



HAL
open science

Conception et développement de composants à ondes élastiques de surface, dédiés à la détection passive et sans fil de grandeurs physiques et au filtrage radiofréquences à bandes multiples

Marianne Sagnard

► **To cite this version:**

Marianne Sagnard. Conception et développement de composants à ondes élastiques de surface, dédiés à la détection passive et sans fil de grandeurs physiques et au filtrage radiofréquences à bandes multiples. Physique [physics]. Université Bourgogne Franche-Comté, 2018. Français. NNT : 2018UBFCD051 . tel-03039654

HAL Id: tel-03039654

<https://theses.hal.science/tel-03039654>

Submitted on 4 Dec 2020

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

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

THESE DE DOCTORAT DE L'ETABLISSEMENT UNIVERSITE BOURGOGNE FRANCHE-COMTE

PREPAREE A L'ED-SPIM

Ecole doctorale n°37

Sciences Pour l'Ingénieur et Microtechniques

Doctorat de sciences pour l'ingénieur

Par

Mme Sagnard Marianne

Conception et développement de composants à ondes élastiques de surface, dédiés à la détection passive et sans fil de grandeurs physiques et au filtrage radiofréquence à bandes multiples

Thèse présentée et soutenue à Besançon, le 03/12/2018

Composition du Jury :

M. Kersalé Yann	Professeur, ENSMM	Président
Mme. Hladky Anne-Christine	Directrice de Recherche, IEMN	Rapporteur
M. Plessky Victor	Professeur des Universités, GVR Trade SA	Rapporteur
M. Hage Ali Sami	Maître de Conférence, Institut Jean Lamour	Examineur
M. Reinhardt Alexandre	Ingénieur de Recherche, CEA Leti	Examineur
M. Friedt Jean-Michel	Maître de Conférence, Femto-st	Directeur de thèse
M. Laroche Thierry	Ingénieur de Recherche, frec n sys	Co-encadrant de thèse
Mme. Sauvage Rose-Marie	Responsable scientifique, DGA	Invité

Remerciements

Les développements présentés dans ce mémoire ont été réalisés grâce à l'étroite collaboration entre l'entreprise `frec|n|sys`, l'institut Femto-st (département temps-fréquence, équipe CoSyMa), et la DGA qui a financé ces projets de recherche. A ce titre, je tiens tout d'abord à remercier M. Sylvain Ballandras, qui a cru en ces travaux et qui m'a accueillie au sein de son entreprise.

Je remercie les membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'examiner mes travaux. Dans un premier temps, je remercie Mme. Anne-Christine Hladky et M. Victor Plessky qui ont eu la lourde tâche d'être rapporteurs de ce manuscrit. Merci pour vos commentaires constructifs. Je remercie Yann Kersalé, directeur du département temps-fréquence, qui a accepté de présider ce jury. Je remercie également M. Alexandre Reinhardt et M. Sami Hage Ali qui ont fait le déplacement pour assister à ma soutenance. Merci Rose-Marie Sauvage, d'avoir suivi mes travaux pendant trois ans et d'avoir été présente à ma soutenance.

Je remercie M. Jean-Michel Friedt, mon directeur de thèse pour son soutien scientifique, les projets qu'il m'a confiés, et de m'avoir laissé une si grande autonomie sur l'orientation de mes travaux. Je remercie vivement M. Thierry Laroche, mon encadrant scientifique chez `frec|n|sys`, qui m'a permis de faire mes premiers pas dans le monde des ondes élastiques et de l'interrogation à distance. Merci pour ton expertise, pour la liberté de travail que tu m'as offerte et pour ton humour.

Merci à tous les membres de `frec|n|sys`. Alexandre Clairet, merci beaucoup pour ta bonne humeur qui a rendu la période de rédaction plus légère. Merci aussi à Émilie Courjon et Florent Bernard dont l'expertise technologique m'a évitée bien des déconvenues. Merci aussi à William Daniau, à Alexandre Raveski et à Ajit Defrasnes.

Je souhaite également remercier toute l'équipe du projet CRONOS : Mai Pham Thi d'avoir orchestré ce projet, Anne-Christine Hladky, Charles Croenne, Bertrand Dubus, Paolo Martins, Claude Prévot, Clément Vasseur et encore fois Thierry Laroche et Rose-Marie Sauvage. Votre gentillesse n'a fait qu'accroître ma motivation et mon envie de me dépasser sur ce projet. Ça a été un véritable plaisir de travailler avec vous tous. Encore merci !

Je remercie très chaleureusement mes amis qui ont partagé mes joies et qui m'ont soutenue dans les moments difficiles : Ocilia Rémot, ton énergie ; Vincent Trenchant, ton expérience et ton recul ; Sylvain Dujeancourt, ta sagesse et ton soutien sans condition. Je n'y serai pas arrivée sans vous.

Merci Thomas, Anthony, Benjamin pour nos soirées jeu, votre humour décalé, la cuisine expérimentale. J'ai hâte de lire vos thèses. Courage les gars ! Merci aux supers copains de l'équipe de Percipio Robotics : Lolotte, Isa, Eric, Yann, JC, James, pour vos idées farfelues, votre prévenance, les cafés, le sport, votre bonne humeur. Un immense merci à Flo : ta gentillesse, ton soutien, ton esprit *crossfit* m'ont tirée vers le haut. Merci d'être dans ma vie.

Merci à tous mes amis, passés, présents et futurs. Vous m'apportez bien plus que vous ne pouvez l'imaginer.

Un grand merci à ma sœur, à mes parents, et à toute ma famille. Merci d'être vous.

Et merci à vous, qui vous apprêtez à lire cette thèse. Bref, merci à tous !

Ce qu'il y a de plus profond en l'homme, c'est la peau.
Paul Valéry.

Table des matières

Introduction	9
I Les ondes de surface et leur modélisation	11
1 État de l'art	12
1.1 Contexte de l'étude	12
1.1.1 Filtres et capteurs dans l'industrie	12
1.1.2 Les environnements sévères	12
1.2 Notion de filtrage fréquentiel	13
1.2.1 Définitions et problématiques	13
1.2.2 Allocation des bandes fréquentielles	14
1.2.3 Les composants de filtrage actuels	15
1.3 Mesure de grandeurs physiques	24
1.3.1 Mesures en environnement industriel	25
1.3.2 Présentation des instruments de mesure	26
1.4 Conclusion	32
2 Modélisation des dispositifs à ondes de surface	35
2.1 Les ondes de surface et la piézoélectricité	35
2.1.1 Les ondes de surface	35
2.1.2 La piézoélectricité	36
2.1.3 Lien entre piézoélectricité et ondes de surface	38
2.2 Caractérisation d'un dispositif à ondes élastiques de surface	39
2.2.1 Caractérisation de la réponse d'un dispositif à ondes élastiques	39
2.2.2 Description géométrique des dispositifs à ondes de surface usuels	42
2.2.3 Les filtres	43
2.3 Outils d'analyse des réponses électriques des composants SAW	47
2.3.1 Modèle physique des dispositifs SAW : propagation des ondes en surface homogène	47
2.3.2 Modèle géométrique des dispositifs SAW	51
2.4 Conclusion	53
3 Évolution des moyens de conception des composants SAW	54
3.1 Analyse de la réponse électrique <i>via</i> les matrices mixtes	54
3.1.1 Les matrices mixtes	54
3.1.2 Cascade des matrices mixtes	55
3.1.3 Détermination des paramètres mixtes	57
3.1.4 Lien entre les différentes grandeurs d'intérêt	62
3.2 Amélioration du modèle et mise en œuvre numérique	64
3.2.1 Les modes transverses	64
3.2.2 Prise en compte de la viscoélasticité et des pertes diélectriques	72
3.3 Vers une complexification des composants SAW	81
3.3.1 Apodisation des peignes interdigités	82

3.3.2	Élargissement de la bande passante des filtres	84
3.3.3	Bilan	88
3.4	Conclusion du chapitre	89
II	Application à la conception de dispositifs SAW	91
4	Capteurs de température	92
4.1	Les applications hautes températures : utilisation de matériaux spécifiques . .	92
4.1.1	Des matériaux pour les hautes températures	93
4.1.2	Propagation des ondes de surface sur un substrat de BTS	96
4.1.3	Conception et fabrication de résonateurs sur BTS	101
4.1.4	Bilan et conclusions concernant la fresnoite	108
4.2	Les capteurs hors bande de Bragg	109
4.2.1	Capteurs de température SAW usuels	109
4.2.2	Pureté spectrale d'un résonateur à trois doigts par longueur d'ondes . .	112
4.2.3	Résonateurs à modes multiples pour applications capteurs	119
4.2.4	Conclusion : réalisation d'un capteur pour les hautes températures . . .	122
4.3	Conclusion du chapitre	123
5	Conception de capteurs exploitant le couplage entre deux modes	125
5.1	Fonctionnement du capteur d'hygrométrie	126
5.1.1	Schéma de principe de l'hygromètre	126
5.1.2	Réponse en fréquence du capteur	127
5.2	Évolution des paramètres électriques de la charge et de l'antenne quand l'humidité du sol varie	129
5.2.1	Variation de la capacité sous une variation de l'hygrométrie	129
5.2.2	Modèle de l'antenne et sa variation en fonction de l'humidité de la terre	130
5.3	Conception du filtre	132
5.4	Évolution de la réponse fréquentielle du capteur avec l'hygrométrie du sol . . .	133
5.4.1	Sous-ensemble <i>filtre-capacité</i> pour capteur filaire	133
5.4.2	Comportement du système composé de l'antenne et du filtre	135
5.4.3	Utilisation de l'entité <i>antenne - filtre</i> comme capteur d'humidité sans fil	136
5.5	Validation expérimentale	138
5.5.1	Fabrication des dispositifs LCRF dédiés à la mesure des taux d'humidité dans le sol	138
5.5.2	Mesure des dispositifs	139
5.6	Conclusion : réalisation d'un hygromètre passif et interrogeable à distance n'utilisant qu'un seul résonateur SAW	141
6	Développement de dispositifs agiles en fréquence	144
6.1	Différentes stratégies pour rendre les filtres agiles en fréquence	144
6.1.1	Des solutions pour générer de l'agilité fréquentielle	144
6.1.2	Transposition du concept d'agilité aux dispositifs SAW	145
6.2	Tirage fréquentiel d'un filtre LCRF par modification des conditions aux limites électriques	146
6.2.1	Conception de dispositifs SAW agiles sur niobate de lithium	146
6.2.2	Validation expérimentale sur structures figées	152
6.3	Agilité d'un résonateur SAW	154

6.3.1	Agilité d'un résonateur simple port	154
6.3.2	Agilité d'un SAW simple port - bilan	159
6.4	Application à un filtre <i>ladder</i>	159
6.4.1	Agilité d'un filtre en échelle : analyse numérique	159
6.4.2	Fabrication de filtres en échelle et résonateurs agiles	162
6.5	Synthèse de l'agilité fréquentielle	170
Conclusion		172
A	Orientations cristallines	187
A.1	Notation normalisée	187
A.2	Exemples de coupe	188
B	Les éléments finis	190
B.1	Rappels sur la méthode des éléments finis	190
B.2	Fondements algorithmiques des logiciels FEA	192
B.3	Focalisation sur l'étape de prétraitement des données	193
C	Calcul des modes transverses par l'utilisation des matrices de transfert	195
D	Réponses fréquentielles de résonateurs SAW fabriqués sur STS	197
E	Périodicité de l'agilité des filtres SAW selon le nombre de réflecteurs en potentiel flottant	201
E.1	Etude du déphasage de l'onde dans la cavité	201
E.1.1	Définition des équations du problème	201
E.1.2	Développement des équations	202
E.1.3	Limites de la méthode	202
E.2	Étude de la phase du coefficient de réflexion des miroirs	202
E.2.1	Idée générale	202
E.2.2	Vérification numérique de la solution sur le cas LiNbO_3	203
E.2.3	Mise en équations du problème analytique	205
E.3	Conclusion	206
F	Tirage en fréquence d'un filtre sur PZ29	208

Introduction

Deux grandes découvertes ont permis le développement de la téléphonie mobile, de l'échange d'information par la mise en réseau des ordinateurs et plus généralement de l'électronique moderne. Il s'agit d'une part de la découverte de l'effet piézoélectrique par les frères Curie en 1880 et d'autre part de la mise en évidence de l'existence des ondes de surface (*Surface Acoustic Wave*, SAW) par Lord Rayleigh en 1885. La piézoélectricité désigne la capacité d'un corps à se déformer sous l'action d'un champ électrique, c'est-à-dire, la capacité de ce corps à convertir de l'énergie électrique en énergie mécanique. En ce qui concerne les ondes de surface, Lord Rayleigh a mis en avant leur capacité à se propager à la surface d'un matériau sans pénétrer dans sa profondeur. À titre d'exemple, nous pouvons citer les ondes sismiques.

L'impact de ces deux phénomènes sur le monde moderne est flagrant dans le secteur du filtrage fréquentiel. En effet, historiquement, les fonctions de filtrage des appareils de communication étaient réalisées à l'aide de filtres passe-bande de type *RLC* (résistance, inductance, condensateur). Cependant, l'augmentation de la quantité d'informations transmises a vite rendu ces systèmes inadaptés aux enjeux du XXI^{ème} siècle.

C'est finalement en 1965 que White et Voltmer mettent au point la structure des peignes interdigités sur quartz. Les découvertes des frères Curie et de Lord Rayleigh prennent alors tout leur sens. En effet, l'application d'une différence de potentiel sur les peignes métalliques génère une déformation du matériau piézoélectrique. La distorsion du substrat est guidée par le dépôt d'électrodes et se propage à la surface du dispositif. En plus de la possibilité de concevoir des dispositifs "large bande" et atteignant des fréquences jusqu'à plusieurs GHz, ces technologies ont l'avantage de bénéficier d'un encombrement de l'ordre des quelques mm² : en 2017, un *smartphone* comporte plus de dix chaînes radio-fréquences (comportant elles-mêmes plusieurs filtres) [1]. De plus, ces systèmes très performants présentent peu de pertes, ce qui constitue un réel avantage pour l'autonomie des batteries.

Par ailleurs, les dispositifs SAW sont aussi connus pour leur utilisation comme capteurs. Cette technologie présente alors deux intérêts notables : en tant que systèmes passifs, l'absence de batterie et les matériaux utilisés leur confèrent la possibilité de travailler en environnements présentant des contraintes élevées, que ce soit en termes de température ou de pression par exemple. En outre, ces instruments sont également interrogeables à distance.

Néanmoins, la demande de rentabilité imposée par les marchés assujettit les entreprises du secteur des microtechniques à maîtriser le comportement de tels dispositifs. Ainsi, des sociétés comme *frec|n|sys*, sont amenées à développer des logiciels de simulation permettant une conception robuste d'appareils exploitant les ondes de surface. C'est dans ce cadre que se déroulent les travaux présentés dans cette thèse. En effet, les demandes en éléments de filtrage et en capteurs interrogeables à distance ont conduit le laboratoire Femto-ST (département temps-fréquences) et l'entreprise *frec|n|sys* à développer de nouveaux outils de calcul afin de réaliser des systèmes SAW répondant aux exigences de leurs clients et de leurs partenaires.

Afin d'apporter des éléments de réponse aux enjeux actuels, ce mémoire s'articule autour de deux grandes parties. La première définit les ondes de surface et explique les procédés de modélisation des structures associées. La seconde, plus appliquée, propose plusieurs configurations de structures SAW innovantes exploitées dans le cadre d'une ou plusieurs applications dédiées.

Chaque partie est ensuite scindée en trois chapitres. La première partie (présentation des SAW et de leur modélisation) contient l'état de l'art sur les filtres et les capteurs. Ce premier

chapitre fixe notamment le contexte de l'étude et liste les structures de filtres et de capteurs les plus couramment rencontrées dans le domaine des radio-fréquences.

Le chapitre 2 s'attache à exposer les techniques de modélisation des dispositifs SAW. Le modèle utilisé pour décrire les effets de la piézoélectricité et pour faire le lien avec les ondes de surface est donc précisé. Les équations associées aux phénomènes piézoélectriques ouvrent la voie à la caractérisation des SAW, c'est-à-dire à la description des réponses fréquentielles, des géométries rencontrées et, en particulier, des structures de filtres.

Le troisième chapitre détaille les modèles utilisés pour une conception optimisée des systèmes à ondes de surface. La méthode de calcul du comportement des structures SAW, exempte de tout module additionnel, est décrite. Puis, l'approfondissement des modèles pour inclure des phénomènes perturbateurs est présenté. Finalement, plusieurs structures SAW, dont la géométrie est façonnée pour améliorer les réponses fréquentielles, sont discutées.

Une fois les outils d'analyse numérique établis, la conception de nouvelles structures SAW peut être mise en place. Ici débute la deuxième partie : application à la conception de dispositifs SAW. Ainsi, le chapitre 4 propose des solutions pour réaliser des capteurs de température adaptés aux environnements sévères et notamment aux très hautes températures *via* le choix des matériaux et du réseau d'excitation des électrodes.

Le chapitre 5 est dédié à la réalisation d'une autre catégorie de capteurs. Ceux-ci sont formés de SAW à double ports et tirent parti du couplage entre les deux transducteurs pour transmettre l'information perçue par le port émetteur vers le récepteur. Dans le cadre de cette thèse, ces structures sont dédiées à la mesure de l'hygrométrie des sols. D'autres applications, comme la mesure de température, sont toutefois possibles avec ce procédé de détection.

Le dernier chapitre (chapitre 6) est consacré au développement d'éléments de filtrage dont la fréquence de fonctionnement peut varier par actionnement d'un composant externe. Les différentes options développées jusqu'alors sont exposées. Puis une nouvelle stratégie de mise en œuvre du glissement fréquentiel est proposée : la possibilité de faire varier la fréquence centrale des filtres par modification des conditions aux limites imposées aux réflecteurs est démontrée théoriquement puis vérifiée expérimentalement.

Finalement, une conclusion générale est soumise pour rappeler les principaux résultats obtenus.

Première partie

Les ondes de surface et leur modélisation

1 | État de l'art

1.1 Contexte de l'étude

1.1.1 Filtres et capteurs dans l'industrie

L'utilisation de filtres ou de capteurs est nécessaire dans des secteurs très variés (capteurs en sidérurgie, métrologie et filtres dans les télécommunications, l'automatique, le médical). Les filtres permettent de sélectionner les signaux selon leur distribution spectrale, de mieux rendre compte du système d'étude en éliminant le bruit et les parasites hors de la bande fréquentielle d'intérêt, ou encore de transmettre l'information d'un composant à un autre. Ils sont devenus indispensables dans de nombreux secteurs professionnels (privés ou militaires) mais également auprès des particuliers (notamment dans la téléphonie mobile, les objets connectés etc).

De même, les capteurs sont désormais présents tout autour de nous. Ils servent à vérifier le bon fonctionnement de certains appareils, à déclencher des arrêts d'urgence sur certaines machines, à prévenir de l'état d'un système ou simplement à informer un utilisateur de l'état d'une variable à contrôler. De plus en plus, les industriels procèdent à des opérations de maintenance préventive, voire prédictive, plutôt que curative. De ce fait, ils ont besoin de mesurer des grandeurs dans des environnements sévères, c'est-à-dire, dans des environnements rotatifs, soumis à de très hautes températures, à des efforts élevés ou, plus simplement, dans des endroits difficiles d'accès pour l'homme et qui impliquent par conséquent l'ajout de contraintes au cahier des charges.

Ces composants peuvent être fondés sur l'exploitation de différentes technologies des éléments passifs ou actifs (R, L, C, amplificateurs opérationnels) ou tirant parti des propriétés des ondes élastiques (systèmes BAW, puces RFID non détaillés ici, systèmes SAW). Chacune de ces catégories de composants dispose de ses propres spécificités, avantages et inconvénients.

1.1.2 Les environnements sévères

Nombre de secteurs industriels font appel à des technologies à l'origine de conditions environnementales extrêmes. Intuitivement, les milieux à hautes températures sont définis comme des environnements sévères. Ainsi, des sociétés comme Texas Instrument proposent des produits (amplificateurs, microcontrôleurs...) supportant des températures jusqu'à plus de 200°C [2].

