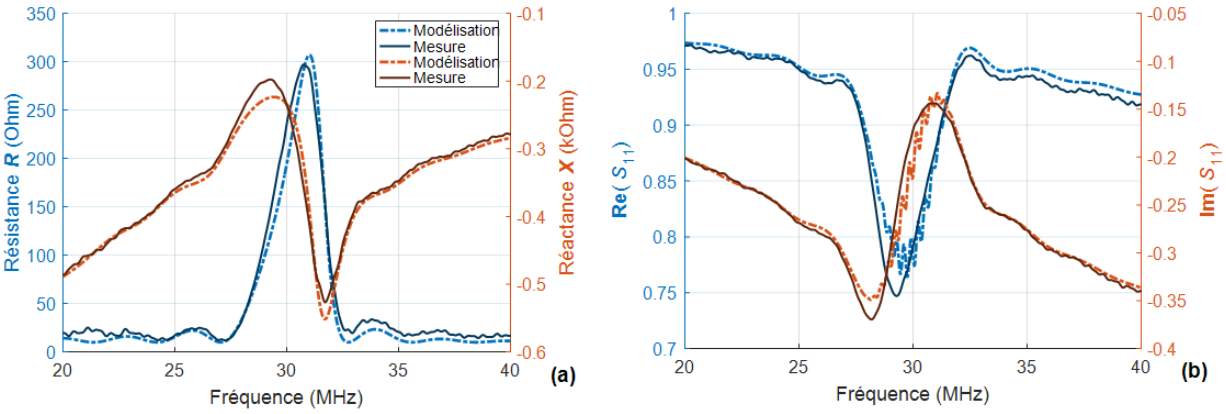


Figure 3-31 Caractérisation électrique et modélisation pour la LAR 30 MHz ; a) impédance, b) coefficient de réflexion

La **Figure 3-31** montre la mesure de la LAR 30MHz. Les courbes pointillées montrent les modélisations et les mesures sont présentées par les lignes continues. On remarque un décalage de fréquence par rapport aux modélisations et une légère inclinaison de la courbe modélisée de la résistance interne. Les mesures indiquent pour la résistance la valeur de 171 Ω, la parte réelle de coefficient de réflexion est égale à 0.74 et le S_{tt} à −25.4 dB. Ces valeurs sont dressées dans le tableau ci-dessous. La correspondance entre les mesures et les modélisations est de 92.3%.

	Modélisations	**Mesures**
Fréquence (MHz)	30	29.41
La réflexion S_{11} (dB)	≈0.76	0.74
Résistance (Ω)	171	163
S_{tt} (dB)	≈ −40	−25.4
R^2	92.3%	

Tableau 3-4 Comparaison entre la modélisation et la mesure pour LAR 30MHz

De même par rapport à la LAR 60 MHz on trouve une très bonne correspondance entre la modélisation et les mesures électriques réalisées. On trouve encore ce décalage fréquentiel par rapport à la modélisation. Ce dernier est dû l'estimation erronée de la vitesse de SAW dans la zone couverte par le réseau des électrodes. Un de mécanismes principaux de ralentissement des SAW et l'effet de masse. Avec l'augmentation du rapport h/λ la vitesse des ondes de surface devient de plus en plus lente. Ce rapport est égal à 0.31%. On verra la progression de ce ralentissement pour le cas de LAR 110 MHz (h/λ = 1.14%). La résistance interne est mesurée à 140 Ω la réflexion est mesurée à 0.73 et le S_{tt} à −25.4 dB.et la correspondance entre les mesures et les modélisations est de 97.3%.

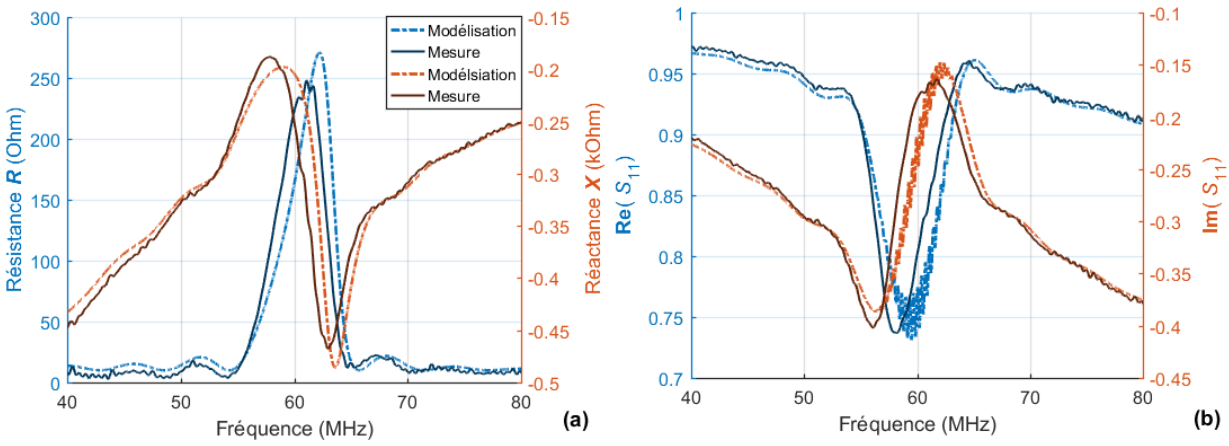


Figure 3-32. Caractérisation électrique et modélisation pour la LAR 60 MHz ; a) impédance, b) coefficient de réflexion

	Modélisations	**Mesures**
Fréquence (MHz)	60	58.44
La réflexion S_{11}(dB)	≈ 0.73	0.73
Résistance (Ω)	153	140
S_{tt} (dB)	≈ −40	≈ −25.4
R^2	97.3%	

Tableau 3-5- Comparaison entre la modélisation et la mesure pour LAR 60 MHz

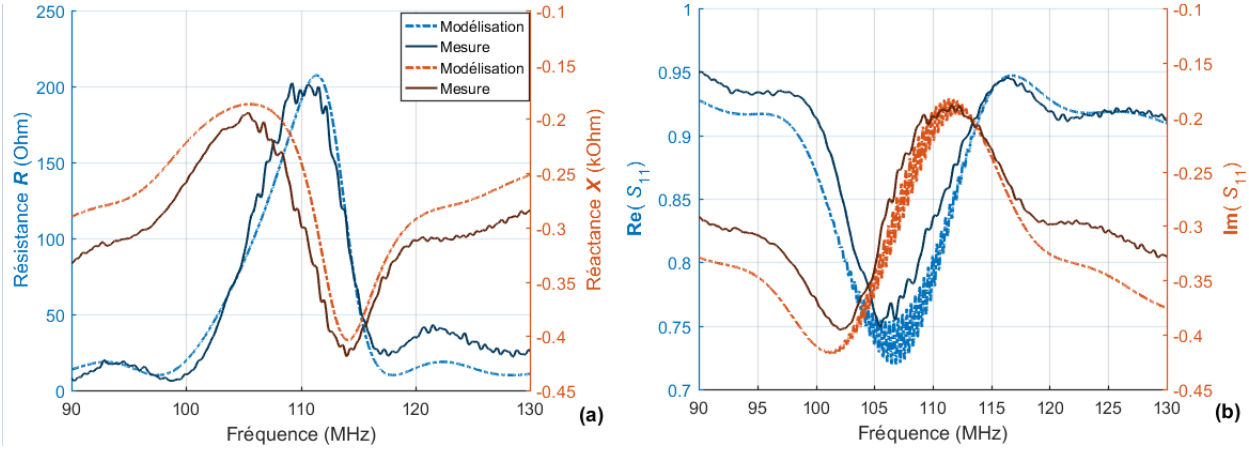


Figure 3-33 Caractérisation électrique et modélisation pour la LAR 110 MHz ; a) impédance, b) coefficient de réflexion

Concernant la LAR 110 MHz, la résistance interne est mesurée à 136 Ω la réflexion est mesurée à 0.75 et le S_{tt} à −26.3(dB).et la correspondance entre les mesures et les modélisations est de 91.8%.

	Modélisations	**Mesures**
Fréquence (MHz)	110	106.8
La réflexion S_{11}(dB)	≈0.72	≈ 0.75
Résistance (Ω)	129	136
S_{tt} (dB)	≈ -40	≈ -26.3
R^2	91.8%	

Tableau 3-6-Comparaison Modélisation-Mesure LAR 110MHz

« L'inclinaison » progressive de la courbe de R par rapport à la fréquence (30, 60, 110) s'explique pour la réflectivité des électrodes qui croit avec l'augmentation du rapport h/λ. Le décalage fréquentiel s'explique aussi par ce fait car la vitesse de propagation dans la structure périodique des électrodes quant à elle dépend aussi de ce rapport h/λ où h est l'épaisseur des électrodes et λ la longueur d'onde Le modèle actuel ne prend pas en compte ces particularités mais il est capable de prédire les caractéristiques les plus importantes de LAR avec précision admissible.

Le phénomène de la réflexion interne est bien visible dans la représentation graphique de la fonction S_{11}. La déviation d'allure générale de la phase visible sur toutes les figures en question peut être expliquée seulement en prenant en considération la réflectivité des électrodes. Nous allons considérer en détail ce phénomène dans le chapitre suivant consacré à la théorie de couplage de modes (COM).

Pour toutes les fréquences, on trouve que le modèle utilisé n'est pas suffisant pour prendre en compte l'effet de cette réflexion dans la comparaison entre les modélisations, surtout pour la représentation de la phase (**Figure 3-34**, **Figure 3-35**, **Figure 3-36**). Dans le chapitre 4, nous allons introduire un modèle qui prend en compte toutes les mécanismes essentiels de réflexion et de propagation de SAW dans les structures périodiques.

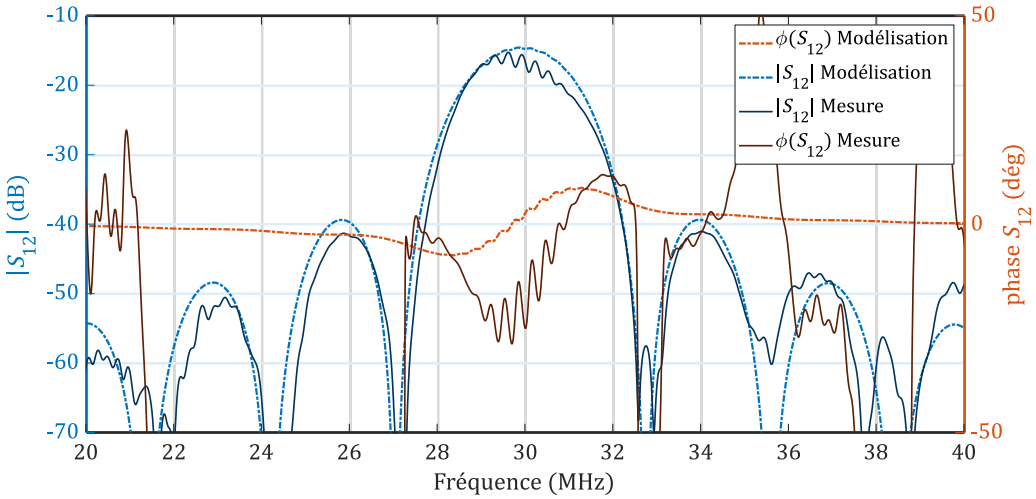


Figure 3-34 S_{12} (dB) LAR 30MHz

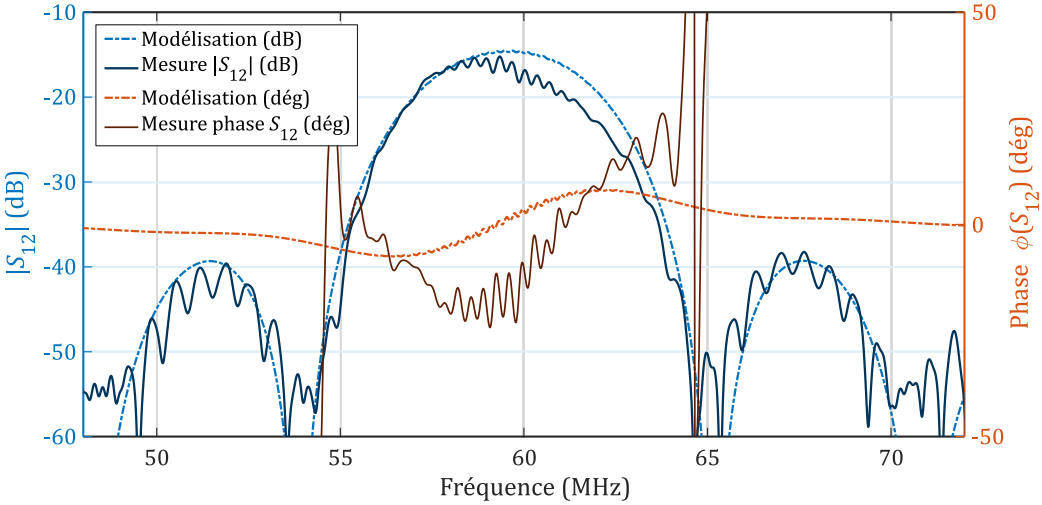


Figure 3-35 S_{12} (dB) LAR 60MHz

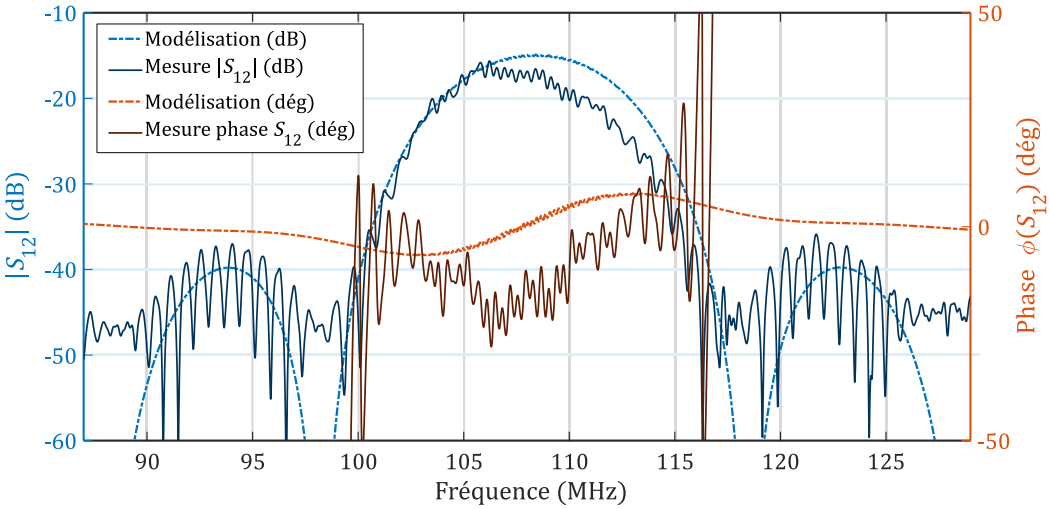


Figure 3-36 S_{12} (dB) LAR 110MHz

3.10 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons défini les principes de fonctionnement des transducteurs interdigités. Le modèle de réponse impulsionnelle et de la théorie des circuits ont été utilisé pour déterminer la matrice d'admittance qui nous a permis de calculer la fonction de transfert d'une ligne à retard. Cette fonction de transfert est impactée par les paramètres principaux d'une LAR qui sont : N_i (le nombre d'électrodes), W_a (la largeur de l'ouverture) et d (la distance entre l'émetteur et le récepteur).

La modélisation a eu comme but d'optimiser les paramètres des lignes à retard pour minimiser les pertes d'insertion et d'améliorer la linéarité de phase pour les futures applications dans les capteurs de pression. Une fois ces paramètres déduits, un masque avec toutes les différentes configurations des LAR a été fabriqué et les transducteurs ont été réalisés par le processus de la lithographie optique.

Des mesures électriques ont été réalisées afin de vérifier le fonctionnement des LAR. Ces mesures montrent une bonne adéquation entre les valeurs de perte d'insertion et la résistance modélisées et celles mesurées. Par contre, nous avons constaté que la méthode de modélisation utilisée et malgré la bonne correspondance avec les mesures, ne prend pas en compte tous les effets qui peuvent influencer la fonction de transfert. Pour cette raison, au chapitre 4, nous étudierons une autre méthode de modélisation appelée méthode de couplage des modes (COM). Ceci devrait permettre de résoudre une partie des phénomènes non pris en compte au chapitre 3.

Références

Ashfold, Michael N. R., Frederik Claeyssens, Gareth M. Fuge, et Simon J. Henley. 2004. « Pulsed Laser Ablation and Deposition of Thin Films ». *Chemical Society Reviews* 33 (1): 23. https://doi.org/10.1039/b207644f.

BALLANDRAS, Sylvain, et William STEICHEN. 2017. « Composants acoustiques utilisés pour le filtrage Modèles et outils de simulation ». *Techniques de l'ingénieur Matériaux pour l'électronique et dispositifs associés* base documentaire : TIB271DUO. (ref. article : e2001). http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/electronique-photonique-th13/materiaux-pour-l-electronique-et-dispositifs-associes-42271210/composants-acoustiques-utilises-pour-le-filtrage-e2001/.

Bray, Robert C, Tim L Bagwell, Roger L Jungerman, et Scott S Elliott. 1986. « Time-Domain Characterization of SAW Devices ». *Hewlett-Packard RF & Microwave Symposium*, 23.

Campbell, Colin. 1998. *Surface Acoustic Wave Devices for Mobil and Wireless Communications*. 1st éd. Orlando, FL, USA: Academic Press, Inc.

Engan, H. 1975. « Surface Acoustic Wave Multielectrode Transducers ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 22 (6): 395-401. https://doi.org/10.1109/T-SU.1975.30825.

Grate, Jay W. s. d. « Acoustic Wave Microsensors », 9.

Haartmann, C.S., Shen Jen, M.A. Domalewski, et J.C. Andle. 1987. « Improved Accuracy for Determining SAW Transducer Capacitance and K^2 ». In *IEEE 1987 Ultrasonics Symposium*, 161-68. Denver, Colorado, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1987.198946.

Hashimoto, Ken-ya. 2000. *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-662-04223-6.

Jackson, T J, et S B Palmer. 1994. « Oxide Superconductor and Magnetic Metal Thin Film Deposition by Pulsed Laser Ablation: A Review ». *Journal of Physics D: Applied Physics* 27 (8): 1581-94. https://doi.org/10.1088/0022-3727/27/8/001.

Mack, Chris A. 1988. « Absorption and Exposure in Positive Photoresist ». *Applied Optics* 27 (23): 4913. https://doi.org/10.1364/AO.27.004913.

Mader, W. R., et H. R. Stocker. 1982. « Extended Impulse Model for the Design of Precise SAW Filters on Quartz ». In *1982 Ultrasonics Symposium*, 29-34. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1982.197782.

Mitchell, R. F., R. F. Mitchell, et N. H. C. Reilly. 1972. « Equivalence of δ-function and equivalent-circuit models for interdigital acoustic-surface-wave transducers ». *Electronics Letters* 8 (13): 329-31. https://doi.org/10.1049/el:19720242.

Morgan, David P. 1991. « Propagation effects and materials ». In *Surface-Wave Devices for signal Processing*, 19:129-51. Studies in Electrical and Electronic Engineering. Amsterdam, The Netherlands: Elsevier.

Pierson, Hugh O., et Hugh O. Pierson. 1999. *Handbook of Chemical Vapor Deposition*. 2nd ed. Norwich, NY: Noyes Publications.

Smith, W.R., H.M. Gerard, J.H. Collins, T.M. Reeder, et H.J. Shaw. 1969. « Analysis of Interdigital Surface Wave Transducers by Use of an Equivalent Circuit Model ». *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* 17 (11): 856-64. https://doi.org/10.1109/TMTT.1969.1127075.

Soluch, W. 1993. « Admittance Matrix of a Surface Acoustic Wave Interdigital Transducer ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 40 (6): 828-31. https://doi.org/10.1109/58.248230.

Soluch, Waldemar. 1998. « Design of SAW Delay Lines for Sensors ». *Sensors and Actuators A: Physical* 67 (1-3): 60-64. https://doi.org/10.1016/S0924-4247(97)01737-8.

Steichen, William, et Sylvain Ballandras. 2008. « Composants acoustiques utilisés pour le filtrage - Revue des différentes technologies », 32.

White, R. M., et F. W. Voltmer. 1965. « DIRECT PIEZOELECTRIC COUPLING TO SURFACE ELASTIC WAVES ». *Applied Physics Letters* 7 (12): 314-16. https://doi.org/10.1063/1.1754276.

Chapitre 4 : Modélisations et optimisations des capteurs IDT basées sur la théorie de couplage des modes (COM)

Sommaire

Introduction 100

4.1 Fondamentaux de la théorie de couplage des modes (COM) 100

4.1.1 Couplage colinéaire 100

4.1.2 Structure périodique 102

4.1.3 Excitation 106

4.2 La théorie COM pour les dispositifs à onde acoustique de surface 106

4.2.1 Dérivation 106

4.2.2 Excitation par des IDT 110

4.2.3 Détection par des IDT 110

4.3 Modèle de la matrice-P 111

4.4 Méthode de la mise en cascade des matrices [P] 113

4.4.1 Matrice P d'un résonateur 1-porte 115

4.4.2 Matrice P d'une ligne à retard 115

4.5 Extraction des paramètres COM à l'aide du logiciel FEMSDA 116

4.5.1 Approches possibles pour l'extraction des paramètres COM 116

4.5.2 Modélisation FEMSDA (Finite Element Method + Spectral Domain Analysis) 118

4.5.3 Extraction de paramètres COM pour un réseau d'électrodes en or déposé sur le substrat en $LiNbO_3$, coupe YX 128° 121

4.6 Validation expérimentale de calcul des paramètres COM 124

4.7 Modélisation des LAR avec la théorie de matrices [P] 127

4.8 Conclusion 133

Références 134

Introduction

La modélisation des différentes configurations générant des ondes acoustiques de surface consiste à prendre en considération plusieurs paramètres qui affectent simultanément le signal de sortie. Dans le chapitre 3, nous avons vu que le modèle de la réponse impulsionnelle n'a pas été suffisant pour décrire tous les phénomènes physiques que l'onde SAW subit lors de sa propagation tels que la réflexion interne et l'épaisseur des électrodes par rapport à la longueur d'onde.

Ainsi le but de ce chapitre est de répondre à ces problématiques en utilisant la théorie de couplage des modes. Cette théorie nous permettra de modéliser la réponse électrique des lignes à retard mais aussi des résonateurs SAW à un port pour au final optimiser les capteurs de pression.

4.1 Fondamentaux de la théorie de couplage des modes (COM)

4.1.1 Couplage colinéaire

Les modes normaux ou modes propres sont des ondes se propageant sans changer leur amplitude, et elles n'échangent pas leur énergie entre elles (Hashimoto 2000). Par conséquent, l'amplitude $u_n(x)$ du n-ième mode propre se propageant vers la direction $+x$ satisfait l'équation différentielle suivante (Auld 1973) :

$$\frac{\partial u_n(x)}{\partial x} = -j\beta u_n(x), \tag{4. 1}$$

où β est le nombre d'onde du mode. Dans la discussion suivante, l'amplitude du mode est implicitement supposée être normalisée de sorte que les modes avec $|u_n|^2 = 1$ transportent la puissance unitaire.

Considérons le cas où deux fibres optiques sont placées à proximité comme la montre la **Figure 4-1**. Un couplage entre deux modes u_1 et u_2 peut alors se produire. Si le couplage est petit, sa contribution peut être exprimée en ajoutant des termes de perturbation linéaire dans (4. 1)

$$\frac{\partial u_1(x)}{\partial x} = -j\beta u_1(x) - jku_2(x), \tag{4. 2}$$

$$\frac{\partial u_2(x)}{\partial x} = -j\beta u_2(x) - jk'u_1(x). \tag{4. 3}$$

Ces types d'équations différentielles simultanées avec des termes de couplage mutuel linéaire sont appelés équations de couplage de modes (COM). Dans ces équations, k et k' sont des paramètres traduisant un couplage mutuel, et sont appelés coefficients de couplage mutuel. Par extension, le couplage mutuel entre plusieurs modes peut être construit de la même manière.

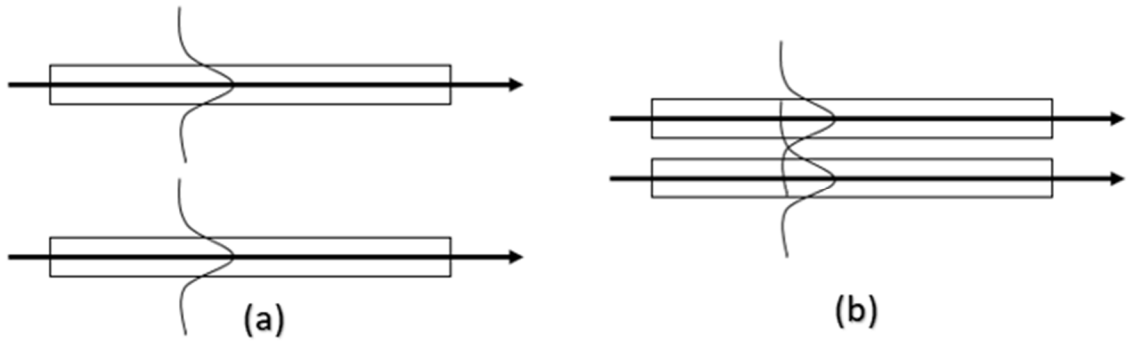


Figure 4-1 (a) fibres sans couplage (b) fibres couplées

Supposons que le système soit sans perte et donc unitaire. Étant donné que les amplitudes des modes sont normalisées, la condition unitaire pour la section représentée sur la **Figure 4-2** est donnée par

$$\frac{|u_1(x+\Delta x)|^2 + |u_2(x+\Delta x)|^2 - |u_1(x)|^2 - |u_2(x)|^2}{\Delta x} = 0$$

Puisque cette condition doit être satisfaite pour x et Δx arbitraires, pour $\Delta x \to 0$

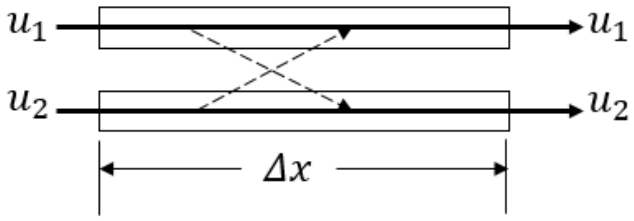


Figure 4-2 Entrée et sortie pour une section arbitraire

$$\frac{\partial(|u_1(x)|^2 + |u_2(x)|^2)}{\partial x} = 0 \qquad (4.\ 4)$$

La substitution de (4. 2) et (4. 3) en (4. 4) donne

$$u_1 \frac{\partial u_1(x)^*}{\partial x} + u_1{}^* \frac{\partial u_1(x)}{\partial x} + u_2 \frac{\partial u_2(x)^*}{\partial x} + u_2{}^* \frac{\partial u_2(x)}{\partial x} = 0, \qquad (4.\ 5)$$
$$2\mathrm{Im}(\beta)(|u_1(x)|^2 + |u_2(x)|^2 + 2\mathrm{Im}\{(k - k'^*)u_1(x)^* u_2(x)\} = 0.$$

Pour que la condition de (4. 5) soit vraie pour u_i arbitraire, les relations $\mathrm{Im}(\beta) = 0$ et $k' = k^*$ doivent être satisfaites. Ensuite, la substitution de ces relations en (4. 2) et (4. 3) donne l'équation COM finale, c'est-à-dire,

$$\frac{\partial u_1(x)}{\partial x} = -j\beta u_1(x) - jk u_2(x) \qquad (4.\ 6)$$

$$\frac{\partial u_2(x)}{\partial x} = -jk^* u_1(x) - j\beta u_2(x). \qquad (4.\ 7)$$

Si les deux fibres sont équivalentes, les indices 1 et 2 sont échangeables. Par conséquent, de (4. 6) et (4. 7), nous obtenons $k = k^*$. Par la suite, nous allons opérer sous l'hypothèse que k est imaginaire car cela dans le contexte des dispositifs SAW correspond aux cas d'unidirectionnalité de réseau d'électrodes induite soit par le substrat soit par la configuration des électrodes (SPUDT et autres configurations). Résolvons les équations différentielles linéaires simultanées (4. 6) et (4. 7). Si nous définissons un opérateur différentiel $\frac{\partial}{\partial x} \equiv \Lambda$, nous pouvons écrire sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} \Lambda + j\beta & jk \\ jk^* & \Lambda + j\beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1(x) \\ u_2(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad (4.\ 8)$$

Pour l'existence de solutions non triviales, le déterminant de la matrice du côté gauche doit être nul. Ensuite, nous obtenons

$$(\Lambda + j\beta)^2 + |k|^2 = 0,$$

Et ses solutions sont données par :

$$\Lambda = -j\beta \mp \mathrm{j}|k| \equiv -j\theta_{\pm}. \qquad (4.\ 9)$$

Les solutions de (4. 8) peuvent être écrites comme une combinaison linéaire de solutions de l'équation différentielle linéaire suivante :

$$\Lambda u_i = \frac{\partial u_i}{\partial x} = -j\theta_{\pm} u_i.$$

Ainsi, nous obtenons

$$u_1(x) = c_1 \exp(-j\theta_+ x) + c_2 \exp(-j\theta_- x), \quad (4.\ 10)$$

$$u_2(x) = r_+ c_1 \exp(-j\theta_+ x) + r_- c_2 \exp(-j\theta_- x), \quad (4.\ 11)$$

où $c_{1,2}$ sont les constantes déterminées par les conditions aux limites, et $r_{\pm}$= $(\theta_{\pm} - \beta)/k = \pm|k|/k$. Ainsi il ressort de (4. 10) et (4. 11), $\theta_{\pm}$ défini en (4. 9) correspond aux nombres d'ondes de deux modes lors du couplage.

Si les deux fibres sont équivalentes, $r_{\pm}$ = ±1 car $k = k^*$. Ensuite, il est clair que $u_1(x)$ = $u_2(x)$ pour θ_+ alors que $u_1(x)$ = $-u_2(x)$ pour θ_-. À savoir, le premier et le second cas correspondent respectivement aux modes symétrique et antisymétrique, comme le montre la **Figure 4-1**.

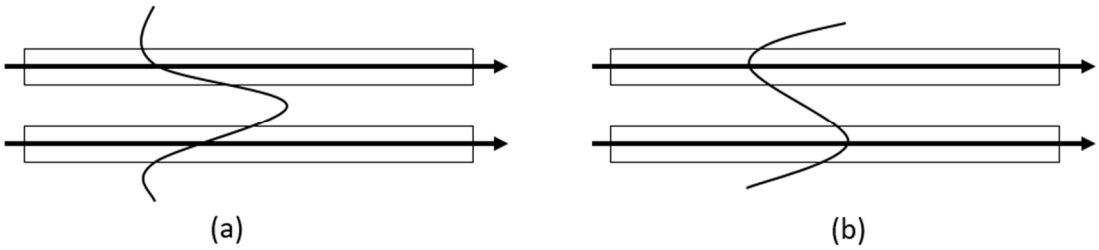


Figure 4-3 (a) Mode symétrique (b) Mode antisymétrique

4.1.2 Structure périodique

Considérons le couplage de deux modes se propageant dans la structure périodique représentée sur la **Figure 4-4** avec la périodicité p, où l'un d'eux se propage vers la direction $+x$ tandis que l'autre se propage vers la direction $-x$.

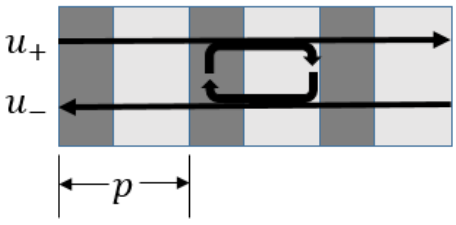


Figure 4-4 Structure périodique

Le théorème de Floquet (Elachi 1976) suggère que les champs de la structure périodique peuvent être exprimés sous la forme de :

$$u \propto \sum_{-\infty}^{+\infty} U_m \exp\{-j\left(\beta + \frac{2\pi m}{p}\right)x\}.$$

La réflexion de Bragg d'ordre *M* se produit à $|\beta - 2\pi M/p| \cong |\beta|$. Cela signifie que le couplage le plus significatif est celui qui existe entre le composant ayant pour le nombre d'onde β et celui ayant pour le nombre d'onde $\beta - 2\pi M/p$, et que les contributions des autres étant relativement faibles.

Ainsi, en ne tenant compte que de ces deux composantes, nous obtenons le système d'équation COM :

$$\frac{\partial u_+(x)}{\partial x} = -j\beta u_+(x) - jk_{12}u_-(x)\exp(-2\pi jMx/p), \quad (4.\ 12)$$

$$\frac{\partial u_-(x)}{\partial x} = +j\beta u_-(x) + jk'_{12}u_+(x)\exp(+2\pi jMx/p), \quad (4.\ 13)$$

où $u_\pm$ est l'amplitude du mode se propageant vers la direction $\pm x$, et k_{12} et k'_{12} sont les coefficients de couplage mutuels.

En utilisant l'expression :

$$u_\pm(x) = U_\pm(x)\exp(\mp\pi jMx/p)\ ; \quad (4.\ 14)$$

(4. 12) et (4. 13) peuvent être réécrits comme

$$\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} = -j\theta_u U_+(x) - jk_{12}U_-(x), \quad (4.\ 15)$$

$$\frac{\partial U_-(x)}{\partial x} = +jk'_{12}U_+(x) + j\theta_u U_-(x), \quad (4.\ 16)$$

où $\boldsymbol{\theta_u} = \beta - \pi M/p$ est l'écart du nombre d'onde β par rapport à la condition de Bragg, et est appelé **facteur de désaccouplement** (applé en anglais aussi comme « detuning factor » ou « **U**nperturbed wavenumber »).

Dérivons ensuite la condition unitaire en utilisant la procédure décrite dans **4.1.1** Puisque

$$\frac{\partial\left(|U_+(x)|^2 - |U_-(x)|^2\right)}{\partial x} = 0$$

$$U_+\frac{\partial\, U_+(x)^*}{\partial x} + {U_+}^*\frac{\partial\, U_+(x)}{\partial x} - U_-\frac{\partial U_-(x)^*}{\partial x} - {U_-}^*\frac{\partial U_-(x)}{\partial x} = 0$$

$$2\mathfrak{Im}(\theta_u)(|U_+(x)|^2 + |U_-(x)|^2 + 2\mathfrak{Im}\{(k_{12} - k'^*_{12})U_+(x)^*U_-(x)\} = 0$$

On obtient la condition unitaire de $\mathfrak{Im}(\theta_u) = 0$ et $k'_{12} = k^*_{12}$. Ainsi, l'équation COM finale est donnée par :

$$\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} = -j\theta_u U_+(x) - jk_{12}U_-(x), \quad (4.\ 17)$$

$$\frac{\partial U_-(x)}{\partial x} = jk^*_{12}U_+(x) + j\theta_u U_-(x), \quad (4.\ 18)$$

Si la structure est symétrique, puisque (4. 17) et (4. 18) doivent être invariants contre l'échange $\pm x \leftrightarrow \mp x$ et $U_\pm \leftrightarrow U_\mp$, nous obtenons $k^*_{12} = k_{12}$.

Ensuite, résolvons (4. 17) et (4. 18). La définition de $\frac{\partial}{\partial x} \equiv \Lambda$ donne :

$$\begin{pmatrix} \Lambda + j\theta_u & jk_{12} \\ jk^*_{12} & \Lambda - j\theta_u \end{pmatrix}\begin{pmatrix} U_+(x) \\ U_-(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.\ 19)$$

Des solutions non triviales sont alors obtenues lorsque le déterminant de la matrice de gauche est nul

$$\Lambda^2 + \theta_u^2 - |k_{12}|^2 = 0,$$

la condition est donnée par :

$$\Lambda = \mp\mathrm{j}\sqrt{\theta_u^2 - |k_{12}|^2} \equiv \mp\mathrm{j}\theta_p,$$

θ_p est le **nombre d'onde pour le mode perturbé** (perturbed (or loaded) wavenumber).

En utilisant cela, la solution peut être exprimée sous la forme :

$$U_+(x) = c_+ \exp(-j\theta_p x) + \Gamma_- c_- \exp(+j\theta_p x), \quad (4.\ 20)$$

$$U_-(x) = \Gamma_+ c_+ \exp(-j\theta_p x) + c_- \exp(+j\theta_p x), \quad (4.\ 21)$$

où $c_\pm$ sont des inconnues déterminées par les conditions aux limites, et

$$\Gamma_+ = \frac{\theta_p - \theta_u}{k_{12}} \quad (4.\ 22)$$

$$\Gamma_- = \frac{\theta_p - \theta_u}{k_{12}^*} \quad (4.\ 23)$$

Les équations (4. 20) et (4. 21) suggèrent que $\theta_p + \pi M/p$ correspond au nombre d'onde du mode perturbé près de la M-ème résonance. La **Figure 4-5** montre θ_p en fonction de θ_u. Le coefficient de réflexion prend un maximum à $\theta_u = 0$, et son amplitude et sa largeur de bande d'arrêt sont déterminées par $|k_{12}|$.

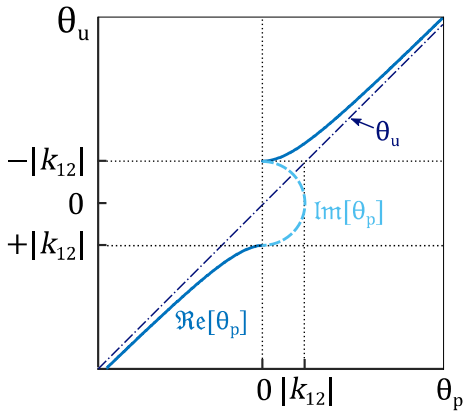


Figure 4-5 courbes de dispersion par un réseau de réflecteurs

Il ressort de (4. 20) et (4. 21) que $\Gamma_\pm$ correspond à la réflexion coefficient d'incidence de SAW à un réseau semi-infini de la direction $\mp x$. La **Figure 4-6** montre $\Gamma_\pm$ en fonction de la fréquence. Dans la figure ci-dessous $\phi = \angle k_{12}$. Dans

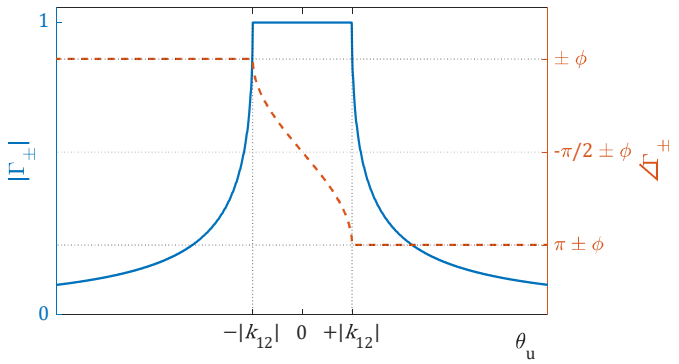


Figure 4-6 Coefficient de réflexion $\Gamma_\pm$ du réseau semi-infini

la bande d'arrêt, $|\Gamma_\pm|^2 = 1$, et $\angle\Gamma_\pm$ change progressivement selon :

$$\angle\Gamma_{\pm} = -sin^{-1}(\theta_u/|k_{12}|) - \frac{\pi}{2} \mp \phi. \tag{4. 24}$$

En revanche, hors de la bande d'arrêt, $\angle\Gamma_{\pm}$ est constant et $|\Gamma_{\pm}|$ change progressivement selon :

$$|\Gamma_{\pm}| = |\theta_u|/|k_{12}| - \sqrt{(\theta_u/|k_{12}|)^2 - 1}. \tag{4. 25}$$

Considérons le cas où une onde acoustique de surface est incidente à un réseau avec longueur finie comme le montre la **Figure 4-7**. Puisque la condition aux limites est donnée par $u_+(0) = A_{in}$; n et $u_-(L) = 0$, nous obtenons :

$$c_+ = A_{in}\frac{1}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}$$

$$c_- = -A_{in}\frac{\Gamma_+\exp(-2j\theta_p L)}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}$$

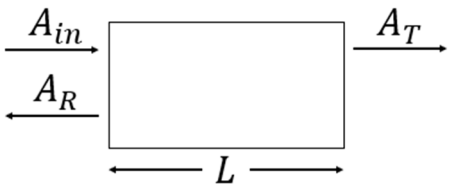


Figure 4-7 Incidence de SAW au réseau de longueur finie

Puis

$$U_+(x) = A_{in}\frac{\exp(-j\theta_p x) - \Gamma_+\Gamma_-\exp\{j\theta_p(x - 2L)\}}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}, \tag{4. 26}$$

$$U_-(x) = \Gamma_+ A_{in}\frac{\exp(-j\theta_p x) - \Gamma_+\Gamma_-\exp\{j\theta_p(x - 2L)\}}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}. \tag{4. 27}$$

Par conséquent, le coefficient de réflexion Γ et le coefficient de transmission T sont donnés par

$$T = \frac{A_T}{A_{in}} = \frac{(1 - \Gamma_+\Gamma_-)\exp(-j\theta_p L)}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}, \tag{4. 28}$$

$$\Gamma = \frac{A_R}{A_{in}} = \Gamma_+\frac{1 - \exp(-2j\theta_p L)}{1 - \Gamma_+\Gamma_-\exp(-2j\theta_p L)}. \tag{4. 29}$$

La **Figure 4-8** montre le coefficient Γ donné par (4. 29). La comparaison avec **Figure 4-6** suggère que la différence entre Γ et $\Gamma_{\pm}$ est négligeable dans la bande d'arrêt.

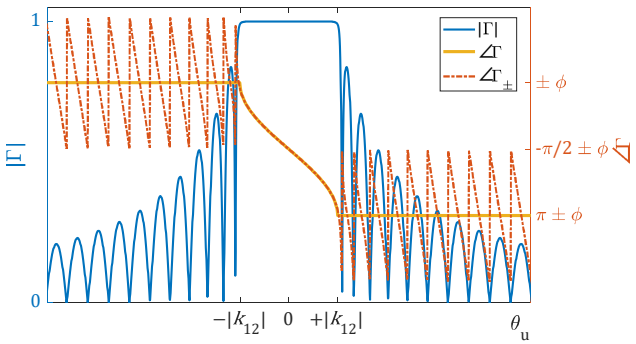


Figure 4-8 Coefficient de réflexion Γ pour un réseau à longueur finie

En effet, le champ SAW est évanescent dans le réseau et Γ est à peine influencé par l'extrémité droite de l'équation (4. 29). D'un autre côté, une ondulation considérable se produit hors de la bande d'arrêt. Cela est dû aux interférences entre les SAW réfléchies sur les bords du réseau, et les emplacements des valeurs nulles correspondantes sont donnés par :

$$\theta_u = \pm\sqrt{|k_{12}| + (n\pi/L)^2},$$

Et sont déterminés par $|k_{12}|$. Par contre, le maximum du coefficient de réflexion est donné par

$$\max(|\Gamma|) = \tanh(|k_{12}|L), \tag{4. 30}$$

Déterminé par $|k_{12}|$.

4.1.3 Excitation

Considérons une excitation des ondes sans réflexion. Dans ce cas, l'équation COM est donnée par

$$\frac{\partial u(x)}{\partial x} = -j\beta u(x) + f(x), \tag{4. 31}$$

où β est le nombre d'onde du mode et $f(x)$est la distribution source.

En supposant que $u(x) = U(x)\exp(-j\beta x)$, l'équation COM (4. 31) devient

$$\frac{\partial u(x)}{\partial x} = f(x)\ \exp(j\beta x) \tag{4. 32}$$

Ainsi, la solution générale de cette équation différentielle est donnée par

$$u(x) = \exp(-j\beta x)\left[c_0 + \int_{-\infty}^{x} f(x')\exp(j\beta x')dx'\right] \tag{4. 33}$$

Où c_0 est une constante. Si $f\ (x)$ est bornée dans une certaine région et que le point d'observation x est choisi en dehors de cette région, l'intervalle intégral dans la solution peut être remplacé par $[-\infty, +\infty]$, puis l'intégrale correspond à l'intégrale de Fourier de $f\ (x)$. Cela suggère que seule la composante de Fourier avec un nombre d'onde β est responsable du rayonnement de l'onde correspondante.

4.2 La théorie COM pour les dispositifs à onde acoustique de surface

4.2.1 Dérivation

Considérons une partie d'un IDT comme le montre la **Figure 4-9**, où V est la tension appliquée à l'IDT. En suivant la procédure de dérivation générale pour les équations COM décrite précédemment, nous pouvons obtenir l'équation COM pour l'IDT sous la forme de :

$$\frac{\partial u_+(x)}{\partial x} = -j\beta u_+(x) - jk_{12}u_-(x)\exp(-2\pi jMx/p) + j\zeta V\exp(-\pi jMx/p), \tag{4. 34}$$

$$\frac{\partial u_-(x)}{\partial x} = +j\beta u_-(x) - jk'_{12}u_+(x)\exp(+2\pi jMx/p) - j\zeta' V\exp(+\pi jMx/p), \tag{4. 35}$$

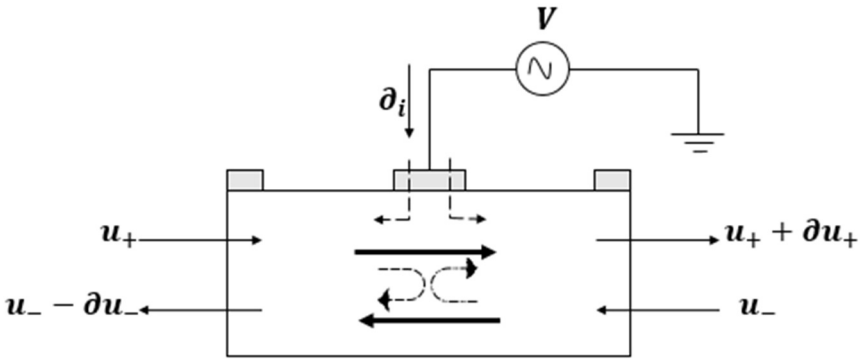


Figure 4-9 Section d'unité d'IDT

Où ζ est un coefficient responsable de l'efficacité d'excitation, et est appelé coefficient de transduction.

En utilisant l'expression

$$u_{\pm}(x) = U_{\pm}(x)\exp(\mp\pi jMx/p),$$

nous obtenons

$$\frac{\partial U_{+}(x)}{\partial x} = -j\theta_u U_{+}(x) - jk_{12}U_{-}(x) + j\zeta V, \quad (4.\ 36)$$

$$\frac{\partial U_{-}(x)}{\partial x} = +jk'_{12}U_{+}(x) + j\theta_u U_{-}(x) - j\zeta' V, \quad (4.\ 37)$$

où $\beta - \pi M/p = \theta_u$.

Dérivons le courant $I\ (x)$ sur le bus (métallisation latérale). La **Figure 4-10** suggère que son incrément dans une période $p_I = 2p$ de l'IDT est donné par

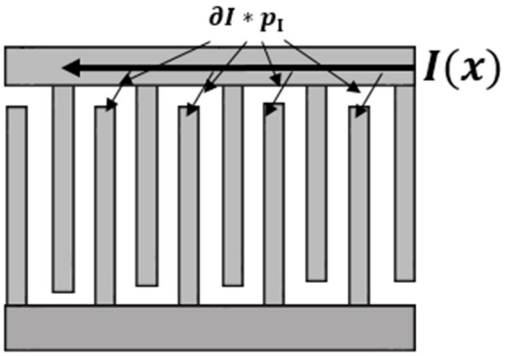


Figure 4-10 Courant passant dans les IDTs

$$I(x + p_I) - I(x) = p_I\{-j\eta U_{+}(x) - j\eta' U_{-}(x) + j\omega CV\} \quad (4.\ 38)$$

Où C est la capacité statique par unité de longueur, et η et η' sont les coefficients responsables de l'efficacité de réception. En prenant la limite par rapport à p_I, on obtient :

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = -j\eta U_{+}(x) - j\eta' U_{-}(x) + j\omega CV. \quad (4.\ 39)$$

Dérivons la condition unitaire de (4. 36) - (4. 39). Bien que U ± soit une valeur efficace, nous exprimons V et $I\ (x)$ à leurs amplitudes maximales. Ensuite, à partir de la relation de conservation de puissance de

$$\frac{\delta(|u_+(x)|^2 - |u_-(x)|^2)}{\delta x} = \frac{1}{2}\frac{\partial \mathrm{Im}[VI(x)^*]}{\partial x} \tag{4. 40}$$

On obtient les relations $\mathrm{Im}(\beta) = 0,\ k'_{12} = k^*_{12}\,, \eta = 4\zeta$ et $\eta' = 4\zeta'$.

A cela s'ajoute, dans le cas où l'IDT est piloté par une source électrique monophasée nous avons, $\zeta = \zeta'$.

Ainsi, l'équation COM finale est donnée par :

$$\frac{\partial U_+(x)}{\partial x} = -j\theta_u U_+(x) - jk_{12}U_-(x) + j\zeta V, \tag{4. 41}$$

$$\frac{\partial U_-(x)}{\partial x} = jk^*_{12}U_+(x) + j\theta_u U_-(x) - j\zeta^* V, \tag{4. 42}$$

$$\frac{\partial I(x)}{\partial x} = -4j\zeta^* U_+(x) - 4j\zeta U_-(x) + j\omega CV. \tag{4. 43}$$

Notez que la perte de propagation peut être incluse en donnant une valeur complexe à θ_u bien que la condition unitaire ait été utilisée pour la dérivation de (4. 41) - (4. 43).

La résolution (4. 41) - (4. 43) donne les solutions générales de :

$$U_+(x) = c_+ \exp(-j\theta_p x) + \Gamma_- c_- \exp(+j\theta_p x) + \xi_+ V, \tag{4. 44}$$

$$U_-(x) = \Gamma_+ c_+ \exp(-j\theta_p x) + c_- \exp(+j\theta_p x) + \xi_- V, \tag{4. 45}$$

$$I(x) = \int 4j\zeta^* U_+(x) - 4j\zeta U_-(x) + j\omega CV, \tag{4. 46}$$

où θ_p est le nombre d'onde du mode perturbé couplé à l'onde réfléchie et est donné par

$$\begin{cases} -\sqrt{\theta_u^2 - |k_{12}|^2} & (\theta_u < -|k_{12}|), \\ -\mathrm{j}\sqrt{|k_{12}|^2 - \theta_u^2} & (|\theta_u| < |k_{12}|), \\ \sqrt{\theta_u^2 - |k_{12}|^2} & (\theta_u > |k_{12}|), \end{cases} \tag{4. 47}$$

et

$$\Gamma_+ = \frac{\theta_p - \theta_u}{k_{12}}, \tag{4. 48}$$

est le coefficient de réflexion pour un SAW propageant dans le sens $+x$ alors que

$$\Gamma_- = \frac{\theta_p - \theta_u}{k^*_{12}}, \tag{4. 49}$$

est celui pour celui dans l'autre sens des $-x$.

$$\xi_+ = \frac{\zeta\theta_u - \zeta^* k_{12}}{{\theta_p}^2}, \tag{4. 50}$$

est l'efficacité d'excitation de SAW dans le sens de propagation $+x$ alors que

$$\xi_- = \frac{\zeta^*\theta_u - \zeta {k_{12}}^*}{{\theta_p}^2} \tag{4. 51}$$

est celle du sens de propagation $-x$.

Dans le cas d'un réseau d'électrodes en circuit-ouvert (CO) $\delta I = 0$ et les équations (4. 44–4.46) donnent le rapport de dispersion suivant :

$$\theta_p^{CO} = \beta - \frac{\pi M}{p} = \sqrt{(\theta_u - 4|\zeta|^2/\omega C)^2 - |k_{12} - 4\zeta^2/\omega C|^2} \tag{4. 52}$$

L'équation (4. 52) inclue les variables du coefficient de transduction ζ et de la capacitance C responsables de la rétroaction électrique du réseau d'électrodes sur l'onde propageant. Contrairement à ce cas, le réseau des électrodes en circuit court (CC) qui ne permet pas l'apparition des différences de potentiels ($\delta U = 0$) induit seulement la réflexion passive définie par le coefficient k_{12}. Le cas de θ_p^{CC} pour un circuit court est décrit par le système des équations (4. 47) qui représente la même relation que la définition de θ_p pour le cas général de réseau périodique passif donné en section 4.1.2.

La **Figure 4-11** montre les caractéristiques de dispersion des ondes de surface sur des réseaux ouverts et court-circuités. Il est clair que le bus donnant les bords de la bande d'arrêt est déterminé de manière unique à partir des paramètres COM. Ce fait sera utilisé pour la détermination théorique des paramètres COM, qui sera discutée au 4.5.2.

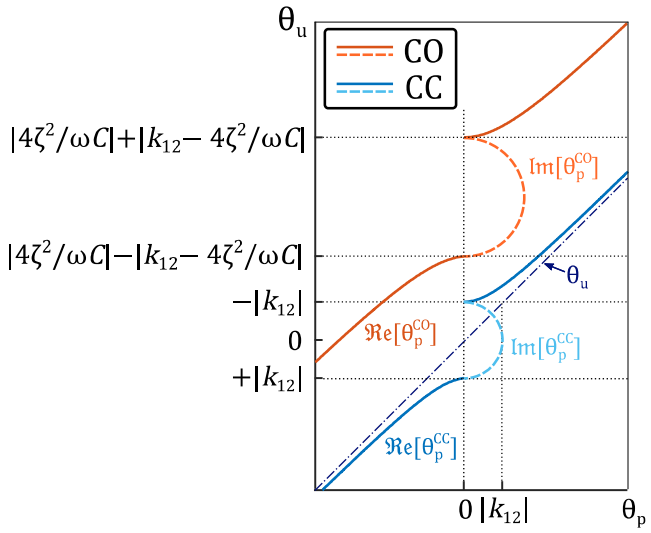


Figure 4-11 Courbes de dispersion pour un réseau d'électrodes en circuit cout (CC) et en circuit ouvert (CO).

Ci-après, comme amplitude de mode, nous utilisons le potentiel électrique de surface normalisé associé aux SAW. Si une période unitaire de l'IDT est symétrique comme le montre la **Figure 4-12**, ainsi que l'unidirectionnalité naturelle n'existe pas (Thorvaldsson 1989), alors k_{12} et ζ sont purement réels en raison de la symétrie du potentiel électrique de surface normalisé.

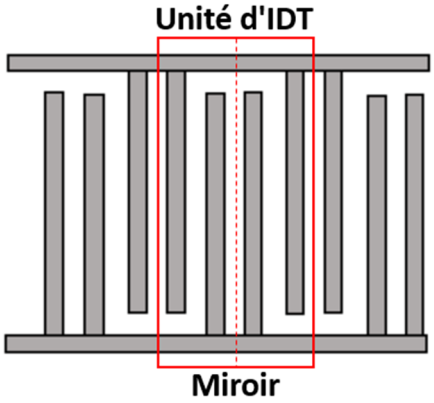


Figure 4-12 IDT avec symétrie miroir pour chaque période

Dans ce cas

$$\Gamma_0 = \Gamma_+ = \Gamma_- = \frac{\theta_p - \theta_u}{k_{12}}, \tag{4. 53}$$

Et

$$\xi_0 = \xi_+ = \xi_- = \frac{\zeta}{\theta_u + k_{12}}. \tag{4. 54}$$

4.2.2 Excitation par des IDT

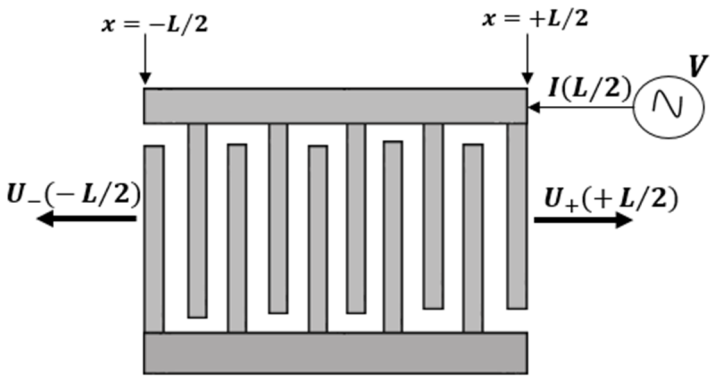


Figure 4-13 Excitation de SAW par IDT

Considérons l'excitation de SAW par un IDT sans directivité comme montre ci-dessus (**Figure 4-13).**

Sachant que $U_+(-L/2) = 0$ et $U_-(+L/2) = 0$, les équations (4. 44) et (4. 45) conduisent à :

$$c_\pm = -\frac{\xi V}{\Gamma_0 \exp(-j\theta_p L/2) + \exp(+j\theta_p L/2)}, \tag{4. 55}$$

avec $I(-L/2) = 0$. Alors la substitution de l'expression de $c_\pm$ dans la solution de $I(x)$ nous donne :

$$Y = I(+L/2)/V = \frac{8j\zeta\xi L(\Gamma_0 + 1)\mathrm{sinc}(\theta_p L/2)}{\exp(j\theta_p L/2) + \Gamma_0 \exp(-j\theta_p L/2)} + j\omega CL - 8j\zeta\xi L. \tag{4. 56}$$

Dans le cas où la réflexion interne est négligeable ($k_{12} = 0$), l'expression de Y se réduit à :

$$\frac{Y}{L} = 4\zeta^2 L sinc^2(\theta_u L/2) + j\omega\zeta^2 {\theta_u}^{-1} sinc(\theta_u L) - 8j\zeta^2/\theta_u. \tag{4. 57}$$

4.2.3 Détection par des IDT

De même on considère la détection d'une SAW par un IDT sans directivité comme montre ci-dessous :

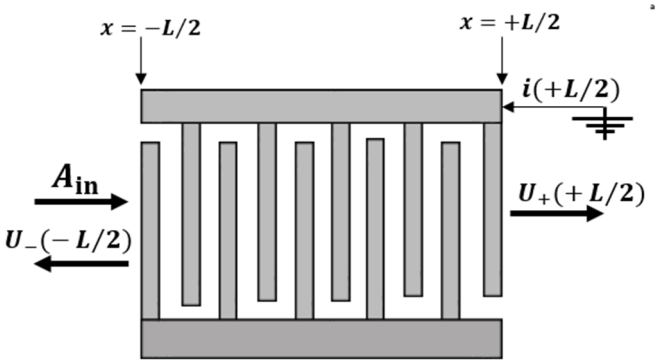


Figure 4-14 Détection de SAW par IDT

Sachant que $U_+(x) = A_{in}$ à $x = -L/2$ et $U_-(x) = 0$ à $x = +L/2$, les équations (4. 44) et (4. 45) conduisent aux relations suivantes :

$$c_+ + c_- = A_{in}/\{\exp(+j\theta_p L/2) + \Gamma_0 \exp(-j\theta_p L/2)\}, \quad (4.\ 58)$$

$$c_+ - c_- = A_{in}/\{\exp(+j\theta_p L/2) - \Gamma_0 \exp(-j\theta_p L/2)\}. \quad (4.\ 59)$$

Par contre $I(x) = 0$ à $x = -L/2$ et $V = 0$. Par substitution dans (4. 58) et (4. 59) on aura :

$$\begin{aligned} I(L/2) &= -4jL\zeta(\Gamma_0 + 1)(c_+ + c_-)sinc(\theta_p L/2) \\ &= -4jLA_{in}\zeta \frac{(\Gamma_0 + 1)\mathrm{sinc}(\theta_p L/2)}{\exp(j\theta_p L/2) + \Gamma_0 \exp(-j\theta_p L/2)}. \end{aligned} \quad (4.\ 60)$$

Dans le cas où la réflexion interne est négligeable ($k_{12} = 0$), on obtient :

$$I(L/2) = -4jLA_{in}\zeta\ \mathrm{sinc}(\theta_p L/2)\ \exp(-j\theta_p L/2). \quad (4.\ 61)$$

4.3 Modèle de la matrice-P

Dans la conception de dispositifs SAW complexes, il peut être utile d'utiliser des électrodes individuelles aux propriétés variables, ce qui peut rendre le modèle COM inefficace. Dans de telles structures, le modèle de la matrice [P], qui est une extension du modèle COM, est une technique de modélisation efficace où les équations linéaires COM pour chaque composant sont exprimées comme les éléments d'une matrice appelée matrice [P]. La réponse totale du dispositif peut être déterminée par la mise en cascade des matrices [P] de tous les composants individuels. La mise en cascade est effectuée en considérant l'amplitude de l'onde de sortie d'un composant comme l'amplitude de l'onde d'entrée du composant voisin. Ceci est basé sur l'hypothèse qu'il n'y a pas de changement dans la polarisation de l'onde d'un composant du dispositif à l'autre, ce qui est applicable à une large gamme de dispositifs. En outre, les paramètres utilisés dans le modèle [P] sont les mêmes que ceux utilisés dans le modèle COM. Par conséquent, les paramètres COM peuvent être utilisés pour dériver la matrice [P] du dispositif. Le modèle de matrice [P] considère les composants SAW comme un dispositif à trois ports, deux ports acoustiques et un port électrique, comme c'est présenté dans la **Figure 4-15.**

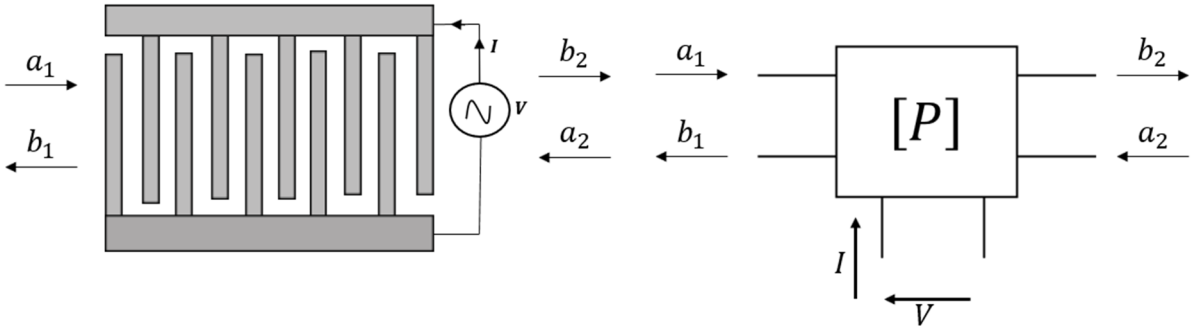


Figure 4-15 Représentation de la matrice [P] d'un IDT avec deux ports acoustiques et un port électrique *(V. Plessky et Koskela 2000)*

Les ondes arrivant de l'extérieur comme la tension électrique V et les amplitudes acoustiques a_1 et a_2 déterminent la réponse de la structure sous forme d'ondes partant de la structure, c'est-à-dire, le courant I et les amplitudes acoustiques b_1 et b_2 (V. Plessky et Koskela 2000).

La matrice [P] de l'IDT représentée sur la **Figure 4-15** est donnée par :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{11} & P_{12} & P_{13} \\ P_{21} & P_{22} & P_{23} \\ P_{31} & P_{32} & P_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ V \end{pmatrix}, \tag{4. 62}$$

Ici, la diffusion des ondes est caractérisée par les coefficients de transmission P_{12} et P_{21} et les coefficients de réflexion P_{11} et P_{22}. Les éléments de diffusion de la matrice [P] sont donnés par :

$$P_{11} = \frac{\Gamma_-(1-E^2)}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2}, \tag{4. 63}$$

$$P_{22} = \frac{\Gamma_-(1-E^2)}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2}, \tag{4. 64}$$

$$P_{12} = \frac{E(1-\Gamma_+\Gamma_-)}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2}, \tag{4. 65}$$

avec $E = \exp(-j\theta_p L)$.

L'efficacité d'excitation de l'IDT en réponse à la tension d'entrée est représentée par P_{13} et P_{23} comme

$$P_{13} = \frac{(1-E)\xi_-(1-\Gamma_+\Gamma_-E) - \xi_+\Gamma_+(1+E)}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2}, \tag{4. 66}$$

$$P_{23} = \frac{(1-E)\xi_+(1+\Gamma_+\Gamma_-E) - \xi_-\Gamma_-(1+E)}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2}. \tag{4. 67}$$

Le courant induit par les ondes arrivant aux ports acoustiques est décrit par les éléments de matrice P_{31} et P_{32} exprimés sous la forme :

$$P_{31} = -2P_{13}, \tag{4. 68}$$

$$P_{32} = -2P_{23}, \tag{4. 69}$$

L'un des éléments importants de la matrice P est l'admittance P_{33}, qui décrit le comportement électrique d'une structure bidirectionnelle uniforme (IDT ou réflecteur) en mettant en relation le courant I dans la structure avec la tension V et donnée par (Plessky,Koskela 2000).

$$P_{33} = \frac{2(1-E)\{(\xi_+ - \Gamma_-\xi_-E)(\zeta^* + \Gamma_+\zeta) + (\xi_- - \Gamma_+\xi_+E)(\zeta + \Gamma_-\zeta^*)\}}{1-\Gamma_+\Gamma_-E^2} \\ -2j(\zeta^*\xi_+ + \zeta\xi_-) + j\omega CL. \tag{4. 70}$$

Dans le cas d'un IDT isolé, nous sommes dans un système symétrique alors :

$$P_{11} = P_{22} = \frac{\Gamma_0(1-E^2)}{1-\Gamma_0E^2}, \tag{4. 71}$$

$$P_{13} = P_{23} = \frac{\xi(1-E)(1-\Gamma_0E)}{1-\Gamma_0E}, \tag{4. 72}$$

$$P_{33} = 4\xi\zeta\left[\frac{(1-E)(1-\Gamma_0)}{\theta_p(1-\Gamma_0E)}\right] - jL + j\omega CL. \tag{4. 73}$$

4.4 Méthode de la mise en cascade des matrices [P]

La principale raison de l'introduction de la matrice P est sa commodité pour modéliser des dispositifs composés de plusieurs sous-structures différentes, telles que des IDT, des réflecteurs, des rainures et des absorbeurs. Sur la base de l'hypothèse de localité, les sous-structures sont traitées indépendamment et sont décrites à l'aide de matrices P. En reliant les entrées et sorties acoustiques et électriques, on peut obtenir un modèle pour l'ensemble du dispositif.