Les environnements sévères se divisent en deux catégories :

- les milieux à hautes sollicitations ;
- les milieux difficiles d'accès.

Les milieux à contraintes élevées englobent un grand nombre d'environnements différents. Il peut s'agir d'enceintes dont la température s'élève au-delà de 300°C [3] (hautes températures) et même dépassant les 700°C [4] (très hautes températures) dans le cadre de certains secteurs d'activité. Les matériaux utilisés pour les composants eux-mêmes, aussi bien que pour leur encapsulation ou leur connectique, doivent donc supporter ces conditions [5]. Par exemple, des mesures peuvent être réalisées en sortie de turbine d'avion. La température excède alors les 500°C. De plus, selon sa zone précise d'implantation, le dispositif peut se retrouver positionné sur un environnement mobile. Les environnements mobiles constituent d'ailleurs un second type de milieu sévère. En effet, ces zones imposent l'absence de connectique entre le dispositif embarqué et son système d'interrogation ou d'alimentation.

Ces contraintes (la température, le risque de corrosion, l'absence de fils) ainsi que la nécessité d'un composant de masse réduite (pour éviter le balourd) et l'absence de source d'énergie sur la partie en mouvement, conditionnent le caractère passif des structures sélectionnées. De ce fait, dans le cas de capteurs, ceux-ci doivent pouvoir être interrogés à distance.

Par ailleurs, les dispositifs de filtrage et les capteurs ont également vocation à être introduits dans des zones où la pression peut atteindre des valeurs élevées. Ainsi, dans le secteur automobile notamment, des constructeurs demandent des capteurs de pression et de température supportant une pression continue de 0,5 MPa et des pics de pression de 2 MPa [6].

De plus, par l'expression "environnements sévères", nous incluons les zones difficiles d'accès, voire inaccessibles à l'homme. Ces lieux particuliers peuvent être des zones reculées comme les oléoducs en Alaska, ou des enceintes complètement closes dans lesquelles le système est inséré une fois pour toutes (*smart building*). Nous pouvons également citer les aires soumises à des champs magnétiques intenses ou à de la radioactivité [7] dans lesquelles toute présence humaine est vivement déconseillée.

Ces environnements poussent les donneurs d'ordres à imposer des caractéristiques sévères pour leurs produits. Ainsi, les dispositifs de filtrage doivent être passifs afin de limiter la consommation d'énergie dans les télécommunications. De même, les très hautes températures rendent impossible l'utilisation de batteries qui ne supporteraient pas de telles contraintes. De plus, les cahiers des charges requièrent l'utilisation de structures interrogeables à distance pour faciliter le contrôle ou ne pas soumettre l'opérateur à des conditions mettant sa sécurité en jeu.

1.2 Notion de filtrage fréquentiel

L'objectif de cette section est de donner au lecteur une vision générale du filtrage de fréquence et de ses problématiques. La définition du filtrage de fréquence est donc rappelée, ainsi que celle des phénomènes associés. Ensuite, l'allocation des gammes de fréquence puis les composants préconisés sont précisés.

1.2.1 Définitions et problématiques

Les filtres de fréquence (également appelés "filtres" en l'absence de toute ambiguïté) sont des éléments fondamentaux pour le traitement du signal. Par signal, nous entendons : tout phénomène physique susceptible de porter une information. Lorsque que le-dit signal évolue suivant une fonction connue, il est dit "déterministe". En revanche, lorsqu'il est doté d'un caractère imprévisible ou que sa connaissance est fondée sur des données statistiques, le signal est qualifié d'aléatoire. Dans une grande majorité des cas, les signaux utilisés pour le transport d'informations sont de nature déterministe [8].

Par ailleurs, le bruit est un élément qui pollue, voire dégrade le signal. Tout comme les signaux, il peut être de nature déterministe ou alors aléatoire [9]. L'une des spécificités du filtrage est d'ailleurs de réduire l'influence du bruit sur le signal.

En somme, les opérations de filtrage peuvent se définir comme la modification d'un signal selon des critères de fréquence f .

De façon très simplifiée, la finalité de tout système communicant est de transmettre une information d'un émetteur vers un récepteur au travers un milieu de propagation : le canal. Ceci est schématisé en figure 1.1. Le milieu de propagation de l'onde peut être libre (l'air ou n'importe quel matériau solide ou liquide en général) ou il peut favoriser le guidage de l'onde (comme dans le cas des fibres optiques, par exemple) [10]. Par ailleurs, au cours de la propagation de l'onde, du bruit peut se superposer au signal utile. Le signal reçu $x_r(f)$ est

alors la somme du signal utile $x_u(f)$ envoyé par l'émetteur et du bruit $x_p(f)$:

$$x_r(f) = x_u(f) + x_p(f) \quad (1.1)$$

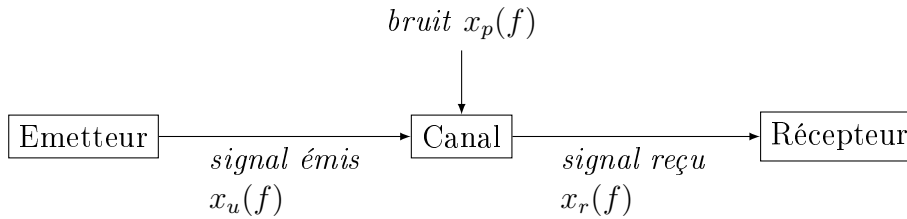


FIGURE 1.1 – Schéma simplifié d'un système de communication

Le filtrage consiste donc à agir sur la réponse totale $x_r(f)$ pour favoriser le transfert du signal utile et diminuer l'impact du signal parasite.

Nous verrons, dans la suite de ce document, les différentes stratégies mises en œuvre pour atteindre cet objectif selon l'application visée et la fréquence de travail associée.

1.2.2 Allocation des bandes fréquentielles

Que ce soit pour les applications de filtrage ou pour les capteurs s'appuyant sur des données fréquentielles, le composant utilisé dépend de sa fréquence de travail. Or, cette fréquence n'est pas soumise au seul jugement du concepteur. En effet, chaque territoire (pays ou zone géographique) octroie des intervalles de fréquences propres à chaque application. Ainsi, aux États-Unis, plusieurs centaines de bandes fréquentielles sont allouées entre 9 kHz et 300 GHz. La figure 1.2 illustre la diversité des canaux attribués entre 300 MHz et 3 GHz. Le même type de tableau pourrait être tracé pour représenter les bandes utilisées en Europe. La norme peut toutefois être consultée au sein du document [11].

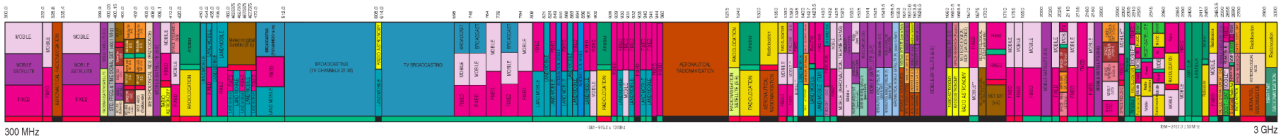


FIGURE 1.2 – Allocation des bandes fréquentielles entre 300 MHz et 3 GHz aux États-Unis [12]

Parmi toutes les bandes proposées, les fréquences dédiées aux communications mobiles sont voisines d'intervalles dédiés à la radionavigation maritime ou à la recherche spatiale. Dans la multiplicité des bandes proposées, il semble important de rappeler les critères de fréquence liés à la norme européenne ISM (bande Industrielle, Scientifique et Médicale). 11 gammes de fréquence sont potentiellement disponibles. Celles-ci sont définies dans l'EN-55011 et données dans le présent rapport au tableau 1.1. Nos dispositifs se conforment à ces standards lors de travaux en espace libre¹. Par ailleurs, cette norme impose également des restrictions en termes de puissance rayonnée, de rapport cyclique et contraint même la nature de l'utilisation du spectre. Ces restrictions normatives, ainsi que les technologies exploitées pour la réalisation de dispositifs à ondes de surface font que seules les cinquième ([433,05 ; 434,79] MHz) et sixième ([2,4 ; 2,483] GHz) bandes sont utilisées en pratique dans cette thèse.

1. L'espace libre correspond à une zone de libre circulation des ondes élastiques.

TABLE 1.1 – Tableau récapitulatif des bandes ISM européennes

$f_{\text{entrée}} \text{ (MHz)}$	$f_{\text{sortie}} \text{ (MHz)}$	Fréquence centrale
6,765	6,795 MHz	soit 6,78 MHz
13,553	13,567 MHz	soit 13,56 MHz
26,957	27,283 MHz	soit 27,12 MHz
40,660	40,700 MHz	soit 40,68 MHz
433,05	434,79 MHz	soit 433,920 MHz
2,4	2,5 GHz	soit 2,450 GHz
5,725	5,875 GHz	soit 5,800 GHz
24,0	24,25 GHz	soit 24,125 GHz
61,0	61,5 GHz	soit 61,25 GHz
122,0	123,0 GHz	soit 122,50 GHz
244,0	246,0 GHz	soit 245,00 GHz

1.2.3 Les composants de filtrage actuels

De nombreux filtres, de nature très variée, sont aujourd’hui présents sur le marché. Ils peuvent être actifs, passifs, numériques, analogiques... Pour autant, le choix d’une catégorie de filtres ou d’une autre dépend de paramètres variés comme la fréquence de travail, l’aire d’implantation ou encore, le coût du système. C’est pourquoi les classes les plus courantes de composants de filtrage, ainsi que leurs points forts et leurs limitations, sont décrites dans ce paragraphe.

1.2.3.1 Les méthodes de filtrage numérique

Les filtres numériques sont des dispositifs réalisés à l’aide de circuits intégrés dédiés, de processeurs programmables ou de logiciels informatiques. L’opération de filtrage s’effectue à l’aide d’une succession d’opérations mathématiques sur un signal discret. En tant que dispositif programmable, le filtre numérique offre une solution à n’importe quelle spécification ; la question étant de pouvoir façonner une méthode de réalisation, capable de recréer physiquement le résultat de l’optimisation, pour concevoir la fonction de filtrage.

La flexibilité et la reproductibilité de ces filtres expliquent en partie leur omniprésence dans les systèmes communicants. Cependant leur consommation énergétique peut s’avérer rédhibitoire pour certaines applications (téléphonie mobile ou applications en environnements sévères par exemple). Les avantages et inconvénients des filtres numériques sont donc détaillés afin de mieux cerner les enjeux qui les lient aux radio-fréquences.

Avantages des filtres numériques :

L’un des intérêts majeurs des filtres numériques est la diversité des fonctions de filtrage qu’il est possible d’obtenir. Ils peuvent en effet réaliser des fonctions qui leurs sont propres mais leurs capacités englobent également les fonctions obtenues habituellement par des filtres analogiques. De plus, ils permettent de réaliser des filtres à phase linéaire ou de la compression

d'impulsion, domaines jusqu'alors réservés aux dispositifs à ondes de surface [13].

En tant que solutions programmables, ces structures sont également modifiables par logiciels et offrent ainsi aux concepteurs une grande flexibilité ainsi que la possibilité de réaliser des traitements complexes de l'information.

Ces filtres sont également insensibles aux conditions environnementales du fait de leur nature même. Les processeurs pour traitement du signal sont effectivement garantis sans dérive (thermique ou autre) par définition du traitement numérique du signal. Ce point constitue un avantage considérable par rapport aux filtres analogiques dont les caractéristiques physiques dépendent grandement des paramètres environnementaux.

Limitations du filtrage numérique :

En dépit des avantages cités plus haut, ces éléments de filtrage présentent des points bloquants pour réaliser de manière optimale certaines tâches. Tout d'abord, il faut noter que ces dispositifs sont limités à des fréquences n'excédant pas quelques centaines de MHz². La fréquence maximale envisageable est en effet liée à la fois à la fréquence du processeur et à la fréquence d'échantillonnage. D'après le théorème de Shannon, la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale à deux fois la fréquence maximale du système pour ne perdre aucune information. Or si la fréquence d'échantillonnage est égale à la fréquence du processeur, la fréquence maximale sera au mieux égale à la moitié de la fréquence fournie par le processeur. Typiquement, les processeurs courants (tels qu'utilisés dans les systèmes mobiles) fonctionnent à des fréquences de l'ordre de 500 à 600 MHz et jusqu'à 1,5 GHz pour certains d'entre eux, ce qui restreint la fréquence maximale à, au mieux, 750 MHz [14, 15].

Par ailleurs, ces composants nécessitent l'ajout d'un circuit de filtrage amont, généralement analogique, accompagné d'un convertisseur analogique numérique (CAN) ainsi qu'un convertisseur numérique analogique (CNA) et un circuit de lissage en sortie de filtre. Le schéma simplifié d'un filtre numérique complet est disponible figure 1.3. Le filtre passe-bas en entrée de circuit a pour but de réduire le risque de repliement de spectre en atténuant toutes les fréquences supérieures à la demi-fréquence d'échantillonnage. Le caractère analogique de ce filtre rend moins attractive la possibilité d'une solution "tout numérique". Par ailleurs, les convertisseurs ont un coût en énergie qui ne doit pas être négligé et ils sont générateurs d'un bruit additionnel supérieur à -25 dBm.

Par ailleurs, les processeurs intégrés dans ces filtres nécessitent d'être alimentés, ce qui présente deux inconvénients majeurs :

- dans le domaine de la communication RF, leur consommation énergétique nuit grandement à l'autonomie des appareils (on s'en rend aisément compte en considérant l'autonomie des téléphones actuels). En effet les convertisseurs consomment chacun entre 1 et 2 W en fonctionnement. La consommation des processeurs varie d'un système à un autre mais des fabricants comme Analog Devices proposent des processeurs consommant 100 mW pour une fréquence de fonctionnement de 400 MHz [16] ;
- la présence d'une batterie empêche leur utilisation en milieu sévère et notamment dans le cas des hautes et très hautes températures.

C'est donc pour cette raison que d'autres types d'éléments de filtrage, analogiques cette fois-ci, sont également utilisés.

2. Cette restriction n'est valable que pour les applications grand public. Les applications spatiales ou militaires, par exemple, disposent de moyens techniques et financiers suffisants pour mettre en œuvre des filtres numériques à très haute fréquence.

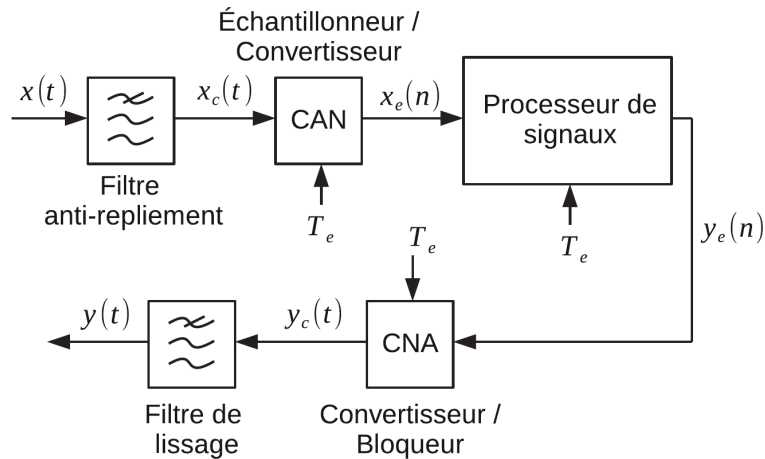


FIGURE 1.3 – Schéma simplifié d'un filtre numérique dans son ensemble. On y retrouve les éléments de filtrage analogique amont et aval, ainsi que les convertisseurs

1.2.3.2 Les filtres analogiques

Les méthodes de filtrage entièrement numérique se sont avérées peu convaincantes dans le domaine des fréquences radio et au-delà, au regard des enjeux actuels pour les systèmes commerciaux “grand public”. Ainsi, dans le cadre d'opérations de filtrage RF, plusieurs étages de traitement du signal sont mis en œuvre. Le premier palier est en général constitué de filtres analogiques.

Ils peuvent être de nature passive ou active. Ces derniers, les filtres analogiques actifs, s'appuient sur des éléments de filtrage discret (cellules de type résistances et condensateurs) auxquels sont ajoutés des systèmes d'amplification, comme des amplificateurs faible bruit, dans le but de réduire les pertes dans la structure. Comme les filtres actifs requièrent l'utilisation d'une source d'énergie externe, leur fonctionnement n'est pas développé ici. Seuls les filtres passifs sont étudiés.

Ces filtres utilisent des composants passifs (résistance R , inductance L , capacité C) ou exploitent les propriétés élastiques, électriques, magnétiques des matériaux. Quatre catégories de filtres passifs sont décrites ici :

- les filtres à éléments discrets ;
- les filtres planaires ;
- les filtres à cavité électromagnétique ;
- les filtres à ondes élastiques.

Filtres à éléments discrets :

Les filtres passifs à éléments discrets sont majoritairement composés de cellules passives de type R , L et C connectées entre elles de manière à produire la fonction spécifiée. Ces systèmes peuvent réaliser aussi bien des filtres passe-bas, passe-haut, passe-bande ou coupe-bande. Très simples à mettre en pratique, leur gamme de fréquence s'étend de quelques kHz à une centaine de MHz. Cependant, ils sont le plus souvent utilisés à des fréquences avoisinant plusieurs dizaines de kHz en raison des restrictions dimensionnelles auxquelles ils sont soumis. Aux basses fréquences, la taille des composants augmente, ce qui est souvent une limitation à leur usage dans un contexte de miniaturisation. A l'inverse, lorsque la fréquence augmente (> 100 MHz), la taille des éléments, et en particulier des bobines, les rend difficile à réaliser avec les technologies actuelles. Par ailleurs, avec l'augmentation de la fréquence de travail, les composants

ne peuvent plus être considérés comme parfaits [17]. Le modèle, initialement simple, est donc complexifié pour simuler convenablement le fonctionnement de telles structures dans le domaine des fréquences radio.

Les filtres planaires : [18]

Les topologies et méthodes de conception des filtres planaires sont très variées. Il en découle trois sous-catégories :

1. les filtres à éléments localisés (analogues aux filtres à éléments discrets) : les éléments inductifs ou capacitifs sont réalisés directement sur substrat. Par exemple, il peut s'agir d'éléments en forme de spirale (inductance, figure 1.4a) ou de peignes interdigités (capacité, figure 1.4b). En dépit de leur simplicité de réalisation, il faut toutefois prendre quelques précautions : la longueur d'onde est supposée être très supérieure (environ 20 fois supérieure) aux dimensions du composant pour qu'il puisse être considéré comme un filtre à éléments localisés [19]. Les fréquences de travail s'étendent du kHz à 5 GHz [18]. Il ne faut pourtant pas négliger le fait que l'augmentation des fréquences conduit à la miniaturisation des systèmes et donc, à l'accroissement des pertes ohmiques. De fait, les filtres planaires sont appropriés au filtrage large bande (1 à 20 % de la fréquence centrale) mais sont limités pour réaliser des filtres à bande étroite. Finalement, le défaut majeur de ces filtres réside dans leur modélisation : peu précise, des écarts fréquentiels sont souvent observés lors des comparaisons calculs / essais ;
2. les filtres à résonateurs linéiques : ce deuxième type de filtres planaires exploite les phénomènes de propagation des ondes dans des lignes de transmission. Autrement dit, un tronçon de ligne est modifié et assimilé à des éléments réactifs. Ainsi, une inductance série, par exemple, correspond à une diminution de la section de la ligne de transmission. A l'inverse, une capacité parallèle se traduit par un élargissement de la section [13]. La réalisation d'un filtre passe par la combinaison de plusieurs de ces éléments. La figure 1.5 résume les principales équivalences.
3. les filtres à résonateurs non linéiques : ils utilisent des patches surfaciques à géométrie variée. Il peut s'agir de triangles, de cercles ou de rectangles. L'enjeu principal de ces structures est de favoriser le couplage des modes par insertion de perturbations *via* la géométrie particulière du patch. Ces composants sont particulièrement utilisés pour la réalisation d'antennes [18].