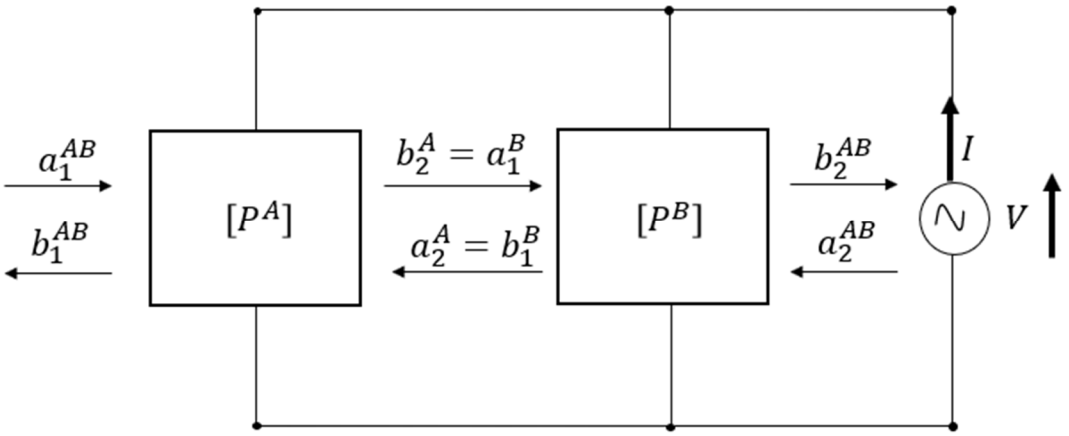


Figure 4-16 Mise en cascade de deux structures ayant un port acoustique commun et connectées électriquement en parallèle.

À titre d'exemple, considérons deux structures A et B, partageant un port acoustique et connectées électriquement en parallèle, comme le montre la **Figure 4-16.** Les structures peuvent être décrites par deux matrices [P^A] et [P^B], respectivement. Les règles permettant d'obtenir la matrice P finale ont été établies par (Abbott, Hartmann, et Malocha 1989) et sont citées ci-dessous :

$$P_{11} = P_{11}^A + P_{11}^B \frac{P_{21}^A P_{12}^A}{1 - P_{11}^B P_{22}^A}, \tag{4. 74}$$

$$P_{22} = P_{22}^A + P_{22}^B \frac{P_{21}^B P_{12}^B}{1 - P_{11}^B P_{22}^A}, \tag{4. 75}$$

$$P_{12} = P_{12} = \frac{P_{12}^A P_{12}^B}{1 - P_{11}^B P_{22}^A}, \tag{4. 76}$$

$$P_{13} = P_{13}^A + P_{12}^A \frac{P_{13}^B + P_{11}^B P_{23}^A}{1 - P_{11}^B P_{22}^A}, \tag{4. 77}$$

$$P_{23} = P_{23}^B + P_{21}^B \frac{P_{23}^A + P_{22}^A P_{13}^B}{1 - P_{11}^B P_{22}^A}, \tag{4. 78}$$

$$P_{33} = P_{33}^A + P_{33}^B + P_{32}^A \frac{P_{13}^B + P_{11}^B P_{23}^A}{1 - P_{11}^B P_{22}^A} + P_{31}^B \frac{P_{23}^A + P_{22}^A P_{13}^B}{1 - P_{22}^A P_{11}^B}, \tag{4. 79}$$

Dans le cas d'un résonateur SAW, la structure de la cascade est montrée dans la **Figure 4-18**.

4.4.1 Matrice P d'un résonateur 1-porte

Les résonateurs synchrones sont constitués d'un transducteur entouré de deux réflecteurs qui forment mécaniquement une continuation de la structure des électrodes dans l'IDT. Dans le cas le plus simple, le transducteur est uniforme et périodique **(Figure 4-17)** ; nous appelons ce dispositif un résonateur uniforme synchrone. Les résonateurs uniformes synchrones sont largement utilisés comme structures de test dans l'extraction des paramètres du COM.

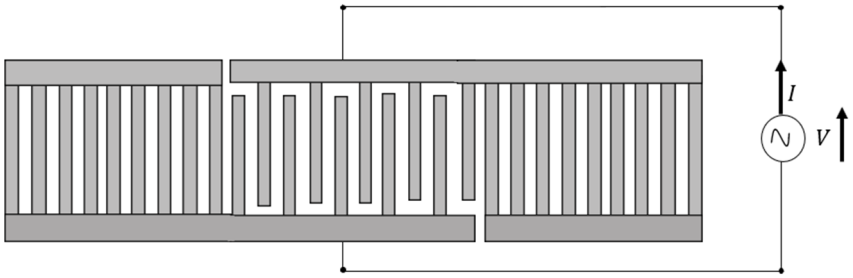


Figure 4-17 Schéma d'un résonateur SAW uniforme synchrone.

La structure de la cascade du résonateur SAW à 1-porte est montrée dans la **Figure 4-18.**

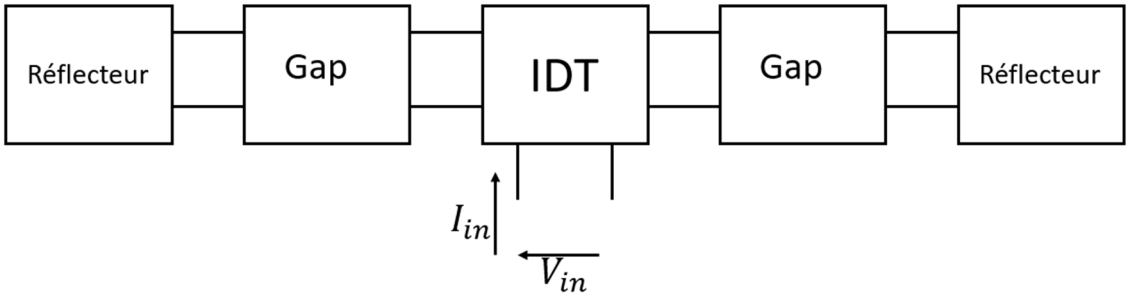


Figure 4-18 Structure en cascade d'un résonateur SAW à une porte

Dans le cas où le transducteur et les deux réflecteurs sont symétriques et sont décrits par des matrices [P] et [P^g], respectivement. L'admittance de la structure est alors la suivante :

$$Y = P_{33} - \frac{4P_{11}^{g}P_{13}^{2}}{1 - P_{11}^{g}(P_{11} + P_{12})}. \quad (4.\ 80)$$

Le coefficient de réflexion caractérisant le résonateur SAW est donner par

$$S_{11=}\frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \quad (4.\ 81)$$

où $Z = 1/Y$ et Z_0 est l'impédance du générateur.

4.4.2 Matrice P d'une ligne à retard

La structure SAW d'une ligne à retard est bien détaillée dans le chapitre 3, la structure de la cascade est montrée dans la **Figure 4-19**.

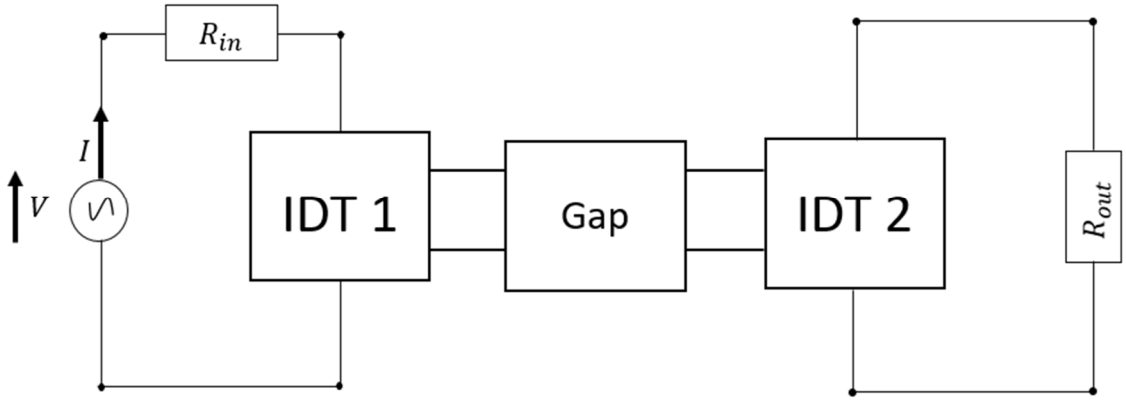


Figure 4-19 Structure en cascade d'une ligne à retard

Si les éléments de la matrice [P], dans les équations (4. 71-4.73), avec les exposants 1 et 2 correspondent respectivement aux IDT d'entrée et de sortie de la ligne à retard, alors la réponse d'admittance totale de la ligne à retard est donnée par :

$$Y = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix}, \tag{4. 82}$$

$$Y_{11} = P_{33}^{1} + \frac{P_{11}^{2} P_{32}^{1} P_{23}^{1}}{1 - P_{11}^{2} P_{22}^{1}}, \tag{4. 83}$$

$$Y_{22} = P_{33}^{2} + \frac{P_{22}^{1} P_{13}^{2} P_{13}^{2}}{1 - P_{11}^{2} P_{22}^{1}}, \tag{4. 84}$$

$$Y_{12} = \frac{P_{13}^{2} P_{32}^{1}}{1 - P_{11}^{2} P_{22}^{1}}, \tag{4. 85}$$

$$Y_{21} = \frac{P_{31}^{2} P_{23}^{1}}{1 - P_{11}^{2} P_{22}^{1}}, \tag{4. 86}$$

La perte d'insertion, S_{21}, de la ligne à retard peut être dérivée de la réponse d'admittance de la manière suivante :

$$S_{12} = \frac{-2Y_{21}\sqrt{R_{in}\, R_{out}}}{(R_{in} + \mathrm{j}S_1 + Y_{11})(R_{out} + \mathrm{j}S_2 + Y_{22}) - Y_{12}Y_{21}}. \tag{4. 87}$$

4.5 Extraction des paramètres COM à l'aide du logiciel FEMSDA

4.5.1 Approches possibles pour l'extraction des paramètres COM

Les équations différentielles formant le modèle COM décrivent l'excitation électrique, la propagation et les réflexions mutuelles de modes acoustiques en sens opposé, de type onde plane, dans un milieu continu effectif 1D, ainsi que la génération de courants électriques. Ces phénomènes sont quantifiés par les paramètres COM externes déterminés par les propriétés physiques de la structure, telles que

les matériaux des électrodes, la coupe cristalline, l'ouverture, le taux de métallisation et la forme des électrodes. Ils dépendent également de la fréquence et de la température.

Pour pouvoir effectuer des modélisations des dispositifs SAW, les valeurs des paramètres COM tels que k_{11}, k_{12}, ζ et capacitance C doivent être spécifiées. Elles dépendent du substrat utilisé, de la configuration des électrodes (simple, dédoublée, SPUDT, etc.), de matériaux de électrodes et du rapport h/λ. Il existe plusieurs techniques numériques et expérimentales pour les déterminer.

Historiquement, de nombreux travaux ont été réalisés pour déterminer les caractéristiques de la propagation et de l'excitation SAW dans les réseaux périodiques d'électrodes minces ($h/\lambda < 1\%$) en utilisant la théorie des perturbations, l'approche variationnelle ou des méthodes similaires (Dong-Pei Chen et Haus 1985 ; Abbott 1991). Cependant, la théorie des perturbations n'est pas suffisamment précise pour les applications de conception des dispositifs SAW avec un rapport h/λ relativement important ($h/\lambda > 1\%$) ce qui est souvent nécessaire en pratique ($h \geq 100\ nm$). Les méthodes modernes d'extraction des paramètres de la COM se basent sur des mesures expérimentales et des simulations rigoureuses.

Actuellement, les paramètres COM peuvent être obtenus de différentes manières : directement, par exemple, par des techniques optiques de mesure avec des sondes laser, indirectement en ajustant le modèle COM aux mesures électriques des dispositifs ou des structures d'essai, ou par des simulations numériques. Parmi ces méthodes, les mesures électriques effectuées à partir de structures d'essai spécialement conçues semblent les plus fiables – c'est précisément la réponse électrique qui présente le plus d'intérêt pour les dispositifs SAW. Par contre, l'extraction expérimentale des paramètres est à la fois coûteuse et longue, car les paramètres doivent être déterminés individuellement pour chaque substrat et chaque configuration de dispositif spécifique. De plus, les incertitudes dans les propriétés et la géométrie des électrodes dues à la technologie de fabrication limitent la précision des résultats obtenus. Pour cette raison, des méthodes numériques basées sur la méthode des éléments finis et/ou des techniques rigoureuses de fonction de Green ont été récemment développées.

Parmi les outils de simulation numérique des dispositifs COM, l'analyse par les éléments finis (AEF ou FEA en anglais) avec des logiciels tel que COMSOL Multiphysics, est une technique la plus répandue et la plus polyvalente. On peut facilement trouver une abondante bibliographie sur ce sujet, les références (Zhgoon et al. 2008 ; Wang et al. 2019 ; Chen, Jin, et Xie 2020 ; Yantchev, Turner, et Plessky 2016 ; Zhang et al. 2021 ; Timoshenko, Kalinchuk, et Shirokov 2018 ; Koigerov et Balysheva 2021 ; Huang et al. 2018) représentent quelques exemples de telles réalisations. Pour l'extraction de paramètres COM souvent une modélisation 2D sur une période de la structure est suffisante (Koigerov et Balysheva 2021). La simulation complète des dispositifs SAW en 2D ou en 3D reste encore assez rare mais avec le développement des outils informatiques de calcul, cette approche gagne continuellement de l'importance (Zhgoon et al. 2008 ; Wang et al. 2019). Un des inconvénients de cette approche consiste dans le fait que pour chaque cas spécifique le modèle doit être reconfiguré et l'AEF doit être répétée. Cette démarche peut exiger des durées de calcul considérables quand il s'agit d'une optimisation de dispositif qui nécessite une recherche exhaustive parmi nombreuses réalisations possibles.

Une des pratiques courantes consiste à concevoir un dispositif SAW avec les paramètres COM issus des simulations numériques, et puis de comparer la réponse électrique du dispositif ainsi réalisé avec les courbes théoriques. À cause des incertitudes théoriques, des effets parasites, l'ajustement des paramètres COM dans la gamme de 10% de la valeur initiale est parfois nécessaire. Finalement, les dispositifs SAW de deuxième phase sont redéveloppés et réoptimisés en prenant en compte des

valeurs corrigées des paramètres COM. Nous avons opté pour cette approche « hybride » car à la fois il présente deux avantages :

1. La modélisation théorique permet d'identifier des régularités importantes dans le fonctionnement des dispositifs à concevoir et de sélectionner le mode optimal.
2. Ajustement de la réponse théorique aux courbes mesurées électriquement permet de valider les calculs numériques et de les éventuellement rectifier.

4.5.2 Modélisation FEMSDA (Finite Element Method + Spectral Domain Analysis)

Il existe également des outils de calcul numérique spécialement conçus pour l'extraction de paramètres COM tel que FEMSDA (Finite Element Method + Spectral Domain Analysis) (Endoh, Hashimoto, et Yamaguchi 1995) créé par Professeur Ken-ya Hashimoto de l'Université Chiba (Japon). Ce programme informatique calcule les vitesses complexes et le facteur de couplage électromécanique K^2 de Rayleigh et/ou de Leaky-SAW sur des structures de réseaux métalliques entièrement périodiques d'épaisseur finie en utilisant la théorie de la fonction de Green discrète. La méthode des éléments finis (FEM) est utilisée pour la région de l'électrode, et la distance entre les points d'échantillonnage FEM est pondérée de manière à rendre la convergence rapide par l'analyse en domaine spectral (SDA). Ainsi ce code exploite des solutions analytiques quand elles sont disponibles (pour la région de substrat) ce qui rend le calcul plus rapide par rapport à la méthode « pure » d'AEF.

Pour la raison de rapidité qui rend possible l'analyse des performances des dispositifs SAW de plusieurs configurations, nous avons opté pour utiliser FEMSDA. Nous sommes très reconnaissants au professeur Ken-ya Hashimoto pour avoir partagé avec nous ce code et pour son effort généreux dans le développement continu de logiciel du domaine public pour la simulation de structures SAW. C'est un logiciel avec le code source ouvert écrit en Fortran. Il est possible de le modifier selon ces besoins (Valentine I. Cherednick et Dvoesherstov 2006 ; V. I. Cherednick et Dvoesherstov 2007).

Afin d'aborder la procédure d'extraction de paramètres COM avec FEMSDA, il convient ici de rappeler les variables principales qui décrivent la dispersion d'onde SAW par un réseau d'électrodes :

$\omega = 2\pi f$ est la fréquence circulaire (pulsation) ;
$\beta_u = \omega/V$ est le nombre d'onde non-couplé (uncoupled or unloaded wavenumber) ;
$\theta_u = \beta_u - \pi/p = \omega/V_{ref} - \pi/p + k_{11}$ est le facteur de désaccouplement (detuning factor) ;
$\theta_p = \sqrt{\theta_u^2 - |k_{12}|^2}$ est le nombre d'onde à variation lente pour le mode perturbé (perturbed (or loaded) slowly-varying wavenumber) ;
$\beta_p = \theta_p + \pi/p$ est le nombre d'onde physique de l'onde perturbée par le réseau d'électrodes (en incluant les variations rapides) ;
k_{12} est la réflectivité de réseau des électrodes (Mutual Coupling Coefficient) ;
k_{11} est le coefficient d'auto-couplage (Self Coupling Coefficient) ;
V_{ref} est la vitesse de référence (Reference Velocity) qui contribue simultainement avec l'auto-couplage k_{11} au relentissement de SAW par le réseau d'électrodes. La vitesse des SAW V est donnée par l'équation $V = V_{\mathrm{ref}}(1 - k_{11} \cdot p/\pi)$;
ζ est le facteur de transduction (Transduction Coefficient) ;
$C_{\lambda/2} = W(\varepsilon_0 + \varepsilon_p)$ est la capacitance par unité de longueur $p = \lambda/2$ (Capacitance per unit length).
W est l'ouverture (la largeur) de réseau d'électrodes ;
ε_0 est la permittivité électrique du vide et ε_p est la permittivité effective du substrat piézoélectrique.

Remarque : Pour être plus facilement repérables dans les publications, les noms anglais de ces paramètres sont également cités entre parenthèses.

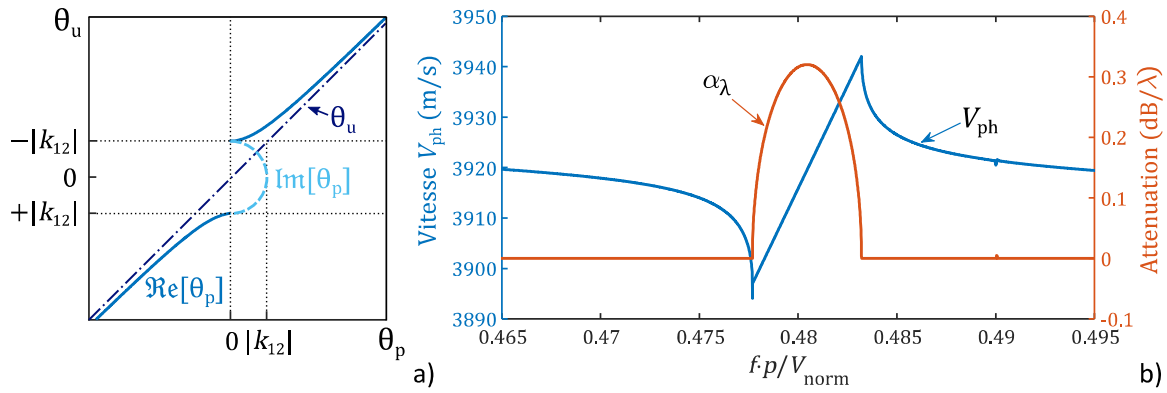


Figure 4-20 Courbes de dispersion d'un réseau d'électrodes ; (a) courbe de dispertion θ_p vs θ_u issue de la théorie COM (4. 47), (b) courbe de dispersion V_p et α_p répresentée par le programme FEMSDA

Le code FEMSDA permet d'accéder à la courbe de dispersion issue de la théorie COM qui relie le vecteur d'onde perturbée θ_p à celui d'onde non-perturbée θ_u **(Figure 4-20(a)).** Cela est effectué en calculant les courbes de dispersion de la vitesse de phase V_{ph} et de l'atténuation α_λ de SAW par un réseau d'électrodes infini sous la forme **(Figure 4-20(b))** :

$$V_{ph} = \frac{\omega}{\mathfrak{Re}[\beta_p]}, \tag{4. 88}$$

$$\alpha_\lambda = 40\pi \log_{10} e \times \frac{\mathfrak{Im}[-\beta_p]}{\mathfrak{Re}[\beta_p]}. \tag{4. 89}$$

Le logiciel utilise la fréquence relative $f \cdot p/V_{nor}$ pour tracer l'axe des abscisses. Ici $\beta_p = \theta_p + \pi/p$, V_{nor} est la vitesse de normalisation des courbes qui est habituellement choisie égale à la vitesse des ondes rampantes (SSBW – slow shear surface-skimming bulk wave) qui se propagent parallèlement à la surface de substrat. Ces courbes de V_{ph} et α_λ permettent de revenir facilement vers la courbe de dispersion du nombre d'onde physique de l'onde perturbée β_p **(Figure 4-20(a)).** En utilisant les équations (4. 47) et (4. 52) ainsi que la **Figure 4-11** pour les dispersions par un réseau en circuit court et circuit ouvert respectivement il est possible d'obtenir tous les paramètres COM.

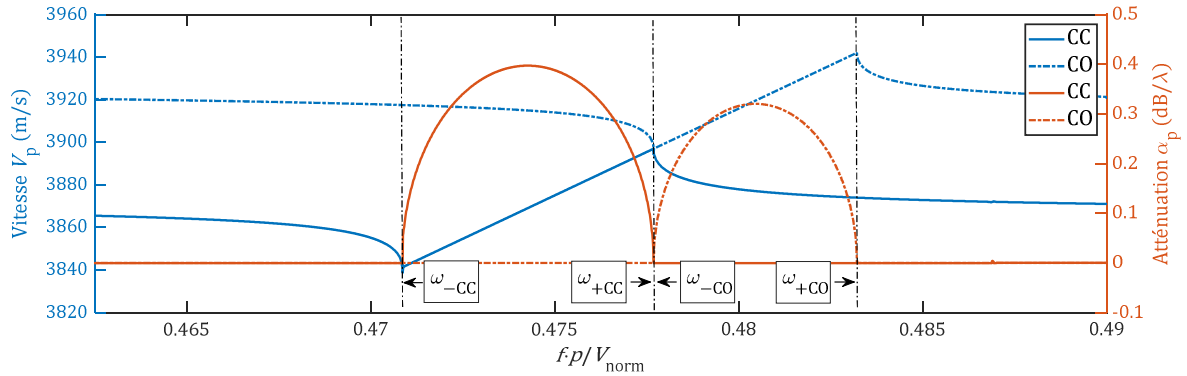


Figure 4-21 Exemple de résultats de calcul par FEMSDA de courbes de dispersion en circuit ouvert (CO) et en circuit court (CC). Ici, $\omega_{+cc} = \omega_{-co}$

En considérant la dispersion par un circuit court, pour trouver le k_{12}, il suffit de trouver le maximum de la courbe de dispersion relative à la partie imaginaire de nombre d'onde couplé $\mathfrak{Im}[-\beta_p]$ (**Figure 4-20(a)).** Alors,

$$k_{12} = s \cdot \max\left(\mathrm{Im}\left[-\beta_p\right]\right). \tag{4. 90}$$

La position relative des bandes en court-circuit (CC) et circuit ouvert (CO) détermine le signe s du coefficient de réflexion k_{12} :

$$s = \begin{cases} 1\ (\omega_{+_{cc}} = \omega_{+_{co}}\ ,\ \omega_{+_{cc}} = \omega_{-_{co}}) \\ -1\ (\omega_{-_{cc}} = \omega_{-_{co}}) \end{cases}. \tag{4. 91}$$

Les valeurs négatives de k_{12} correspondent au cas où l'onde se réfléchit sur l'électrode avec une phase opposée. Une des relations dans (4. 91) est toujours accomplie en cas de réseau purement bidirectionnel et les paramètres COM sont des valeurs réelles. Si le réseau d'électrodes ou le substrat introduit l'unidirectionnalité (sens de direction privilégié), toutes les fréquences des bandes d'arrêt CC et CO sont différentes et le coefficient de réflexion possède une phase, donc sa valeur est complexe. Ce dernier cas est en dehors de la portée du présent travail.

Puis, pour trouver V_{ref}, on se base sur k_{12} et les fréquences de coupures de la bande d'arrêt en court-circuit.

$$V_{ref} = \frac{\omega_{+_{cc}} - \omega_{-_{cc}}}{2k_{12}}, \tag{4. 92}$$

ici, $\omega_{-_{cc}}$ est la pulsation du début de la bande d'arrêt et $\omega_{+_{cc}}$ la pulsation de la fin de la bande d'arrêt **(Figure 4-20(a)).** Dans un souci de simplicité, on définit un coefficient sans dimension c comme :

$$c = \frac{V_{nor}}{V_{ref}}, \tag{4. 93}$$

ce coefficient sera utilisé par la suite pour la présentation des résultats des calculs de paramètres COM. Ensuite, il devient possible de trouver le coefficient d'auto-couplage k_{11} comme suit :

$$k_{11} = \frac{\pi}{p} - \frac{\omega_{+_{cc}} + \omega_{-_{cc}}}{2V_{ref}}. \tag{4. 94}$$

Pour calculer le coefficient de transduction ζ, il est nécessaire de considérer le réseau d'électrodes en circuit ouvert. Pour la présentation des résultats nous utiliserons le paramètre de couplage électromécanique K^2_{eff}, ce dernier dépend de $\frac{2\zeta^2}{\omega C_p}$. Les équations de dispersions en modes CC et CO donnent (Hashimoto 2000) :

$$K^2_{eff} = \frac{2p[(\omega_{+_{co}} + \omega_{-_{co}}) - (\omega_{+_{cc}} + \omega_{-_{cc}})]}{4\eta^2 V_{ref}}, \tag{4. 95}$$

ici, η est le facteur de forme du réseau qui est égal à 0.84722 pour le taux de métallisation de 50% des électrodes unitaires (pas dédoublées) rectangulaires (Hashimoto 2000). Le coefficient de transduction ζ et le couplage électromécanique effectif K^2_{eff} sont liés par l'équation suivante (Wright 1989) :

$$K^2_{eff} = \frac{4\zeta^2 W}{\eta^2 \omega C_{\lambda/2}}. \tag{4. 96}$$

La procédure présentée ci-dessus a été appliquée pour le cas qui nous intéresse dans le cadre de ce projet c'est-à-dire à l'extraction des paramètres COM pour un réseau d'électrodes en or déposé sur le substrat en $LiNbO_3$ YX 128°.

4.5.3 Extraction de paramètres COM pour un réseau d'électrodes en or déposé sur le substrat en $LiNbO_3$, coupe YX 128°

Une recherche bibliographique approfondie a montré le manque d'une démonstration cohérente du comportement des paramètres COM pour la SAW Rayleigh pour un réseau d'électrodes en Or sur $LiNbO_3$. Dans ce qui suit, les propriétés de $LiNbO_3$ les angles d'Euler (0, 38°, 0), la vitesse des onde rampantes $V_{nor} = 4079$ m/s et la permittivité relative $\varepsilon_p = 55.12$ sont retirés de l'étude de (Warner, Onoe, et Coquin 1967). L'épaisseur h est imposée dans l'analyse qui suit comme une constante technologique égale à 200 nm. Les fréquences considérées dans le chapitre précèdent (30–110 MHz) correspondent à la gamme de variation du paramètre h/p comprise entre 0.3% et 1.14%. Pour avoir une vision complète sur la variation des paramètres COM, nous avons élargis cette gamme jusqu'à $h/p = 6\%$. Cela a permis d'inclure un cas utile en pratique $h/p = 4.6\%$ qui correspond à la bande fréquentielle LPD433 (433–434 MHz) utilisée pour des communications sans fils de faible portée, notamment pour des capteurs sans fil.

L'évaluation des bandes d'arrêt est présentée dans la **Figure 4-22** pour plusieurs cas de rapport épaisseur/période h/p. Les cas $h/p = 0.31, 0.62, 1.14, 4.6\%$ correspondent aux fréquences de fonctionnement 30, 60, 110 et 433 MHz respectivement. Les deux réalisations de calculs pour $h/p = 3\%$ et $h/p = 3.8\%$ (289 et 366 MHz) sont présentes pour mieux illustrer la modification progressive de la forme des bandes avec l'augmentation du rapport h/p.

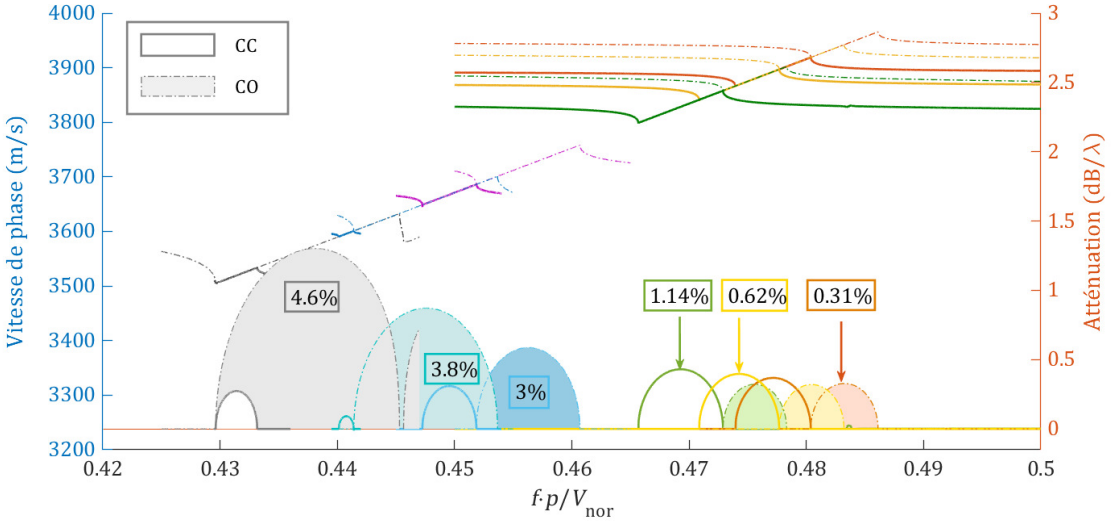


Figure 4-22 Evolution des bandes d'arrêt avec progression du rapport h/p. Pour l'atténuation, les régions transparentes avec une ligne de bord pleine correspondent au mode SG et les régions remplies de couleur avec une ligne de bord pointillée représentent les modes OG. Quand $h/p \leq 0.04$, $\omega_{+_{cc}} = \omega_{-_{co}}$, pour $h/p = 0.046$, $\omega_{-_{cc}} = \omega_{-_{co}}$

Tout d'abord, comme le montre la **Figure 4-22**, la présence des réseaux d'électrodes de plus en plus épaisses conduit à un ralentissement de l'onde. Ce phénomène peut être expliqué par trois mécanismes principaux (V. Plessky et Koskela 2000). Le premier mécanisme décrit le ralentissement de l'onde dû à la charge électrique. Les électrodes conductrices situées à la surface court-circuitent les champs électriques, diminuant le flux d'énergie dans l'onde et par conséquent, la vitesse. Ce terme est presque constant et est approximativement proportionnel au coefficient de couplage piézoélectrique. Le deuxième et le troisième mécanisme décrivent le décalage de la vitesse dû à la charge mécanique (proportionnellement à h/p) et à l'effet dit de stockage d'énergie (proportionnellement au carré de h/p) (Datta et Hunsinger 1980), respectivement. L'effet de stockage d'énergie est également présent dans les réseaux périodiques de rainures, où la charge de masse et la charge électrique sont absentes.

La **Figure 4-22** montre également que, avec l'augmentation de h/p, la largeur de la bande d'arrêt du réseau en circuit ouvert augmente et celle du réseau en circuit court diminue. La largeur de la bande d'arrêt indique l'intensité de la réflexion. Ce phénomène est dû au fait suivant (Suzuki et al. 1976) : l'effet de réflexion est la somme de deux facteurs r_{pz} et $r_{méc}$. Le r_{pz} provient de la perturbation piézoélectrique et le $r_{méc}$ résulte de la perturbation mécanique. Pour le réseau en circuit ouvert ces deux effets s'additionnent $|r_{pz}| + |r_{méc}|$ et pour le réseau en court-circuit ils se retranchent $|r_{pz}| - |r_{méc}|$. Par conséquent, il existe un tel point où la bande d'arrêt du réseau court-circuité est 0, alors que la bande d'arrêt du réseau en circuit ouvert est large, comme le montre la **Figure 4-22**. Ce point se présente à $h/p \approx 0{,}04$ (voir aussi **Figure 4-23** ci-dessous). Notamment, il est particulièrement intéressant pour la réalisation des dispositifs passifs de type capteur SAW à charge d'impédance (Fu, Stab, et Fischer 2005). Quand $\frac{h}{p} \leq 0.04$, le cas $k_{12} > 0$ est définit par l'équation $\omega_{+_{cc}} = \omega_{-_{co}}$ (équation (4. 91)), quand $\frac{h}{p} > 0.04$ la position relative des bandes change et désormais $\omega_{-_{cc}} = \omega_{-_{co}}$ (**Figure 4-23**).

Avec l'augmentation de rapport h/p des bandes d'arrêt supplémentaires apparaissent sur les courbes de dispersion. Elles correspondent à l'initialisation de modes de propagation autres que le 1er mode de Rayleigh par des réseaux d'électrodes « lourdes ». On peut apercevoir un fragment d'une telle bande à droite de la région CO pour $h/p = 0.4\%$. Nous n'allons pas considérer ces régimes de propagation dans le cadre de ce travail.