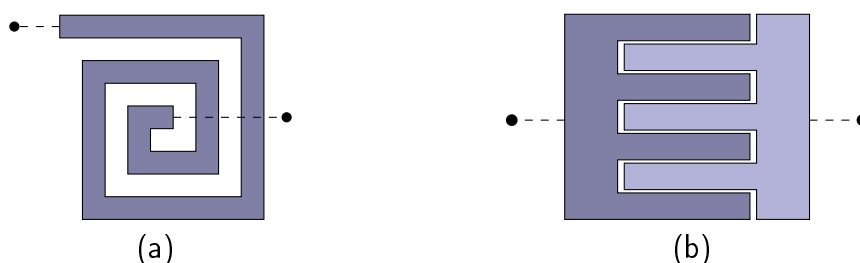


FIGURE 1.4 – Géométrie d'éléments réalisés en technologie planaire - (a) élément inductif, (b) cellule capacitive

Les filtres à lignes couplées :

Ces structures utilisent le couplage électromagnétique entre deux lignes parallèles. En effet, les impédances mutuelles permettent le transfert d'énergie d'une ligne à une autre. Dans un

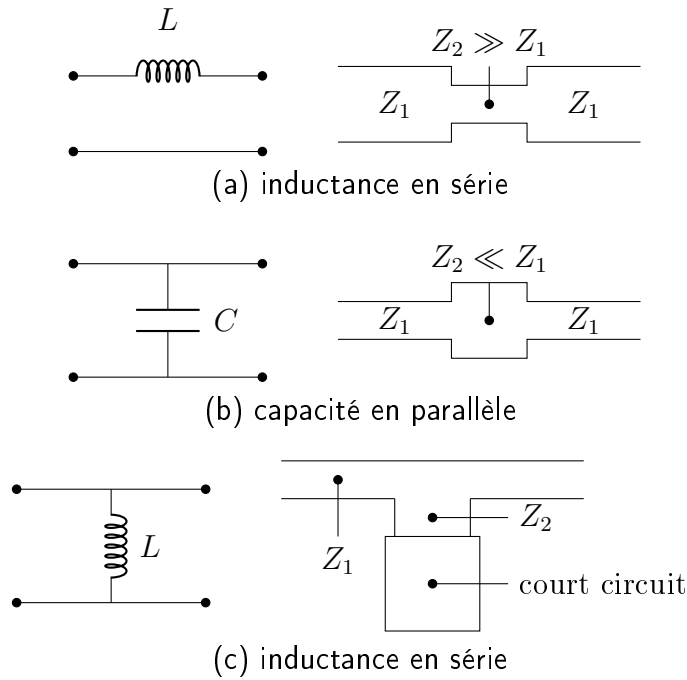


FIGURE 1.5 – Équivalences entre éléments discrets et tronçons de lignes micro-rubans

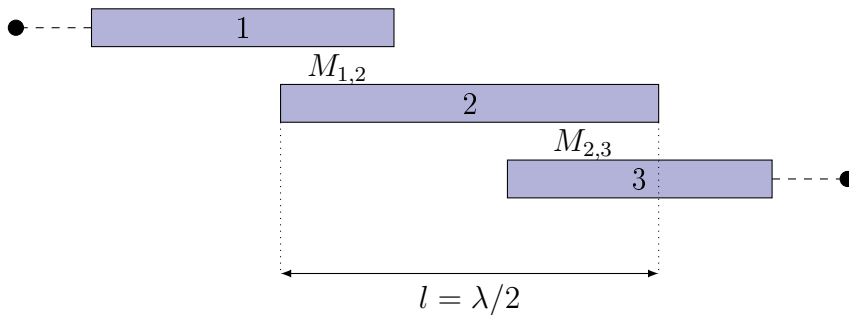


FIGURE 1.6 – Schéma de principe d'un filtre à lignes couplées

filtre à couplage distribué, au moins trois lignes sont nécessaires, comme illustré figure 1.6. La fréquence centrale est telle que la demie longueur d'onde correspondante soit égale à la longueur de la ligne centrale. L'ajout de lignes intermédiaires permet de structurer la bande.

Par ailleurs, ces configurations permettent d'atteindre des bandes supérieures à 10 % de la fréquence nominale avec des pertes dans la bande passante relativement faibles (inférieures à 5 dB). De plus, ils sont adéquats pour les utilisations en haute fréquence [19, 20], de 1 à 100 GHz. Les fréquences atteintes par ces filtres en font notamment des candidats potentiels pour les technologies 5G, qui recourent à des ondes millimétriques, c'est-à-dire disposant de fréquences allant de 30 à 300 GHz.

Toutefois, ces composants sont incompatibles avec les contraintes imposées par les standards de la téléphonie mobile actuelle : aux fréquences radio, ils atteignent plusieurs cm^2 . Ils seront toutefois adaptés aux applications 5G (à partir de 24 GHz).

Les filtres à cavité électromagnétique :

Ces filtres sont fondés sur le couplage d'ondes électromagnétiques dans une cavité résonante. Deux avantages majeurs sont attachés à ces filtres [21, 13] :

- ils disposent de pertes d'insertion très basses (de l'ordre de 0,5 à 2 dB) ;

— ils supportent des niveaux de puissance élevés (de quelques dizaines à la centaine de watts).

Les modes qui apparaissent à l'intérieur de la cavité dépendent de sa forme et de ses dimensions. En effet, la thèse de A. Badev [22] rappelle que l'utilisation des équations de Maxwell et des relations de l'électromagnétisme permettent de déterminer la fréquence de résonance en fonction des paramètres géométriques et diélectriques de la cavité.

Par ailleurs, deux types de cavités doivent être distingués :

1. les cavités métalliques : les parois sont formées d'un matériau conducteur et la cavité est faite de vide ou d'air. Ainsi, la permittivité diélectrique est proche de 1 et par conséquent, la vitesse de propagation des ondes dans la cavité avoisine la vitesse des ondes lumineuses dans le vide. Ceci implique qu'aux radio-fréquences, la longueur d'onde varie de quelques cm à quelques mètres. Il s'agit là du principal inconvénient de ces dispositifs : leurs grandes dimensions prohibent leur utilisation dans le domaine des télécommunications mobiles. En revanche, ils sont utilisés de manière privilégiée dans les stations de base ou dans les secteurs à contraintes dimensionnelles faibles ;
2. les filtres à cavités diélectriques : afin de réduire la dimension des filtres à cavité métallique, le contenu de la cavité est remplacé. Un matériau à permittivité forte (de l'ordre de $\epsilon_r = 50$ [13]) y est inséré. Il est en effet connu que l'augmentation de la diélectricité d'un milieu favorise le guidage de l'onde. Par ailleurs, comme la vitesse de propagation v est égale à $v = c/\sqrt{\epsilon_r}$ (avec c la vitesse des ondes lumineuses dans le vide), augmenter ϵ_r permet de diminuer v et donc, de réduire la longueur du guide d'onde pour une fréquence donnée.

En définitive, l'utilisation de filtres à cavité électromagnétique offre la possibilité de fabriquer des filtres de dimensions de l'ordre du cm pour des fréquences de résonance allant de 10 MHz à plusieurs dizaines de GHz. Par exemple, [23] propose un filtre à cavité de 25 mm à 1,8 GHz.

Le principal inconvénient de ces structures réside dans l'augmentation des pertes diélectriques avec la fréquence de travail et la température mais aussi dans l'insertion de l'onde électromagnétique, qui ajoute des pertes, et à l'énergie embarquée.

1.2.3.3 Les filtres à ondes élastiques

Les filtres à ondes élastiques sont également des filtres analogiques mais leur diversité et leur utilité majeure dans le domaine des RF [24] impose un paragraphe dédié. Leur fonctionnement, fondé sur la conversion de signaux électriques en signaux élastiques, permet de réduire la taille des composants (par rapport aux filtres généralement utilisés dans les télécommunications) d'un facteur 10^5 et de réaliser des structures de taille micrométrique.

La conversion des signaux est réalisée en pratique par des transducteurs (formés par des électrodes) piézoélectriques ou électrostatiques. Les ondes excitées se propagent alors en volume, en surface ou encore au travers de structures complexes.

Les filtres à ondes de volume :

Le principe de fonctionnement des filtres à ondes de volume (BAW, *Bulk Acoustic Wave* en anglais) a été imaginé pour la première fois au XX^{ème} siècle par Langevin [10] afin de sonder les fonds marins (SONAR).

Les résonateurs BAW sont fondés une onde de volume excitée à l'aide de deux couches de métal, au sein d'un substrat piézoélectrique (voir chapitre 2). L'une des électrodes est reliée à

une source de tension, la seconde, reliée à la masse, est utilisée comme référence. La fréquence de travail de ces filtres dépend de la nature du substrat et de son épaisseur h . De même, le coefficient de couplage, qui traduit la capacité du filtre à convertir l'énergie électrique en énergie mécanique (et vice versa), dépend de ces données [25, 26]. Le schéma de principe ainsi que le schéma électrique équivalent [10, 27] d'un tel système sont représentés figure 1.7. La figure 1.7b, issue du modèle de Butterworth et VanDyke [28, 29], met particulièrement en avant le fait que les résonateurs BAW peuvent être caractérisés par une branche motionnelle (R_m , L_m et C_m), qui décrit le mode, et par une branche statique (C_0), qui correspond à la capacité statique due aux électrodes en regard.

Dans la majorité des cas, les substrats utilisés sont du quartz ou du tantalate de lithium. Cependant, des empilements de matériaux de type piézoélectrique sur isolant (POI) sont également accessibles.

Les filtres à ondes de volume sont utilisés pour des applications radio-stratégiques dans des appareils nécessitant un filtrage entre 1 et 100 MHz. Selon les technologies utilisées, les BAW peuvent également fonctionner jusqu'à quelques GHz. Les BAW sont largement dédiés aux applications professionnelles et militaires.

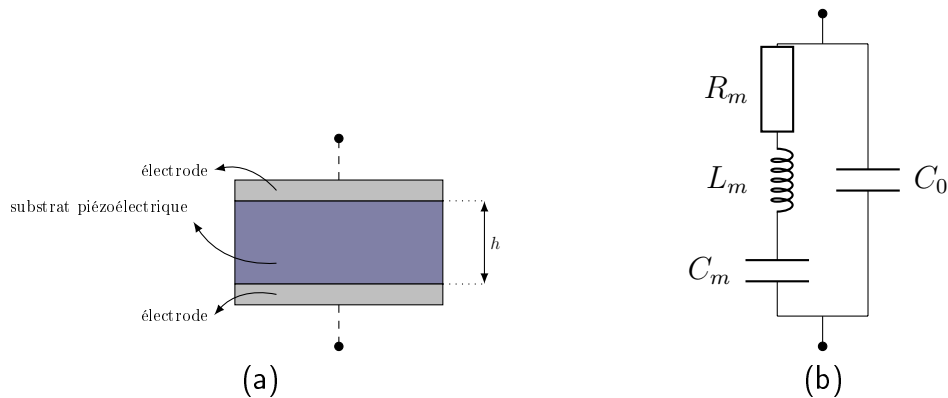


FIGURE 1.7 – (a) Schéma de principe d'un résonateur à ondes de volume monoport et (b) son schéma électrique équivalent

Différentes structures de filtres BAW sont réalisables :

- une première structure couramment mise en œuvre (pour l'imagerie médicale, notamment) est constituée de barreaux de céramique piézoélectrique piégés dans une résine polymère (cf. figure 1.8) [30]. Ces structures sont particulièrement adaptées au filtrage allant du MHz à 10 MHz. La borne supérieure est, une fois de plus, déterminée par la difficulté de découpe des plots, dont la taille est réduite drastiquement par la montée en fréquence [31] ;
- les BAW à éléments d'impédances [32, 33] sont également très utilisés pour engendrer des fonctions de filtrage. Ils utilisent des résonateurs monoports tels que schématisés figure 1.7a. Ces résonateurs sont ensuite couplés électriquement entre eux. Pour ce faire, l'électrode de référence de l'un est connectée à l'électrode d'entrée du suivant. Les schémas de connexion usuels sont explicités au chapitre 2, paragraphe 2.2.3 ;
- les filtres monolithiques à ondes de volume [25, 26], quant-à eux, ne comprennent qu'un seul bloc de substrat piézoélectrique. En revanche, au moins deux ports électriques (donc, deux transducteurs) alimentent la structure. Le couplage n'est donc plus électrique, comme dans le cas des filtres à éléments d'impédance, mais acoustique puisque les deux transducteurs échangent de l'énergie. Leur couplage dépend notamment de l'écart entre

les deux transducteurs. Le schéma 1.9 illustre le fonctionnement de ce filtre. L'espacement entre le port d'entrée et de sortie est un paramètre essentiel pour établir le couplage de l'onde : la bande passante du filtre est donc obtenue en ajustant l'écartement entre les transducteurs ;

- d'autres structures comme les TFBAR (*Thin film bulk acoustic resonators*) [34, 35] (qui s'appuient sur l'utilisation d'une membrane sur laquelle repose la structure) ou encore les SMR (*solidly mounted resonator*) [36] (qui disposent d'un réseau de miroirs de Bragg) sont autant de solutions qui permettent d'affiner la gamme de fréquences atteignables ainsi que les largeurs de bandes réalisables. La structure de tels filtres est schématisée figure 1.10.

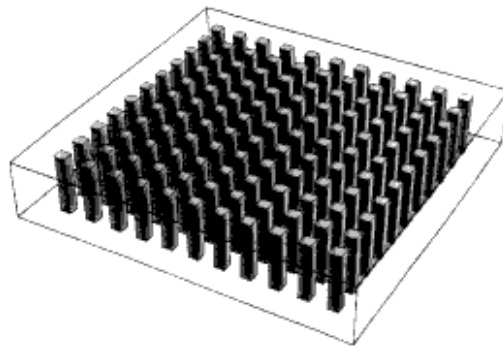


FIGURE 1.8 – Structure d'un filtre BAW piézocomposite (des barreaux de céramique piézo-électrique sont tenus par un polymère)

Au vu des quelques pages qui viennent d'être consacrées aux éléments de filtrage, les filtres BAW sont tout à fait indiqués pour les applications de filtrage aux fréquences radio puisqu'ils sont compacts (de l'ordre du mm^2 d'encombrement) et accèdent à des fréquences qui s'étendent du MHz à plusieurs GHz.

Cependant, d'autres filtres à ondes élastiques permettent d'obtenir des performances similaires à moindre coût : les filtres à ondes élastiques de surface (SAW).

Les filtres à ondes élastiques de surface :

Les SAW utilisent, tout comme les BAW, la piézoélectricité pour convertir une onde électromagnétique en une onde élastique. Cependant, les électrodes sont disposées à la surface du substrat de sorte à favoriser le guidage de l'onde en surface du matériau support (figure 1.11). Ces filtres sont au cœur du travail de recherche développé dans cette thèse. Par conséquent, leur fonctionnement est expliqué en détail aux chapitres 2 et 3. Il faut néanmoins noter un certain nombre de points essentiels.

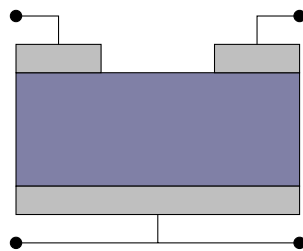


FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'un filtre monolithique à ondes de volume. Les électrodes sont en gris et le substrat en violet

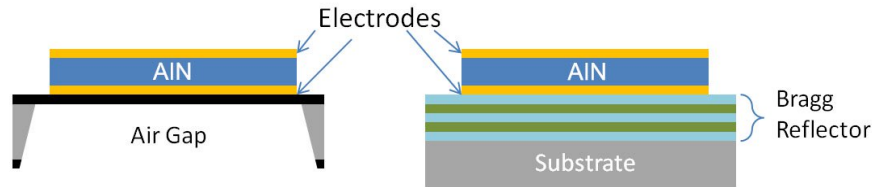


FIGURE 1.10 – Schéma de filtres BAW de type FBAR (à gauche) et SMR (à droite)

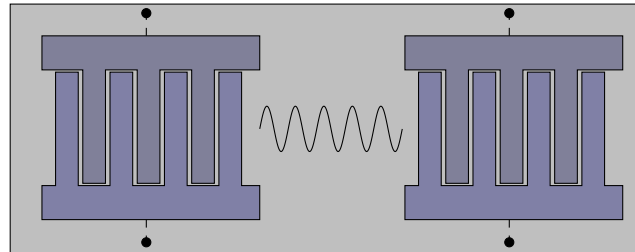


FIGURE 1.11 – Schéma de principe d'un filtre à ondes de surface

Tout d'abord, les filtres SAW sont indiqués pour fonctionner dans les gammes de fréquences dites VHF et UHF, c'est-à-dire, de 30 MHz à 3 GHz. La borne basse est imposée par les exigences dimensionnelles dictées par les donneurs d'ordres : comme la fréquence $f = v/\lambda$ (v , la vitesse de propagation et λ la longueur d'onde) et que λ dépend directement des dimensions de la structure, travailler à très basse fréquence augmente la taille de la structure à un niveau qui n'est pas admissible (au-delà de plusieurs dizaines de cm^2). La borne haute, quant-à elle, est imposée par les limites technologiques actuelles : la période mécanique peut difficilement être en-deçà de 600 nm tout en garantissant la reproductibilité des dispositifs [37]. Par exemple, pour une onde se propageant à la vitesse de 3800 m.s^{-1} (soit environ la vitesse de l'onde de Rayleigh dans le niobate de lithium en coupe (YX1)/128°), réaliser un dispositif à 3 GHz signifie qu'il faut être capable de réaliser une longueur d'onde de $1,26 \mu\text{m}$, soit des traits de 630 nm.

Les composants SAW n'apportent pas seulement l'avantage d'une compacité inférieure à 100 mm^2 . Parmi leurs intérêts, la diminution des coûts, en comparaison à des structures comme les BAW, est significative. En effet, leur caractère planaire permet une fabrication collective sur des tranches de substrat appelées *wafer* [38] en utilisant un nombre réduit d'étapes de fabrication. Par ailleurs, leur structure simple (une seule couche de métal déposée sur le *wafer*) justifie un nombre réduit d'étapes de fabrication. Ces deux points permettent la production à moindre coût (des puces valant moins de 20 centimes l'unité dans le domaine de la téléphonie mobile et moins de 5 euro pour les applications stratégiques) de milliards d'unités par an [32, 39].

De plus, la qualité des fonctions spectrales réalisées par les SAW est en adéquation avec les spécifications du marché (en termes de pertes et d'allure des réponses fréquentielles obtenues). Ainsi, ces systèmes sont utilisés dans le domaine de la défense, de l'aéronautique, du spatial et ils représentent 75 % des filtres utilisés dans la téléphonie mobile.

Les filtres SAW étaient, à l'origine, constitués de deux ports : l'un, émetteur et l'autre, récepteur, séparés par une zone de propagation. La fonction de transfert réalisée par un tel dispositif est un sinus cardinal [40]. La géométrie des structures SAW a ensuite évolué pour pouvoir réaliser des bandes passantes de 2 à 30 % avec des niveaux de pertes, dans la bande et hors bande, compatibles avec les appareils de mesure. Au début des années 90, de nombreux travaux ont d'ailleurs été menés pour développer des filtres SAW fondés sur des doubles ports ou sur des agencements de monoports à faibles pertes. Des stratégies de confinement des ondes sont déployées. Deux d'entre elles sont massivement utilisées aujourd'hui : le confinement de

l'onde par miroirs de Bragg [41], ou l'utilisation de transducteurs émettant dans une direction privilégiée [32, 39].

La fonction réalisée par les filtres SAW dépend en définitive d'un grand nombre de paramètres : le couplage de l'onde définit la largeur de la bande passante et les pertes. Lui-même dépend des matériaux utilisés (et de leur orientation cristalline), du type d'onde qui se propage dans le substrat (ou à sa surface), de la géométrie du filtre et des caractéristiques des électrodes.

Finalement, le tableau 1.2 liste les différentes structures de filtres qui viennent d'être évoquées et récapitule leurs caractéristiques principales.

TABLE 1.2 – Tableau récapitulatif des éléments de filtrage présentés dans cette thèse

<i>Type de filtre</i>	<i>Fréquences adressées</i>	<i>Points forts</i>	<i>Points faibles</i>	<i>Applications</i>
Numériques	→ 300 MHz (limités par $f_{\text{processeur}}$)	Flexibilité	Très consommateurs en énergie	Télécommunications aux fréquences intermédiaires
RLC	10 kHz à 100 MHz	Coût	Tenue aux contraintes, connectique	Circuit analogiques en entrée de filtre numérique, communication RF
Lignes couplées	1 à 100 GHz	Très hautes fréquences accessibles, passifs	Dimensions (cm ² aux RF)	Candidats pour les applications 5G
A cavités	10 MHz à la 10^{aine} de GHz	Peu de pertes, puissance > 1kW	Augmentation des pertes avec la fréquence et la température	Candidats pour les applications très hautes fréquences
BAW (FBAR/SMR)	1 MHz à 10 GHz	Passifs, production collective	Coût et complexité de la réalisation	Applications professionnelles et stratégiques
SAW	10 MHz à quelques GHz	Coût, production collective, passifs	Montée en fréquence difficile au delà de 2 GHz	Télécommunications mobiles, internet des objets, aéronautique, aérospatial

1.3 Mesure de grandeurs physiques

La question de la détection est trop vaste pour être traitée dans son intégralité ici. Dans la mesure où les travaux réalisés dans cette thèse visent principalement les secteurs professionnels (aéronautique, industrie en général) et les applications stratégiques (spatial, défense), seuls les capteurs utilisés dans ces domaines sont abordés. Cependant, bien d'autres domaines, comme celui des objets connectés (IoT), sont également très demandeurs en capteurs innovants.

Les problématiques de mesures en environnement industriel sont donc précisées. Puis, une liste non exhaustive de capteurs rencontrés en industrie est proposée. Dans chaque catégorie de capteurs, au moins deux technologies différentes, dont une exploitant les ondes élastiques, sont présentées.

1.3.1 Mesures en environnement industriel

En milieu industriel, de nombreuses grandeurs paramétriques (pression, température, force, composition chimique...) doivent être maîtrisées. Il s'agit là d'un enjeu majeur, que ce soit pour le contrôle des paramètres machines au cours d'un procédé de fabrication ou d'utilisation, que pour l'évaluation de la sécurité au sein des locaux.

En ce sens (et ceci est d'autant plus valable pour du contrôle en environnement sévère), les capteurs doivent être capables d'acquérir des données, même dans des enceintes closes ou dans des espaces dans lesquels les composants électroniques utilisés pour le traitement du signal en aval de la mesure ne sont pas viables (températures supérieures à 100°C typiquement) [42].

Les mesures les plus fréquemment rencontrées peuvent être regroupées en trois grandes catégories :

- la mesure de température ;
- la mesure de contraintes ; cette catégorie regroupe toutes les grandeurs associées, à savoir l'accélération, le couple, la force ou la pression ;
- la gravimétrie, en particulier utilisée pour l'analyse chimique.

Dans chacun de ces trois pôles de mesures, les méthodes de détection s'étendent du dispositif le plus trivial, comme le thermomètre, le dosage chimique... à des structures plus complexes : sondes de températures ultra-précises (de l'ordre du mK sur une gamme de 100 K), des microaccéléromètres, des microbalances à Quartz...

Cependant, toutes les solutions ne se valent pas. Des capteurs ont démontré de longue date leur efficacité (sondes Pt pour la température, manomètres à membrane pour la mesure de pression) et sont couramment utilisés. Cependant, en raison des problématiques de miniaturisation actuelles ou de mesures en environnements sévères, où les zones à contrôler peuvent être mobiles, où les températures et pressions peuvent atteindre des valeurs très supérieures à celles rencontrées en général, de nouveaux instruments de mesure, adaptés à ces conditions, doivent être proposés. Ainsi, nous pouvons dès à présent noter que les SAW (comme, en règle générale, tous les dispositifs passifs) répondent aux exigences de l'interrogation sans fil.

L'avantage des structures à ondes élastiques tient à la possibilité d'ajuster leurs propriétés par conception.

De plus, contrairement aux structures RFID, le comportement linéaire des matériaux piézoélectriques assure l'obtention d'une réponse (même faible) quelque soit la puissance du signal reçu par le capteur. De plus, le protocole d'interrogation RADAR (*R*Adio *D*etection *A*nd *R*anging) demande de retarder le signal renvoyé par l'élément de mesure afin de distinguer sa réponse de celle de l'environnement tout en s'assurant de récupérer un signal d'une puissance suffisante pour ne pas passer sous le niveau de bruit (figure 1.12). Or, des systèmes comme les RFID ne renvoient pas assez de puissance pour être compétitives sur le marché des capteurs passifs et sans fil, contrairement aux SAW et aux BAW. [43]

Dans le but de mettre en avant la multiplicité des capteurs et de pointer la présence des composants à ondes élastiques dans toutes les catégories de mesure (température, contraintes, gravimétrie), plusieurs solutions sont confrontées ci-après, pour chaque type d'applications.

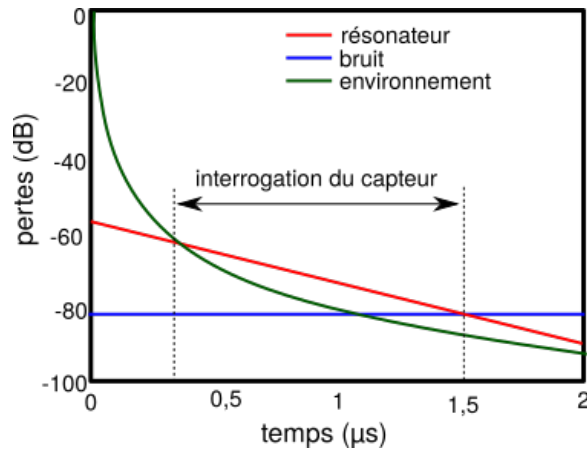


FIGURE 1.12 – Séparation de la réponse du résonateur et de l’environnement par l’interrogateur [43]

1.3.2 Présentation des instruments de mesure

1.3.2.1 Mesure de la température

Les solutions classiques de contrôle de la température en industrie reviennent la plupart du temps à utiliser des instruments comme les thermomètres laser ou des sondes Pt. Selon la qualité des instruments de mesure, les fiches techniques idoines indiquent la gamme de température accessible. Ces instruments peuvent être bornés à un intervalle de mesure restreint ou alors, présenter une précision de l’ordre du degré lorsque cet intervalle augmente. Par conséquent, des compromis doivent être trouvés.

Mesure de la température par thermomètre infrarouge :

Cette première solution est très largement employée dans l’industrie. En effet, les thermomètres infrarouges (également appelés pyromètres infrarouges lorsqu’ils sont utilisés pour mesurer des températures supérieures à 500°C) permettent de réaliser des mesures de température sur une surface, sans contact. Leur fonctionnement est fondé sur la mesure du rayonnement (partiellement émis dans le domaine infrarouge) d’un objet. La détermination de la température utilise les lois, formulées par Planck et Boltzmann, qui régissent le rayonnement. En pratique, le rayonnement est focalisé sur un élément détecteur grâce à une lentille ou une optique. Il est ensuite converti en signal électrique proportionnel au rayonnement [44].

Ces instruments atteignent une précision au mieux de 1 % de la gamme de mesure (mesurée avec un appareil étalon) pour une résolution de 0,1°C. Bien qu’ils puissent mesurer des températures allant de -40 à +1000 °C, les fiches de documentation de ces appareils indiquent que l’instrument en lui-même ne peut être placé dans des endroits où la température est inférieure à -20°C ou supérieure à +80°C. Par ailleurs, ces caractéristiques correspondent à des solutions haut-de-gamme et pour des structures à la fois filaires et non portative (figure 1.13a). Un thermomètre laser portatif (figure 1.13b) affiche des performances moins élevées que son homologue filaire.

Par ailleurs, ces thermomètres ne fonctionnent pas en présence d’un brouillard de particules (huile) et la mesure dépend de la capacité de la source à émettre une énergie rayonnée. Ce paramètre n’est *a priori* pas connu.

Mesures par sondes Pt :

Les sondes Pt100 (figure 1.14), ou RTD (*Resistance Temperature Detector*), représentent



FIGURE 1.13 – Deux thermomètres à infrarouges pour la mesure sans contact - (a) Pyromètre de haute précision, (b) Thermomètre sans fil

un autre type de capteurs de température fréquemment utilisés dans les secteurs industriels. Elles sont en particulier utilisées pour du contrôle à long terme dans des ouvrages pour lesquels la variation de température est une information indispensable. La sonde Pt100 (nommée ainsi en raison de sa résistance de 100Ω à 0°C) est constituée d'une résistance de Platine scellée dans une gaine protectrice. La valeur de la résistance du platine varie de manière connue en fonction de la température. Elle peut en effet être associée à un développement polynomial de degré 1, 2 ou 3 selon la précision attendue [45].

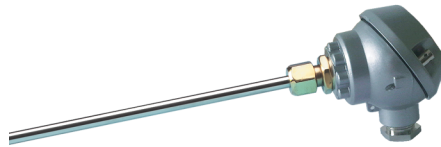


FIGURE 1.14 – Photographie d'une sonde Pt100

Ce type de sonde permet de mesurer des températures sur une gamme allant typiquement de -50° à 300°C avec une précision et une résolution au dixième de la valeur absolue. Certaines sondes RTD peuvent évaluer la température sur une plus grande gamme de température mais cela a lieu au détriment de la précision. Par ailleurs, la connectique intégrée usuellement à la sonde supporte difficilement des températures de pointe plus élevées que 400°C . Travailler à des températures plus élevées impose une ingénierie dédiée.

Ces deux solutions de mesure de la température ne représentent qu'une infime partie de la diversité des capteurs de température existants. Que ce soit par le procédé physique mis en œuvre (mesure de résistance, création d'une tension à la jonction entre deux métaux, évaluation du rayonnement infrarouge, dilatation d'un fluide etc) ou par la précision des instruments (selon qu'ils sont dédiés à une utilisation par des particuliers, ou dans un milieu industriel, pour une mesure critique...), les solutions pour quantifier la température sont nombreuses. Cependant, la plupart d'entre elles sont, au mieux, partiellement satisfaisantes pour les domaines de pointe et les environnements sévères. En effet, la présence d'électronique à proximité de la zone sensible et la présence de câble pour alimenter la structure, freinent leur utilisation au-delà de 200°C et empêche leur utilisation en milieu rotatif.

Par conséquent, les dispositifs à ondes élastiques sont utilisés pour pallier ces difficultés et mesurer la température en environnements sévères. Ces dispositifs, en dépit d'une précision moindre et une inertie thermique plus grande que les solutions précédemment citées, présentent l'avantage de pouvoir être intégrées dans des milieux hors d'atteinte des solutions décrites pré-

cédemment.

Capteurs de température à ondes élastiques de surface :

La variation de la température entraîne la modification des caractéristiques effectives du matériau (densité, constantes élastiques...). Il en résulte une modification de divers paramètres comme la vitesse de propagation des ondes, le coefficient de réflexion sur une électrode ou encore le coefficient de couplage électromécanique [46]. Les capteurs SAW tirent parti de ces variations structurelles pour évaluer la température. Deux sortes de mesures sont accessibles :

- la première est fondée sur la variation de la célérité de l'onde (accessible *via* la fréquence de résonance) avec la température. La loi d'évolution est supposée connue. Il s'agit des résonateurs ;
- la seconde utilise la variation du temps de propagation de l'onde entre deux points (liée également à la variation de la vitesse de propagation). Il s'agit des lignes à retard.

En dépit de leur plus faible précision comparée aux sondes classiques³, les capteurs à ondes élastiques sont uniques en leur genre. Ils sont, en effet, à la fois, passifs, sans fils et interrogeables à distance (figure 1.15). La structure même du capteur (des électrodes de métal déposées sur un substrat piézoélectrique) permet la conversion d'ondes électromagnétiques en ondes élastiques et par ce biais l'approvisionnement en énergie du dispositif. L'autonomie du capteur n'est donc pas bornée. Pour les mêmes raisons structurelles, ce capteur n'a pas besoin de liaison physique pour délivrer ses informations. Ce point lui confère l'avantage de pouvoir être sondé en milieu rotatif, ou dans des structures hermétiquement fermées sans avoir recours à un passe cloisons.

A l'heure actuelle, les concurrents des SAW sont les résonateurs à cavité diélectriques ainsi que les puces RFID. Cependant, ces deux dernières structures ont besoin d'une plus grande puissance d'interrogation (de l'ordre du watt) que les structures SAW (moins de 10 mW) pour réaliser des mesures, ce qui permet aux SAW de conserver leur avantage. De plus, les puces RFID, plus encombrantes que les SAW, sont également moins performantes en interrogation lointaine.

Par conséquent, en vertu de leur caractère passif et de la possibilité de les interroger en déportant l'électronique de traitement du signal, les capteurs de température à ondes élastiques sont tout à fait adaptés aux applications en environnements sévères. La précision de ces capteurs est toutefois un point d'amélioration.

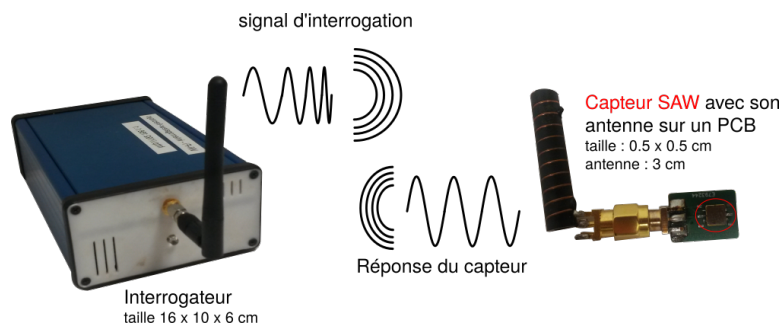


FIGURE 1.15 – Illustration d'un système de mesure utilisant un capteur de température à ondes de surface

3. Les résonateurs SAW montrent une résolution de l'ordre du ‰ de la gamme de mesure et une précision de l'ordre du degré au cours de leur étalonnage quand les thermomètres à infrarouge et sondes Pt100 ont une précision pouvant atteindre le milliKelvin pour une résolution équivalente.

1.3.2.2 Mesures relatives aux contraintes

L'industrie a également énormément recours aux mesures d'accélération, de déformation, de pression ou encore de force pour qualifier ses produits ou ses procédés. Les mesures de contraintes offrent la possibilité de remonter à plusieurs grandeurs. Par exemple, contraintes et déformations sont reliées entre elles par la loi de Hooke. Accélération et forces dépendent l'une de l'autre grâce au principe fondamental de la dynamique. C'est pourquoi, les mesures de pression, déformation et accélération sont traitées dans une même section.

Accéléromètres :

Il existe deux grandes familles d'accéléromètres : les accéléromètres asservis et les accéléromètres non asservis. Le principe du premier est de maintenir une masse sismique dans une position fixe lors d'un mouvement d'accélération. Pour cela, une force de rappel est créée par un actionneur électromagnétique. Lorsque la masse est en équilibre, le courant à l'origine de la force de rappel donne la mesure de l'accélération. Ce type d'accéléromètre est utilisé notamment pour déclencher les air-bags dans les voitures ou pour le diagnostic de machines vibrantes. Leur excellente stabilité et leur précision les rendent adéquats pour des applications de guidage et de contrôle, comme le guidage inertiel de missiles ou des projectiles intelligents. [47]

Les accéléromètres non asservis sont issus de la technologie MEM'S (microsystèmes électromécaniques), l'une des plus prometteuses du XXI^{ème} siècle. Ces composants allient robustesse et compacité [48] et sont largement exploités en aviation, dans la marine, dans le cadre de l'ingénierie spatiale, la robotique et bien d'autres encore [49, 50]. Plusieurs méthodes de mesures se trouvent sur le marché. Elles peuvent être, par exemple, de nature capacitive ou piézoélectriques [51].

Les accéléromètres capacitifs utilisent des micromécanismes et une microélectronique intégrés sur silicium pour réaliser la fonction de mesure. La figure 1.16 schématise le fonctionnement de ces capteurs. Deux branches fixes sont reliées à une branche mobile par une zone capacitive. L'accélération fait bouger la partie mobile, ce qui conduit à la variation de la valeur des deux capacités. La mesure est réalisée en utilisant un détecteur à pont capacitif (non représenté sur la figure 1.16). La variation du débit de courant dans chaque branche peut donc être mesurée, ce qui permet ensuite de remonter à la valeur de l'accélération. Ces structures font montre d'une haute précision et ce, même lorsqu'ils sont soumis à des gradients de température. De plus, ils peuvent mesurer des accélérations de 0 à 200 g.

Par ailleurs, d'autres accéléromètres non asservis sont également largement utilisés. Il s'agit de structures s'appuyant sur la piézoélectricité et la propagation d'ondes élastiques. Dans l'exemple de la figure 1.17, une masse sismique est placée sur un résonateur à ondes de volume, constitué d'un élément piézoélectrique entouré de deux électrodes métalliques. Lorsque l'ensemble de la structure est soumise à une accélération, la masse inertielle subit un retard de déplacement qui entraîne la déformation du substrat. Cette déformation conduit à des effets de traction / compression dans le matériau piézoélectrique. La tension délivrée par le BAW change en conséquence.

Les accéléromètres piézoélectriques peuvent également s'appuyer sur la variation de fréquences de résonance de dispositifs SAW positionnés sur une poutre au bout de laquelle se trouve une masse inertielle (figure 1.18) [53].

Capteurs de pression :

La pression se définit comme étant une force rapportée à la surface sur laquelle elle s'applique. Elle se mesure à l'aide d'un manomètre. Il existe plusieurs versions de cet instrument.

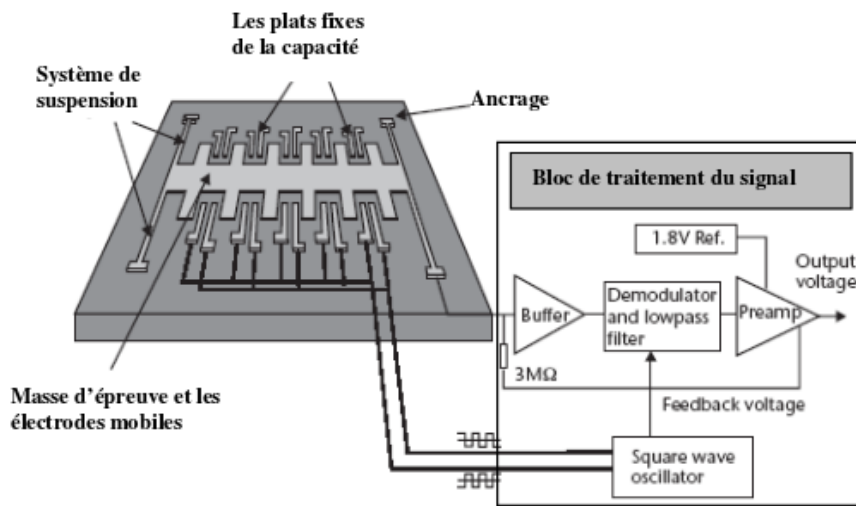


FIGURE 1.16 – Schéma de principe d'un accéléromètre capacitif [52]

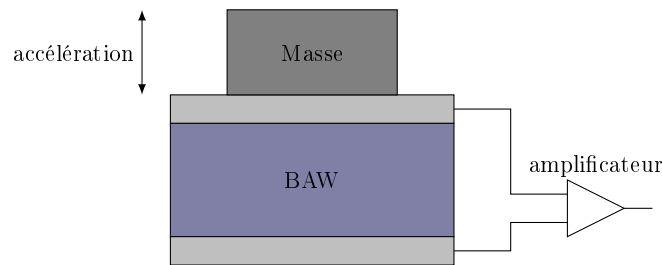


FIGURE 1.17 – Schéma de principe d'un accéléromètre utilisant les ondes élastiques de volume

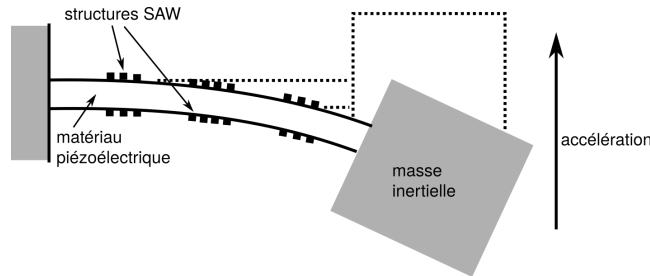


FIGURE 1.18 – Schéma de principe d'un accéléromètre utilisant les ondes élastiques de surface

La mesure peut être directe, auquel cas elle s'effectue directement en fonction des déformations induites par la pression, ou à propriétés de conversion. Dans ce dernier cas, la pression est déduite de la variation d'une grandeur tierce [54].