L'ensemble de courbes de dispersion nous permet de tracer directement l'évolution des paramètres COM en fonction du rapport h/p. Les allures de ces courbes normalisées $(k_{11}p/\pi\,, 20k_{12}p/\pi, 100K_{eff}^2\,, c-1)$ sont montrées dans la **Figure 4-23.** Elles ont un comportement non-monotone qui s'amplifie à partir de $h/p > 5\%$. Pour le point $h/p \approx 4\%$, la réflectivité $k_{12} = 0$ conformément aux considérations ci-dessus. Puis, avec l'augmentation de l'épaisseur des électrodes la réflectivité devient de plus en plus importante ce qui correspond à la croissance de la contribution mécanique $r_{méc}$.

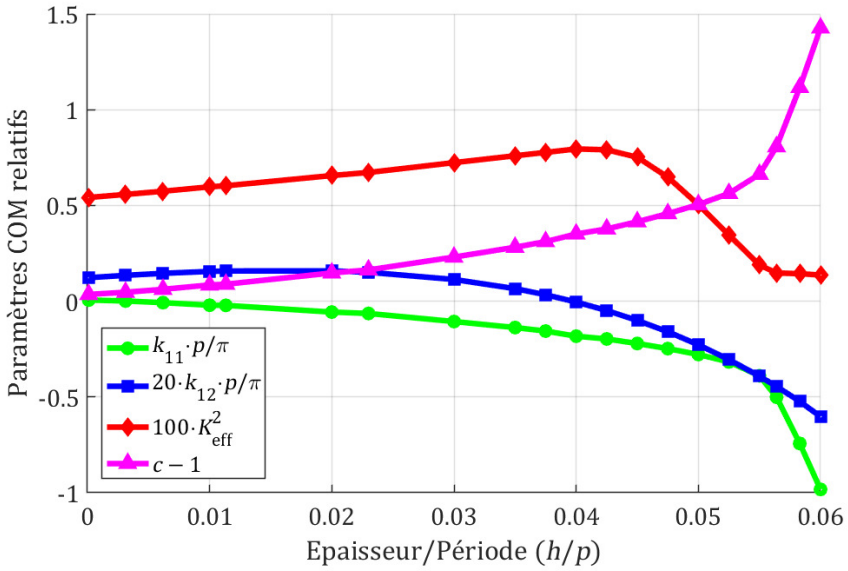


Figure 4-23 Paramètres COM pour les électrodes en or déposées sur $LiNbO_3$ YX 128°

La courbe de couplage électromécanique effectif K_{eff}^2 prend son origine à la valeur de K^2 pour le substrat libre ($K_{eff}^2 = 5.4\%$ pour $h/p = 0.01\%$). Puis elle possède une allure croissante et approximativement linéaire qui atteint son maximum de 7.9% à $h/p = 4.25\%$. Pour des épaisseurs plus importantes $h/p > 5\%$ le K_{eff}^2 diminue jusqu'à des valeurs de 1.7% à $h/p = 6\%$. Cette baisse d'efficacité d'interaction piézoélectrique pour des électrodes épaisses a été également constatée dans (Hartmann et Plessky 1993) pour des LSAW et les électrodes en aluminium sur 41°, 52° et 64°-$LiNbO_3$. De même, l'allure des courbes de k_{11}et de c change assez brusquement en dépassant le point $h/p > 5\%$. Cela correspond au ralentissement progressif de SAW par le réseau d'électrodes.

Les valeurs numériques de paramètres COM normalisées sont citées dans le **Tableau 4-1**. Elles correspondent aux fréquences 30, 60, 110 et 433 MHz en imposant la contrainte technologique h = 200 nm.

	Fréquence			
Paramètre	30 MHz (h/p = 0.31%)	60 MHz (h/p = 0.62%)	110 MHz (h/p = 1.14%)	433 MHz (h/p = 4.6%)
p (µm)	64.7	32.4	17.6	4.37
$k_{11}p/\pi$	0.001068	−0.007525	−0.021808	−0.220835
$k_{12}p/\pi$	0.0067515	0.0072759	0.0078930	−0.0050133
K_{eff}^2	0.055755	0.057414	0.060277	0.075172
c	1.046737	0.006182	1.088686	1.414990

Tableau 4-1 Valeurs numériques de paramètres COM normalisées. Cas de réseau d'électrodes en or sur le substrat en LiNbO3, coupe YX 128° (h = 200 nm, ε_p = 55.12)

Les valeurs citées dans le **Tableau 4-1** nous permettront de simuler tous les dispositifs SAW considérés par ce travail. Pourtant, les méthodes théoriques rigoureuses telles que les calculs FEMSDA sont rapides et très précises (30 minutes à une heure de calcul). Par contre, elles souffrent des incertitudes liées à la forme des électrodes, aux caractéristiques des matériaux, à la qualité surfacique des plaquettes. Plus les paramètres physiques du système (géométrie, constantes élastiques et piézoélectriques des matériaux) sont connus avec précision, plus les simulations sont fiables. Cependant, les décalages de vitesse dus aux effets de guide d'ondes et autres effets 3D ne sont pas modélisés, ce qui peut parfois poser problème. En raison des effets de guide d'ondes et de la longue portée des interactions électromagnétiques, les paramètres dépendent en fait de l'ouverture et de la longueur de la structure ; cela s'applique particulièrement à la capacité. Dans les dispositifs courts, les champs électriques et élastiques peuvent différer fortement de ceux d'un dispositif infini.

Pour ces raisons, les paramètres déterminés théoriquement ne sont pas, pour le moment, suffisamment précis pour tous les usages (V. Plessky et Koskela 2000). Pour le niveau de précision requis dans la conception des dispositifs, les paramètres COM doivent être déterminés expérimentalement en tant que fonctions de l'ouverture et de la longueur du dispositif. Cependant, comme les approches théoriques permettent d'étudier les paramètres de façon assez arbitraire en fonction de la température, de la coupe du cristal, des dimensions de l'électrode, etc., les simulateurs sont très utiles pour analyser la sensibilité des conceptions aux variations technologiques et pour comparer différents substrats, coupes de cristal et structures d'électrode.

Pour ces raisons une validation expérimentale des calculs FEMSDA a été effectuée à l'aide d'une structure de test sous la forme d'un résonateur synchrone 1 porte. La section suivante est consacrée à la présentation des résultats de ce travail.

4.6 Validation expérimentale de calcul des paramètres COM

Comme il a été dit précédemment, plusieurs incertitudes dans les valeurs de constantes physiques des matériaux ainsi que des imperfections de réalisation technologique conditionnent la nécessité d'ajustage expérimentale des valeurs de paramètres COM. Pour ce faire, plusieurs structures de test sont envisageables dont la plus répandue est le résonateur synchrone (V. P. Plessky et Hartmann 1993). Rappelons ici qu'une structure de résonateur 1-porte est appelée synchrone si les réseaux des réflecteurs poursuivent comme par électrode le motif dans l'IDT central (**Figure 4-17**). Comme une structure de test on considère aussi des réseaux d'électrodes infinis qu'on peut étudier pour extraire des paramètre COM numériquement (Koskela, Plessky, et Salomaa 1999). Pour l'extraction expérimentale des paramètres COM, ce réseau est présenté sous la forme d'un IDT avec un nombre considérable des électrodes (~ 100) (Koskela, Plessky, et Salomaa 1999).

Nous avons choisi de réaliser un résonateur synchrone 1 porte par la photolithographie standard suivi par le lift-off. Comme pour les IDT présentés dans le chapitre 3, l'épaisseur des électrodes en or était de 200 nm, le nombre d'électrodes dans l'IDT central N_i = 40, le nombre des électrodes dans les deux réflecteurs N_r = 70, l'ouverture W_a = 20λ. La structure a été déposé sur un wafer de YX 128° $LiNbO_3$. L'avantage d'une structure de résonateur synchrone à 1 port est que les différentes caractéristiques de ces courbes de conductance et de susceptance sont dépendantes chacune d'un paramètre COM spécifique (**Figure 4-24**).

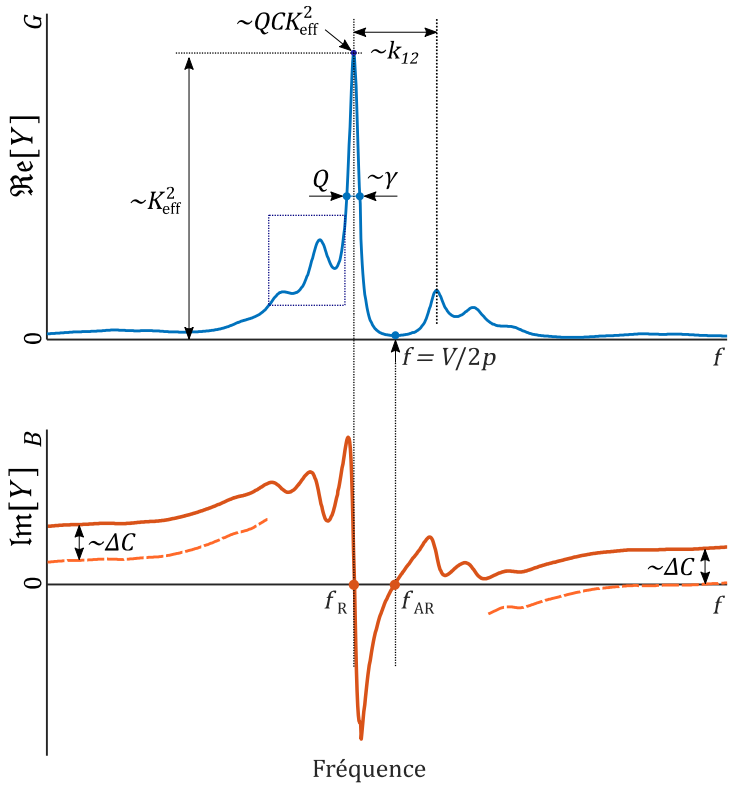


Figure 4-24 Dépendance des caractéristiques de courbes de conductance (G) et de susceptance (B) d'un résonateur 1-porte synchrone de différents paramètres COM

L'extraction des paramètres COM (**Figure 4-24**) à partir de l'admittance peut se faire de plusieurs manières, mais en principe, la fréquence correspondante au centre la bande d'arrêt donne la vitesse V des SAW dans le réseau. La largeur de la bande est proportionnelle à la réflectivité k_{12}. Les valeurs du coefficient de couplage effectif K^2_{eff} et de la capacité C déterminent l'amplitude du pic de résonance et le niveau de susceptance loin de la bande d'arrêt. De plus, ces deux paramètres déterminent la séparation résonance-antirésonance (f_R et f_{AR}). La largeur du pic de résonance par définition est déterminée par la valeur du facteur de qualité Q qui quant à lui dépend de niveau d'atténuation γ. La détermination numérique de ces quantités est basée sur l'adaptation de l'admittance calculée à la mesure. On peut utiliser, par exemple, la méthode simplex dans ce but (Wu et al. 2002).

La détermination précise du paramètre d'atténuation γ_p reste un problème non résolu. L'atténuation diminue le facteur de qualité de la résonance et élargit les petites oscillations de la conductance. Cependant, la valeur extraite du paramètre d'atténuation dépend fortement des détails de la procédure d'ajustement. Une autre difficulté réside dans le fait que certains paramètres COM ont tendance à produire des effets similaires. En particulier, la résistivité diminue également le facteur de qualité. En général, la détermination complète des paramètres COM (en incluant toutes les sources de pertes) pour les dispositifs SAW nécessite un compromis entre diverses caractéristiques de la courbe d'admittance (Aubert et al. 2008).

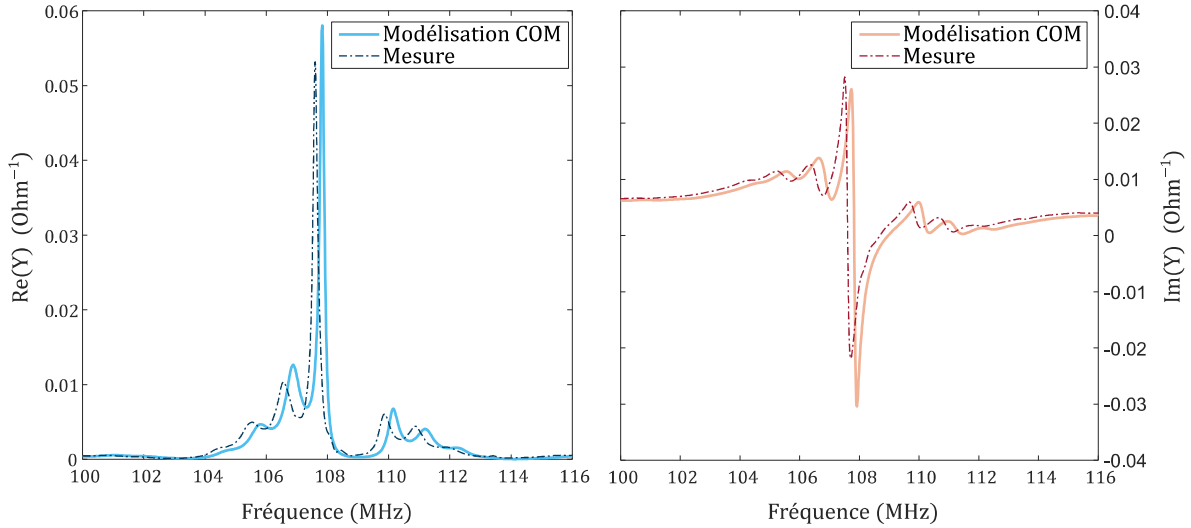


Figure 4-25 Les courbes de conductance (à gauche) et de susceptance (à droite) d'un résonateur 1-porte synchrone. Les courbes théoriques sont présentées par les lignes épaisses et les mesures sont présentées par les lignes étroites. Les paramètres COM directement issus de calculs FEMSDA ont été utilisés pour les calculs

Les courbes d'admittance du résonateur ont été mesurées avec la station de caractérisation de l'IEMN-DOAE par un analyseur réseau Rohde&Schwarz ZNB présentée dans le chapitre 3. Pour le calcul des courbes numériques les paramètres COM pour h = 1.14% ont été utilisés (ils sont repris dans le **Tableau 4-2** ci-dessous). Les résultats de mesures et de calculs COM sont confrontés dans la **Figure 4-25**. Un léger décalage avec les prédictions théoriques est observable approximativement dans les mêmes limites qui ont été reportées par d'autres auteurs (Hashimoto 2000).

Pour ajuster les courbes calculées, les paramètres COM ont été modifiés comme suit :

- Ajout de pertes de propagation γ = 0.0011 λ/dB pour ajuster la valeur du facteur de qualité Q (demi-largeur de conductance) ;
- Ajustement de k_{12} pour faire correspondre la largeur de la bande d'arrêt (−4.8%) ;

- Ajustement de k_{11} pour faire correspondre la position horizontale de la bande d'arrêt (−11.3%, changement de la vitesse de −0.2%) ;
- Ajustement de C_n pour s'adapter à la susceptance aux fréquences éloignées de la résonance (−2.5%).
- Ajustement de K^2_{eff} pour s'adapter à la hauteur de la conductance (−2.12%).

Le résultat d'ajustement est présenté dans la **Figure 4-26**. Une correspondance quasi parfaite est alors obtenue entre les courbes théoriques et les courbes expérimentales. Un léger désaccord persiste sur des pics secondaires. Cela est dû probablement aux effets de deuxième ordre (modes de résonance d'épaisseur, résistance des électrodes, etc.) qui ne sont pas pris en compte par le modèle COM utilisé.

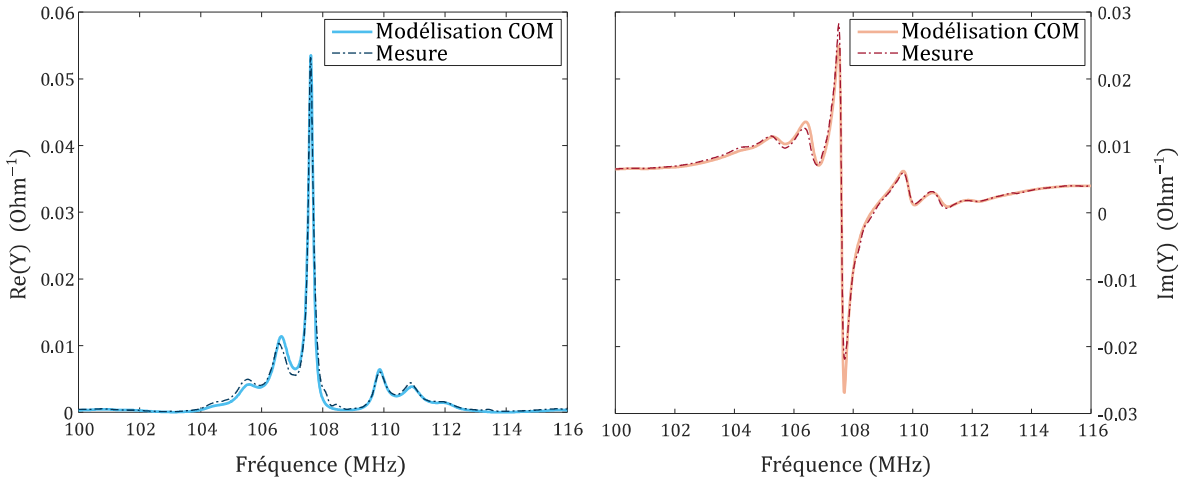


Figure 4-26 Les courbes de conductance (à gauche) et de susceptance (à droite) d'un résonateur 1-porte synchrone. Les courbes théoriques sont présentées par les lignes épaisses et les mesures sont présentées par les lignes étroites. Les paramètres COM issus de la procédure d'ajustage ont été utilisés pour les calculs

Les valeurs numériques de ces paramètres COM ajustés sont présentées dans le **Tableau 4-2** avec c= 1.088686.

Paramètre	**Calculs FEMSDA**	**Mesures VNA**	**Déviation**
$k_{11}p/\pi$	−0.021808	−0.01935	−11.3%
$k_{12}p/\pi$	0.0078930	0.007584	−4.8%
K^2_{eff}	0.060277	0.05952	−2.12%
v (m/s)	3828	3819.2	−0.2%
C_n (10^{-5} F/µm)	49.68	48.4	−2.5%
γ (λ/dB)	0	0.0011	—

Tableau 4-2 Paramètres COM issus de calculs FEMSDA (2ème colonne) et de la procédure d'ajustage (3ème colonne)

On peut constater que les résultats des calculs FEMSDA sont légèrement supérieures par rapport à ceux issus des mesures. La comparaison présentée entre les résultats de calculs et de mesures permet de valider la démarche de calcul par la méthode COM et les codes informatiques développés.

4.7 Modélisation des LAR avec la théorie de matrices [P]

Les modélisations des LAR ont été effectuées dans le chapitre 3 en maintenant le rapport W/λ et le nombre d'électrodes constants pour les trois fréquences considérées. De ce fait, les courbes calculées de paramètres électriques sont invariantes par rapport à la fréquence relative $(f - f_0)/f_0$ (**figure 3-15**). Pourtant, en superposant toutes les courbes mesurées pour les fréquences 30, 60 et 110 MHz avec la courbe théorique, les écarts suivants deviennent apparents :

1. Les courbes correspondant à la résistance **(Figure 4-27**, à gauche) ont une tendance monotone à « s'incliner » vers la gauche. C'est-à-dire qu'avec l'augmentation du rapport h/λ, le maximum de chaque courbe se décale progressivement vers les fréquences inférieures à la fréquence centrale f_0 des LAR.

2. Les courbes correspondant aux pertes d'insertion (**Figure 4-27**, à droite), contrairement aux expectations théoriques, ne sont pas symétriques par rapport à la fréquence centrale f_0. Leurs maximums sont décalés comme dans le cas des courbes de résistance vers les fréquences inferieures à f_0. De plus, le niveau des ondulations de courbes est plus important par rapport aux prédications de calculs. Il augmente quand le rapport h/λ devient plus important.

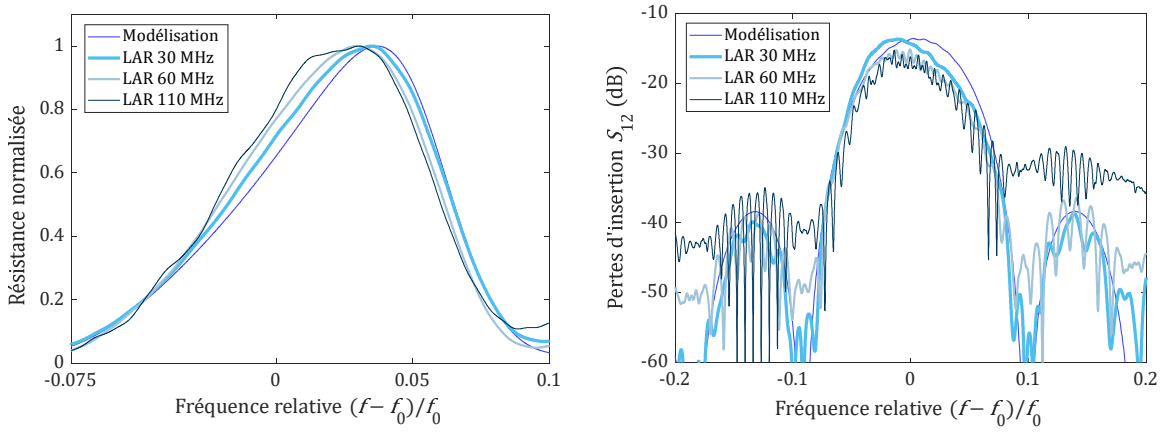


Figure 4-27 Les courbes de résistance normalisée (à gauche) et de pertes d'insertion (à droite) en fonction de fréquence relative pour les trois types de LAR réalisées (30, 60 et 110 MHz) ainsi que le résultat de modélisation par le modèle de réponse impulsionnelle et la théorie des circuits équivalents du chapitre 3

Dans la section présente nous nous tâchons de diminuer l'écart entre les courbes mesurées et celles théoriques en employant les moyens plus développés de la théorie COM. Il est connu que le décalage des maximums de paramètres S et Z avec l'augmentation du paramètre h/λ est dû à l'influence de la réflexion qui est représentée par le paramètre k_{12} dans les équations COM (Hashimoto 2000). La **Figure 4-28** représente les résultats de calculs en utilisant les équations (4. 86-4.87) pour les matrices $[P]$ d'une LAR. Pour l'application numérique, les paramètres du dispositif à 110 MHz présentées dans le chapitre 3 ont été appliqués en utilisant les paramètres COM ajustés. Les trois réalisations de calculs par les matrices $[P]$ correspondent aux cas suivants :

1. La réflectivité déterminée avec le résonateur de test pour un réseau d'électrodes à 110 MHz ($h/\lambda = 1.14\%$, $k_{12}p/\pi = 0.007584$, voir section précédente 4.6) ;
2. La réflectivité supposée arbitrairement inverse à celle déterminée pour le cas 1 ($k_{12}p/\pi = -0.007584$) ;
3. La réflectivité supposée nulle ($k_{12}p/\pi = 0$).

La quatrième courbe sur la **Figure 4-28** correspond aux calculs faites avec le modèle de réponse impulsionnelle combiné avec la théorie de circuits équivalents présenté dans le chapitre 3. Pour faciliter la comparaison entre ces deux théories, nous désignons la dernière courbe comme le résultat des « calculs par la matrice $[Y]$ ». La similitude de résultats de calculs avec les matrices $[P]$ pour le cas $k_{12}p/\pi = 0$ et les matrices $[Y]$ est évidente.

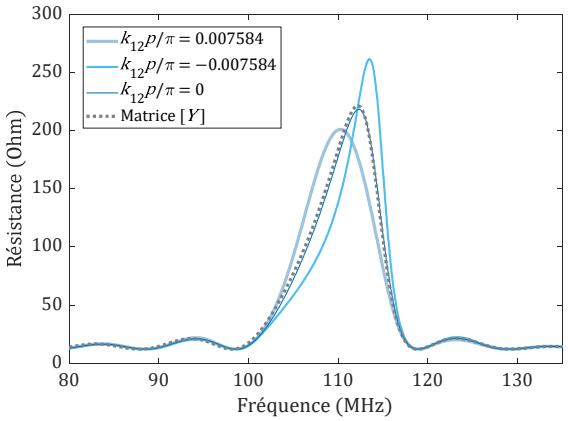


Figure 4-28 Résultats de calculs de résistance selon la théorie de matrices [P] pour une LAR 110 MHz ayant les mêmes paramètres que ceux présentés dans le chapitre 3. Les trois réalisations de calculs correspondent aux cas de différentes valeurs du coefficient de réflexion. La quatrième courbe est obtenue par la « théorie de matrices [Y] » du chapitre 3

La réflectivité du réseau d'électrodes influence également la perte d'insertion. La **Figure 4-29** illustre ce fait en présentant les réalisations de calculs de S_{12} pour les 3 mêmes cas de réflectivité que dans la **Figure 4-28**. On peut observer que le signe de k_{12} détermine le sens de décalage fréquentiel du maximum d'amplitude de pertes d'insertion. De plus, la réflectivité du réseau d'électrodes peut contribuer significativement dans l'amplitude des ondulations de la fonction de transfert. Cette contribution est très prononcée surtout pour la courbe de phase de S_{12} (**Figure 4-29**) où l'on voit que le niveau des ondulations dues à cette réflectivité dépasse largement celui due à la régénération par TTE. L'équitation (3.37) utilisée dans le chapitre 3 comme un critère d'optimisation n'est donc plus valable quand $k_{12}p/\pi \neq 0$.

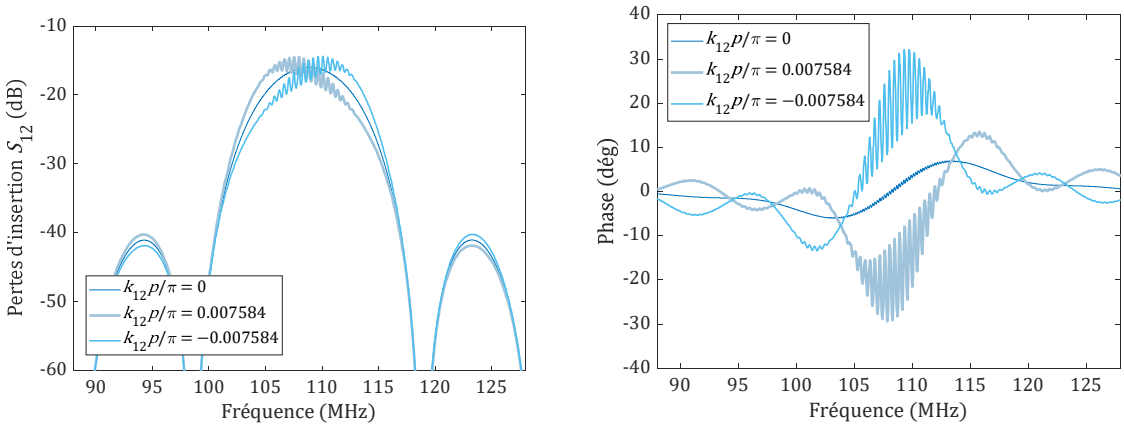


Figure 4-29 Résultats de calculs de S_{12} selon la théorie de matrices [P] pour une LAR 110 MHz. Les trois réalisations de calculs correspondent aux cas de différentes valeurs du coefficient de réflexion

De nouveau, les calculs de S_{12} avec les matrices $[P]$ et $[Y]$ sont quasi identiques pour le cas $k_{12}p/\pi = 0$. **Figure 4-30** illustre ce fait en présentant les résultats de calculs pour une LAR 30 MHz.

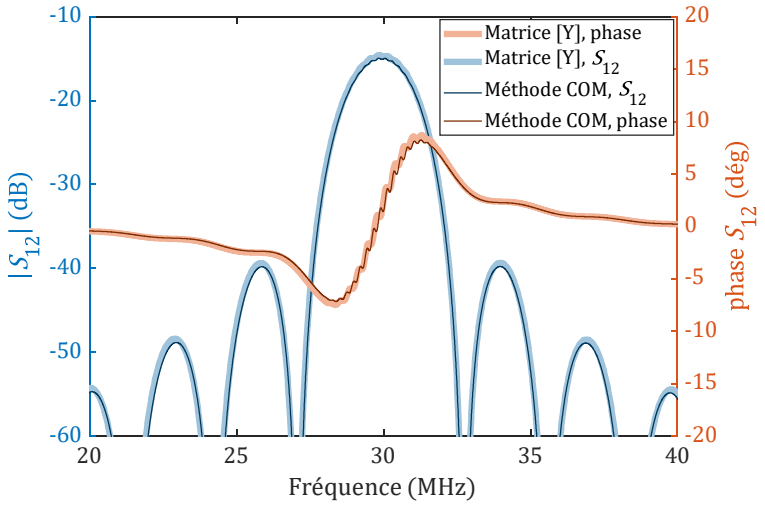


Figure 4-30 Calculs de S_{12} avec les matrices $[P]$ ($k_{12}p/\pi = 0$) et $[Y]$.

La prise en compte de la réflexion dans les matrices $[P]$ permet de prédire l'allure de courbes S_{11} et Z_{11} avec une précision nettement accrue. La comparaison pour les cas 30, 60, et 110 MHz est présentées ci-dessous dans les **Figure 4-31** et **Figure 4-33.** Les courbes mesurées ont subi le fenêtrage temporel dans l'intervalle 0–0.5 µs. Pour la LAR 110 MHz les paramètres COM sont les paramètres ajustés issus de la section précédente 4.6. Pour les fréquences 30 et 60 MHz, les coefficients d'auto-couplage k_{11} et la capacitance $C_{\lambda/2}$ ont été ajustés dans les limites de 5 à 10% pour une meilleure correspondance de courbes.

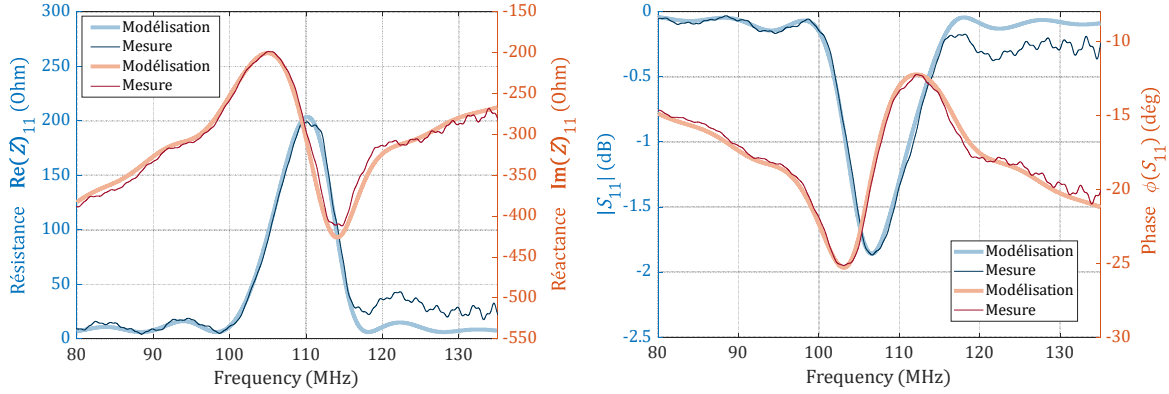


Figure 4-31 Comparaison entre les calculs avec les matrices $[P]$ et les mesures pour Z_{11} (colonne à gauche) et S_{11} (colonne à droite) pour la LAR 110 MHz

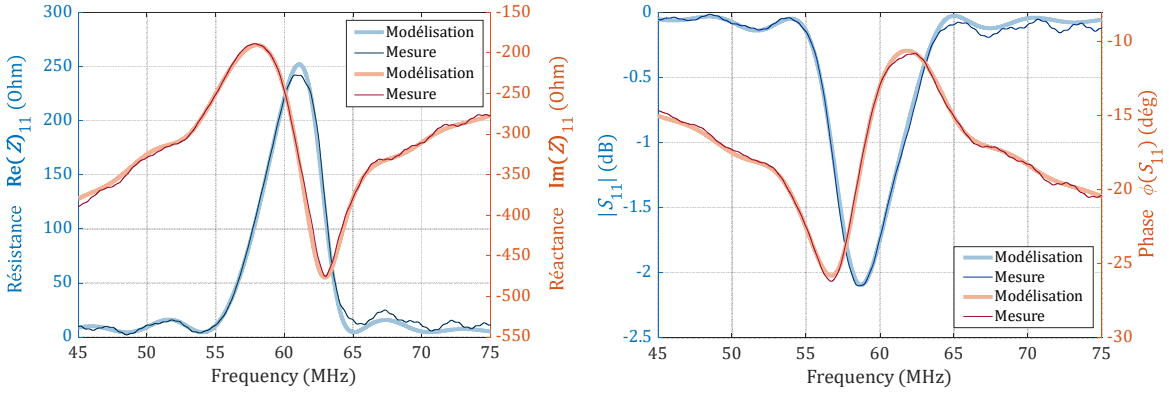


Figure 4-32 Comparaison entre les calculs avec les matrices $[P]$ et les mesures pour Z_{11} (colonne à gauche) et S_{11} (colonne à droite) pour la LAR 60 MHz

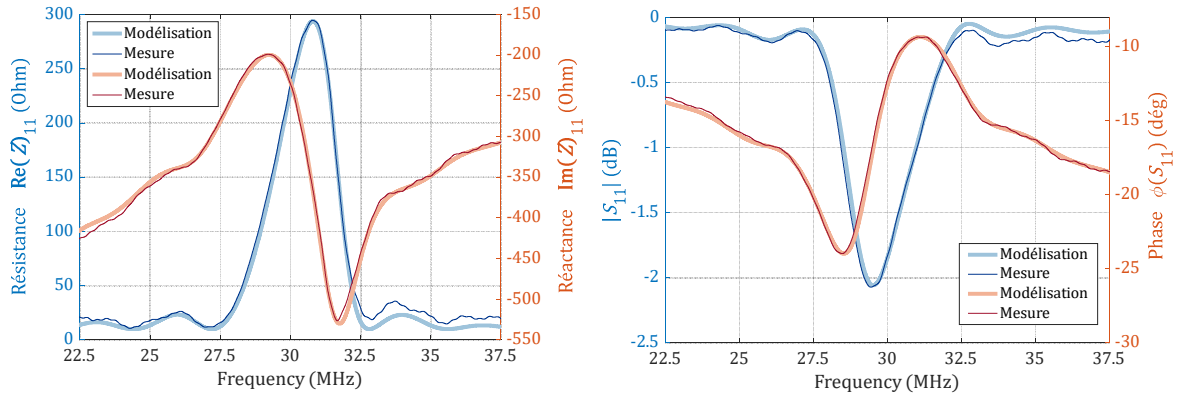


Figure 4-33 Comparaison entre les calculs avec les matrices $[P]$ et les mesures pour Z_{11} (colonne à gauche) et S_{11} (colonne à droite) pour la LAR 30 MHz

De même, pour le cas de fonctions de transfert S_{12} (**Figure 4-34, Figure 4-35** et **Figure 4-36**) nous observons une bonne adéquation entre les courbes modélisées et les mesures. Les courbes de S_{12} mesurées ont été fenêtrées pour contenir le passage direct et le signal de TTE dans l'intervalle 1.2–4.7 µs environs (**Figure 4-37**). Concernant l'amplitude des pertes d'insertion $-20log_{10}(|S_{12}|)$, nous constatons que le décalage fréquentiel du maximum est correctement prédit par les matrices $[P]$, ce qui est aussi le cas pour les ondulations de la phase. Pourtant, la courbe mesurée présente le niveau de pertes plus important de plusieurs décibels par rapport aux calculs.