Le manomètre liquide à tube en U est probablement le capteur de pression le plus connu du grand public. Il permet de déterminer la différence de pression grâce à la différence d'altitude h du liquide manométrique entre les deux côtés du tube. Le principe de la mesure est illustré figure 1.19. La hauteur de liquide déplacé dépend de la pression différentielle entre les deux côtés et de la densité du fluide.

Dans ce premier type de capteurs, la pression est lue directement par observation de la variation de hauteur de fluide. Il ne s'agit que d'un exemple sélectionné parmi toute une gamme de capteurs (le baromètre de Torricelli, le tube de Bourdon ou encore le baromètre à membrane) pour sa simplicité de mise en œuvre et sa capacité à illustrer la mesure directe de pression.

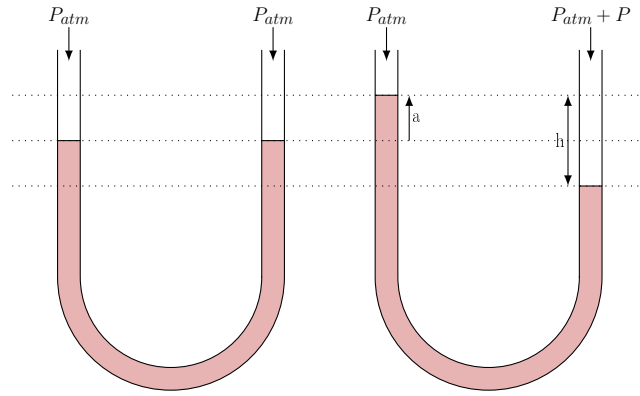


FIGURE 1.19 – Schéma de principe d'un manomètre liquide en U

La catégorie des manomètres à conversion englobe les mesures effectuées d'après une variation de capacité, suite à un phénomène de transduction électromagnétique [55], à des données physico-chimiques [56] ou d'après l'étude de la déformation d'une plaque. Ces derniers utilisent les propriétés des ondes élastiques pour évaluer la valeur de la pression.

Les structures à ondes de surface sont également très prisées pour la mesure de pression. Leur sensibilité mécanique a été mise en évidence dans les années 70 par Lee et Nalamwar [57]. Le principe de fonctionnement est le suivant : des peignes interdigités (électrodes) sont déposés de part et d'autre d'une membrane. L'application d'une pression sur la-dite membrane crée un champ de contraintes qui modifie les constantes élastiques effectives du matériau, donc la vitesse de propagation des ondes (figure 1.20). De la même manière que pour la mesure de la température, la mesure peut être temporelle ou fréquentielle [58]. De plus, en tant que structures passives, interrogeables à distance et faisant intervenir des matériaux adaptés à ces milieux, les capteurs de pression SAW sont adaptés à la mesure en environnement sévère [59].

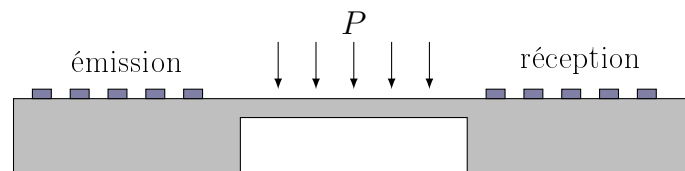


FIGURE 1.20 – Schéma de principe d'un manomètre à ondes de surface (les dimensions ne sont pas à l'échelle)

1.3.2.3 Gravimétrie et analyse chimique

La détection d'espèces chimiques est également un point clé des applications stratégiques, de même que dans de nombreux secteurs industriels. Des méthodes précises et reconnues comme la spectrométrie de masse ou la détection avec marquage présentent cependant un inconvénient majeur au vu des enjeux actuels : leur fonctionnement implique des temps longs (jusqu'à plusieurs heures) qui sont souvent pénalisants pour les entreprises [60]. Des méthodes de détection immédiates sont donc préconisées. Elles sont fondées sur la division du capteur en trois étages :

- Une couche sensible sélective, mise en contact avec l'élément à analyser ;
- Un transducteur, électrochimique, électromécanique (ondes élastiques) ou électromagnétique (méthodes optiques) ;
- Une unité de traitement électronique des données recueillies.

Le contact de l'élément à analyser et de la couche sélective crée une réaction (augmentation de masse [61], variation de la température [62]...). Le produit de la réaction est capté par le transducteur qui le convertit en signal électrique. L'électronique d'interrogation permet ensuite de finaliser la mesure.

Une explication du fonctionnement de ces structures selon le type de transducteur embarqué est proposée ci-après, d'après la référence [63].

Les premiers, les transducteurs électrochimiques ont besoin d'un environnement liquide pour fonctionner. Plusieurs sous-catégories de transducteurs coexistent dans cette classe mais une seule est présentée ici : la méthode conductimétrique. Elle consiste en la mesure de la conductivité entre deux électrodes. La première, fonctionnalisée, est sensible à l'espèce à détecter ; la seconde, qui ne l'est pas, constitue une référence de la mesure. Pour la mesure des ions lourds tels que Hg^{2+} et Ag^{2+} [64], des électrodes en forme de peignes interdigités sont utilisées. Le piégeage des ions par la zone sensible entraîne la variation de l'impédance de l'électrode fonctionnalisée. Ce changement est quantifié grâce à l'électronique de traitement du signal.

La détection par méthode optique englobe elle aussi de nombreux dispositifs (spectroscopie UV, atomique, ellipsométrie...). La résonance par plasmons de surface [65] est devenue, parmi toutes ces possibilités, une méthode très appréciée puisqu'elle peut être facilement embarquée et qu'elle permet la détection de plusieurs espèces chimiques d'un composé en une seule mesure. Une onde électromagnétique est confinée à la surface du dispositif sur lequel les molécules à détecter sont adsorbées. L'onde est injectée à travers un prisme sous une couche de métal suffisamment fine pour créer une condition de résonance. Les propriétés de l'onde évanescente qui en résulte sont utilisées pour caractériser le composé à analyser.

Finalement, les ondes élastiques de volume constituent la dernière méthode de transduction pour les capteurs gravimétriques que nous analysons ici. Le principe utilisé est le même que dans les cas précédents. La surface sensible est constituée de récepteurs propres à la molécule à détecter. L'analyte se loge alors dans ces récepteurs, ce qui engendre une variation dh de la zone de guidage des ondes d'épaisseur équivalente h du substrat. Or, comme $h = \lambda/2 = \frac{v}{2f}$ (avec λ la longueur d'onde, v la vitesse de propagation de l'onde et f la fréquence), la connaissance de la variation de la fréquence de résonance permet de remonter à la variation de hauteur du substrat ($\frac{df}{f} = \frac{dh}{h}$) et donc, à la quantité de molécules présentes sur le capteur [66]. Ce capteur, qui présente toutefois encore des limitations en termes d'interrogation à distance, est plutôt utilisé en mode filaire.

Finalement, le tableau 1.3 rappelle les systèmes de capteurs discutés dans ce chapitre avec leurs principales caractéristiques.

1.4 Conclusion

Les éléments de filtrage sont largement utilisés pour le traitement du signal et un très grand nombre de technologies sont à disposition des ingénieurs pour réaliser les fonctions souhaitées. Cependant, l'utilisation de l'une ou l'autre de ces technologies est soumise au cahier des charges, d'une part, et d'autre part, aux réglementations en vigueur. Ajoutons également que les contraintes actuelles des marchés requièrent une miniaturisation des dispositifs qui va de pair avec une montée en fréquence. De plus, la présence de nombreux filtres dans les appareils communicants ne doit pas altérer l'autonomie du produit. Finalement, selon l'application visée, le-dit filtre peut être embarqué en environnement sévère. Les dispositifs à ondes élastiques, en tant que composants entièrement passifs, n'ont besoin ni de batterie ni de connectique pour

fonctionner. De plus, la diversité des réponses fréquentielles qu'il est possible d'obtenir tout en conservant des performances au moins similaires, voire supérieures, à celles de leurs concurrents en font des structures très compatibles avec les demandes actuelles.

L'utilisation de capteurs à ondes élastiques présente plusieurs avantages en comparaison des autres structures, toutes catégories de mesurandes confondues. Tout d'abord, une même technologie, qu'il s'agisse des SAW ou des BAW, permet d'évaluer différents types de grandeurs. De ce fait, les capteurs SAW et BAW sont opérationnels aussi bien dans des applications stratégiques que dans l'internet des objets ou dans la mesure des hautes températures en industrie. La nature de ces capteurs les rend complètement autonomes en énergie, ce qui permet d'avoir recours à une interrogation sans fil et sans embarquer de batterie avec le composant.

Par ailleurs, la conception de ces composants fait appel à un savoir-faire proche de celui nécessaire à la réalisation de filtres à ondes élastiques. Ils bénéficient en particulier du même intérêt lié à leur géométrie simple et à leur fabrication collective sur *wafers*. De plus, un fabricant de filtres SAW dispose également des compétences nécessaires à la réalisation de capteurs à ondes de surface. Pour toutes ces raisons, les filtres et capteurs SAW sont traités simultanément dans cette thèse.

TABLE 1.3 – Liste non exhaustive de capteurs rencontrés fréquemment en milieu industriel

<i>Grandeur</i>	<i>Instrument de mesure</i>	<i>Points forts</i>	<i>Points faibles</i>	<i>Applications</i>
Température	Thermomètre infrarouge	Précision de 1%, résolution de 0.1% de la gamme	Températures restreintes (-20 à 80°C), connectique ou baisse des performances si appareil sans fil	Milieu industriel ou secteur privé
	Sondes Pt	Large gamme de température (-50 à 300°C)	La connectique limite la montée en température	Contrôle des fluides en milieu industriel
	SAW	Sans fils, passifs, de -60 à plus de 700°C	Précision	Mesure de températures en environnement fortement contraint
Accélération	Asservis	Stabilité et précision	Présence d'une source d'énergie embarquée	Diagnostic de machines vibrantes, guidage inertiel
	Non asservis (capacitifs, SAW, BAW)	Robustesse et compacité	Limité à quelques g	Robotique, <i>smartphones</i> , aviation
Pression	Mesure directe (tube en U)	Simplicité de mise en œuvre	Encombrement	Sécurité, industrie pétrolière
	Mesure par conversion	Compacité, potentiellement passif et interrogeable à distance (SAW)	Besoin de développements supplémentaires par rapport à la mesure directe	Automobile, aéronautique, jauges
Gravimétrie	Spectromètre de masse	Grande précision	Temps d'obtention des résultats pénalisant	Détection d'espèces chimiques en industrie
	Capteurs électrochimiques, piézoélectriques ou optiques	Mesure précise et immédiate	Instrument spécifique par milieu et par composé à détecter	Détection de gaz, de particules

2 | Modélisation des dispositifs à ondes de surface

Les structures à ondes de surface, qu'il s'agisse de résonateurs (SAW-R), de filtres ou de lignes à retard (LAR) exploitent les propriétés d'un matériau piézoélectrique sur lequel sont déposées des électrodes métalliques. Le matériau actif peut être lui-même le support du dispositif ou bien être déposé sur un autre matériau homogène ou composite définissant le substrat.

Ce chapitre propose dans un premier temps de faire le lien entre les ondes de surface et la piézoélectricité. Une fois ce lien établi, une description des principales structures SAW rencontrées dans le domaine des radio-fréquences (RF) est dressée en prenant en compte leur géométrie et leurs caractéristiques fréquentielles. Finalement, l'étude des propriétés de propagation des ondes est réalisée, mettant alors en exergue l'importance des figures de mérite (qui regroupent tous les paramètres pertinents pour caractériser la structure) pour la conception du dispositif final.

2.1 Les ondes de surface et la piézoélectricité

2.1.1 Les ondes de surface

La caractéristique première des ondes de surface est de se propager à la surface d'un solide et d'être évanescence dans sa profondeur. L'homme de l'art considère généralement que l'onde n'apporte plus de contribution dans la structure quand l'intensité de son coefficient de réflexion devient inférieure à 1 ppm. En quelques dizaines de longueurs d'onde sous la surface, voire quelques longueurs d'onde seulement, une onde de surface ne déforme plus le solide dans lequel elle se propage. L'exemple d'ondes de surface le plus fréquent est bien évidemment lié à la géophysique : les séismes entraînent le guidage d'ondes à la surface de la Terre.

Différents types d'ondes de surface ont été répertoriés au fil des siècles :

- l'onde de Rayleigh, découverte en 1885 était le dernier signal jusqu'alors non expliqué par les géophysiciens après un tremblement de terre. Les ondulations de la Terre sont captées par les instruments de mesure sur environ une longueur d'onde sous la surface et la polarisation de cette onde est elliptique (cf. figure 2.1a). L'onde de Rayleigh possède une vitesse de propagation lente. C'est d'ailleurs la dernière à atteindre le sismographe lors de la mesure de séismes ;
- l'onde de Bleustein-Gulyaev, horizontale transverse (figure 2.1b), est également une onde de surface. Elle est guidée dans des matériaux à fort couplage (PZT, ZnO). Sa profondeur de pénétration est cependant plus importante que celle de l'onde de Rayleigh puisqu'elle se compte en dizaines de longueurs d'onde ;
- l'onde de Lamb est une guidée qui apparaît quant-à elle dans les plaques et non plus dans les solides semi-infinis (figure 2.1c) ;
- l'onde Love (figure 2.1d) correspond à une onde se propageant sur une plaque elle-même disposée sur un solide semi-infini (autrement dit, une couche sur un substrat). Cette onde n'apparaît cependant que pour des conditions de vitesse particulières dans la plaque et dans le substrat : la vitesse des ondes transversales dans la couche guidante doit être inférieure à la vitesse des mêmes ondes dans le substrat ;

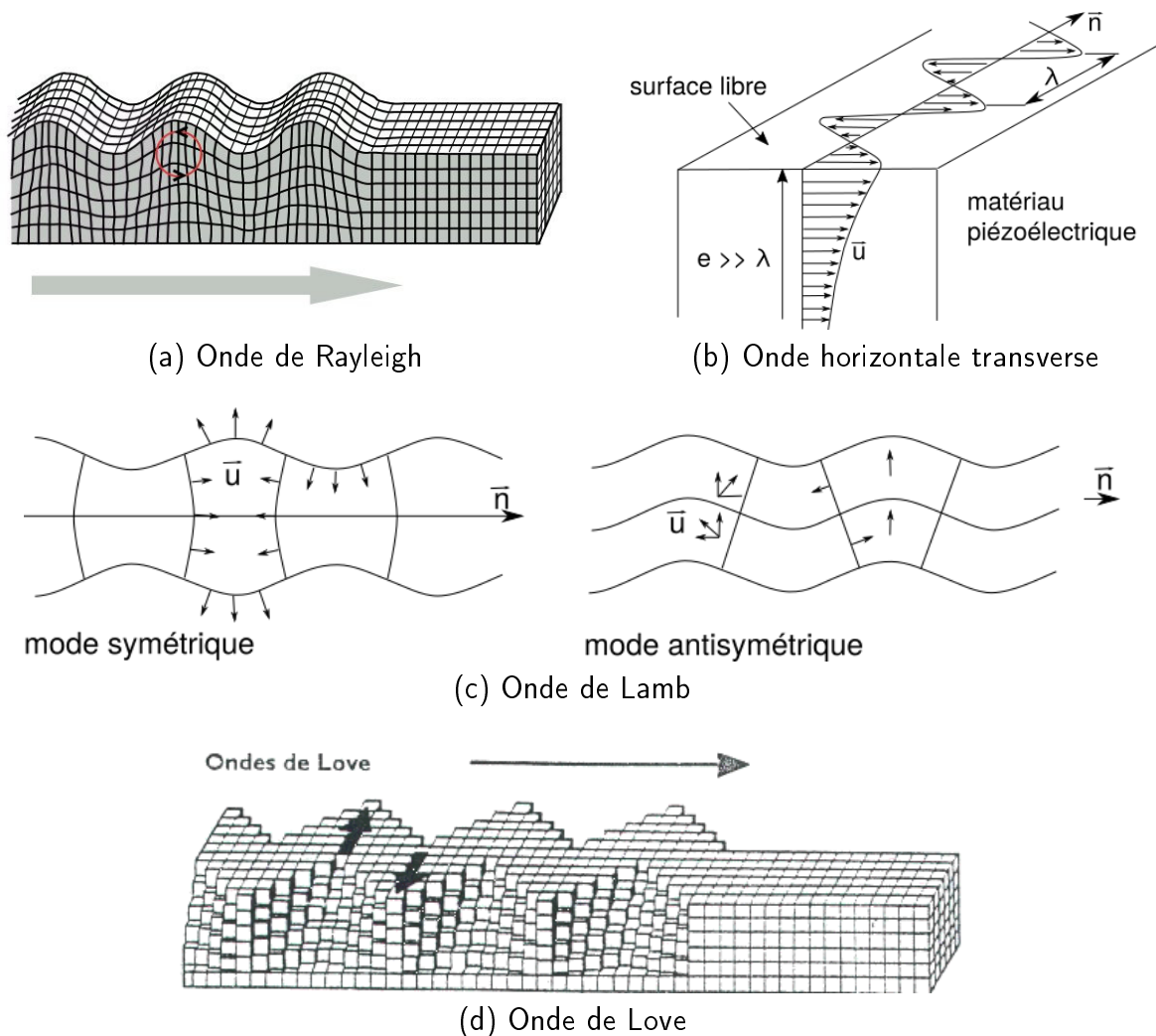


FIGURE 2.1 – Différentes polarisations d’ondes de surface [10]

L’anisotropie des matériaux utilisés pour les applications RF, la difficulté de rendre compte des phénomènes de propagation ainsi que la complexité géométrique de la structure dans ces milieux linéaires potentiellement stratifiés rendent nécessaire l’application de méthodes numériques pour prévoir les conditions de propagation des ondes dans les structures de travail. Ces méthodes sont étudiées dans la suite de ce mémoire.

Pour l’heure, les matériaux utilisés par `frec|n|sys` conduisent à l’exploitation des ondes de Rayleigh pour les applications capteurs. Cependant de nouvelles contraintes des marchés (en termes de fréquences à atteindre ou de largeur des fonctions de filtrage par exemple) nécessitent de diversifier les structures proposées et de mettre à profit, par exemple, des ondes de cisaillement. Ces ondes existent à l’état naturel (l’exemple des séismes a été abordé) mais il est également possible de forcer leur apparition en imposant la génération et le guidage de ces ondes grâce à des structures adaptées à cette fin. Les paragraphes suivants exposent les mécanismes à l’origine de la création de ces ondes.

2.1.2 La piézoélectricité

Lorsqu’il est soumis à des efforts extérieurs, un solide tend à se déformer. Si, lorsque ledit effort cesse de s’appliquer sur la structure le solide reprend sa forme initiale, sa déformation relève du régime élastique. Le même type de définition peut être donné pour d’autres classes de

matériaux. Par exemple, un solide est dit pyroélectrique si, sous l'influence de la température il génère un champ électrique. De même, la piézoélectricité décrit la capacité d'un corps à se déformer sous l'action d'un champ électrique (effet inverse) et réciproquement (effet direct : le matériau se polarise sous l'effet d'une contrainte). Autrement dit, cette notion traduit la faculté d'un corps à convertir de l'énergie mécanique en énergie électrique et inversement. Cette disposition de certains matériaux a été mise en évidence pour la première fois par les frères Curie en 1880 et a été largement exploitée depuis.

La piézoélectricité ne peut apparaître que dans des cristaux dépourvus de centre de symétrie de leur structure (cristaux non centrosymétriques). En effet, la polarisation ionique du cristal est à l'origine de la piézoélectricité. En l'absence de contraintes ou de champ électrique appliqués sur le cristal, les barycentres de charges sont confondus et l'équilibre électrostatique est respecté (figure 2.2a). En revanche, lorsqu'une contrainte est appliquée sur la structure selon un axe cristallographique approprié, l'équilibre est rompu. Pour le rétablir, des charges apparaissent aux frontières du cristal (figure 2.2b). C'est l'effet piézoélectrique direct. L'effet inverse est dû quant à lui à l'apparition de forces de Coulomb sur la distribution de charges suite à l'application d'un champ électrique sur le matériau piézoélectrique. L'existence de ces forces conduit à la déformation du matériau (figure 2.2c).

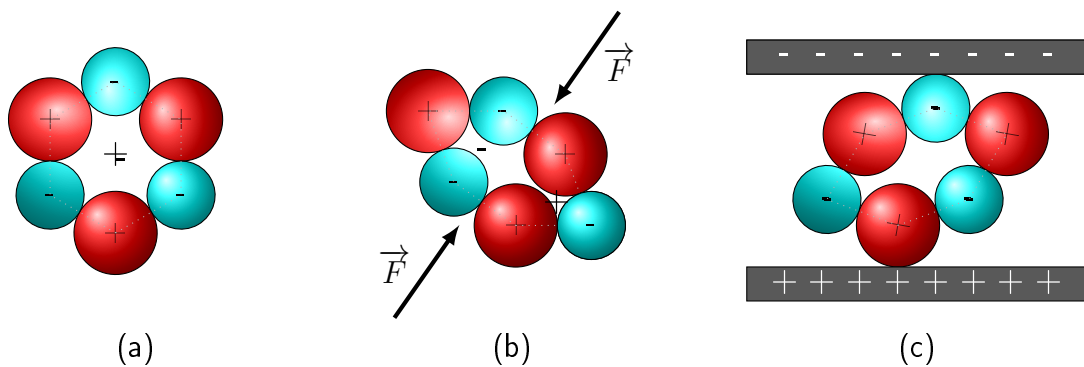


FIGURE 2.2 – Mise en évidence de la piézoélectricité dans les cristaux - (a) au repos le barycentre de charges sont confondus, (b) la compression du solide rompt l'équilibre électrostatique, (c) l'application d'une différence de potentiel conduit à la déformation du solide pour maintenir l'équilibre des charges

En raison de l'anisotropie des matériaux polycristallins, leurs propriétés (élastiques, piézoélectriques, pyroélectriques) ainsi que des grandeurs comme la permittivité du matériau s'expriment sous forme de tenseurs. Ces tenseurs ont pour rôle de relier plusieurs grandeurs physiques, comme par exemple un champ électrique \vec{E} qui créerait une polarisation \vec{P} dans une autre direction que ce champ \vec{E} . Les tenseurs sont repérés en fonction de leur rang :

- les tenseurs de rang 0, qui regroupent les scalaires comme la température T ;
- les tenseurs de rang 1 représentent une grandeur vectorielle (une force T_α , un champ électrique E_i) ;
- les tenseurs de rang 2 correspondent quant-à eux à des grandeurs plus complexes : des déformations, des contraintes, la permittivité du matériau ;
- les tenseurs de rang 3 expriment des grandeurs comme la piézoélectricité e_{ijk} ;
- les tenseurs de rang 4 qui caractérisent notamment l'élasticité des matériaux c_{ijkl} .

32 classes de symétries ponctuelles ont été référencées dont 20 autorisent la piézoélectricité. Selon la classe de symétrie du cristal, des simplifications dans ces tenseurs existent réduisant de

ce fait le nombre de constantes indépendantes. Les équations constitutives de la piézoélectricité sont détaillées dans de nombreux ouvrages et en particulier dans le livre *Elastic Waves in Solid* de MM. Royer et Dieulesaint [10] :

$$\begin{cases} S_{jk} &= s_{jklm}^E T_{lm} + d_{ijk} E_i \\ D_i &= d_{ijk} T_{jk} + \varepsilon_{ij}^T E_j \end{cases} \quad (2.1)$$

avec T_{ij} et S_{ij} les composantes des tenseurs des contraintes et des déformations respectivement ; E_i et D_i les champs électrique et de déplacement. Les constantes élastiques c_{jklm} (ou $s_{jklm} = c_{jklm}^{-1}$, les composantes du tenseur de souplesse), et piézoélectriques d_{ijk} se déduisent des équations de la thermodynamique ; ε_{ij} est la permittivité du milieu. Les exposants E et T indiquent respectivement que les constantes sont calculées à champs électrique constant et à contrainte constante. La notation de Voigt, décrite dans en référence [10], permet d'écrire les tenseurs des équations (2.1) sous leur forme réduite. En effet, un couple non ordonné d'indices (i, j) ne prend que six valeurs distinctes, numérotées de 1 à 6 de la manière suivante :

$$\begin{aligned} (11) &\longleftrightarrow 1 & (22) &\longleftrightarrow 2 & (33) &\longleftrightarrow 3 \\ (23) = (32) &\longleftrightarrow 4 & (31) = (13) &\longleftrightarrow 5 & (12) = (21) &\longleftrightarrow 6 \end{aligned} \quad (2.2)$$

L'équation (2.1) peut alors s'écrire à l'aide des indices α et β :

$$\boxed{\begin{cases} S_\alpha &= s_{\alpha\beta}^E T_\beta + d_{i\alpha} E_i \\ D_i &= d_{i\alpha} T_\alpha + \varepsilon_{ij}^T E_j \end{cases}} \quad (2.3)$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha &\longleftrightarrow (ij) & \beta &\longleftrightarrow (kl) \\ d_{i\alpha} &= d_{ijk} s_{i\alpha} \leq 3 \text{ ou } : d_{i\alpha} = 2d_{ijk} s_{i\alpha} > 3 \\ s_{\alpha\beta} &= 2^p s_{ijkl} \text{ avec } p \text{ le nombre d'indices } \geq 3 \end{aligned} \quad (2.4)$$

Le système d'équations (2.3) définit physiquement et mathématiquement la piézoélectricité. Ainsi, il s'avère l'un des piliers des logiciels d'analyse numérique du comportement des dispositifs SAW. Les équations (2.3) traduisent en effet la capacité d'un cristal à se déformer sous l'effet de l'application d'un champ électrique (et réciproquement) en fonction de ses constantes de rigidité, de ses coefficients piézoélectriques et de sa permittivité. Ce premier prérequis étant rappelé, nous nous intéressons maintenant aux dispositifs SAW en eux-mêmes.

2.1.3 Lien entre piézoélectricité et ondes de surface

L'utilisation d'un solide piézoélectrique est un moyen connu de l'homme de l'art pour générer des ondes de surface (notamment des ondes de Rayleigh). En effet, il s'agit d'exploiter à la fois des propriétés électriques liées à la piézoélectricité et les propriétés mécaniques propres à tout matériau élastique.

L'idée consiste alors à créer un guide d'ondes plan (qui génère l'onde et la confine dans une direction privilégiée) grâce au dépôt d'électrodes métalliques sur un substrat piézoélectrique (figure 2.3). L'application d'une différence de potentiel entre les électrodes du haut (indiquées +) et les électrodes du bas (notées -) est à l'origine de phénomènes de compression et de dilatation

à la surface du solide. L'application d'une tension harmonique due au potentiel des électrodes provoque la déformation du substrat. Si la fréquence de l'excitation vaut $f_r = \frac{v}{\lambda}$ (avec v la vitesse de propagation de l'onde à la surface du substrat et λ sa longueur d'onde caractéristique, liée à la géométrie des électrodes) alors les vibrations de la structure s'ajoutent de manière constructive et le système travaille à sa fréquence de synchronisme. Dans la configuration de la figure 2.3, $f_r = \frac{v_r}{2p}$ puisque la longueur d'onde est égale à $2p$ (alternance d'électrodes reliées aux points chaud et au point froid). Une onde, propagative ou stationnaire selon la configuration du dispositif est ainsi créée.

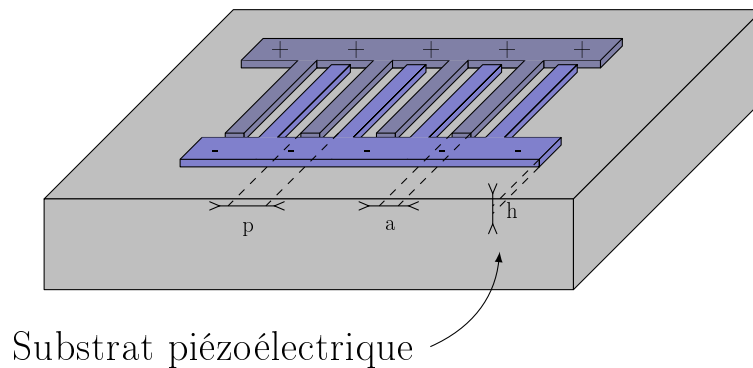


FIGURE 2.3 – Principe de génération d'une onde de surface

Le nombre d'électrodes déposées, le nombre de ports électriques et d'autres paramètres physiques et géométriques conduisent à des réponses fréquentielles de ces structures propres à leurs paramètres de conception, permettant ainsi d'obtenir aussi bien des figures de mérite¹ adéquates pour le filtrage fréquentiel que pour la réalisation de résonateurs pour des applications "sources de fréquence" ou "capteurs".

2.2 Caractérisation d'un dispositif à ondes élastiques de surface

Les dispositifs SAW sont caractérisés au travers de deux familles de paramètres :

- leur réponse fréquentielle
- leur géométrie

Par conséquent, les définitions inhérentes à la conception des dispositifs SAW ainsi que les figures de mérite attendues et nécessaires à leur entière détermination sont détaillées. Ensuite une liste des principales structures rencontrées associées à leurs points forts et leurs faiblesses est dressée.

2.2.1 Caractérisation de la réponse d'un dispositif à ondes élastiques

Tout d'abord, il est nécessaire de rappeler le vocabulaire attaché à la caractérisation des dispositifs à ondes de surface :

Spécifications : elles correspondent à l'ensemble des caractéristiques requises par le cahier des charges. Elles s'expriment le plus souvent à partir des grandeurs de la matrice de diffraction ;

1. Grandeurs caractéristiques du comportement du dispositif

Matrice de diffraction $[S]$: elle exprime les relations en amplitude et en phase entre les ondes sortantes et entrantes d'un dispositif donné. La figure 2.4 permet de se représenter la relation entre les différentes grandeurs. La matrice de diffraction $[S]$ s'exprime ainsi :

$$\begin{pmatrix} s_g \\ s_d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_g \\ e_d \end{pmatrix} = [S] \begin{pmatrix} e_g \\ e_d \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

$[S]$ peut également être définie en fonction des grandeurs électriques du système (courant et tension, ce qui donne lieu à des relations entre l'admittance du système et la matrice de diffraction notamment). On parle alors de matrice mixte, couplant électricité et élasticité. Les relations entre ces différentes grandeurs sont explicitées plus en détail au chapitre 3 ;

Fonctions de réflexion : ce sont les termes s_{11} et s_{22} de la matrice $[S]$

Fonction de transfert ou de transmission : il s'agit du terme s_{12} (ou s_{21}) de la matrice de diffraction $[S]$

Impédance Z : elle traduit la capacité du dispositif à s'opposer au passage du courant. Comme Z varie avec la fréquence, l'impédance en entrée et/ou en sortie du filtre est précisée à la fréquence de travail pour un fonctionnement optimal du système. L'adaptation d'impédance du système est en effet primordiale puisqu'elle constitue le lien entre le SAW et le milieu extérieur ;

Fréquence de travail f_t **ou fréquence centrale** f_c : elle correspond au centre de la bande passante du système. Elle est définie comme la fréquence médiane entre deux fréquences à un niveau de transmission donné (par exemple -1 dB ou -3dB). Dans le cas d'un résonateur, f_t correspond à la fréquence de résonance f_r de la structure ;

Bande passante : c'est la zone de transmission maximale du dispositif. Elle est définie entre deux fréquences à des niveaux de transmission donnés (par exemple -1 ou -3 dB par rapport aux pertes minimales). De même, la **bande de rejet** du dispositif est définie comme zone de transmission minimale du dispositif (et donc, de réflexion maximale) ;

Bandes de transition : c'est la distance entre deux fréquences à des niveaux de transmission donnés d'un même côté de la bande passante. Par exemple, l'écart fréquentiel entre le dernier point à $s_{12} = -40\text{dB}$ et le premier point à $s_{12} = -3\text{dB}$ à gauche de la bande passante renseigne sur la pente du flanc du filtre, et donc, sur sa sélectivité ;

Pertes d'insertion (IL) : elles se rapportent au niveau maximal de transmission du filtre (niveau de pertes minimales).

Pertes à la réflexion (RL) ou notch : ce niveau de pertes est requis pour la définition de la réponse des résonateurs. Le niveau de pertes de s_{11} doit être maximal (typiquement supérieur à 15 dB)

Ondulations dans la bande (Ripples) : Les ondulations du signal dans la bande passante doivent être minimisées. Elles sont généralement inférieures au dB dynamique ;

Niveau de réjection : ce niveau de pertes peut être défini soit par rapport à une transmission totale ($s_{12} = 0\text{dB}$) soit par rapport au maximum de transmission dans la bande passante. Il correspond aux pertes minimales autorisées sur une plage de fréquence données (hors de la bande passante) ;

Temps de groupe : Il est défini par $T_g = -\frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}$ où φ est la phase du système et indique le délai du transfert d'énergie au sein du filtre. Le temps de groupe est étudié dans la bande passante ;

Facteur de qualité Q : il s'agit d'une mesure (sans unité) du taux d'amortissement d'un résonateur. Il est défini comme étant le rapport de la fréquence centrale du filtre sur sa bande passante. Plus Q est grand, plus le filtre est sélectif ;

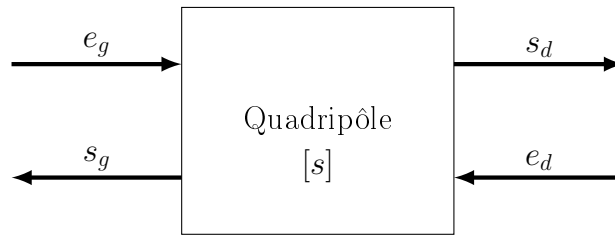


FIGURE 2.4 – Schéma d'un quadripôle et de ses ondes entrantes et sortantes. Les fonctions de transfert et de réflexion constituent les éléments de la matrice $[S]$

Les définitions ci-dessus sont généralement les points requis par les cahiers des charges et permettent de construire le gabarit du dispositif, c'est-à-dire de tracer les limites hautes et basses en transmission et en réflexion que le dispositif doit respecter (cf. figure 2.5). Pourtant, la caractérisation complète d'un dispositif SAW passe également par la connaissance des informations suivantes :

- les fréquences d'entrée f_e et de sortie f_s de bande d'arrêt des miroirs. Cet intervalle correspond à la bande fréquentielle dans laquelle les miroirs réfléchissent complètement l'énergie ;
- la largeur de bande des miroirs (qui se déduit de la connaissance de f_e et f_s et peut être mise en regard du coefficient de couplage du substrat, cf. chapitre 3) ;
- les fréquences de résonance f_r et d'antirésonance f_a des transducteurs seuls (en l'absence de réflecteurs), qui fournissent une estimation réaliste du couplage électromécanique ;
- les positions spectrales de la réponse électrique des transducteurs et de la fonction de réflexion respectivement.

De plus, afin d'intégrer au mieux le filtre ou le résonateur dans son environnement final, il est judicieux de s'intéresser :

- à l'impédance et à l'admittance du système dans la bande fréquentielle d'intérêt ;
- au tracé de son abaque de Smith autour de la fréquence de travail. Cette courbe renseigne sur le circuit électrique à connecter au dispositif SAW, connaissant son impédance à la fréquence de travail ainsi que l'impédance de l'appareil de mesure, pour un fonctionnement optimal ;
- à la géométrie de la structure (dimensions des électrodes, ouverture acoustique, taille totale du dispositif) afin d'assurer sa viabilité industrielle et également de prévoir son conditionnement final.

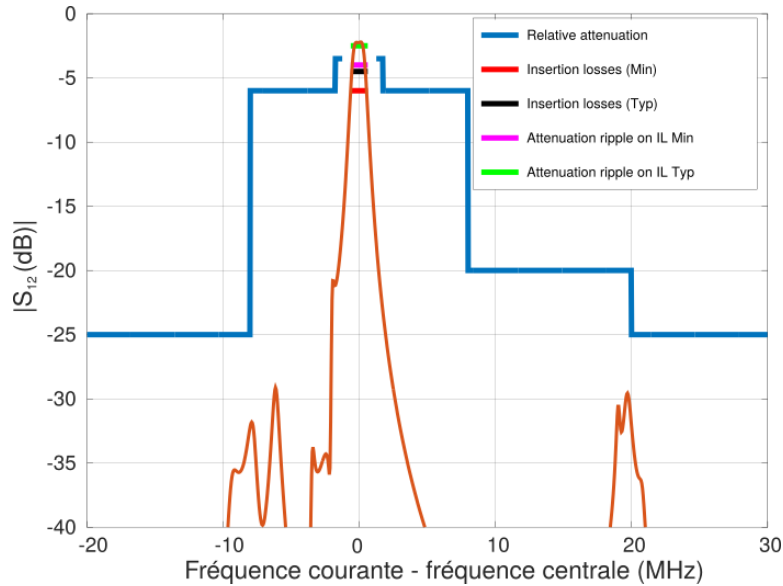


FIGURE 2.5 – Exemple d’un filtre en cours de conception et de son gabarit, qui correspond à l’objectif fixé par le cahier des charges

2.2.2 Description géométrique des dispositifs à ondes de surface usuels

Les dispositifs SAW peuvent être classés en deux grandes familles :

- les dispositifs exploitant la propagation en surface libre de l’onde, comme les lignes à retard (LAR) ;
- les structures qui utilisent une condition de résonance, comme les résonateurs simple port ou à ports multiples.

Chacune de ces catégories est ensuite divisée en sous-classes avec leur spécificités propres.

2.2.2.1 Les lignes à retard (LAR)

Les LAR dédiées à la mesure de quantités physiques comme la température ou les contraintes, exploitent l’influence de la grandeur à déterminer sur le temps de propagation ou sur la phase d’une onde en surface d’un substrat. Ces dispositifs sont également utilisés pour des applications de filtrage. Dans le standard des téléviseurs PAL, les LAR retardent les signaux et permettent ainsi d’afficher l’image en couleurs [67].

La mise en œuvre de ces dispositifs est illustrée figure 2.6. Un transducteur génère une onde qui se propage vers un réseau de réflecteurs. Le temps que met l’onde à effectuer l’aller-retour entre le transducteur et un réflecteur (temps de vol) permet de remonter à l’état effectif du capteur. En effet, cette durée (le temps de vol) est une fonction bijective de la température [68] : un développement de Taylor rend compte fidèlement du comportement de l’onde. Les réflecteurs sont au moins au nombre de deux pour permettre une mesure différentielle du temps de vol et s’affranchir ainsi de l’influence indésirable d’autres paramètres extérieurs comme l’effet de la température de l’environnement sur le système s’il s’agit de détecter une contrainte par exemple. Le temps que met l’onde réfléchi par le premier réflecteur à parcourir la distance transducteur \rightarrow réflecteur 1 \rightarrow transducteur est nommé τ_1 . Le temps que met l’onde réfléchi par le deuxième réflecteur à parcourir la distance transducteur \rightarrow réflecteur 2 \rightarrow transducteur est nommé τ_2 . La différence de temps de vol est notée $\tau_{2 \rightarrow 1} = \tau_2 - \tau_1$. L. Reindl a mis en évidence [68] que l’utilisation du temps de vol pour déterminer la température du milieu permet une précision de l’ordre de 10°C : pour une variation de 25°C , la différence de temps

de propagation $\tau_{2 \rightarrow 1}$ est de l'ordre de la nanoseconde (ns). Par conséquent, il est préférable de mesurer la différence de phase $\varphi_{2 \rightarrow 1} = 2\pi f_0 \tau_{2 \rightarrow 1}$ entre les deux ondes réfléchies. En effet, une évolution de l'ordre du dixième de ns de la différence de temps de vol (qui correspond donc à un écart de l'ordre du degré Celsius de la température) conduit à une inflexion de l'ordre 0,3 rad de la quantité $\varphi_{2 \rightarrow 1}$ en considérant une fréquence centrale $f_0 = 434\text{MHz}$ (centre de la bande ISM). De cette manière, Reindl a mis en avant une précision de l'ordre de 0,2°C de mesure de la valeur de la température [68].