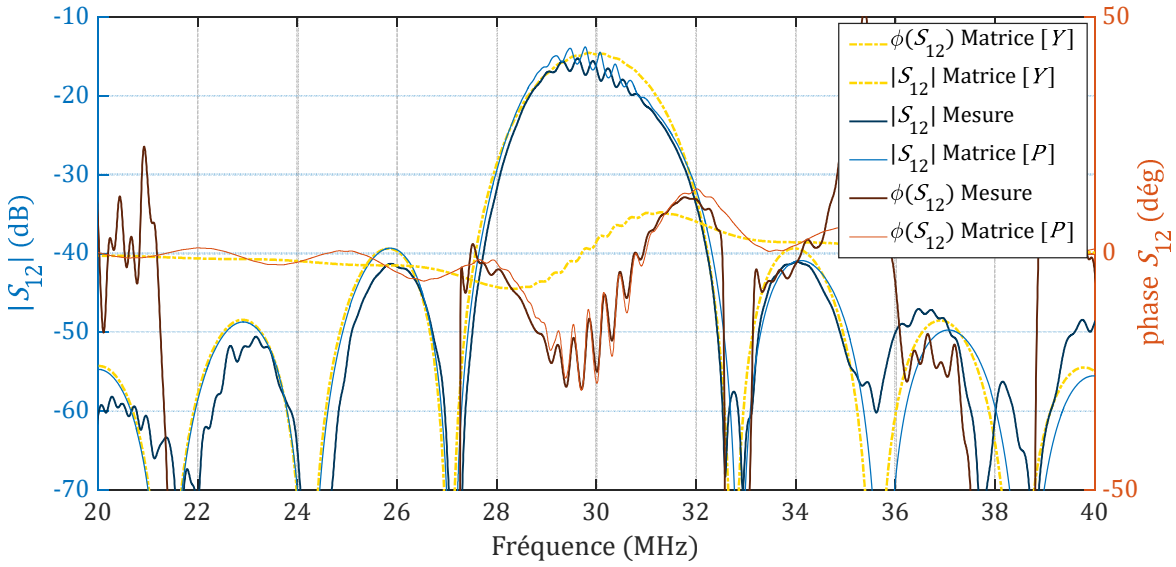


Figure 4-34 Comparaison entre les calculs avec les matrices $[P]$, matrices $[Y]$ et les mesures pour S_{12} (LAR 30 MHz)

Pour le cas de LAR 60 MHz (**Figure 4-35**), on observe que le décalage fréquentiel et le niveau des ondulations sont en accord avec les mesures malgré que le niveau de pertes d'insertion mesurée soit toujours de 2 dB plus faible par rapport aux calculs. L'augmentation considérable des ondulations aux bords de la bande passante (à 55 et 64 MHz approximativement) sont les artéfacts liés aux mesures avec l'analyseur réseau, car dans ces régions les pertes deviennent importantes et la dynamique du VNA ne permet plus de mesurer la phase avec une précision suffisante.

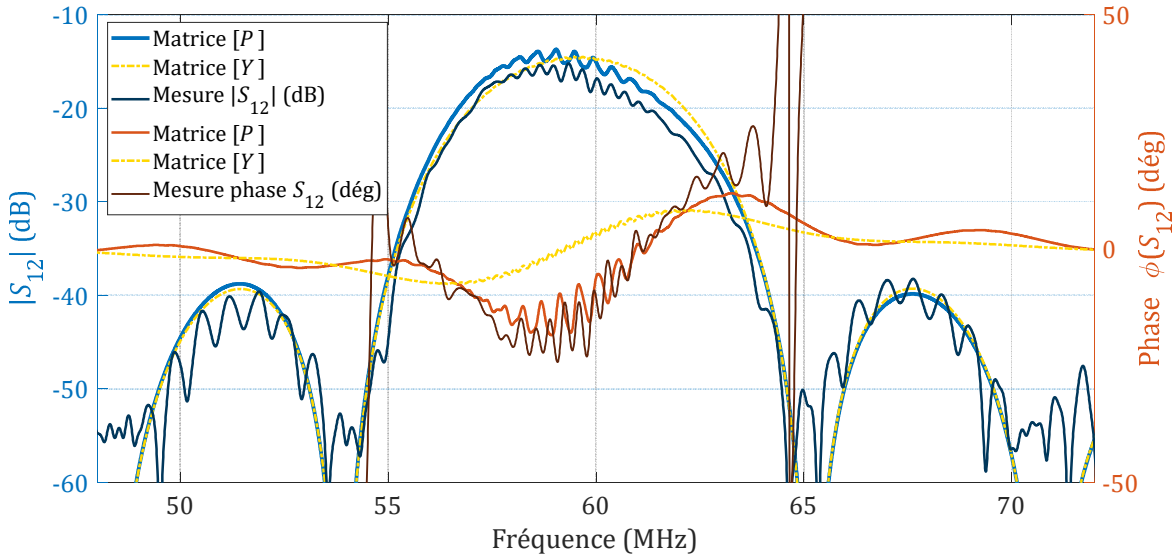


Figure 4-35 Comparaison entre les calculs avec les matrices [P], matrices [Y] et les mesures pour S_{12} (LAR 60 MHz)

Pour la réalisation de LAR 110 MHz, on constate comme précédemment que le décalage fréquentiel du maximum et le niveau d'oscillations correspondent assez bien aux valeurs calculées tandis que la courbe de pertes d'insertion mesurée est située de quelques décibels plus bas que la courbe théorique. La présence des ondulations distribuées sur toutes les fréquences est également observable.

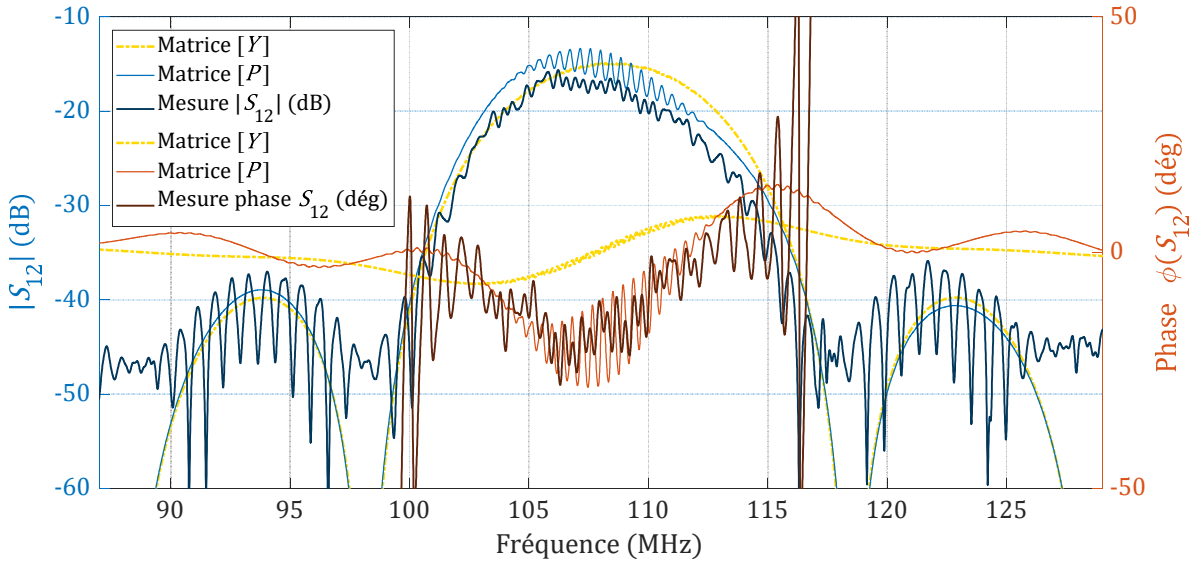


Figure 4-36 Comparaison entre les calculs avec les matrices[P], matrices [Y] et les mesures pour S_{12} (LAR 110 MHz)

La méthode de la matrice [P] permet de calculer le taux de suppression du TTE en tenant compte des effets de réflexions des IDT contrairement à la méthode de la matrice d'admittance [Y]. En passant dans le domaine temporel, nous trouvons que le diagramme temporel correspondant et issu de la théorie COM, est en meilleure adéquation avec les mesures que celui correspondant au modèle de la réponse impulsionnelle. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, la valeur de S_{tt} peut être estimée par la différence des niveaux entre l'impulsion relative correspondant au passage direct et le TTE. La **Figure 4-37** montre les diagrammes temporels correspondants au cas de la LAR 30 MHz. Selon les données de mesure S_{tt} est estimé à −25.4 dB, alors que la méthode de matrices [Y] estime le taux de suppression à −45 dB. Par conséquent, la valeur de S_{tt} est sous-estimée par cette théorie d'un ordre

de grandeur. Par contre, le S_{tt} calculé par la méthode des matrices [P] est de -23 dB ce qui est considérablement plus proche de celle de la valeur mesurée.

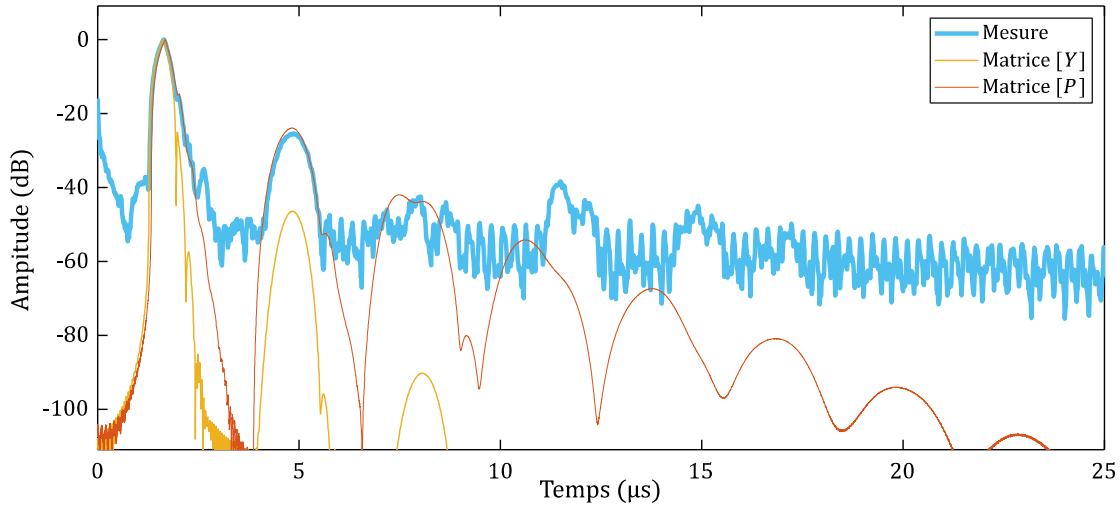


Figure 4-37 Diagramme temporelle du signal S_{12} mesuré pour la LAR 30 MHz

Au vu des résultats présentés il devient évident que la réflectivité des électrodes ne peut pas être négligée dans le cas de la configuration d'IDT considérée. En effet, les électrodes simples (non-dédoublées) en or ont un effet de masse important et induisent des ondulations complémentaires conséquentes dans la bande passante de LAR. Par conséquent, les LAR présentées sont très difficilement utilisables en montage de type circulateur à cause de ces ondulations dans leurs bandes passantes.

Le remède à ce problème pourrait se présenter sous forme d'application des électrodes « légères » et peu réfléchissantes. Cette configuration est réalisable par des électrodes dédoublées fines faites en aluminium (Soluch 1998). Pourtant, même en utilisant les électrodes en or non-dédoublées il est possible d'annuler la réflexion ($k_{12} = 0$) à la condition que $h/\lambda = 2\%$ (voir section 4.5.2**, Figure 4-23**). Cela correspond à une épaisseur de métallisation de 700 nm pour une LAR 110 MHz ce qui n'est pas optimale du point de vue de la réalisation technologique. Par ailleurs, pour opérer avec $k_{12} = 0$ à 433 MHz l'épaisseur de la métallisation doit être de 175 nm ce qui est facilement réalisable.

Il a été démontré que la théorie de matrices [P] est capable d'estimer assez précisément les caractéristiques clefs des courbes électriques de dispositifs SAW basés sur des lignes à retard. Malheureusement le temps imparti à ce travail n'a pas permis de réaliser des LAR avec des électrodes dédoublées. De ce fait les bancs de mesures présentés dans le chapitre final sont réalisés en configuration de mesure du retard temporel avec un oscilloscope en évitant ainsi les mesures fréquentielles à l'aide de circuit mis en « mode circulateur ».

4.8 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la théorie de couplage de mode et l'application de cette théorie dans la modélisation électrique des ondes acoustique de surface. En utilisant le logiciel FEMSDA, nous avons été capables de déterminer les paramètres COM correspondants à notre choix de matériau (le Niobate de lithium $LiNbO_3$) avec des IDT en Or pour les trois fréquences choisies (30 MHz, 60 MHz et 110 MHz). Nous avons également validé expérimentalement ces résultats en utilisant un résonateur SAW synchrone. Ces résultats obtenus correspondent aux valeurs théoriques avec un écart moyen de $\sim 10\%$. La comparaison entre les mesures électriques des LAR et les modélisations ont montré cette fois une très bonne adéquation. Cela prouve que la prise en compte de l'effet de la réflexion entre électrodes et de l'effet de l'épaisseur des électrodes par rapport à la longueur d'onde, améliore la modélisation.

Références

Abbott, B.P. 1991. « A derivation of the coupling-of-modes parameters based on the scattering analysis of SAW transducers and gratings ». In *IEEE 1991 Ultrasonics Symposium*, 5-10. Orlando, FL, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1991.234121.

Abbott, B.P., C.S. Hartmann, et D.C. Malocha. 1989. « A Coupling-of-Modes Analysis of Chirped Transducers Containing Reflective Electrode Geometries ». In *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium*, 129-34. Montreal, Que., Canada: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1989.66972.

Aubert, Thierry, Frederic Sarry, Omar Elmazria, Laurent Bouvot, Badreddine Assouar, Pascal Nicolay, et Michel Hehn. 2008. « Extraction of COM Parameters on Pt/LGS for High Temperature SAW Sensor ». In *2008 IEEE Ultrasonics Symposium*, 820-23. Beijing, China: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2008.0197.

Auld, Bertram Alexander. 1973. « Chapter 11 ». In *Acoustic Waves and Fields in Solids*, Wiley, 2:221-332. 11. New York: New York.

Chen, C., J. W. Jin, et Y. T. Xie. 2020. « Analysis and Optimization of Surface Acoustic Wave Floating Electrode Unidirectional Transducers Using Coupling-of-Mode Theory and Finite-Element Method ». *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics* 15 (7): 792-98. https://doi.org/10.1166/jno.2020.2843.

Cherednick, V. I., et M. Y. Dvoesherstov. 2007. « COM Parameters of Langasite Crystal ». In *2007 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings*, 2351-54. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2007.591.

Cherednick, Valentine I., et Michael Y. Dvoesherstov. 2006. « STOPBANDS, COM PARAMETERS, AND P MATRICES ». In *2006 Multiconference on Electronics and Photonics*, 106-9. https://doi.org/10.1109/MEP.2006.335640.

Datta, S., et B.J. Hunsinger. 1980. « An Analysis of Energy Storage Effects on SAW Propagation in Periodic Arrays ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 27 (6): 333-40. https://doi.org/10.1109/T-SU.1980.31197.

Dong-Pei Chen, et H.A. Haus. 1985. « Analysis of Metal-Strip SAW Gratings and Transducers ». *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics* 32 (3): 395-408. https://doi.org/10.1109/T-SU.1985.31609.

Elachi, C. 1976. « Waves in Active and Passive Periodic Structures: A Review ». *Proceedings of the IEEE* 64 (12): 1666-98. https://doi.org/10.1109/PROC.1976.10409.

Endoh, Gou, Ken-ya Hashimoto Ken-ya Hashimoto, et Masatsune Yamaguchi Masatsune Yamaguchi. 1995. « Surface Acoustic Wave Propagation Characterisation by Finite-Element Method and Spectral Domain Analysis ». *Japanese Journal of Applied Physics* 34 (5S): 2638. https://doi.org/10.1143/JJAP.34.2638.

Fu, Qiuyun, Helmut Stab, et Wolf-Joachim Fischer. 2005. « Wireless Passive SAW Sensors Using Single-Electrode-Type IDT Structures as Programmable Reflectors ». *Sensors and Actuators A: Physical* 122 (2): 203-8. https://doi.org/10.1016/j.sna.2005.05.006.

Hartmann, Clinton S, et Victor P Plessky. 1993. « Experimental Measurements of Propagation, Attenuation, Reflection and Scattering of Leaky Waves in Al Electrode Gratings On 41°, 52° And 64°-LiNbO3 ». *IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM*, 1247-50.

Hashimoto, Ken-ya. 2000. *Surface Acoustic Wave Devices in Telecommunications*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. https://doi.org/10.1007/978-3-662-04223-6.

Huang, Yulin, Jingfu Bao, Xinyi Li, Benfeng Zhang, Tatsuya Omori, et Ken-ya Hashimoto. 2018. « Parameter Extraction of Coupling-of-Modes Equations Including Coupling between Two Surface Acoustic Waves on SiO_2 /Cu/$LiNbO_3$ Structures ». *Japanese Journal of Applied Physics* 57 (7S1): 07LD13. https://doi.org/10.7567/JJAP.57.07LD13.

Koigerov, A. S., et O. L. Balysheva. 2021. « Numerical Approach for Extraction COM Surface Acoustic Wave Parameters from Periodic Structures Analysis ». In *2021 Wave Electronics and its*

Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), 1-6. https://doi.org/10.1109/WECONF51603.2021.9470638.

Koskela, J., V.P. Plessky, et M.M. Salomaa. 1999. « SAW/LSAW COM parameter extraction from computer experiments with harmonic admittance of a periodic array of electrodes ». *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 46 (4): 806-16. https://doi.org/10.1109/58.775644.

Plessky, Victor, et Julius Koskela. 2000. « Coupling-of-Modes Analysis of SAW Devices ». *International Journal of High Speed Electronics and Systems* 10 (04): 867-947. https://doi.org/10.1142/S0129156400000684.

Plessky, V.P., et C.S. Hartmann. 1993. « Characteristics of Leaky SAWs on 36-LiTaO3 in Periodic Structures of Heavy Electrodes ». In *1993 Proceedings IEEE Ultrasonics Symposium*, 1239-42 vol.2. Baltimore, MD, USA: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1993.339609.

Plessky,Koskela, Victor. 2000. « COUPLING-OF-MODES ANALYSIS OF SAW DEVICES », 82.

Soluch, Waldemar. 1998. « Design of SAW delay lines for sensors ». *Sensors and Actuators A: Physical* 67 (1): 60-64.

Suzuki, Y., H. Shimizu, M. Takeuchi, K. Nakamura, et A. Yamada. 1976. « Some Studies on SAW Resonators and Multiple-Mode Filters ». In *1976 Ultrasonics Symposium*, 297-302. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1976.196685.

Thorvaldsson, T. 1989. « Analysis of the Natural Single Phase Unidirectional SAW Transducer ». In *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium*, 91-96. Montreal, Que., Canada: IEEE. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1989.66964.

Timoshenko, Pavel E., Valery V. Kalinchuk, et Vladimir B. Shirokov. 2018. « Finite-element analysis of scattering parameters of surface acoustic wave bandpass filter formed on barium titanate thin film ». *International Journal of Smart and Nano Materials* 9 (2): 88-98. https://doi.org/10.1080/19475411.2018.1447045.

Wang, Tao, Ryan Green, Rasim Guldiken, Jing Wang, Subhra Mohapatra, et Shyam S. Mohapatra. 2019. « Finite Element Analysis for Surface Acoustic Wave Device Characteristic Properties and Sensitivity ». *Sensors* 19 (8): 1749. https://doi.org/10.3390/s19081749.

Warner, A. W., M. Onoe, et G. A. Coquin. 1967. « Determination of Elastic and Piezoelectric Constants for Crystals in Class (3m) ». *The Journal of the Acoustical Society of America* 42 (6): 1223-31. https://doi.org/10.1121/1.1910709.

Wright, P. V. 1989. « Analysis and design of low-loss SAW devices with internal reflections using coupling-of-modes theory ». In *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium,* 1:141-52. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.1989.66974.

Wu, T.-T., S.-M. Wang, Y.-Y. Chen, T.-Y. Wu, P.-Z. Chang, L.-S. Huang, C.-L. Wang, C.-W. Wu, et C.-K. Lee. 2002. « Inverse Determination of Coupling of Modes Parameters of Surface Acoustic Wave Resonators ». *Japanese Journal of Applied Physics* 41 (Part 1, No. 11A): 6610-15. https://doi.org/10.1143/JJAP.41.6610.

Yantchev, Ventsislav, Patrick Turner, et Victor Plessky. 2016. « COMSOL modeling of SAW resonators ». In *2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, 1-4. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2016.7728546.

Zhang, Qiaozhen, Zhenglin Chen, Yanguang Chen, Jiahe Dong, Panliang Tang, Sulei Fu, Haodong Wu, Jinyi Ma, et Xiangyong Zhao. 2021. « Periodic Analysis of Surface Acoustic Wave Resonator with Dimensionally Reduced PDE Model Using COMSOL Code ». *Micromachines* 12 (2): 141. https://doi.org/10.3390/mi12020141.

Zhgoon, S., D. Tsimbal, A. Shvetsov, et K. Bhattacharjee. 2008. « 3D finite element modeling of real size SAW devices and experimental validation ». In *2008 IEEE Ultrasonics Symposium*, 1932-35. https://doi.org/10.1109/ULTSYM.2008.0476.

Chapitre 5: Développement des prototypes de capteurs de pression

Sommaire

Introduction 136
5.1 Installations expérimentales 136
5.1.1 Banc de mesure de pression adapté aux dispositifs à lignes à retard électroacoustiques 137
5.1.2 Banc de mesure de pression adapté aux résonateurs SAW 137
5.2 Modélisation mécanique et fabrication des prototypes 138
5.3 Problématique d'étanchéité 141
5.4 Résultats de mesure de pression obtenus avec des capteurs SAW 143
5.5 Capteur pression à base de la vitrocéramique 151
5.5.1 Fabrication et caractérisation des capteurs 151
5.5.2 Analyse de corrélation du signal de capteur de pression avec fenêtres glissantes 155
5.6 Conclusion 161
Références 162

Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les différentes étapes de fabrication et de caractérisation des premiers prototypes de capteurs de pression. Le but de ce travail de thèse est de réaliser et de caractériser des capteurs de pression à base d'IDT à onde acoustique de surface permettant la mesure de pression dans une gamme pouvant aller jusqu'à 50 bars et dans des conditions de températures pouvant atteindre 500°C. Comme présenté dans les chapitres précédents le développement de ce type de capteur dépend de trois facteurs essentiels :

1. Une géométrie du capteur apte à supporter des valeurs de pression élevées (≈ 50 bars) ;
2. Choix du matériau piézoélectrique dédié aux applications hautes températures ;
3. Configuration des électrodes IDT qui déterminera le mode de détection de la pression en mesurant soit le retard temporel de propagation de l'onde dû à la variation de la pression dans le cas de l'utilisation des LAR, soit le décalage fréquentiel de la fréquence de résonnance dans le cas d'un résonateur SAW à un port.

De même, nous allons présenter la fabrication et la caractérisation du capteur de pression à base de vitrocéramique de Fresnoite fabriqué en collaboration avec nos partenaires de projet CUBISM.

5.1 Installations expérimentales

Afin de caractériser les premiers prototypes nous avons besoin de deux bancs de mesure différents. Le premier sera dédié à la caractérisation des capteurs basés sur les lignes à retard et la deuxième pour ceux qui sont basés sur les résonateurs SAW à 1 port.

5.1.1 Banc de mesure de pression adapté aux dispositifs à lignes à retard électroacoustiques

Le prototype du capteur de pression a été testé dans une enceinte sous pression Parr 4768 d'un volume interne de 600 ml et d'un diamètre interne de 63,5 mm (**Figure 5-1**). Cette chambre d'essai est capable de supporter une pression allant jusqu'à 130 bars. Une ceinture chauffante externe permet de réaliser des tests de température jusqu'à 500°C. La pression a été fournie par une bouteille de N_2 (200 bars) reliée à la cuve par l'intermédiaire d'un régulateur de pression abaissant ainsi le niveau de pression à 50 bars.

Un contrôleur EquiLabo (contrôleur Delta DTB4824 pour la détection de la pression et Delta DTB4848 pour la régulation de la température) a été utilisé pour contrôler la pression interne, pour programmer les rampes de température et pour surveiller la température du système de chauffage externe. La communication du contrôleur avec l'ordinateur personnel (PC) est effectuée via le protocole Modbus. La température de la cuve interne a été contrôlée par un thermocouple connecté à un multimètre numérique (DMM) Keithley 2110 ; la précision de la mesure de la température était de 0,01°C. La communication du DMM avec le PC a été réalisée via la connexion USB standard. L'ensemble du dispositif est automatisé et contrôlé par un programme MATLAB fonctionnant sur le PC.

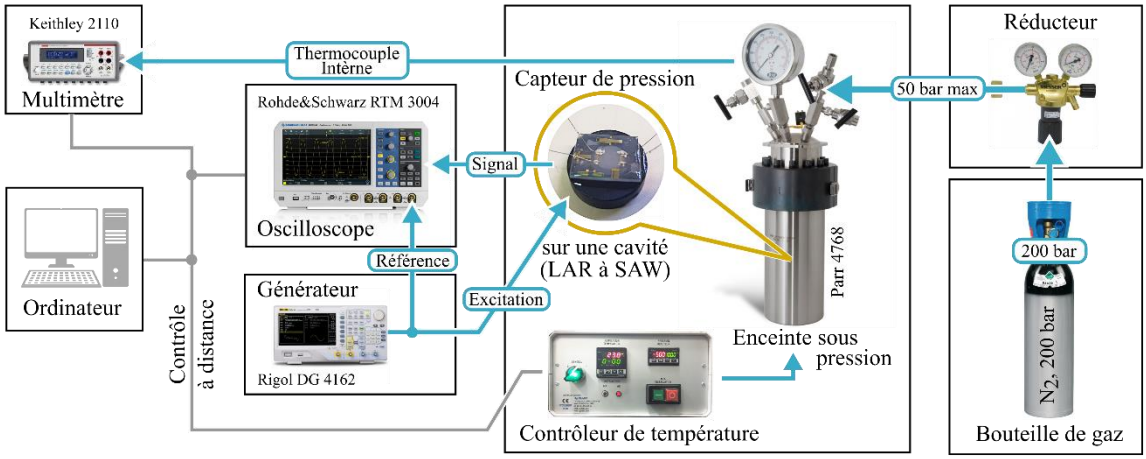


Figure 5-1. Schéma fonctionnel du banc de mesure de pression pour des capteurs à base des LAR électro-acoustiques

La partie électroacoustique sensible à la pression est connectée au générateur Rigol DG 4162 (partie émission) et à l'oscilloscope Rohde&Schwartz RTM 3004 (partie réception). Le premier appareil est connecté à l'IDT émetteur de la LAR et utilisé pour envoyer un signal d'excitation sous la forme d'un train d'ondes. Le rôle du second appareil est de transmettre le signal de l'IDT récepteur à l'ordinateur afin de mesurer le retard temporel. Cette mesure est effectuée par une routine Matlab en utilisant la méthode de passage de zéro combinée avec la régression linéaire. La précision de mesure est d'ordre de ~10 ps en moyennant sur 128 acquisitions utilisées pendant les expérimentations. Afin de minimiser l'instabilité de la phase du signal reçu, l'oscilloscope est synchronisé au générateur via la sortie auxiliaire 10MHz du générateur.

5.1.2 Banc de mesure de pression adapté aux résonateurs SAW

Afin d'effectuer les mesures de pression à base des résonateurs SAW le sous-système d'émission–réception électrique du banc de mesure présenté ci-dessus a été modifié. Le générateur et l'oscilloscope ont été remplacés par un analyseur de réseau vectoriel Hewlett-Packard 4195A. Cet appareil a été connecté au résonateur SAW et transférait à l'ordinateur les données relatives au

coefficient de réflexion S_{11}. La communication du VNA avec le PC a été effectuée via un adaptateur GPIB-USB de National Instruments.

La fréquence de résonance a été déterminée en détectant le minimum du coefficient de réflexion par une routine Matlab dédiée. La fenêtre de mesure de fréquence a été fixée à 1 MHz, et une procédure d'ajustement polynomiale a été appliquée afin d'augmenter la précision de la mesure de la fréquence de résonance. La précision de mesure de fréquence de résonance était supérieure à 0.01 kHz.

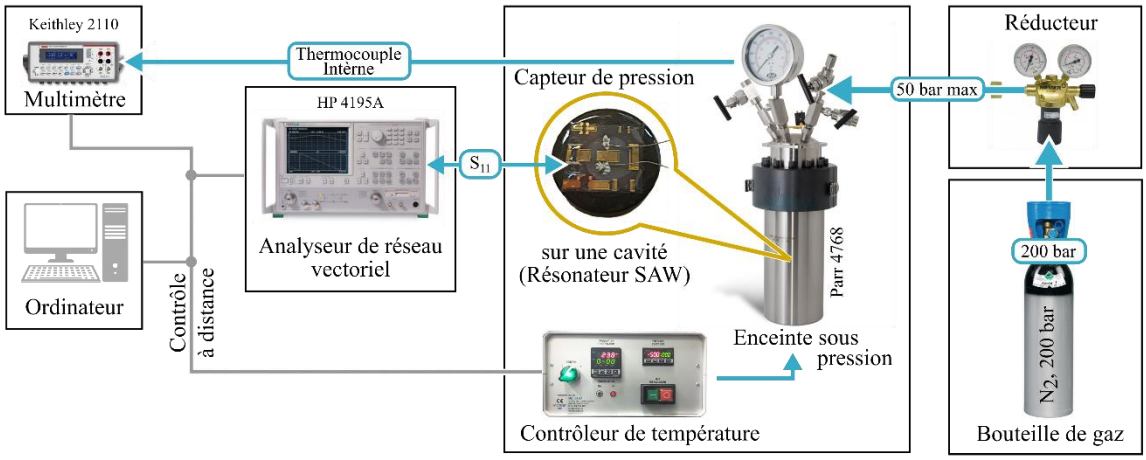


Figure 5-2. Schéma fonctionnel du banc de mesure de pression pour des capteurs basés sur des résonateurs SAW

5.2 Modélisation mécanique et fabrication des prototypes

Le résonateur SAW crée une zone de résonance à la surface du substrat piézoélectrique placé au-dessus la cavité du support. Ce substrat se déforme sous l'effet de la pression appliquée uniformément sur sa surface. Cette déformation entraîne une contrainte sur la surface provoquant un décalage linéaire de la fréquence de résonance des résonateurs SAW, d'où la possibilité de surveiller la pression en temps réel pendant un cycle de mesure.

L'optimisation des dimensions d'un capteur de pression SAW est un élément clé pour que les capteurs puissent résister aux conditions dans lesquelles ils sont placés. Afin de vérifier les limites de déformation du diaphragme, ANSYS Workbench 16.0 a été utilisé pour analyser la contrainte transférée au diaphragme lorsqu'il est soumis à des pressions allant jusqu'à 50 bars.

En supposant que le niobate de lithium est homogène, isotrope et élastique, les caractéristiques mécaniques sont dressées dans le tableau suivant :

Coefficient de poisson	0.25
Module de Young	~180 MPa
Limite d'élasticité à la rupture	~100 MPa

Tableau 5-1 Caractéristiques mécaniques du niobate de lithium

Les premières simulations ont été effectués pour un diaphragme en niobate de lithium (128° YX) de 0.5 mm d'épaisseur encastré sur un support en céramique pour avoir des dilatations thermiques comparables et ainsi éviter les fissures entre la lame et le support avec une cavité de 10 mm de diamètre (**Figure 5-3**). Le but est de calculer la valeur maximale de pression que cette géométrie peut supporter 50 bars avant la rupture de niobate de lithium.

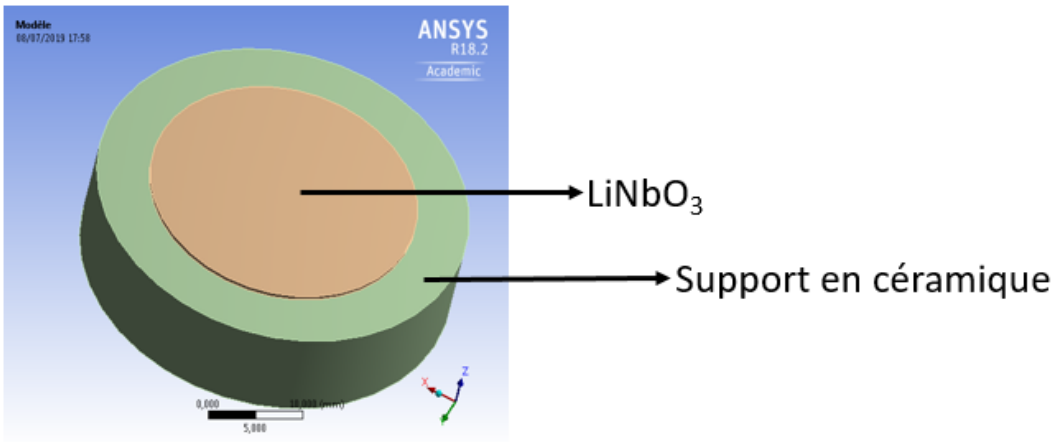


Figure 5-3 Modèle de simulation sur ANSYS (Niobate de lithium sur un support en céramique)

Le but de cette modélisation est de déterminer d'un part la contrainte au bord de la cavité où le niobate de lithium est en contact avec le support en céramique et d'autre part, la valeur de la flèche de déformation du $LiNbO_3$ sous pression. Cette configuration a été testée sous 10 et 15 bars afin de vérifier les valeurs de la contrainte et la déformation. A 10 bars, la contrainte est de 76 MPa alors que celle à 15 bars est de 114 MPa. Les valeurs des flèches à 10 et 15 bars correspondent respectivement à 6.04 µm et 9.06 µm.

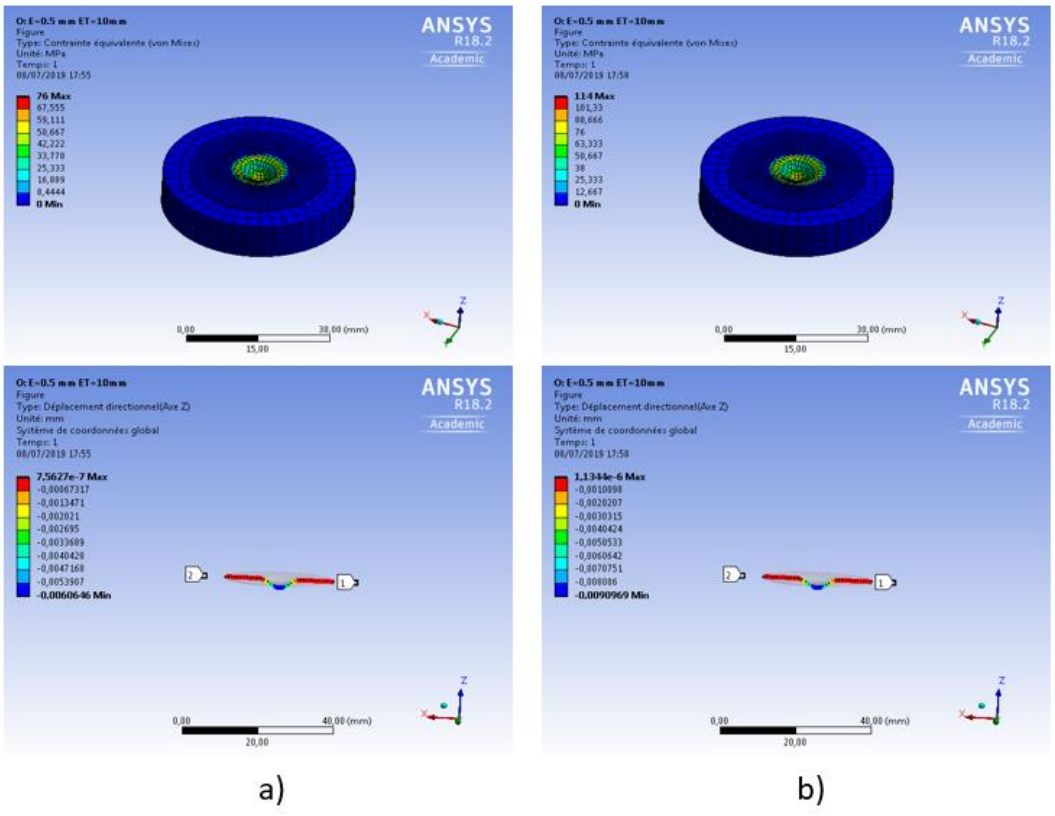


Figure 5-4 Représentation graphique des simulations mécaniques sur ANSYS a) 10 bars et b) 15 bars

Cette simulation a montré qu'une lame de niobate de lithium avec une épaisseur de 0.5mm fixée sur un support en céramique peut supporter une pression comprise entre 10 et 15 bars. Afin de vérifier les limites de cette configuration géométrique, nous avons testé un prototype basé sur une ligne à

retard à 30 MHz collée à l'aide de la Cyanolite sur un support céramique. Il est à noter que les électrodes ont été réalisées à l'IEMN par lithographie optique.

Un crash test a été réalisé sur ce prototype en utilisant le banc de mesure, comme le montre la **Figure 5-5**. Le capteur est bien sensible à la pression ; sa réponse suit l'évolution de la pression à l'intérieur de l'enceinte. Dans cet essai, l'étanchéité est maintenue jusqu'à la rupture de la lame piézoélectrique.

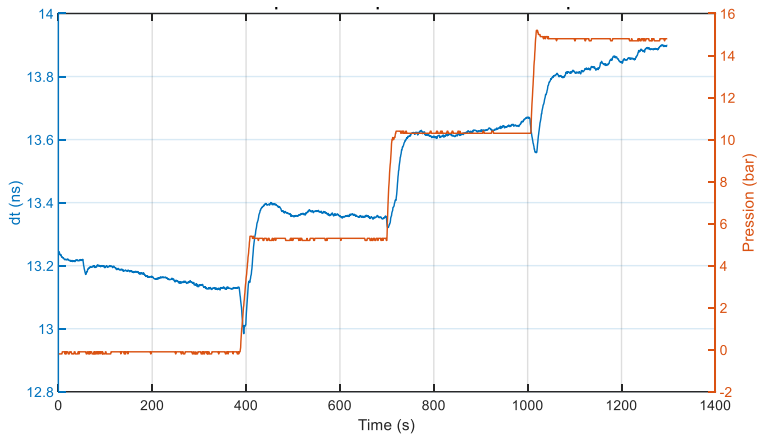


Figure 5-5 Réponse temporelle du prototype LAR 30MHz

Comme il a été prévu par les simulations, la lame en Niobate s'est cassée une fois la pression atteint 15 bars (**Figure 5-6**).

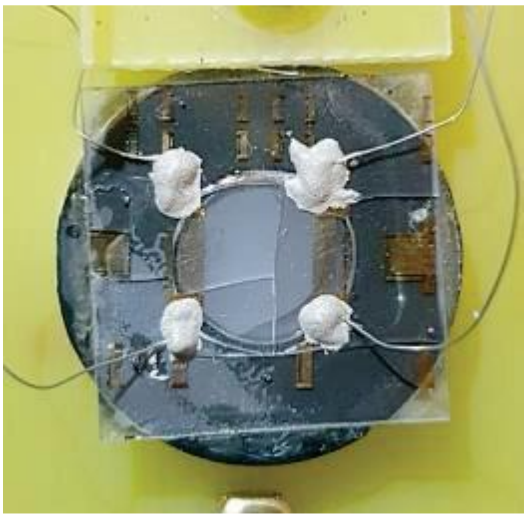


Figure 5-6 Prototype cassé à 15 bars

Cette simulation nous permettra de prédire les limites des capteurs en termes de pression pour de capteurs réalisés à partir de lame en niobate de lithium ou tout autre matériau piézoélectrique. Il suffira alors dans notre contexte de ce travail de trouver le meilleur rapport entre l'épaisseur de la lame piézoélectrique et le diamètre de la cavité en dessous. Pour atteindre des mesures jusqu'à 50 bars, Il existe alors 2 solutions possibles, la première est de réduire le diamètre de la cavité et la deuxième sera l'utilisation d'une lame piézoélectrique plus épaisse. La deuxième solution correspond mieux à notre application car la longueur des IDT SAW est aux alentours de 7 mm pour les deux configurations en ligne à retard et en résonateur.

Cette seconde solution, nous a conduit à utiliser une lame de $LiNbO_3$ de 1 mm en gardant le même diamètre de cavité de 10 mm de diamètre. Les simulations sous ANSYS ont montré que cette configuration permet de mesure de pression théoriquement jusqu'à 40 bars avec une contrainte de 63.8 MPa et une flèche de 4.75 µm.

5.3 Problématique d'étanchéité

L'étanchéité au niveau du contact est un verrou technologique majeur pour ce type de capteur de pression qui assure sa fonctionnalité grâce à la déformation du substrat piézoélectrique sous pression. Malgré l'extrême importance de ce facteur, il n'existe pas de solution technologique facilement accessible pour assurer l'étanchéité en haute pression à haute température. En effet, il faut prendre en compte le facteur de la haute température qui augmente considérablement les niveaux d'exigence pour la tenue à l'étanchéité du système « cavité – lame ». Nous avons donc testé plusieurs méthodes de collage à température ambiante (20°C - 100°C) et à haute température (>100°C) à de trouver la meilleure configuration.

Deux types de colle ont été utilisés à température ambiante, une colle conductrice pour assurer le contact électrique entre les fils et les électrodes des IDT, et une deuxième pour coller la lame piézoélectrique au support céramique. Les caractéristiques et les informations concernant ces colles suite à nos essais sont résumées dans le **Tableau 5-2**.

Type de colle	Caractéristiques techniques	Avantages	Inconvénients	Résultats et performances	Prix , contenance, durée de vie (optimale après ouverture)
OREPOX 30	Température de fonctionnement maxi: 120 °	Colle +++ Bonne étanchéité à Température ambiante Prise semi rapide	Difficile à extraire sans casser l' échantillon	Problème d' étanchéité à partir de 90 ° et en haute pression	24 euros / 50 ml 4 semaines
Loctite 401 Cyanocrylate	Température de fonctionnement : -40 ° à 120 °	Prête à l'emploi Fluide	Temps de séchage : 3 à 10 secondes Facilité d'extraction d'échantillon	Problème d'étanchéité (test 1mm)	27 euros / 20 g Quelques mois
Colle conductrice RS Epoxy conducteur chargé d'argent	Température de fonctionnement : 150 °	Petit conditionnement	Bi-composante	Très performante	93 euros / 20 g Pas du durée de conservation précisée.

Tableau 5-2 Colles utilisées à température ambiante (20°C - 100°C)

La colle conductrice est très performante et a assuré une bonne conduction jusqu'à 100°C. Les deux colles OREPOX et Cyanocrylate ont assuré l'étanchéité avec des wafers de niobate de lithium à 0.5 mm, mais pas à 1 mm. Pour cette raison, nous n'avons pas pu réaliser les tests haute pression au-delà de 15 bars à température ambiante.

Pour les hautes températures (>100°C), une autre série de colles a été testée. Les types de colles utilisés dans cet essai sont dédiés pour les applications à haute température. Les caractéristiques et les informations concernant ces colles suite à nos essais sont résumées dans le **Tableau 5-3**.

Type de colle	Caractéristiques techniques	Avantages	Inconvénients	Résultats et performances	Prix , contenance, durée de vie (optimale après ouverture)
CERAMABOND 618N-VFG	température de fonctionnement maxi : 1650°C	Conseillée par le service technique pour sa taille des grains 1-5 µm	Processus de séchage: 1à 4 h à T° ambiante puis recuit 2h -> 95 ° + 2h-> 260° + 2h-> 370°	Pas d'adhérence entre colle et le niobate ni le support en céramique	195 euros / 500 ml 6 mois après ouverture
AREMCOSEAL 613	température de fonctionnement maxi : 816 °	Colle pour assurer l' étanchéité avec la colle céramique	620°C pendant 30 min	Problème du durcissement séchage lors du séchage	87 euros / 250 ml 6 mois après ouverture
PYRO-DUCT 597-A	température de fonctionnement maxi : 927 °	Conduction électrique à haute température	Processus de séchage : 2h à 25°+ 2h à 95°	Très performante	328 euros 6 mois après ouverture
Thermique PMUC	Température d'application : de 0 à 40° Température de fonctionnement : 1500 ° en pointe et 1200 ° en continu	Produit requis pour une utilisation en haute température Prête à l'emploi	Temps de séchage minimum 24h. Gros conditionnement. Viscosité importante	Pas d'adhérence entre colle et le niobate ni le support en céramique	43 euros / 300 ml 6 à 8 semaines

Tableau 5-3 Colles utilisées à haute température (>100°C)

La colle conductrice PYRO-DUCT est très performante et a assuré une bonne conduction jusqu'à 850°C. La colle thermique PMUC est supposée tenir jusqu'à 1500°C mais conduit à une mauvaise adhérence entre le niobate et le support en céramique. Les deux colles CERAMABONDE (colle céramique) et AREMCOSEAL (colle en verre) sont supposées être employées ensemble ; la première assure le collage et la deuxième assure l'étanchéité. Par contre l'application de ces colles demande des traitements thermiques bien spécifiques qui peuvent atteindre une température 620°C.

Ces deux colles ont été testées, la colle céramique n'est pas adhérente ni sur le niobate, ni sur le support en céramique. La colle en verre s'est transformée en des gouttelettes solides en verre après le traitement thermique **Figure 5-7(a)**. Un autre essai a été réalisé en utilisant la colle en verre pour coller le niobate de lithium sur le support mais la dilatation et la contraction thermique de la colle lors du séchage à 620°C a provoqué la fissuration du niobate de lithium **Figure 5-7(b).**



Figure 5-7 a) Colles céramique et verre après le séchage b) Colle en verre

Un autre essai de collage a consisté à coller une lame de niobate sur une autre lame de niobate pour éliminer au maximum le problème de dilatations thermiques entre la lame piézoélectrique et le support. Cependant la formation des gouttelettes a conduit à la fissuration la structure en niobate **Figure 5-8**.

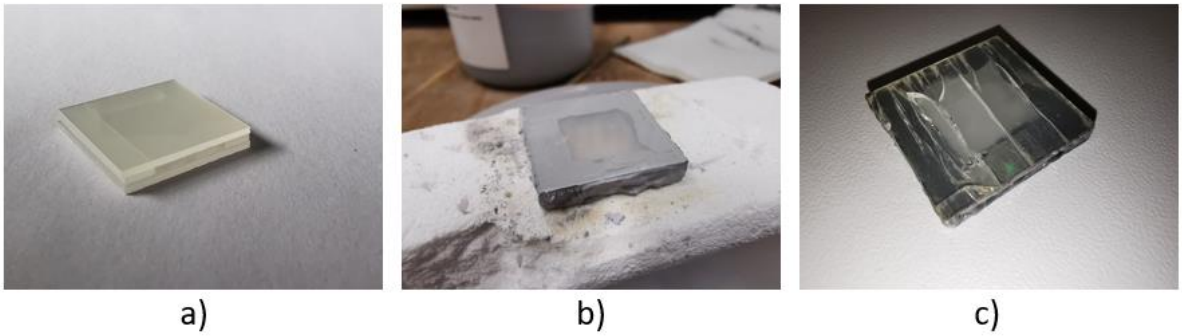


Figure 5-8 Collage de niobate en utilisant la colle en verre a) structure en niobate, b) avant le traitement thermique, c) après le traitement thermique

Globalement, l'utilisation des colles pour assurer l'étanchéité ne semble pas être la meilleure solution. Pour cela d'autres méthodes d'assemblage ont été envisagé par la suite dans des futurs essais.

5.4 Résultats de mesure de pression obtenus avec des capteurs SAW

Après avoir testé de nombreux prototypes, nous avons réussi à mesurer des pressions à partir de trois capteurs basés sur des résonateurs SAW de fréquence centrale située aux alentours de 105 MHz.

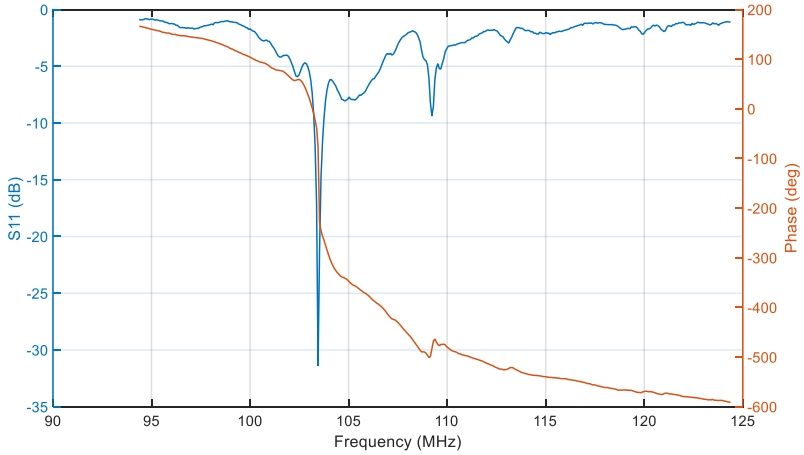


Figure 5-9 Coefficient de réflexion (S11) du résonateur SAW

Ces trois prototypes ont été réalisés en utilisant une lame de niobate de lithium collée à l'aide de la colle Cyanolite sur un support en céramique et les fils électriques ont été fixés en utilisant de la colle conductrice RS. Concernant l'emplacement des IDT nous avons testé les deux positions possibles, à l'extérieur et à l'intérieur de la cavité comme c'est montré dans la **Figure 5-10**.

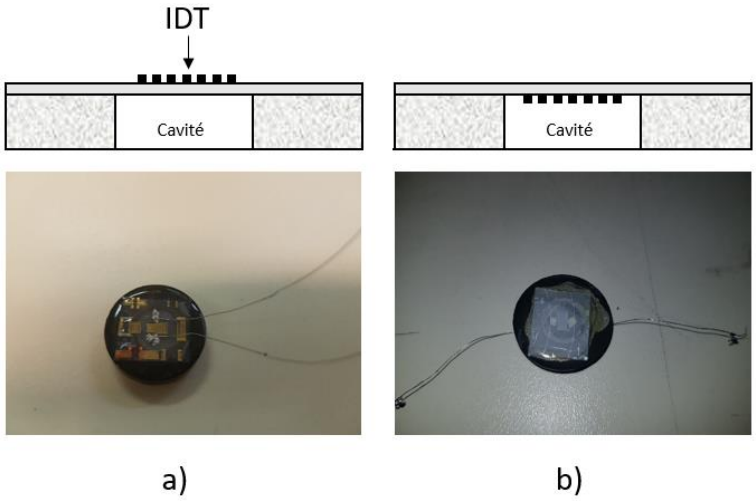


Figure 5-10 IDT placés a) à l'extérieur, b) à l'intérieur de la cavité

Après le collage, les prototypes ont été placés à l'intérieur de l'enceinte de pression et testés à température ambiante jusqu'à 12 bars 3 bars en-dessous de la limite pour éviter le casse).

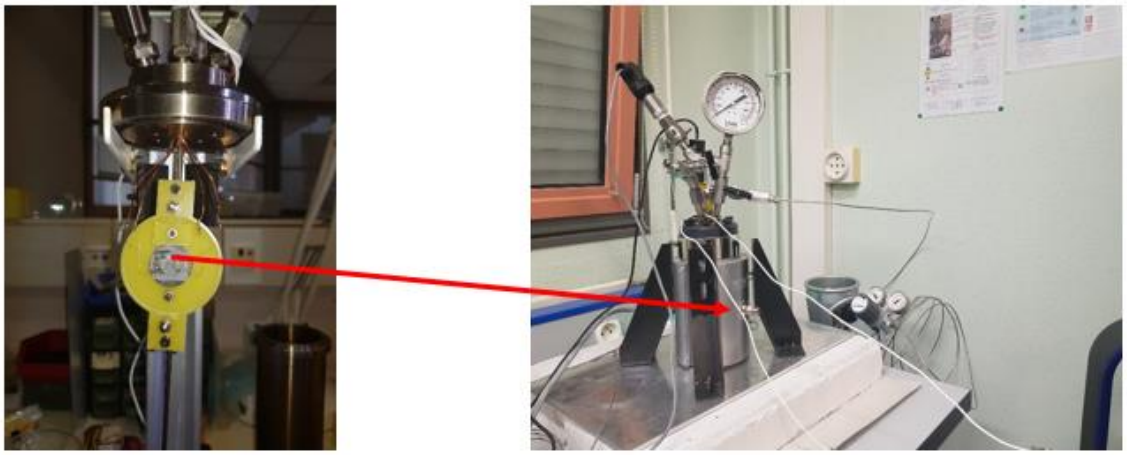


Figure 5-11 Capteur SAW de pression à l'intérieur de l'enceinte de pression

La **Figure 5-12** montre l'évolution du décalage fréquentiel et de la pression en fonction du temps. La courbe en bleu représente la réponse du prototype avec les IDT à l'extérieur de la cavité et celle en orange représente la réponse du capteur de l'enceinte de pression.

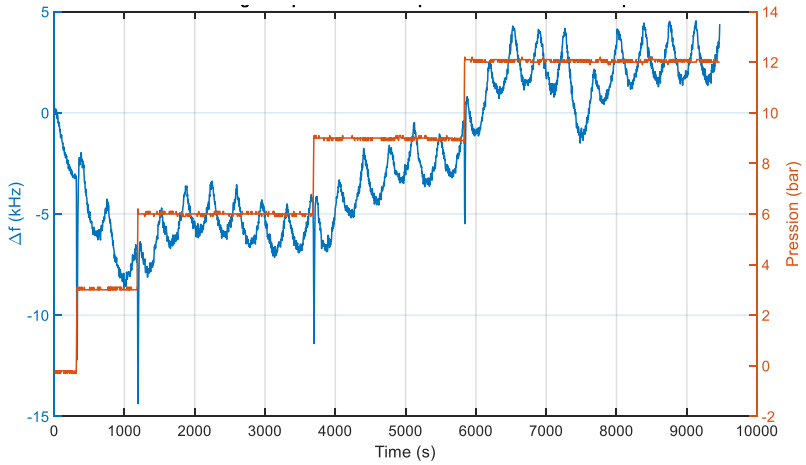


Figure 5-12 Réponse du prototype (1) dans le cas où les IDT sont placés à l'extérieur de la cavité

De même la **Figure 5-13** montre la réponse du prototype (1) dans le cas où les IDT sont à l'intérieur de la cavité.

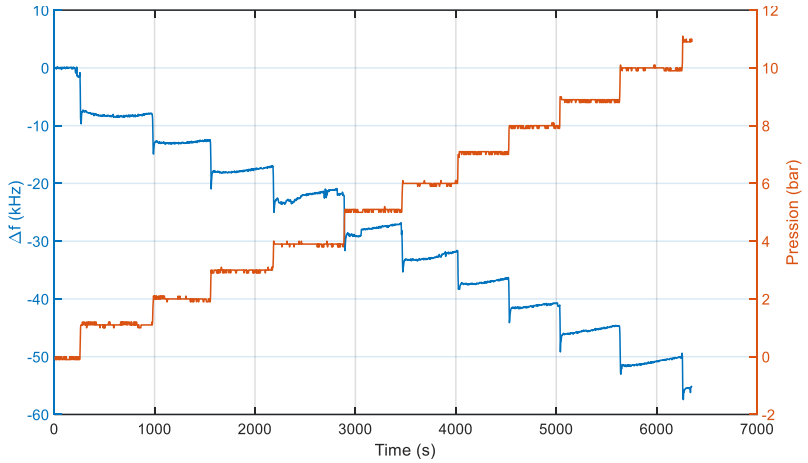


Figure 5-13 Réponse du prototype (2) dans le cas où les IDT sont placés à l'intérieur de la cavité

Il est clair que la réponse à la variation de pression du prototype (2) avec IDT placés à l'intérieur de la cavité est similaire à celle du capteur de l'enceinte contrairement au prototype (1) où les IDT sont placés à l'extérieur et qui ne montre pas une sensibilité significative. Ceci est lié au fait qu'en fonction de la position des électrodes (intérieur ou extérieur de la cavité) les SAW se propagent dans une zone ou les contraintes internes sont plus ou moins importantes. Sachant que les temps de vol des SAW sont en effet liés d'une part aux trajets des ondes qui changent en fonction de la déformation de la lame piézoélectrique, mais aussi de la vitesse de propagation dans la lame qui est fonction de la contrainte présente dans cette dernière (Duquennoy, 1999), nous avons des effets soient cumulatifs, soient contradictoires sur les temps de vol.

Nous avons continué avec la caractérisation des prototypes (2) et (3) avec le même protocole de caractérisation, 1bar/palier à température ambiante puis entre 45 et 50°C et à la fin entre 90 et 95°C puisque la Cyanolite ne peut pas dépasser les 100°C.

Le deuxième prototype (capteur (2)) a été testé à température ambiante en montée et descente de la pression.

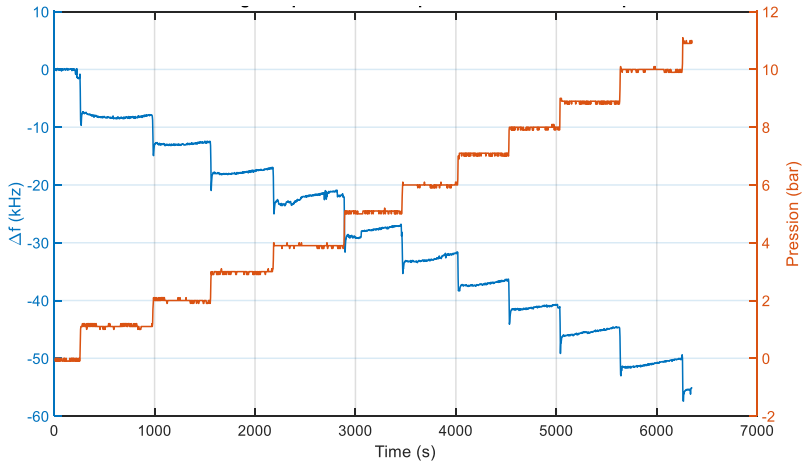


Figure 5-14 Réponse du capteur (2) en montée de la pression

La **Figure 5-14** montre la réponse du capteur (2) et la pression en fonction du temps en montée de la pression. La **Figure 5-15** représente le décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (2). L'ajustement linéaire de l'ensemble de points de mesure montre une relation linéaire directe entre

l'évolution de la pression et le décalage fréquentiel et présente une sensibilité de -4.84 kHz/bar avec un coefficient de régression linéaire de 0.99.

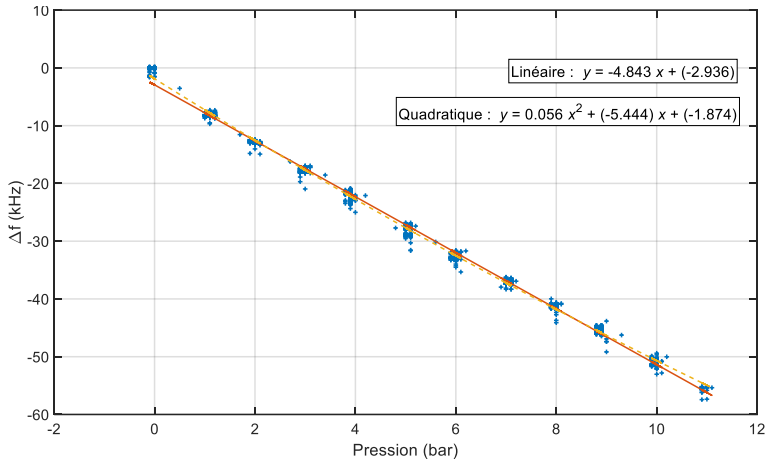


Figure 5-15 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (2) en montée de la pression

De même la descente de pression a été suivie par le capteur (2) (**Figure 5-16**).

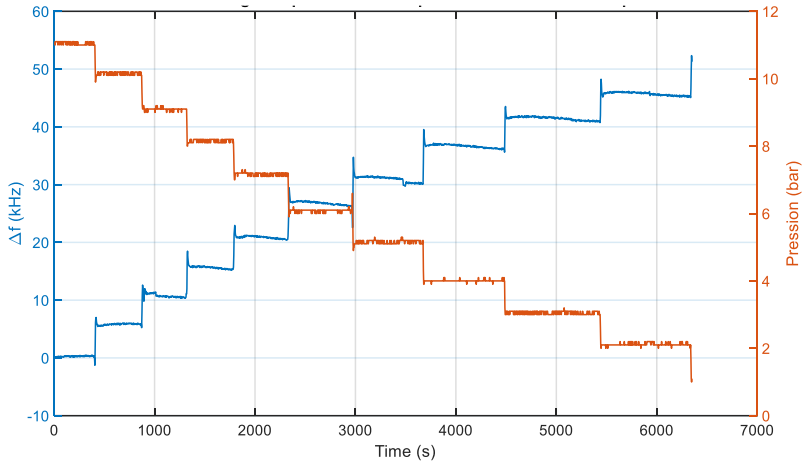


Figure 5-16 Réponse du capteur (2) en descente de la pression

L'ajustement linéaire montre une sensibilité de −5.04 kHz/bar avec un coefficient de régression linéaire de 0.99 (**Figure 5-17**).

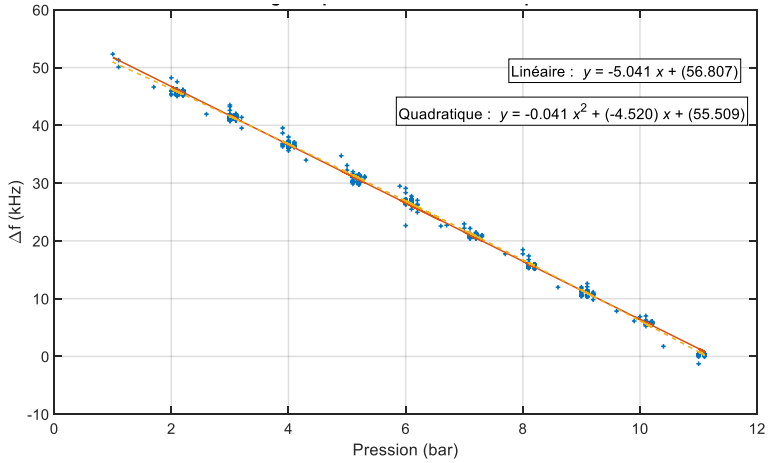


Figure 5-17 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (2) en descente de la pression

Par contre une fois placé autour de 50°C ce capteur a perdu son étanchéité, ç'a été identifié par la réponse du capteur où les paliers de la réponse du capteur ne corresponds plus à celle du capteur de l'enceinte.

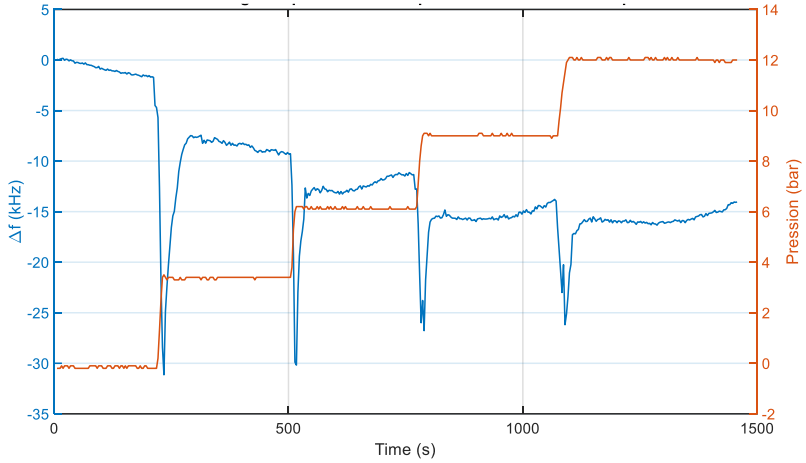


Figure 5-18 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (2) en montée de la pression à 50°C

Le troisième prototype (capteur (3)) a été testé en utilisant le même protocole expérimental. Le premier test a été réalisé à température ambiante et le capteur a montré une sensibilité de -4.81 kHz/bar en montée.