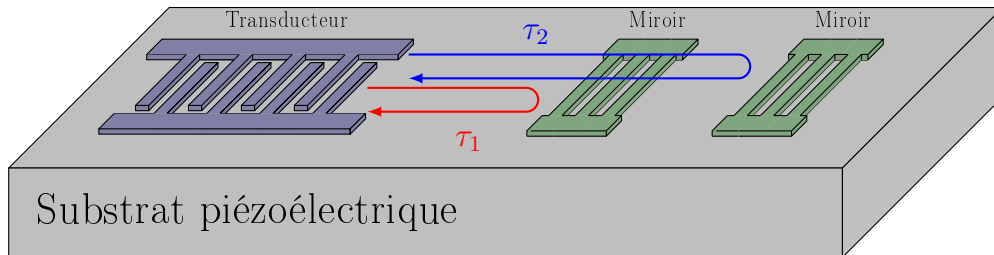


FIGURE 2.6 – Représentation schématique d'une ligne à retard à deux groupes de réflecteurs

2.2.2.2 Les résonateurs

Les résonateurs quant-à eux sont utilisés pour des applications plus diverses. Ils peuvent être exploités comme éléments stabilisants pour fixer la fréquence des oscillations ou comme capteurs. La première application nécessite de stabiliser la réponse du dispositif pour éviter toute variation de fréquence en lien avec la variation de paramètres environnementaux ; alors que dans le second cas, c'est au contraire la dépendance de la fréquence de résonance au milieu extérieur qui est recherchée.

Un résonateur SAW à simple port est schématisé en figure 2.7. Un transducteur (au centre, en violet) génère une onde à la surface du substrat piézoélectrique. Cette onde est ensuite confinée dans la cavité acoustique formée par les deux miroirs de Bragg (autour du transducteur, en vert). Transducteur et miroirs peuvent être collés l'un à l'autre, ou alors des *gaps* de propagation peuvent être insérés entre le transducteur et les réflecteurs. Ces espaces de propagation en surface libre ne sont pas forcément égaux à gauche et à droite.

Typiquement, ces structures visent à minimiser le coefficient s_{11} à la résonance ($s_{11} < -15$ dB), c'est-à-dire à annuler la réflexion à une fréquence donnée et à approcher les 0dB (réflexion totale) pour toutes les autres fréquences.

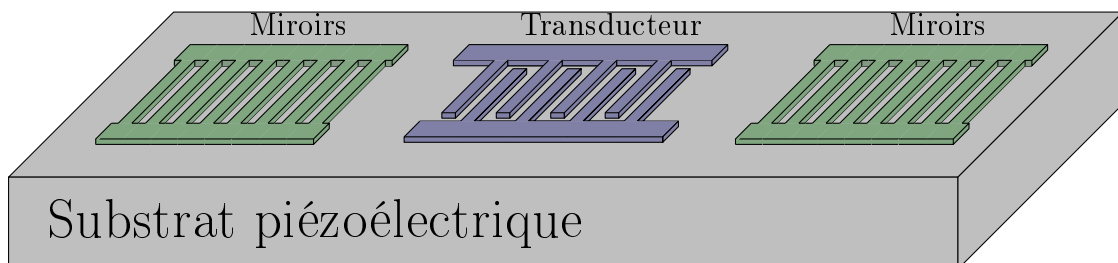


FIGURE 2.7 – Représentation schématique d'un résonateur SAW

2.2.3 Les filtres

Les filtres SAW nécessitent un traitement particulier. Si ces structures exploitent également les propriétés piézoélectriques d'un matériau support en surface duquel se propage une onde,

l'objectif est ici d'exciter la structure de telle sorte que le signal soit transmis sur une bande fréquentielle donnée. Un grand nombre de possibilités de conception s'offrent au fabricant de filtres. Le choix de l'une ou l'autre dépend principalement des spécifications à atteindre (valeur des pertes d'insertion et de réflexion, largeur de bande etc). Les filtres peuvent être classés en cinq grandes catégories :

1. les filtres classiques, représentés figure 2.8 sont composés de deux transducteurs en ligne. Le premier est réalisé en faisant varier la longueur de recouvrement entre ses électrodes. On parle alors de pondération par recouvrement ou d'apodisation. Vu du dessus, le motif réalisé par les peignes interdigités (IDT) correspond à la transformée de Fourier inverse de la réponse fréquentielle souhaitée. Par exemple, si le filtre doit adresser une fonction porte, les extrémités des électrodes dessinent un sinus cardinal $\frac{\sin(x)}{x}$. Sur le même principe, une modification de la densité de sources est appliquée au second transducteur (les changements de signe de la fonction de pondération se font en intercalant une électrode à la masse au passage à zéro [32]). On dit alors que la réponse du filtre est assurée par la convolution des réponses de ces transducteurs. Ces filtres sont recommandés pour réaliser des dispositifs à bande de transition étroite et offrent également un compromis entre ondulations dans la bande et réjection. De plus, la bande passante étant liée à l'apodisation du premier transducteur, ces dispositifs réalisent aussi bien des bandes passantes larges qu'étroites. Pourtant, le prix de cette souplesse tient à la dimension des dispositifs qui nécessitent de grands morceaux de substrat (jusqu'à 1 cm de long) et présentent des niveaux de pertes d'insertions pouvant atteindre -20 dB ;

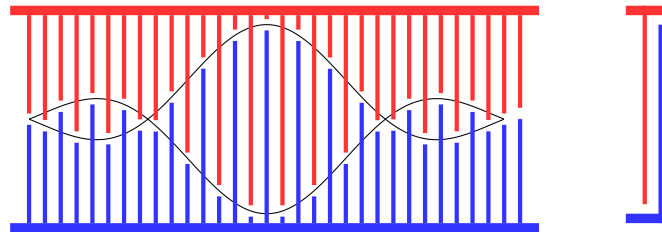


FIGURE 2.8 – Schéma d'un filtre classique

2. les filtres en éventail, ou *fan-shaped* sont indiqués pour la réalisation de filtres de bande relative de l'ordre de 5 à 20 % de la fréquence centrale. Ces filtres sont conçus *via* la mise en parallèle de "canaux" de période régulièrement croissante, ce qui donne cet aspect d'éventail au transducteur (figure 2.9). Chaque canal donne une réponse de type sinus cardinal légèrement décalée en fréquence. La mise en parallèle de ces canaux permet une sommation de leur réponse menant ainsi à la fonction rectangulaire spécifiée. La raideur des flancs est imposée par le rapport entre l'ouverture acoustique w et la largeur de bande. Ce type de filtre (le filtre *fan-shaped*) présente des pertes d'insertion qui dépendent de la largeur de bande à réaliser et de la nature du substrat (de 20 à 8 dB de pertes) et la remontée des lobes secondaires des canaux à chaque extrémité de l'ouverture nuit à la sélectivité du filtre. Ce défaut peut toutefois être amplement réduit par l'exploitation de réflexions internes dans le transducteur, sur le modèle des structures directives (DART), en vertu des principes explicités au prochain point. En revanche, pour éviter tout problème de compacité de la structure, il est préférable d'utiliser le filtre en éventail pour des fréquences en-deçà de 300 MHz [13] ;

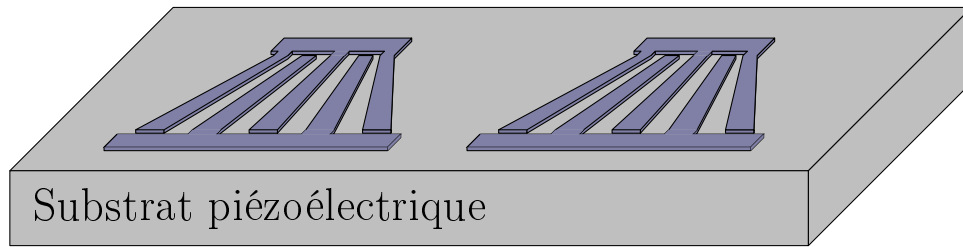


FIGURE 2.9 – Schéma d'un filtre en éventail

3. les filtres à transducteurs directifs sont également nommés filtres DART (*Distributed Acoustic Reflection Transducer*). Leur conception se fonde sur l'accentuation des phénomènes de réflexions internes dans les transducteurs. Les transducteurs, dits R-SPUDT (*Resonant Single Phase UniDirectional Transducer*), envoient de l'énergie dans une direction donnée par le jeu d'interférences constructives et destructives. Ceci a pour conséquence de diminuer les pertes en transmission et d'accroître les pertes en réflexion. La figure 2.10 propose un exemple d'architecture DART : deux R-SPUDT focalisent l'énergie vers la droite pour l'un et vers la gauche pour l'autre. Cependant, l'unidirectionnalité du transducteur nécessite des efforts de conception particuliers. En effet, il est nécessaire d'optimiser la répartition des sources et des réflecteurs dans les transducteurs. Une méthode est proposée par Hodé dans la publication [69] ;

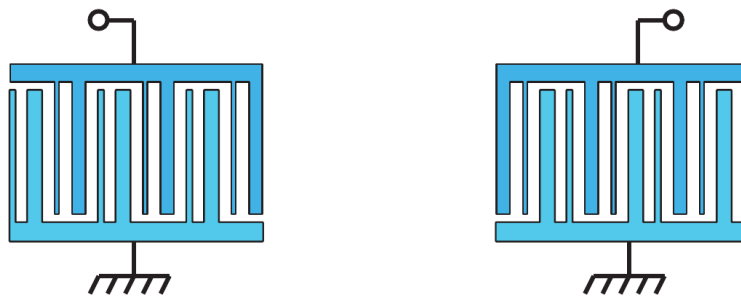


FIGURE 2.10 – Schéma d'un filtre à structure DART [32]

4. les filtres à éléments d'impédance ou filtres en échelle (SAW ladder filters) exploitent le couplage électrique de plusieurs résonateurs SAW à simple port connectés électriquement en série et en parallèle. La figure 2.11 illustre le principe de cascade des résonateurs entre eux. Le long de la ligne en pointillés se trouvent les résonateurs "série". Les lignes pleines portent les résonateurs "parallèle". Quatre types de cellules sont répertoriés et couramment utilisés (un cinquième existe, le filtre en treillis mais est beaucoup moins fréquent car il fonctionne exclusivement en mode différentiel) :

- en L inversé (figure 2.12a) ;
- en L (figure 2.12b) ;
- en π (figure 2.12c) ;
- en T (figure 2.12d) ;

Ces dispositifs, faciles à concevoir, présentent des bandes passantes de largeur relative presque exclusivement conditionnées par le couplage électromécanique. La largeur des bandes de transitions, aussi bien à gauche qu'à droite de la bande passante, dépend du coefficient de qualité des résonateurs. La bande de transition peut être inférieure à 1% de la fréquence centrale pour des coefficients de qualité dépassant les 1000 à 2.5 GHz.

De plus, la surface acoustique importante permet d'éviter toute distorsion harmonique dans la gamme de puissance généralement utilisée pour les applications SAW (de 0 à 30 dBm). Leur principal défaut tient au rejet lointain : des remontées au dessus de -40 dB surviennent dans la fonction de transfert à distance de la bande passante. De plus, si l'augmentation du nombre de cellules cascadées conduit généralement à la diminution des ondulations dans la bande passante, cette approche confronte le concepteur à un accroissement des pertes d'insertion et à une hausse de l'encombrement de la structure qui peut devenir pénalisante pour des fréquences inférieures à 450 MHz ;

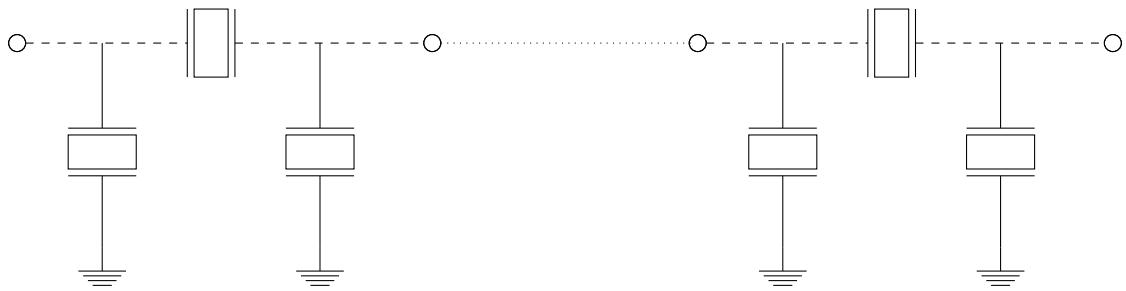


FIGURE 2.11 – Filtre en échelle

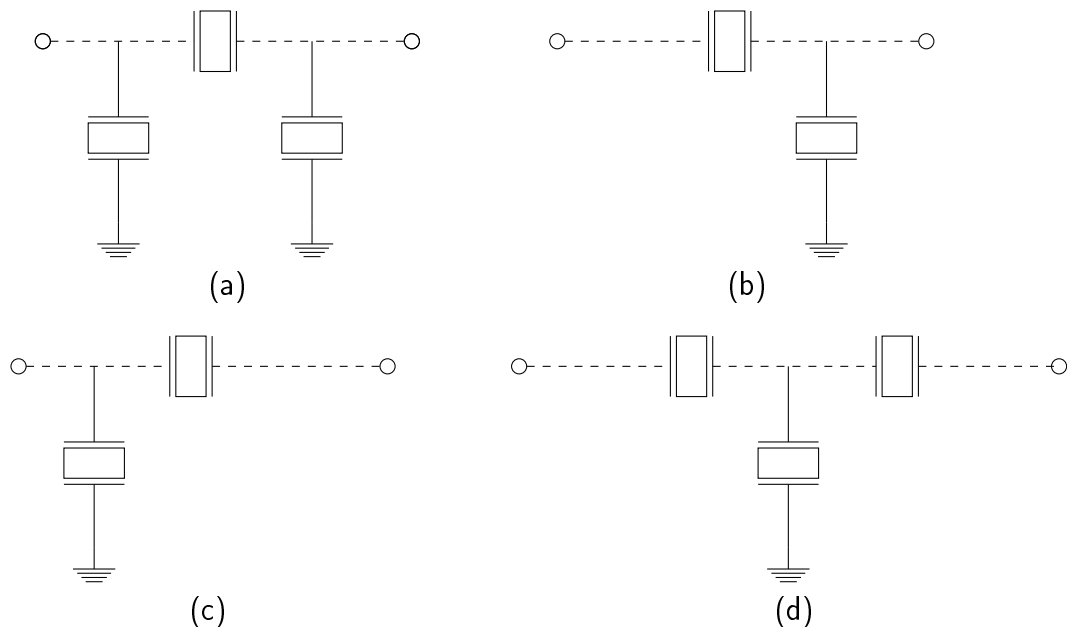


FIGURE 2.12 – Différentes cellules utilisées pour les filtres en échelle - (a) structure en π , (b) structure en L inversé, (c) structure en L, (d) structure en T

5. les filtres à résonateurs à couplage acoustique correspondent à des structures à deux ports au moins. Deux transducteurs sont disposés de manière à ce qu'ils puissent échanger de l'énergie entre eux. On obtient alors un système de résonateurs couplés acoustiquement (en opposition aux filtres en échelle qui eux, sont couplés électriquement). Ces filtres à couplage acoustique permettent d'obtenir des largeurs de bandes passantes conditionnées par l'écart entre les fréquences de résonance issues des modes générés par les transducteurs et par leur couplage. Le filtre schématisé figure 2.13 est de type LCRF (*Longitudinally coupled resonant filter*) : deux transducteurs reliés chacun à un port acoustique sont couplés acoustiquement et entourés par deux miroirs de Bragg. Le coupleur permet de gérer

l'interaction entre les deux résonateurs. Les LCRF présentent une excellente réjection à bande lointaine. Les filtres de type DMS (*Double Mode SAW*, figure 2.14) sont un autre type de filtres à couplage acoustique : deux miroirs de Bragg entourent trois groupes de peignes interdigités couplés deux à deux. Ces IDT forment deux transducteurs dont l'un, scindé en deux, entoure un second. Ces structures sont utilisées pour élargir la bande passante des structures LCRF [70].

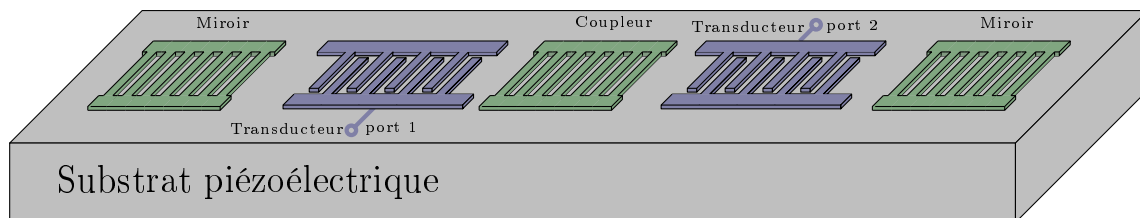


FIGURE 2.13 – Représentation schématique d'un résonateur à double ports de type LCRF

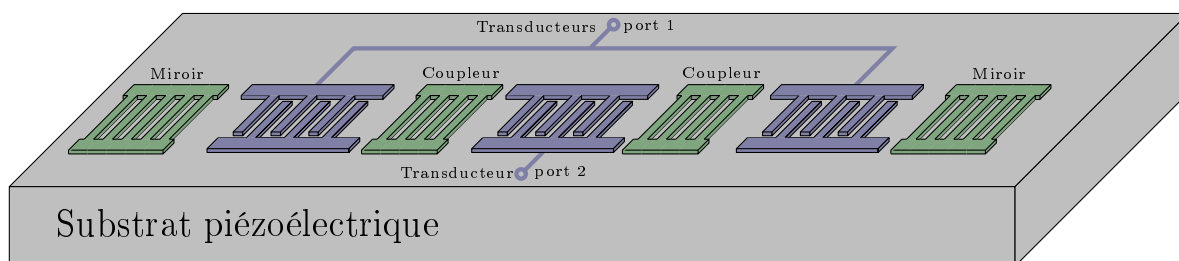


FIGURE 2.14 – Représentation schématique d'un résonateur à double ports de type DMS

2.3 Outils d'analyse des réponses électriques des composants SAW

Pour concevoir les composants SAW dédiés aux applications “filtres” et “capteurs” décrites précédemment, *frec|n|sys* et l'institut Femto-st procèdent en trois étapes. Tout d'abord, la propagation de l'onde est étudiée en surface homogène : ces développements sont décrits dans la prochaine section. Puis, les caractéristiques de propagation obtenues sont utilisées comme paramètres dans la deuxième analyse, qui permet de déterminer l'admittance harmonique d'un réseau périodique infini d'électrodes déposées sur un substrat piézoélectrique. Cette étude fait intervenir un calcul éléments finis et éléments de frontières. Ce modèle géométrique est décrit dans le paragraphe 2.3.2. Finalement, l'admittance harmonique est utilisée pour établir le comportement des structures SAW de dimensions finies. Pour ce faire les paramètres qui caractérisent le comportement de l'onde lorsqu'elle rencontre une électrode sont calculés sous forme matricielle. Nous procédons enfin à une étape de chaînage de ces matrices. Cette dernière étape fait l'objet d'un chapitre séparé puisque mes travaux de thèse ont contribué à l'amélioration de ce modèle.