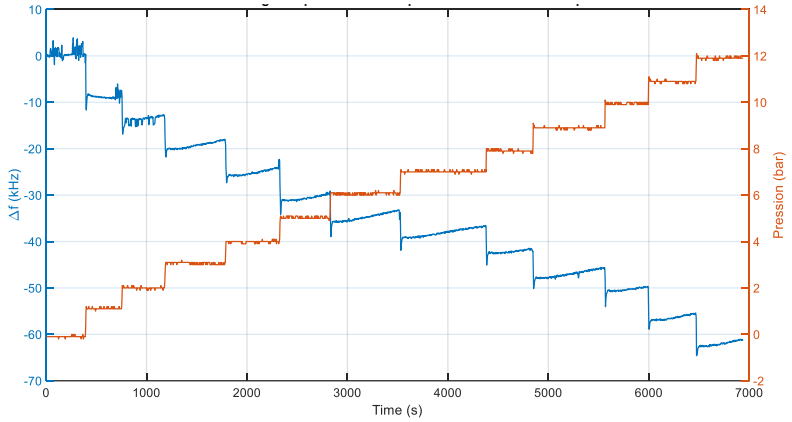


Figure 5-19 Réponse du capteur (3) en montée de la pression

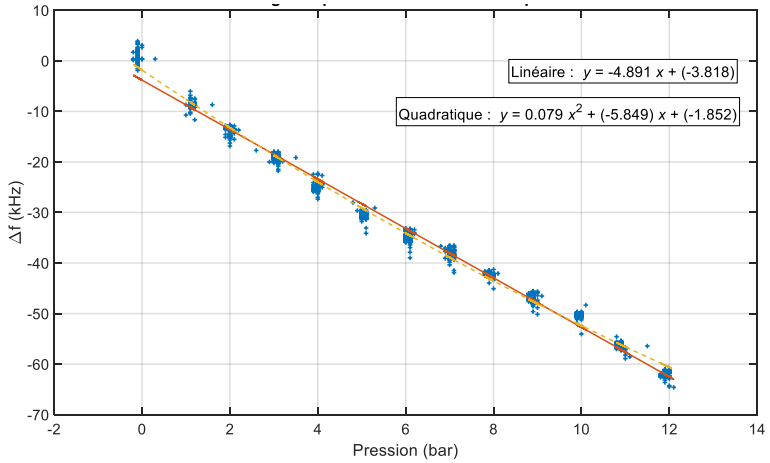


Figure 5-20 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en montée de la pression

De même le capteur (3) montre une sensibilité linéaire de -5.89 kHz/bar en descente.

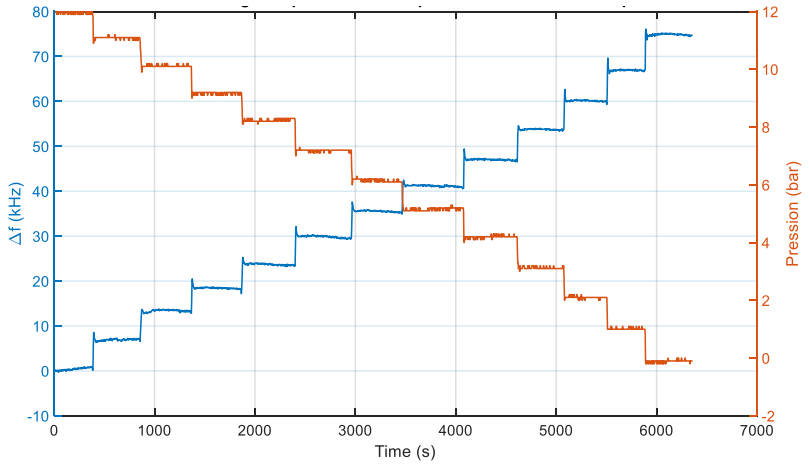


Figure 5-21 Réponse du capteur (3) en descente de la pression

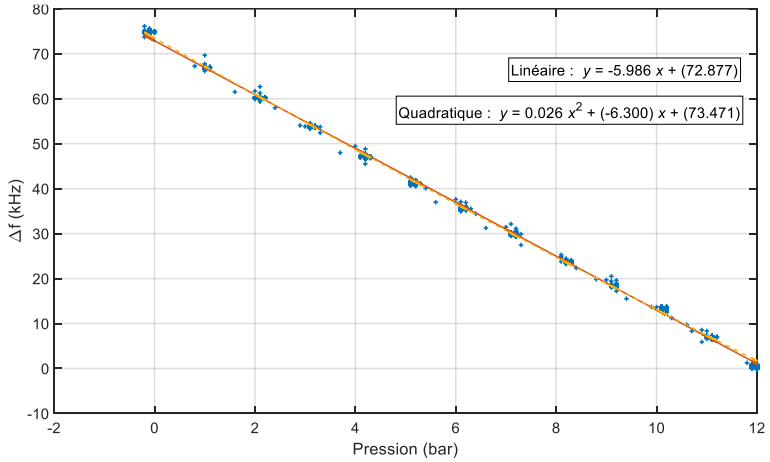


Figure 5-22 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en descente de la pression

La deuxième étape consistait à monter la température intérieure de l'enceinte de pression autour de 50°C en utilisant la ceinture chauffante. Une fois la température est stabilisée, nous avons commencé à monter en pression et comme les essais précédents le capteur s'est réagi de la même façon et a montré des paliers de pression mais cette fois un peu moins net que celles à température ambiante comme le montre la **Figure 5-23**.

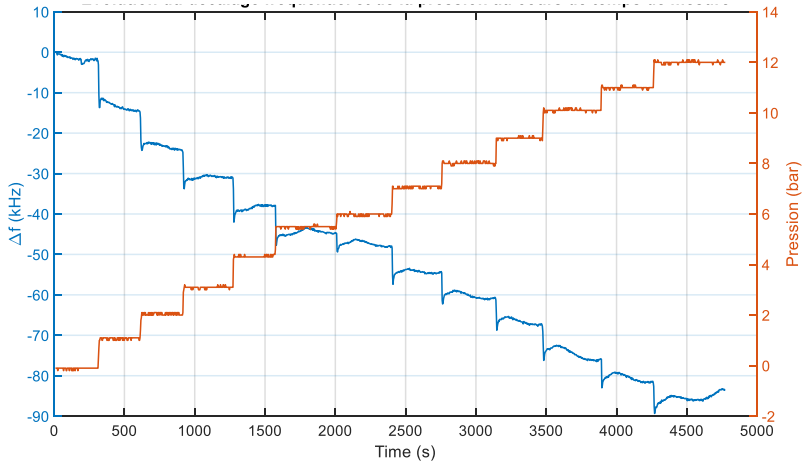


Figure 5-23 Réponse du capteur (3) en montée de la pression à 50°C

Le capteur (3) montre une sensibilité de -6.61 kHz/bar en montée **Figure 5-24**.

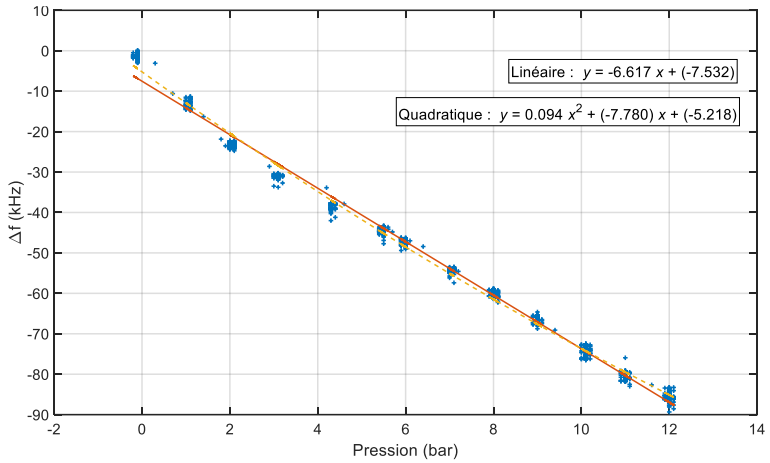


Figure 5-24 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en montée de la pression à 50°C

En descente de la pression la sensibilité est de -5.82 kHz/bar.

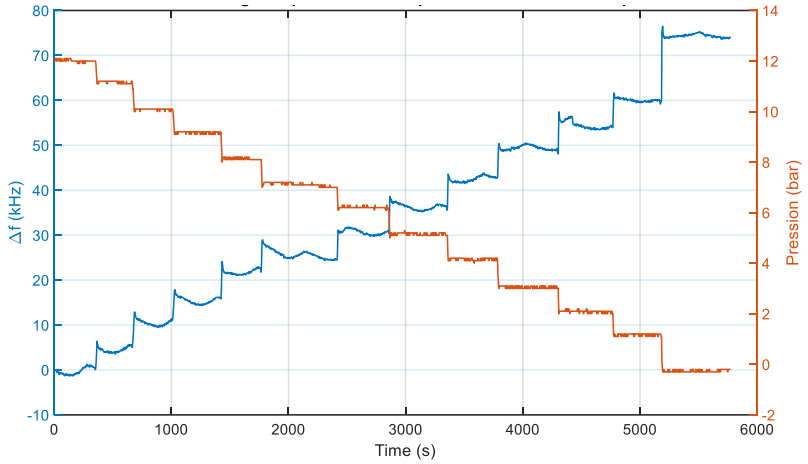


Figure 5-25 Réponse du capteur (3) en descente de la pression à 50°C

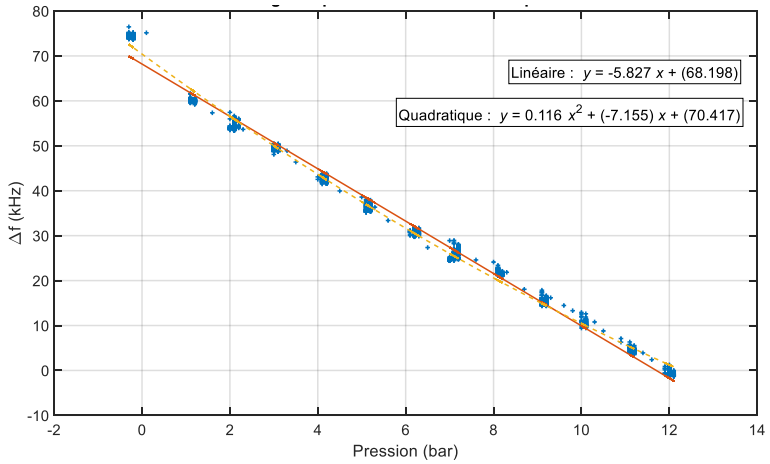


Figure 5-26 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en descente de la pression à 50°C

La troisième étape a été de caractériser le capteur (3) à 90°C. Ici on voit que l'effet de la température est plus prononcé qu'à 50°C et que les paliers sont de plus en plus moins prononcés comme la montre les figures **Figure 5-27** et **Figure 5-28**.

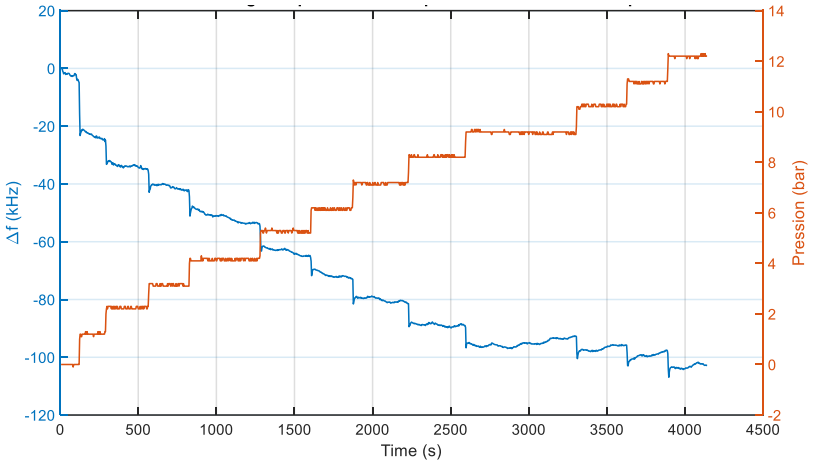


Figure 5-27 Réponse du capteur (3) en montée de la pression autour 90°C

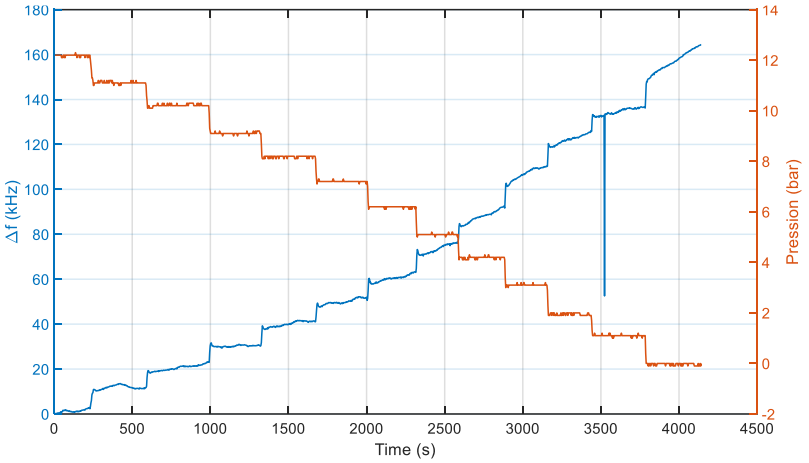


Figure 5-28 Réponse du capteur (3) en descente de la pression autour 90°C

Les sensibilités en montée et descente sont respectivement -7.98 kHz/bar et -12.57 kHz/bar.

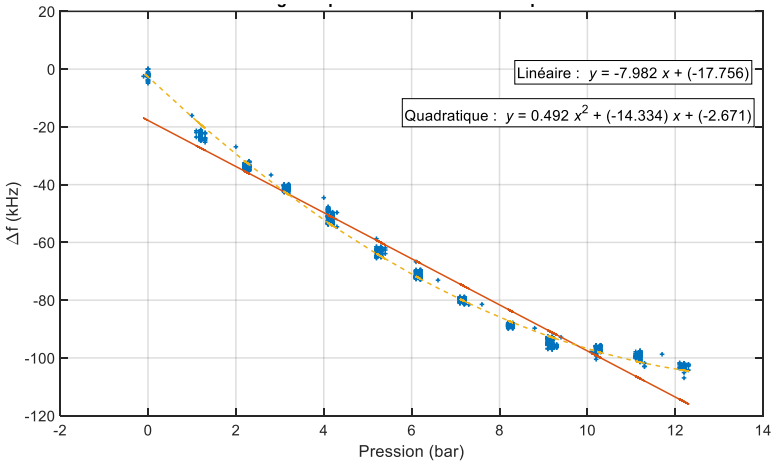


Figure 5-29 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en montée de la pression à 90°C

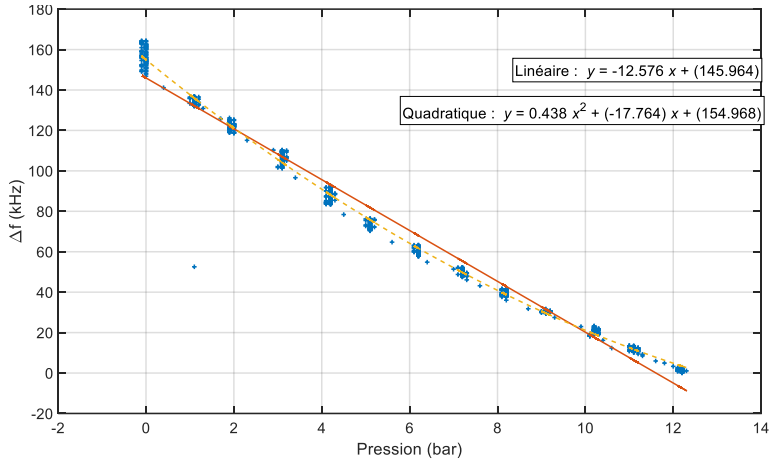


Figure 5-30 Décalage fréquentiel en fonction de la pression du capteur (3) en descente de la pression à 90°C

Cette étude avec le niobate de lithium avait plusieurs objectifs. Le premier objectif a été de trouver la meilleure configuration géométrique pour supporter les hautes pressions. Cela a pu être réalisé en utilisant des résultats de simulations mécaniques et en validant la tenue des capteurs à la pression par des crashs tests. Le deuxième objectif a été de résoudre le problème d'étanchéité. La colle Cyanolite, nous a permis d'assurer l'étanchéité du capteur en utilisant une lame de niobate de lithium de 0.5 mm d'épaisseur à température ambiante. Par contre, pour l'ensemble des colles testées, nous avons constaté après la réalisation de plusieurs tests sous pression que les colles ne garantissaient pas l'étanchéité à haute température. Le troisième objectif a été de vérifier si la configuration du capteur de pression était sensible à la variation de pression. Nous avons trouvé qu'en plaçant les IDT à l'intérieur de la cavité les effets sur le temps de vol des SAW (LAR) ou sur la fréquence (résonateur) dus aux contraintes s'accumulaient avec ceux liés aux déformations et ainsi garantissait la sensibilité des capteurs. Deux prototypes caractérisés en montée et en descente de pression, à différentes températures entre 25 et 90°C, ont montré une sensibilité linéaire avec la variation de la pression. Finalement, pour répondre à un des objectifs importants de ce travail de thèse, nous avons vérifié le comportement du niobate de lithium vis-à-vis la température.

5.5 Capteur pression à base de la vitrocéramique

5.5.1 Fabrication et caractérisation des capteurs

Dans cette section nous allons considérer le développement des capteurs de pression basés sur le nouveau matériau piézoélectrique tel que Fresnoite au strontium (Gonon et al. 2021). Ce matériau piézoélectrique est de faible coût de fabrication et résiste à la HT (jusqu'à 950°C). Contrairement à ce dernier, la plupart des matériaux monocristallins capables de supporter une température aussi élevée sont coûteux. Ce matériau n'est pas ferroélectrique, donc sa piézoélectricité est intrinsèque à la microstructure, et il n'a pas de température de Curie. La composition de la vitrocéramique présentée dans ce travail est $2SrO{\cdot}1TiO_2{\cdot}3.3SiO_2{\cdot}0.2K_2O{\cdot}0.1Al2O_3$.

Il convient de noter que le travail relatif à la fabrication de la vitrocéramique piézoélectrique ainsi que la fabrication (cavité et collage) du capteur de pression a été réalisé par notre partenaire du projet CUBISM laboratoire d'UMONS (Dupla 2020). Il est le fruit de savoir-faire de ce laboratoire dans le domaine des sciences des matériaux. D'autre part, le banc de caractérisations sous pression ainsi que toutes les procédures de traitement de données ont été développés à l'IEMN-DOAE.

Le capteur réalisé a la particularité intéressante d'avoir la cavité et la lame faites avec même matériau. La partie supérieure est la lame tandis que la partie inférieure est le substrat sur lequel l'empreinte a été réalisée. La cavité a été réalisée par indentation à l'aide d'une pièce demi-sphérique. Pour la

fabrication de capteur, la plaque mince qui jouera le rôle de la lame et la cavité ont été cristallisées séparément et liées sous leur forme vitrocéramique. Les zones de contact ont été polies jusqu'à obtention d'une qualité miroir. Le collage des deux pièces en céramique est obtenu par diffusion du verre résiduel. Comme il représente 30% en volume de la vitrocéramique, une température élevée de 1000°C a été utilisée avec une charge de 61 kPa (surface de 20×20 - π×5² mm et masse de 2 kg) pendant 2 heures pour assurer le collage. La **Figure 5-31(a)** montre la cavité après le traitement thermique de collage. Une observation par MEB montre clairement le scellement obtenu grâce à la phase vitreuse (**Figure 5-31(b)**).

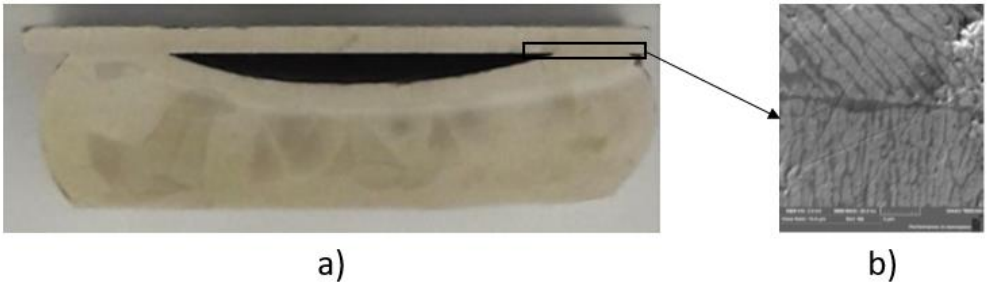


Figure 5-31 Cavité après collage vitrocéramique/vitrocéramique : a) vue en coupe après découpe ; b) image MEB du collage

Des capteurs de pression fonctionnant avec des IDT de 2.28 MHz et 4.54 MHz ont été réalisés, en utilisant la vitrocéramique comme substrat (**Figure 5-32**). Le **Tableau 5-4** présente les paramètres principaux de ces deux capteurs. Il est à noter que les électrodes déposées sur les lames piézoélectriques en vitrocéramique ont été réalisées par ablation laser par un troisième partenaire de notre projet CUBISM, le CIRIBC.

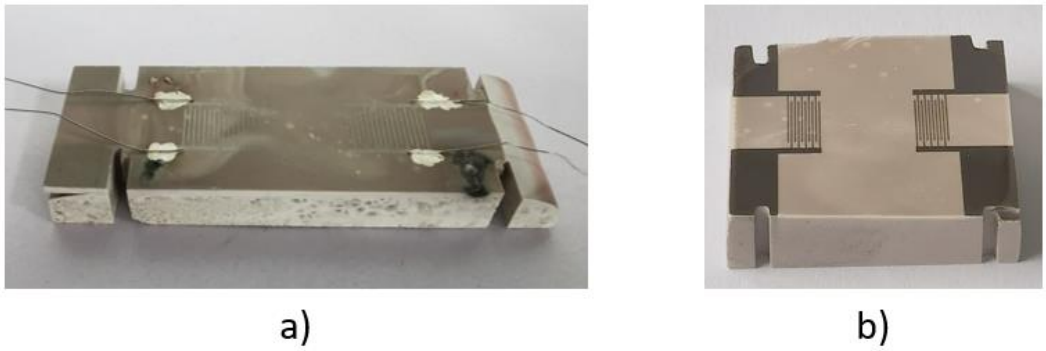


Figure 5-32 Photographie des capteurs de pression a) « 2.28 MHz » et b) « 4.54 MHz »

Dans le tableau ci-dessous sont répertoriés les paramètres principaux de deux capteurs de pression à base de Fresnoite au Strontium. d_{IDT} est la distance entre les premières électrodes des IDT émetteur-récepteur et d_c est la distance entre les centres de ces derniers. Les diagrammes temporels des signaux de réponse à une salve (burst) d'ondes sinusoïdales de 8 périodes à ces fréquences sont présentés dans la **Figure 5-33**.

Paramètre	**Capteur « 2.28 MHz »**	**Capteur « 4.54 MHz »**
Longueur d'onde λ (µm)	1250	625
Nombre de doigts IDT	16	10
Vitesse du son (m/s)	2822	2822
d_{IDT} (cm)	1,1	0,55
d_c (cm)	2,2	1,1

Tableau 5-4 Paramètres principaux de deux capteurs de pression à base de Fresnoite au Strontium

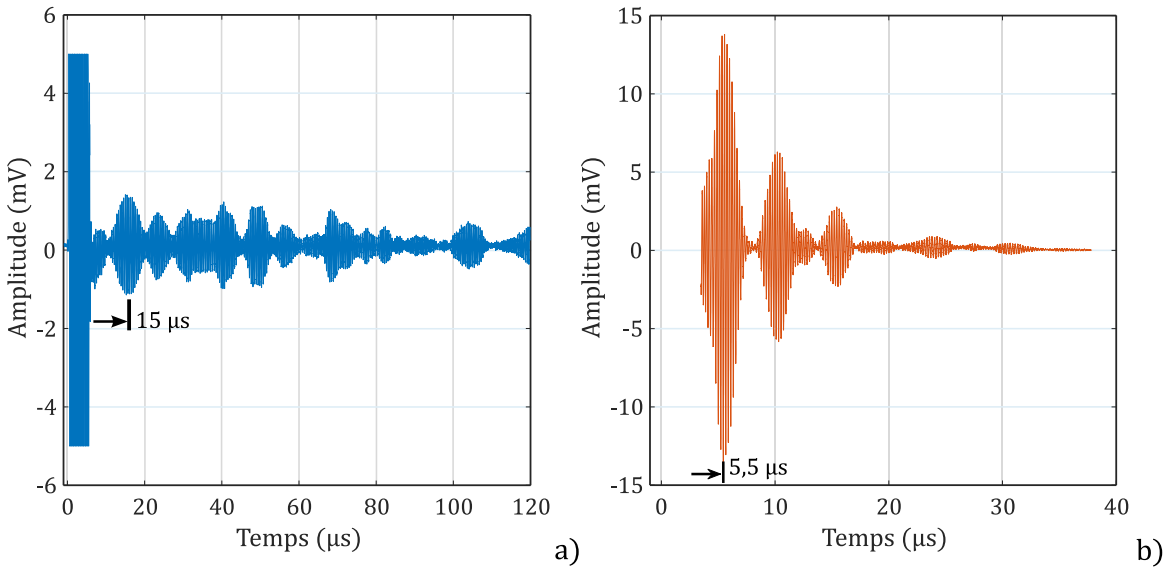


Figure 5-33 Diagrammes temporels de réponses de capteurs a) « 2.28 MHz » et b) « 4.54 MHz »

Les comportements des capteurs ont été observés à température ambiante jusqu'à 50 bars par des paliers de 10 bars de la pression atmosphérique. Pour ce faire, le même banc de caractérisation que celui présenté précédemment pour les tests avec les capteurs à base de $LiNbO_3$ a été utilisé.

Ci-après, sont présentés les résultats obtenus avec les capteurs fonctionnants à 2.28MHz et à 4.54 MHz.

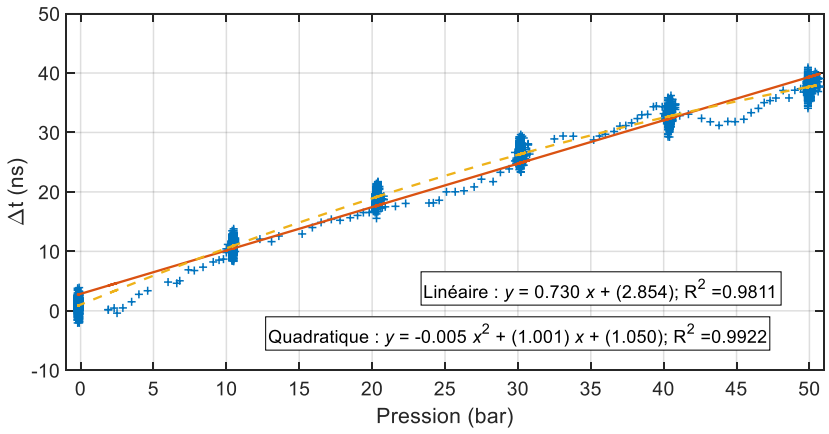


Figure 5-34 Décalage temporel en fonction de la pression pour le capteur à base de fresnoite 2.28 MHz en montée de la pression

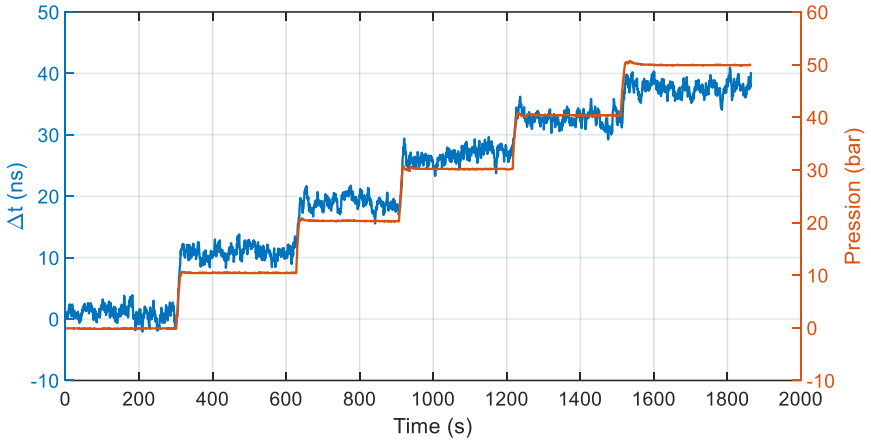


Figure 5-35 Réponse du capteur à base de fresnoite 2.28 MHz en montée de la pression

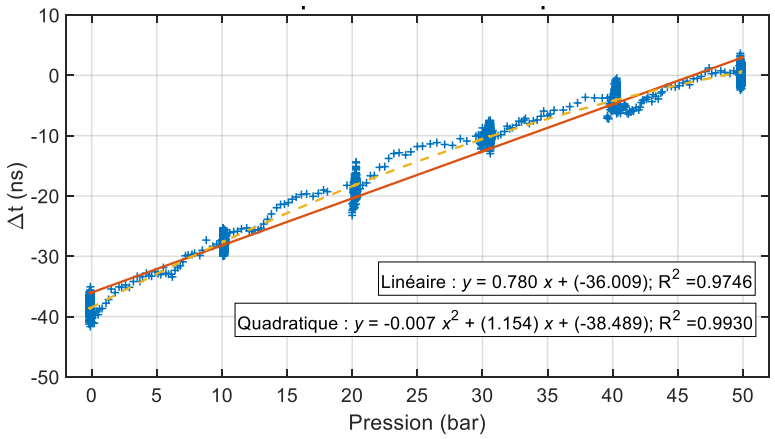


Figure 5-36 Décalage temporel en fonction de la pression pour le capteur à base de fresnoite 2.28 MHz en descente de la pression

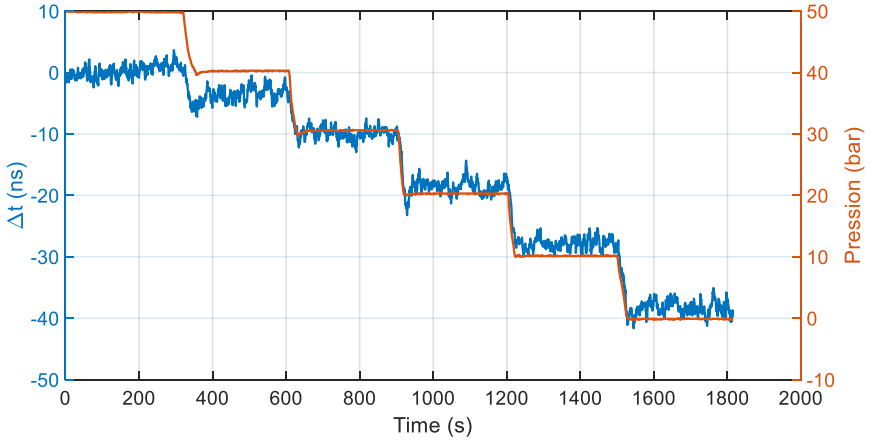


Figure 5-37 Réponse du capteur à base de fresnoite 2.28 MHz en descente de pression

Le capteur fonctionnant à 2.28 MHz montre une sensibilité linéaire de 0.73 ns/bar en montée de la pression à température ambiante et 0.76 ns/bar en descente de la pression. Par contre le capteur fonctionnant à 4.54 MHz n'a pas montré de sensibilité notable à la pression. Un tel résultat peut être lié soit à un défaut d'étanchéité du capteur, soit à une déformation trop faible de la lame céramique pour influencer suffisamment la propagation de l'onde de surface.

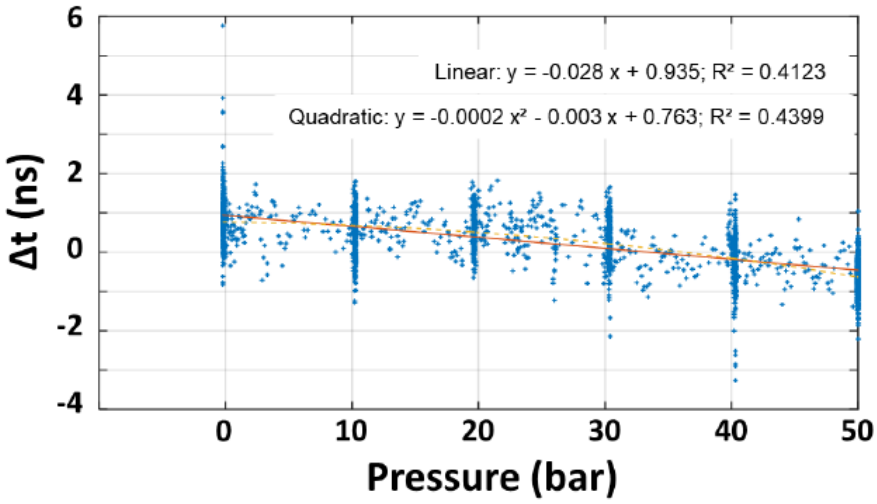


Figure 5-38 Décalage temporel en fonction de la pression du capteur à base de fresnoite 4.54 MHz en montée de la pression

Les résultats présentés de la section (5.5.1) sont également présentés dans la thèse de Florian DUPLA réalisée à UMONS (Dupla 2020). Cette thèse et celle de Florian DUPLA ont toutes les deux étés financées dans le cadre du projet CUBISM.

5.5.2 Analyse par corrélation avec fenêtres glissantes du signal issu du capteur de pression

La **Figure 5-33** présente les différences significatives entre les diagrammes temporelles obtenus à partir des capteurs fonctionnants respectivement à 2.28 et 4.54 MHz. La réponse du capteur « 4.54 MHz » est un diagramme typique d'une LAR où le passage direct à échos multiples, notamment le TTE (2ème écho), sont clairement visibles. Les écarts du temps entre les échos sont de l'ordre du temps de parcours de l'onde entre les IDT émetteur et récepteur. En effet, en considèrent les valeurs correspondantes de d_c et de la vitesse du son citées dans le **Tableau 5-4**, on obtient $\Delta t \approx 4$ µs. Par contre, sur le diagramme de réponse du capteur « 2.28 MHz » plusieurs échos sont visibles sur l'échelle temporelle jusqu'à des temps allant jusqu'à 100 µs contrairement au cas du capteur « 4.54 MHz » (∼20 µs). Les formes des échos sont très variables et le taux de décroissance de leurs amplitudes est significativement plus faible par rapport aux cas classiques des LAR. De plus, l'arrivé du premier écho se produit avec un délai plus important que celui prévu pour cette configuration (∽15 µs au lieu de ∽8 µs).

Cette configuration typique de la réponse temporelle à 2.28 MHz pour supposer la présence de plusieurs modes de vibrations. Ces modes pourraient être dues aux résonances structurelles de capteur et/ou des modes de Lamb qui s'établissent dans la lame sensible à la pression. Si l'hypothèse est correcte, les différents échos visibles dans **Figure 5-33(a)** sont susceptibles de répondre différemment aux variations de la pression.

Un des outils les plus pertinents pour l'analyse de tels signaux avec une signature longue évoluant selon l'axe de temps de façon inhomogène est l'analyse de corrélation par fenêtres glissantes (Time-Windowed Local Coherence) (Michaels and Michaels 2005). Il permet de quantifier la modification de la forme du signal ainsi que le décalage temporel localement et tout au long de l'axe de temps. Pour cela, on considère deux signaux : la réponse en état initial $r_i(t)$ et la réponse en état perturbé $r_p(t)$; on introduit une fenêtre temporelle dont le centre se trouve à l'instant t_c et dont la largeur est $2T$. Ainsi la corrélation fenêtrée est définie par :

$$C_T(t_c,\tau)=\frac{\int_{t_c-T}^{t_c+T} r_i(t+\tau)r_p(t)dt}{\sqrt{\int_{t_c-T}^{t_c+T} r_i^2(t+\tau)dt\int_{t_c-T}^{t_c+T} r_p^2(t)dt}}. \quad (5.1)$$

La fenêtre devient « glissante » si t_c est incrémenté progressivement avec un pas donné ceci permet d'investiguer toute la durée du signal. En utilisant l'équation (5. 2), il est possible d'introduire deux critères décrivant l'évaluation des signaux (Michaels and Michaels 2005). Ces valeurs sont le coefficient de corrélation $C_T(t_c)$ défini comme la cohérence de crête en fonction du temps central de la fenêtre t_c, et le retard $\tau_T(t_c)$:

$$C_T(t_c)=\max_{\tau}\big(C_T(t_c,\tau)\big), \quad (5.2)$$

$$\tau_T(t_c)=\operatorname{argmax}_{\tau}\big(C_T(t_c,\tau)\big). \quad (5.3)$$

Pour être efficace, le choix des paramètres de fenêtrage doit être effectué correctement. La largeur de la fenêtre $2T$ doit être suffisamment large pour contenir des informations pertinentes et suffisantes pour l'analyse par la corrélation et en même temps $2T$ doit être assez court pour relever les évaluations locales des signaux. La première exigence se traduit souvent par la nécessité de contenir dans la fenêtre plusieurs périodes correspondantes à la fréquence la plus basse du signal. Après plusieurs essais, $2T$ a été choisi égale à 2 µs et le pas de décalage (Δt_c) de la fenêtre a été fixé à 0.1 µs. Ainsi cette largeur correspond à 5 périodes du signal approximativement et le pas permet d'obtenir 1250 points d'analyse.

La **Figure 5-39** présente les résultats d'analyse de la réponse du capteur « 2.28 MHz » par corrélation avec fenêtres glissantes. L'axe des ordonnées à gauche de **Figure 5-39(b)** présente l'évaluation du coefficient de corrélation $C_T(t_c)$. Il est visible que certains échos gardent un niveau de corrélation élevé (>0.95) lors de l'application de la pression. En même temps, les zones de transition entre les échos subissent de variations importantes. L'axe des ordonnées à droite de **Figure 5-39(b)** présente l'évaluation du décalage temporel $\tau_T(t_c)$ entre les signaux enregistrés sous différentes pressions. On observe le comportement très hétérogène des délais face à ces sollicitations.

Certaines zones typiques de réponses sont surlignées dans **Figure 5-39(b)** par des rectangles gris et des lettres majuscules. Par exemple, les zones *A* et *F* manifestent un retard positif en fonction de pression, et la sensibilité de l'écho *F* est presque 2 fois plus grand que celle de l'écho *A*. Par la suite, l'écho *A* est suivi de l'écho *B* dont le début manifeste ce qui pourrait être interprété par une sensibilité inversée à la pression. L'écho *C* malgré son amplitude importante est quasi insensible à la pression. Les échos *D* et *E* possèdent des réponses fortes mais non-monotones à l'application de la pression.

Figure 5-40 présente un zoom sur l'axe temporel de l'analyse de réponse du capteur « 2.28 MHz » par corrélation qui permet d'analyser plus facilement le comportement des réponses de deux premiers échos *A* et *B* à la pression. La variation non-monotone de délais entre les signaux temporels est bien visible dans le graphique **Figure 5-40(a).** On pourrait peut-être conclure également que le premier écho *A* est adapté à l'application de capteur de pression.

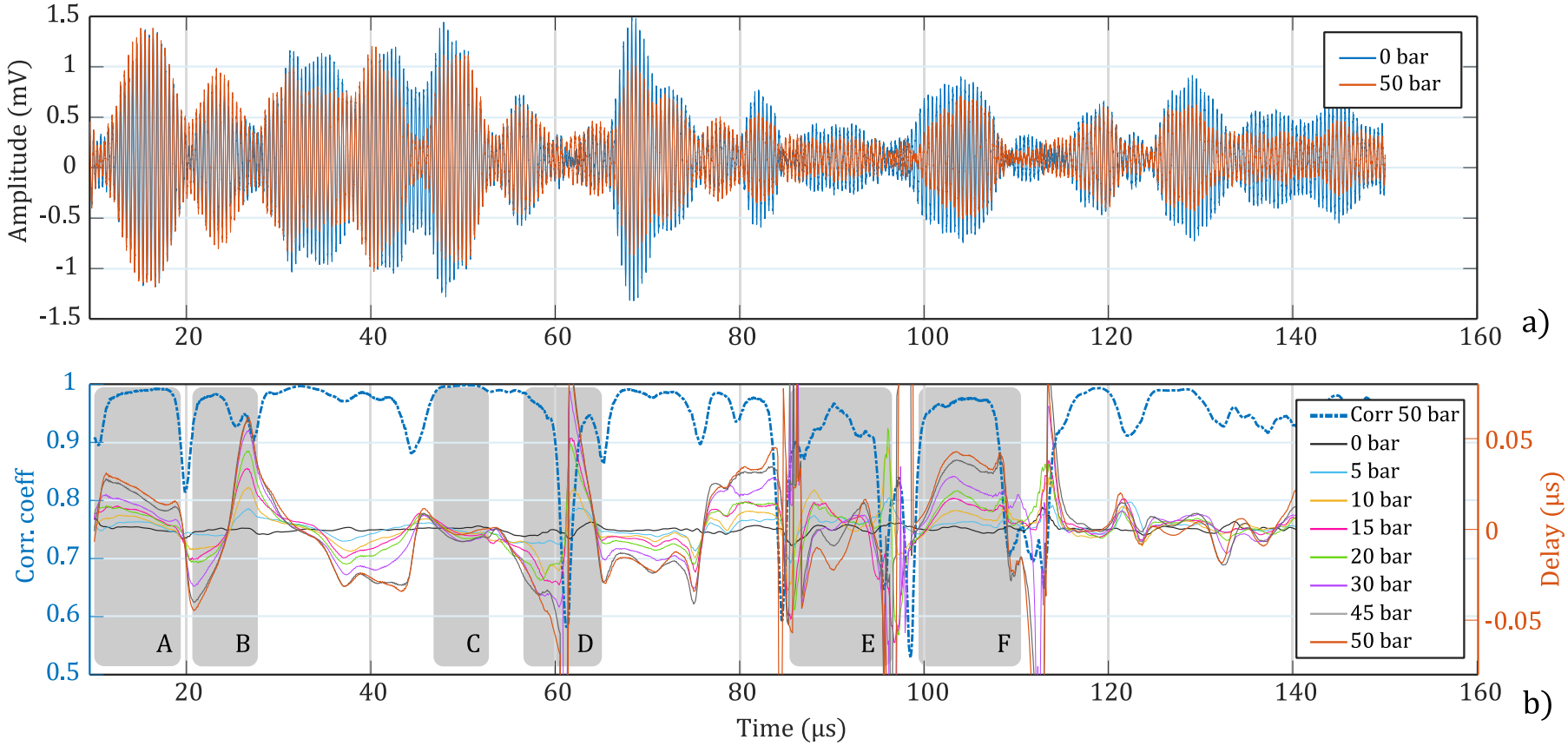


Figure 5-39. Analyse de réponse du capteur « 2.28 MHz » par corrélation avec fenêtres glissantes : (a) diagrammes temporels enregistrés à 0 et 50 bars ; (b) Évaluation du coefficient de corrélation $C_T(t_c)$ entre les signaux à 0 et 50 bars présents dans le graphique (a) ci-dessus (axe d'ordonnées à gauche) ainsi que l'évaluation du retard temporel $\tau_T(t_c)$ pour des valeurs différentes de pression appliqué (axe d'ordonnées à droite)

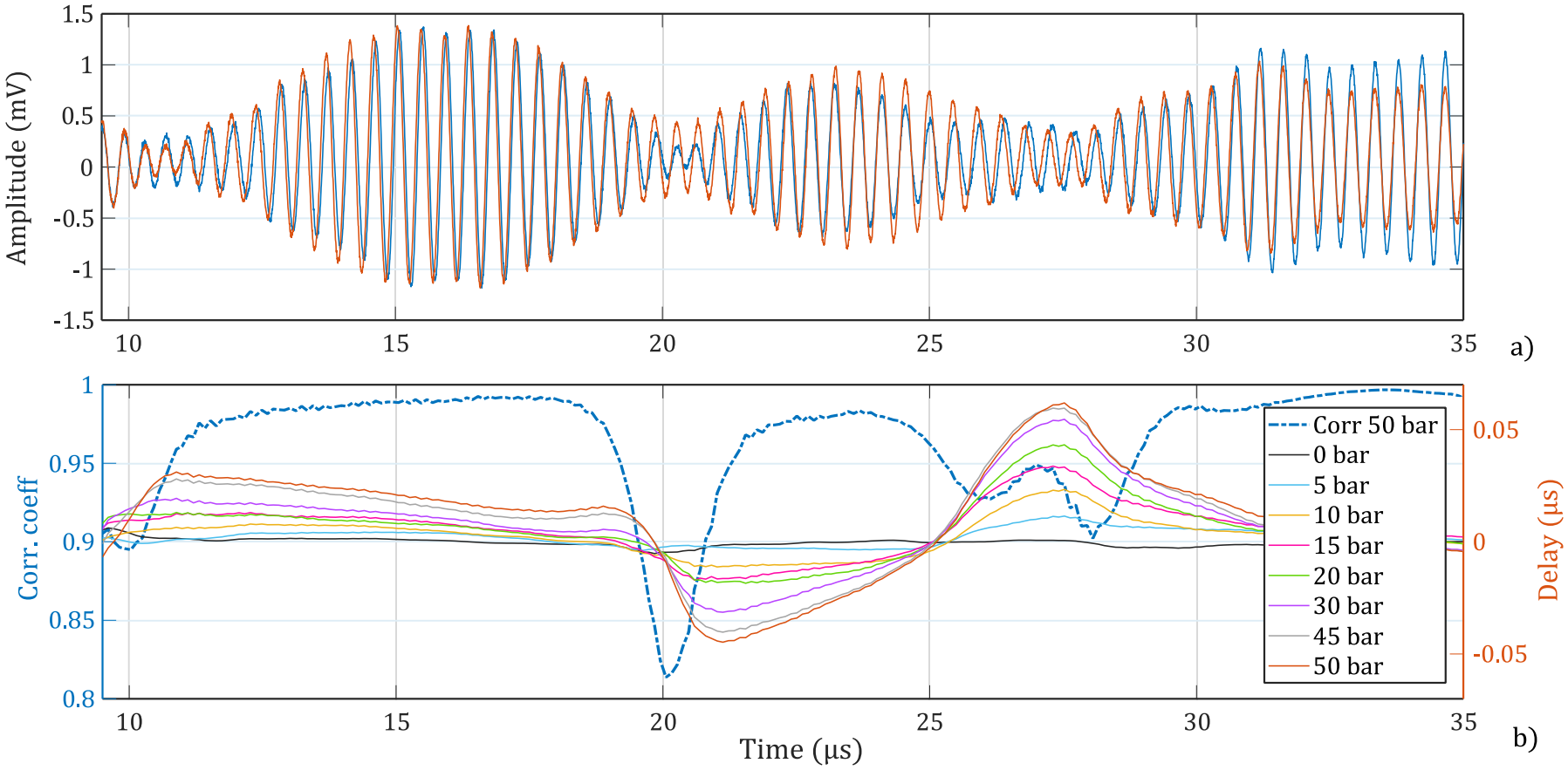


Figure 5-40. Un zoom sur l'axe temporel de l'analyse de réponse du capteur « 2.28 MHz » par corrélation avec fenêtres glissantes : (a) diagrammes temporels enregistrés à 0 et 50 bars ; (b) Évaluation du coefficient de corrélation $C_T(t_c)$ entre les signaux à 0 et 50 bars présents dans le graphique (a) ci-dessus (axe d'ordonnées à gauche) ainsi que l'évaluation du retard temporel $\tau_T(t_c)$ pour des valeurs différentes de pression appliqué (axe d'ordonnées à droite)

La même analyse a été appliquée à la réponse du capteur 4.54 MHz (**Figure 5-41).** Vu le changement de la fréquence, les paramètres de fenêtrage ont été diminués de moitié : $2T = 1$ µs ; $\Delta t_c = 0.05$ µs. On peut observer dans la **Figure 5-41(b)** que le coefficient de corrélation reste très élevé lors de la variation de pression (> 0.996) et que les variations de retard temporel sont presque 50 fois moins importantes par rapport au cas « 2.28MHz ». Les graphiques **Figure 5-41(c) et (d)** fournissent le zoom sur le comportement du premier écho. Les variations des courbes $\tau_T(t_c)$ sont presque à la limite de précision de calcul et la sensibilité du capteur « 4.54 MHz » peut donc être considérée comme insuffisante.

Comme conclusion on peut noter que la Fresnoite de strontium peut constituer un bon candidat pour réaliser un capteur dont la cavité, la membrane et le substrat piézoélectrique sont fait d'un même matériau résistant à haute température et à bas coût (Dupla 2020). Un résultat expérimental inattendu a clairement mis en évidence une amélioration significative de la sensibilité du capteur en utilisant les modes vibratoires de plaques et/ou de résonance structurelle.

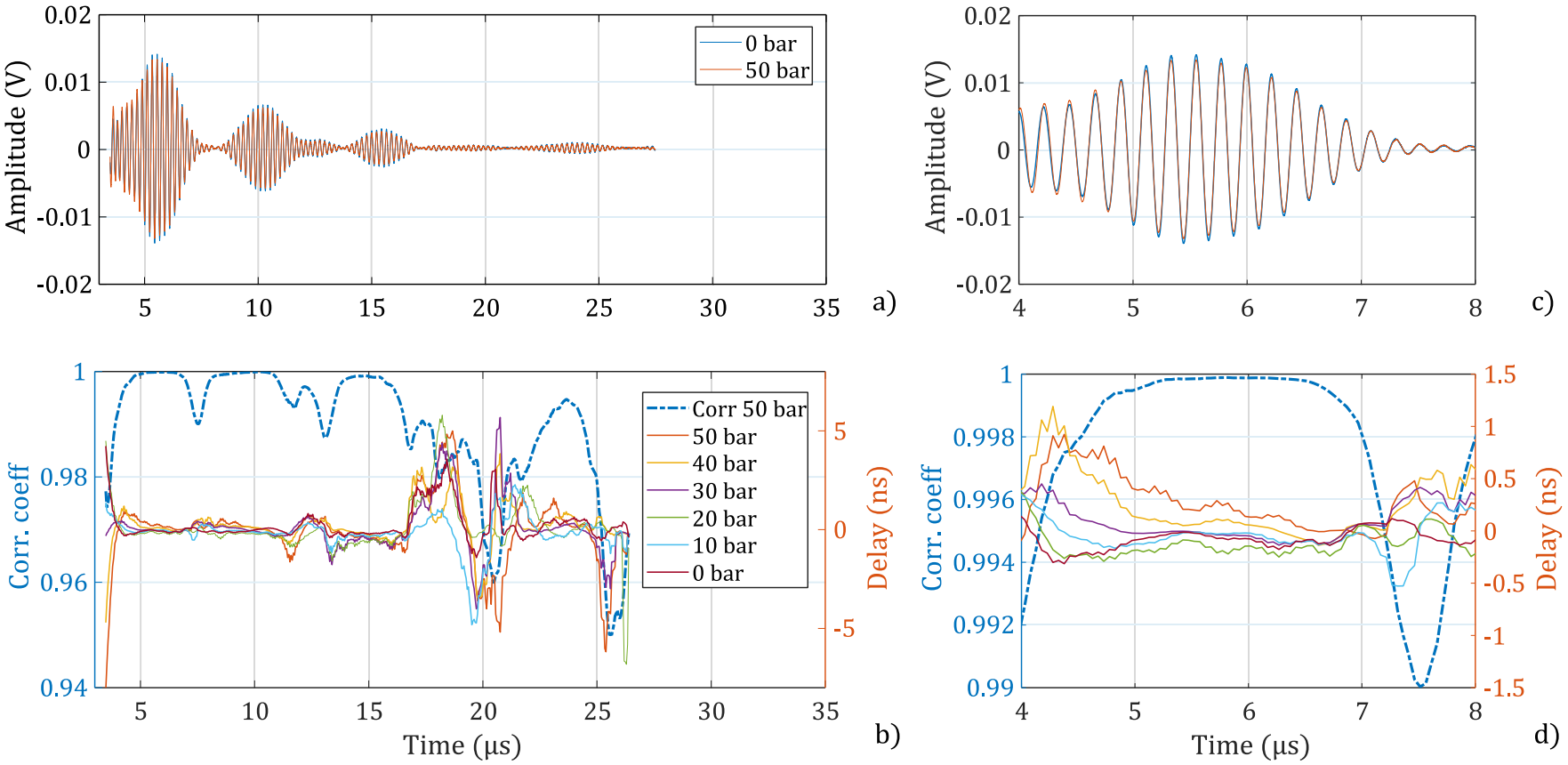


Figure 5-41. Analyse de réponse du capteur « 4.54 MHz » par corrélation avec fenêtres glissantes : (a) diagrammes temporels enregistrés à 0 et 50 bars ; (b) Évaluation du coefficient de corrélation $C_T(t_c)$ entre les signaux à 0 et 50 bar présents dans le graphique (a) ci-dessus (axe d'ordonnées à gauche) ainsi que l'évaluation du retard temporel $\tau_T(t_c)$ pour des valeurs différentes de pression appliqué (axe d'ordonnées à droite) ; (c) et (d) les zooms des graphiques (a) et (b) respectivement détaillant le comportement du premier écho

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit les étapes expérimentales suivies pour réaliser une étude sur la fabrication et la caractérisation des capteurs de pression SAW. Deux bancs de mesure ont été développés pour la caractérisation des capteurs à lignes à retard et ceux basés sur des résonateurs SAW.

Les simulations sous ANSYS WORKBENCH ont permis de choisir la meilleure configuration géométrique des capteurs pouvant supporter une pression de 50 bars. Celui-ci est composées d'une lame de niobate de lithium de 1 mm d'épaisseur fixée sur une cavité de diamètre de 1 cm.

Le principal verrou technologique auquel nous avons été confrontés a été lié à l'étanchéité des capteurs car une double difficulté devait être surmontée. En effet, il s'agissait de garantir l'étanchéité par collage sachant que celui-ci doit résister à de hautes températures et à la dilatation thermique des différents matériaux.

Différents types des colles ont été testés à basses et hautes températures. Les deux colles conductrices ont montré une bonne conduction, par contre les colles utilisées dédiés au collage du niobate sur le support en céramique ont plutôt présenté des problèmes d'adhérence.

Plusieurs prototypes de capteur de pression à base de niobate de lithium ont pu être testés. Ces derniers nous ont permis de valider la sensibilité des ondes acoustique de surface vis-à-vis de la pression. Les sensibilités obtenues pour ces capteurs ont été comprises entre 5 et 8 kHz/bar.

Par ailleurs, deux capteurs de pression à base de vitrocéramique de fresnoite ont été développés en collaboration avec nos partenaires du projet INTERREG-CUBISM. Le capteur fonctionnant à 2.28 MHz a également montré une sensibilité à la pression sachant que ce type de matériau (vitrocéramique) a le potentiel d'exciter des ondes de surface jusqu'à des températures avoisinant les 1000°C (Gonon et al. 2021).

Références

Dupla, Florian. 2020. “Development of a High Temperature Surface Acoustic Wave Pressure Sensor Based on Piezoelectric Fresnoite Glass-Ceramics.” https://doi.org/10.13140/RG.2.2.18671.05288.

Duquennoy, M., M. Ouaftouh, and M. Ourak. 1999. “Ultrasonic Evaluation of Stresses in Orthotropic Materials Using Rayleigh Waves.” *NDT & E International* 32 (4): 189–99. https://doi.org/10.1016/S0963-8695(98)00046-2.

Gonon, Maurice, Florian Dupla, Hassan Alhousseini, Marc Duquennoy, Nikolay Smagin, and Grégory Martic. 2021. “Effect of Partial Ba Substitutions on the Crystallization of Sr2TiSi2O8 (STS) Glass–Ceramics and on the Generation of a SAW Signal at High Temperatures.” *Materials* 14 (16): 4648. https://doi.org/10.3390/ma14164648.

Michaels, J. E., and T. E. Michaels. 2005. “Detection of Structural Damage from the Local Temporal Coherence of Diffuse Ultrasonic Signals.” *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 52 (10): 1769–82. https://doi.org/10.1109/TUFFC.2005.1561631.

Conclusion générale

Dans ce travail de thèse nous avons présenté les différentes étapes suivies pour le développement de capteurs de pression à base des dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW) pour monitorer in-situ la pression au sein du béton réfractaire lors du séchage. Ces capteurs doivent supporter des hautes températures allant jusqu'à 500°C, des hautes pressions jusqu'à 50 bars, résister à l'humidité et avoir un faible coût puisqu'ils seront encastrés définitivement dans le béton après le séchage. Cette thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet transfrontalier entre la France et la Belgique intitulé INTERREG-CUBISM financé par l'union européenne. Ce manuscrit est composé de 5 chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons présenté une étude bibliographique sur les différentes méthodes de mesure de la pression allant des capteurs mécaniques macroscopiques jusqu'aux MEMS. Les capteurs MEMS présentent des limitations par rapport à la température et l'humidité, des procédures de fabrication compliquées et un prix relativement élevé surtout dans le cas des capteurs non récupérables. Ce chapitre présente aussi les différents types d'ondes acoustiques et leurs différents champs d'application, plus particulièrement les SAW et leurs utilisations pour les mesures de pression dans plusieurs domaines. Aux vues de l'étude bibliographique, les capteurs à base de SAW ont été choisis pour leur simplicité de fabrication, leur coût raisonnable, la facilité de conditionnement et pour répondre aux exigences du projet CUBISM.

La fabrication des capteurs SAW consiste à choisir le meilleur substrat piézoélectrique apte à générer les SAW et à supporter les hautes températures sans perte importante de ses caractéristiques piézoélectriques. Dans ce but, le chapitre 2 a été consacré à l'analyse des différents types de matériaux piézoélectriques et leurs limitations par rapport à la température. Nous avons montré que les matériaux piézolélectriques non ferroélectriques constituent le meilleur choix dans le cadre du projet objet de ce travail puisqu'ils ne possèdent pas une température de curie. Nous avons choisi le niobate de lithium pour ses bonnes caractéristiques piézoélectriques, son couplage électromécanique élevé (5.4%) pour réaliser les études de modélisation et d'optimisation des IDT et la fabrication des premiers prototypes à basse température. La vitrocéramique a, quant à elle, été testée afin de répondre aux exigences de la haute température.

Selon le type dispositif électroacoustique utilisé, deux modes de détection de la variation de pression ont été considérés, soit par la mesure du retard temporel, soit par la mesure du décalage fréquentiel. Dans le chapitre 3, nous avons présenté le concept de base d'une ligne à retard et son mode de fonctionnement. Des modélisations électroacoustiques ont été effectuées afin de choisir la configuration optimale des IDT pour l'intégration du capteur dans une chaîne de mesure. Dans cette modélisation, nous avons choisi le modèle de la réponse impulsionnelle. Cette méthode a permis de prédire la réponse électrique en termes des paramètres *S.* Des études d'optimisation ont été réalisées sur les différents paramètres de la ligne à retard afin de limiter les ondulations de la phase à environ 1° ce qui correspond à un taux de suppression du triple transit de -40 dB. Des LAR avec des électrodes en Or ont été fabriquées et caractérisées sous pointes RF. Les mesures ont montré un taux de suppression autour de -25 dB. Une telle différence par rapport aux résultats des modélisations est due au fait que le modèle utilisé ne prend pas en compte les réflexions internes entre les électrodes.

Le modèle de la réponse impulsionnelle n'a pas permis de décrire le comportement des IDT réalisés dans notre travail de thèse. Ainsi, l'étude d'un autre modèle basé sur la théorie du couplage des modes (COM) a fait l'objet du chapitre 4. Ce deuxième modèle a permis de prendre en compte les effets de la réflectivité des électrodes. Le formalisme de la matrice [P] a été employé afin de modéliser le comportement des LAR et des résonateurs SAW à une porte. La détermination des paramètres COM indispensables à la modélisation COM nécessite la prise en considération de leurs dépendances de la configuration des électrodes, de leurs épaisseurs, du type du métal et du substrat piézoélectrique. Ces paramètres COM ont été obtenus numériquement à partir du logiciel FEMSDA et validés expérimentalement à l'aide d'un résonateur SAW synchrone à une porte. Ce modèle est en très bonne

adéquation avec les mesures réalisées sur les lignes à retard et a permis de prédire précisément le niveau des ondulations de la phase.

Enfin, le chapitre 5 a été dédié à la fabrication et à la caractérisation des premiers prototypes des capteurs de pression. Les modélisations mécaniques ont permis de dimensionner les capteurs en termes de diamètre de cavité et d'épaisseur du substrat piézoélectrique afin de supporter des niveaux de pression allant jusqu'à 50 bars. Différents types de colle ont été testés pour assurer l'étanchéité de la cavité du capteur. À haute température plusieurs tentatives ont été considérées pour résoudre le problème d'étanchéité notamment en utilisant des monocristaux piézoélectriques.

Plusieurs prototypes de capteur de pression à base de niobate de lithium ont pu être testés. Ces derniers ont permis de valider la sensibilité des ondes acoustique de surface vis-à-vis de la pression. Les sensibilités obtenues pour ces capteurs ont été comprises entre 5 et 8 kHz/bar. Un autre prototype basé sur la vitrocéramique de fresnoite a été fabriqué en collaboration avec notre partenaire de UMONS dans le cadre du projet CUBISM. L'avantage de ce prototype est que son étanchéité est assurée par le frittage à haute température de la lame sensible à la pression et de son support. Théoriquement ce capteur est capable de fonctionner jusqu'à 950°C. Vue la géométrie du capteur, sa sensibilité à la pression est liée à la résonance structurelle et non pas au retard temporel de l'onde acoustique de surface. Ces modes de résonances ont été analysés par la méthode de corrélation avec fenêtre glissante.

Au cours de cette thèse, nous avons développé aussi bien des outils de modélisation, capables de prédire efficacement le comportement électroacoustique des dispositifs SAW, que des chaînes de mesures adaptées à la caractérisation des capteurs à hautes pressions et températures ainsi qu'une amélioration de nos connaissances sur le sujet relatif aux développements des capteurs et des matériaux piézoélectriques utilisés. Ces travaux contribuent au développement des capteurs de pression basés sur des dispositifs à onde acoustique de Surface (SAW) pour des environnements sévères (hautes températures).

Contribution au développement des capteurs de pression basés sur des dispositifs à onde acoustique de surface (SAW) pour des environnements sévères (hautes températures)

Résumé : Depuis de nombreuses années, les ondes acoustiques de surface (SAW) sont utilisées dans les composants électroniques pour des applications industrielles (filtrage, traitement du signal) et pour la réalisation des capteurs. En raison de systèmes électroniques embarqués et de la possibilité de communication sans fil, cette technologie peut offrir une excellente solution pour la détection dans des environnements sévères tels que la haute pression, la température et l'humidité. Dans le cas des bétons réfractaires, l'optimisation des cycles de séchage a en effet un impact économique significatif (réduction du temps d'arrêt des lignes de fabrication, coût énergétique) tout en les rendant plus efficaces et en limitant les risques de dommages structurels. Les capteurs actuellement sur le marché sont trop restrictifs sur les conditions d'utilisation (plage de température, pression, environnement) et ne répondent donc pas entièrement aux besoins des industriels du secteur du béton réfractaire. L'objectif de cette thèse est donc de combler ces lacunes en proposant des capteurs de pression à base de SAW capables de fonctionner à des températures beaucoup plus élevées (environ 500°C), dans des plages de mesure de pression plus larges et dans un environnement compatible avec celui des bétons réfractaires. Le développement de ces types de capteurs SAW consiste à choisir les matériaux piézoélectriques compatibles, la configuration optimale de l'IDT (Inter Digital Transducer) et la géométrie adéquate pouvant résister à ces conditions difficiles. Le niobate de lithium a été choisi comme le substrat piézoélectrique de base pour réaliser des études de modélisation et l'optimisation des configurations d'IDT et fabriquer les premiers prototypes de capteur de pression à basse température. Des outils de modélisation électroacoustique ont été employés tels que le modèle de la réponse impulsionnelle et la théorie de couplage des modes (COM) pour étudier et optimiser la réponse électrique des LAR (ligne à retard) et des résonateurs SAW dans le but de les intégrer dans une chaîne de mesure. Plusieurs prototypes de capteur de pression à base de niobate de lithium ont pu être testés. Ces derniers nous ont permis de valider la sensibilité des ondes acoustique de surface vis-à-vis de la pression. Les sensibilités obtenues pour ces capteurs ont été comprises entre 5 et 8 kHz/bar. En collaboration avec des partenaires du projet CUBISM, d'autres prototypes du capteur de pression à base vitrocéramique de fresnoite ont été testés et ont montré un potentiel fort intéressant pour les applications à haute température.

Mot clés : Onde acoustique de surface, SAW, Capteur ultrasonore, Capteur SAW, Capteur de pression, Matériaux piézoélectriques, Modélisation, Théorie COM.

Contribution to the development of pressure sensors based on surface acoustic wave (SAW) devices for severe environments (high temperatures)

Abstract: For many years surface acoustic waves (SAW) have been used in manufacturing electronic components for industrial and sensing applications. Due to the absence of an embedded electronic system and the possibility of wireless communication this technology can offer a great solution for sensing in harsh environments such as high pressure, temperature and humidity. In the case of refractory concretes, the optimization of the drying cycles has indeed a significant economic impact (reduction of the downtime of the manufacturing lines, energy cost) while making them more efficient and limiting the risks of structural damage. The current sensors on the market are too restrictive on the conditions of use (temperature range, pressure, environment) and therefore do not meet the needs of manufacturers in the refractory concrete sector. Therefore, the objective of the European project named CUBISM, is to fill these gaps by proposing SAW-based pressure sensors capable of operating at much higher temperatures (about 500°C), in wider measurement ranges and in an environment compatible with that of refractory concretes. Developing these types of sensors SAW (Surface Acoustic Wave) consists on choosing the right piezoelectric materials, the optimal IDT (Inter Digital Transducer) configuration and the proper geometry that can withstand these hard conditions. Lithium niobate was chosen as the basic piezoelectric substrate to perform modeling studies and optimization of IDT configurations and fabricate the first low temperature pressure sensor prototypes. Electroacoustic modeling tools such as impulse response model and coupling of modes theory (COM) were used to study and optimize the electrical response of SAW delay lines and SAW resonators in order to integrate them into a measurement chain. Several prototypes of pressure sensors based on lithium niobate have been tested. These prototypes allowed us to validate the sensitivity of surface acoustic waves to pressure. The sensitivities obtained for these sensors were between 5 and 8 kHz/bar. In partnership with the CUBISM project partners, other prototypes of the fresnoite glass-ceramic based pressure sensor have been tested and have shown a high potential for high temperature applications.

Key words: Surface acoustic waves, SAW, ultrasonic sensors, SAW sensors, Pressure sensor, Piezoelectric materials, Modeling, COM theory.