2.3.1 Modèle physique des dispositifs SAW : propagation des ondes en surface homogène

La détermination de la coupe cristalline (selon la définition donnée dans l'annexe A) dépend du substrat considéré et des propriétés recherchées. Par conséquent la propagation des

ondes est analysée dans toutes les directions possibles puis l'orientation cristalline la plus favorable est sélectionnée. Des méthodes numériques sont mises en œuvre pour déterminer les caractéristiques théoriques des ondes qui se propagent dans un matériau massif ou dans un empilement de couches, tel que défini figure 2.15. L'utilisation de la permittivité effective de surface, détaillée dans les pages suivantes, permet en particulier de spécifier la nature de l'onde (onde de surface ou pseudo-onde de surface, onde de cisaillement, onde de volume) de même que son couplage électromécanique ou sa vitesse de propagation [71].

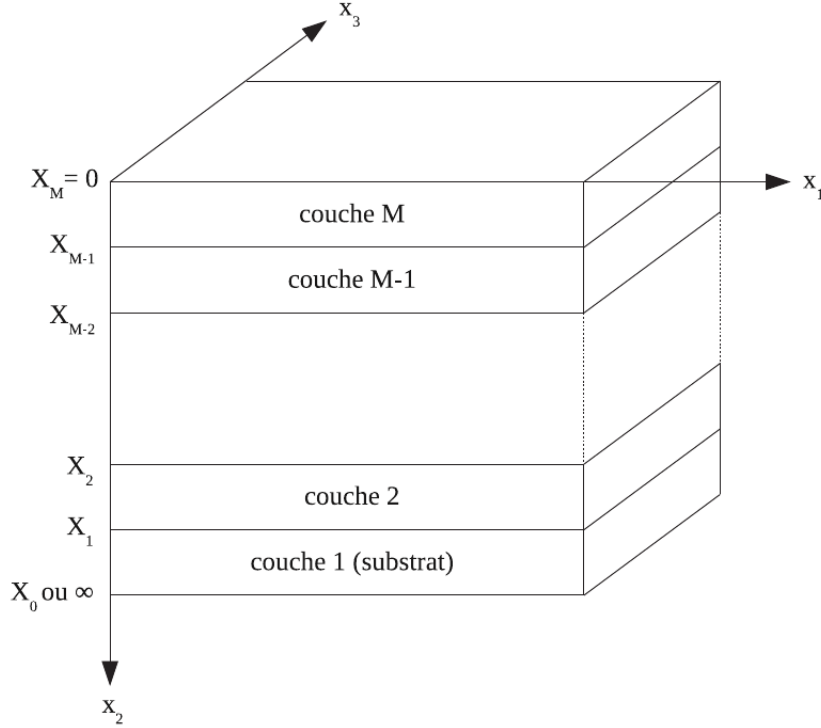


FIGURE 2.15 – Représentation d'un guide d'ondes stratifié

2.3.1.1 Étude de la propagation des ondes dans un empilement multicouches pour une direction de propagation donnée

La modélisation de la propagation des ondes dans un matériau homogène repose sur la théorie de l'élasticité linéaire étendue au cas de matériaux anisotropes et piézoélectriques. Les équations de la piézoélectricité, développées au début de ce chapitre (équations (2.3), section 2.1.2) sont à la base des développements qui suivent. L'utilisation des constantes c^E (constantes élastiques à champ électrique constant), e (constante piézoélectrique), et ε^s (constantes diélectriques à déformation constante) plutôt que les constantes s^E (module de flexibilité à champ électrique constant), d et ε^T (permittivité à contraintes constantes) permet d'accéder directement aux déplacements u_i et au potentiel électrique ϕ . Les équations de la piézoélectricité peuvent alors se mettre sous la forme :

$$\begin{cases} T_{ij} = c_{ijkl}^E \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + e_{kij} \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \\ D_i = e_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \varepsilon_{ik}^s \frac{\partial \phi}{\partial x_k} \end{cases} \quad (2.6)$$

Ces équations sont écrites dans le cadre d'une approximation électromagnétique quasi-statique. Le rapport de l'ordre de 10^5 entre les vitesses de propagation des ondes élastiques et des ondes électromagnétiques valide de cette hypothèse. Trois autres équations permettent

de définir le comportement des ondes dans le matériau piézoélectrique. Il s'agit de l'expression du champ électrique (2.7) (dans le cadre de l'approximation quasi-statique), de l'équation de propagation des ondes (2.8) qui traduit l'équilibre dynamique entre énergie cinétique et énergie potentielle (équation de Newton) et de l'équation de Poisson (2.9) :

$$E_i = \frac{\partial \phi}{\partial x_i} \quad (2.7)$$

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial D_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.9)$$

Plutôt que de résoudre ce problème par la méthode dite de Christoffel développée dans [10], les équations ci-dessus sont reformulées comme un véritable problème aux valeurs propres. Cette approche, proposée par Fahmy et Adler est décrite dans [72]. L'expression de ce problème aux valeurs propres permet d'exprimer :

- la matrice de Fahmy, construite à partir des vecteurs propres du système ;
- la matrice diagonale des valeurs propres ;
- le vecteur des amplitudes des modes partiels, qui constituent les inconnues du problème.

Le système n'est cependant pas résolu au delà de la détermination des valeurs propres et des vecteurs propres mais la connaissance des modes et des propriétés de l'onde (par exemple, pour une onde de Rayleigh) permet d'établir l'équation de propagation de l'onde *via* l'utilisation de la fonction de Green du substrat [71]. La fonction de Green traduit la réponse impulsionnelle en déplacements et potentiel à une sollicitation en contraintes et charge électrique.

Le travail reporté dans la thèse [73] décrit une méthode de calcul stable de la fonction de Green pour une configuration de substrat stratifié plan quelconque [32, 13].

Finalement, dans le processus de conception des dispositifs SAW, le coefficient G_{44} de la matrice $[G]$ (la fonction de Green) est particulièrement intéressant puisqu'il permet d'évaluer la permittivité effective de surface de la manière suivante :

$$\tilde{\varepsilon}_{eff}(|k|) = \frac{\Delta \check{D}_2}{|k| \phi} = \frac{1}{|k| \check{G}_{44}} \quad (2.10)$$

Le signe $\check{}$ traduit la représentation dans l'espace des nombres d'ondes des grandeurs ε_{eff} , ΔD_2 , ϕ et G_{44} . ΔD_2 est la densité surfacique de charges électriques.

La permittivité effective de surface a pour intérêt de permettre de visualiser l'existence des modes couplés par effet piézoélectrique et de les caractériser :

- un zéro de ε_{eff} correspond à des charges uniformément nulles sur toute l'interface ; c'est-à-dire, à une condition de circuit ouvert. On associe généralement la lenteur dite libre s_0 à ce point ;
- un pôle de permittivité (zéro du dénominateur) correspond quant-à lui à un potentiel nul sur l'ensemble de l'interface. Autrement dit, cette condition équivaut à une condition de court-circuit à l'interface. On en déduit alors la lenteur dite métallisée s_m .

La connaissance de s_0 et s_m permet également de déduire le couplage électromécanique k^2 de l'onde analysée par la formule :

$$k^2 = \frac{s_m^2 - s_0^2}{s_m^2} \quad (2.11)$$

Par ailleurs, la nature du pôle renseigne également sur le type d'onde rencontrée :

- si la permittivité effective de surface est purement réelle, alors l'onde est parfaitement guidée par la surface et ne rayonne pas dans le substrat. Il s'agit donc d'un mode de surface ;
- en revanche, si ε_{eff} est complexe, alors une partie de l'énergie de l'onde est rayonnée dans le volume du matériau. Nous avons alors affaire à une pseudo-onde de surface.

D'autres types d'ondes peuvent également être caractérisés au travers de la permittivité effective. C'est le cas notamment des ondes de cisaillement, des ondes rayonnées pas la surface, des pseudo-ondes de surface etc. La figure 2.16 représente la permittivité effective de surface du niobate de lithium en coupe (YXl)128°. On y voit un premier mode se propageant en surface métallisée à la vitesse de 3872 m/s sans pertes. Il s'agit d'un vrai mode de surface (pôle de la partie réelle de ε_{eff} et partie imaginaire nulle). Puis, dès 4030 m/s les ondes sont rayonnées de la surface vers le volume. La partie réelle n'est plus nulle mais elle reste très petite devant la valeur du pôle. Sa dynamique est donc négligeable.

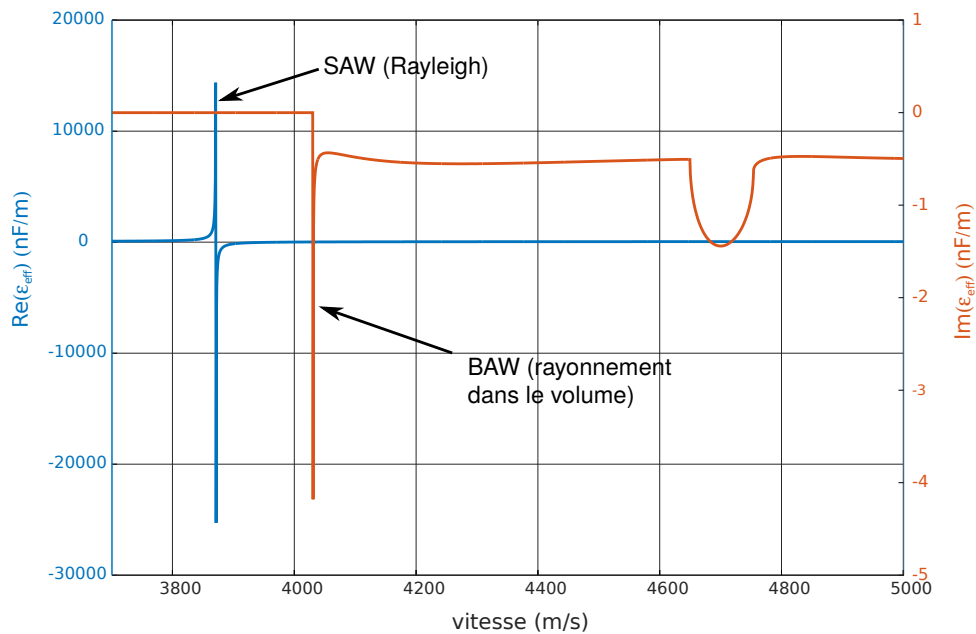


FIGURE 2.16 – Permittivité effective de surface du niobate de lithium en coupe (YXl)128°

Etant donné qu'il s'applique à toute structure multicouche, ce procédé permet de fait de déterminer le comportement d'une onde se propageant en surfaces libre ou métallisée et d'orienter ainsi le choix du concepteur sur le matériau.

2.3.1.2 Analyse des paramètres de propagation de l'onde en fonction de l'angle de coupe

L'analyse de la propagation des ondes sur un substrat multicouche suivant une direction prédéfinie permet notamment d'extraire la vitesse de phase v et le couplage électromécanique k_s^2 de l'onde de surface. Un traitement similaire permet de déterminer ces deux grandeurs pour différentes coupes cristallines du matériau et permettre de ce fait le choix d'une direction de propagation adéquate.

Pour ce faire, le calcul de v et k^2 est tout simplement conduit pour chaque angle de coupe souhaité, en tenant compte des symétries du matériau. Il en ressort des courbes similaires aux figures 2.17a et 2.17b, tracées pour le niobate de lithium.

Dans les cas du niobate de lithium cité en exemple, il en ressort que la coupe (YXl)128° permet d'obtenir une vitesse et un coefficient de couplage électromécanique maximaux, ce qui favorise la réalisation de filtres aux hautes fréquences. En revanche, pour mettre en œuvre des résonateurs, il faut privilégier l'onde de Rayleigh sur la coupe (YX)² qui offre un couplage minimum (moins de 0.25 %).

L'édition de ces courbes est donc fondamentale pour déterminer le matériau et l'orientation cristalline les plus adaptés à l'application visée.

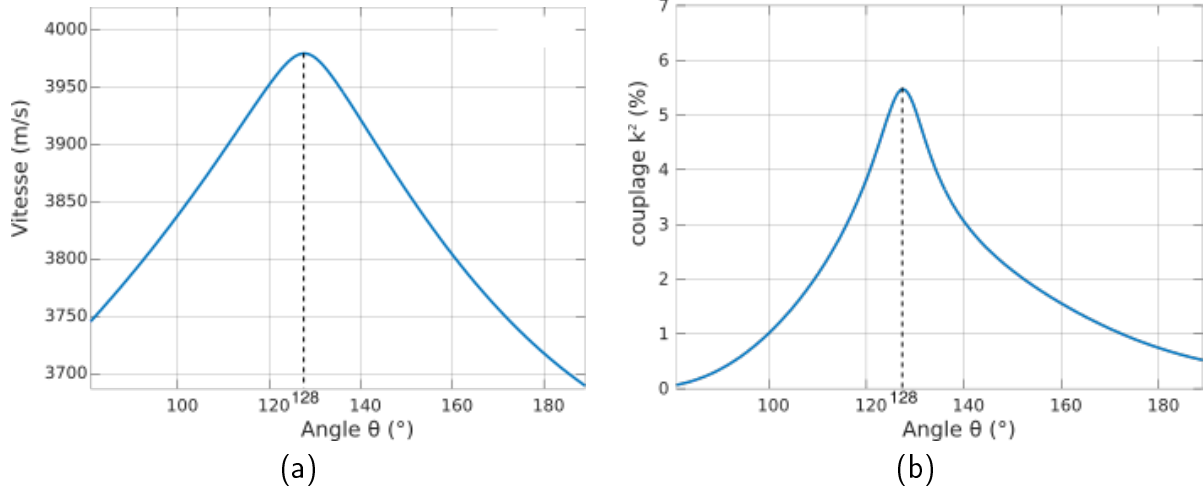


FIGURE 2.17 – Évolution des paramètres de propagation d'une onde de Rayleigh en surface du niobate de lithium pour différentes directions de propagation, (a) vitesse de propagation, (b) coefficient de couplage

2.3.2 Modèle géométrique des dispositifs SAW

Jusqu'à présent, l'analyse des ondes de surface n'a été abordée que dans le cadre d'une propagation en surface homogène. Toutefois, comme expliqué brièvement au paragraphe 2.1.3, l'excitation et la détection des SAW est rendue possible par le dépôt de peignes interdigités sur un substrat piézoélectrique. Ces électrodes constituent alors une condition aux limites hétérogène. Par conséquent, il est nécessaire de tenir compte de leurs caractéristiques mécanique et électrique afin de déterminer convenablement leur effet sur la propagation et le guidage des ondes.

Une méthode élégante et efficace pour calculer la propagation des ondes sous un réseau périodique a été mise au point grâce aux travaux de Ventura [74, 75]. Elle fait appel d'une part au concept d'admittance harmonique et d'autre part à la fonction de Green de surface pour remonter aux caractéristiques des ondes (vitesse de phase, réflexion, directivité, couplage électromécanique etc.). Elle s'appuie sur une méthode dite du moment recourant aux techniques de projection orthogonale.

Cette approche s'appuie sur le modèle géométrique de la figure 2.18 : un réseau infiniment périodique suivant la direction \vec{x}_2 est utilisé. La périodicité (mécanique) du réseau est notée p . La largeur des électrodes est repérée par a et l'épaisseur du dépôt métallique h . La longueur des électrodes dans la direction \vec{x}_3 est réputée infinie dans la direction transverse (hypothèse des déformations planes). Par ailleurs, le substrat étant considéré semi-infini suivant \vec{x}_2 , le problème peut être traité comme un problème à deux dimensions (\vec{x}_1, \vec{x}_2).

2. Cette orientation cristalline est toutefois peu exploitable à cause de la prédominance du mode de cisaillement

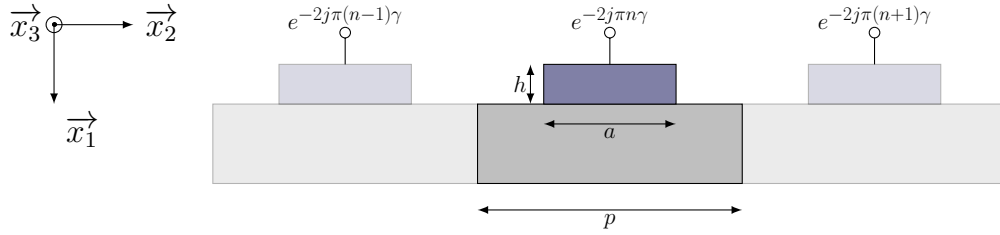


FIGURE 2.18 – Géométrie du modèle utilisé pour le calcul de l’admittance harmonique et son excitation harmonique

La périodicité du milieu de propagation réduit la complexité de la structure en permettant de ne considérer qu’une seule cellule et en appliquant le théorème de Floquet [76] aux ondes qui se propagent dans un tel système. Le problème est alors décomposé en une somme de problèmes plus simples ne faisant intervenir qu’une seule période du réseau. Ainsi, en admettant une excitation harmonique de type :

$$\phi_n = \phi_0 e^{-2j\pi n\gamma} \quad (2.12)$$

les courants évoluent dans le réseau suivant la relation :

$$I_n = I_0 e^{-2j\pi n\gamma} \quad (2.13)$$

où n est le numéro de l’électrode, $\gamma = \frac{p}{\lambda}$ le nombre d’ondes normalisé.

Le rapport $\frac{I_n}{\phi_n}$ ne dépend alors pas de la position de l’électrode dans le réseau. Ce rapport, appelé admittance harmonique et noté $\tilde{Y}(\gamma)$ détermine entièrement la réponse du système. En effet, l’admittance harmonique peut être décomposée selon une série de Fourier qui fait intervenir les admittances mutuelles entre les électrodes Y_m :

$$\tilde{Y}(\gamma) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m e^{-2j\pi m\gamma} \Leftrightarrow Y_m = \int_0^1 \tilde{Y}(\gamma) e^{2j\pi m\gamma} d\gamma \quad (2.14)$$

Les admittances mutuelles donnent accès au courant électrique total à l’intérieur du transducteur pour une excitation en tension quelconque. La forme des équations met par ailleurs en évidence le fait que la connaissance de l’admittance harmonique $\tilde{Y}(\gamma)$ permet de remonter directement à la valeur des admittances mutuelles et donc, au comportement électrique du système.

Finalement, le calcul de l’admittance harmonique est possible en combinant deux méthodes :

- l’analyse par éléments finis (FEM - *finite element method* en anglais) pour l’étude du comportement mécanique des électrodes, décrite en annexe B ;
- la mise en œuvre d’une formulation intégrale de surface sur une période pour prendre en compte le comportement électroacoustique de la structure. Cela nécessite d’utiliser le concept de fonction de Green périodique harmonique [77, 78].

Concrètement, la méthode repose sur l’utilisation de la fonction de Green de surface du substrat réduite à une période par l’application du théorème de Floquet et sur sa projection sur la base des polynômes de Tchebyshev.

Par ailleurs, l’analyse par la méthode des éléments finis du comportement élastique des électrodes de la structure permet de déterminer leur impact sur la propagation de l’onde. Ici encore les équations obtenues sont projetées sur la base des polynômes de Tchebyshev.

Finalement, les inconnues du problème ne sont pas les déplacements u_i ni les contraintes généralisées T_{2j} mais leurs projections dans cette base. Les projections des contraintes mécaniques, des déplacements mécaniques et du potentiel électrique sont alors reformulées en

fonction de la charge surfacique qui traduit l'excitation initiale en potentiel. La résolution de l'ensemble des équations du système permet de déterminer la valeur de la charge sous l'électrode et de ce fait, de l'admittance harmonique (le potentiel ϕ est connu et la charge renseigne sur l'intensité grâce à la relation $I = j\omega Q$).

2.4 Conclusion

La conception des dispositifs à ondes de surface requiert une connaissance fine des phénomènes électriques et mécaniques impliqués dans le fonctionnement de ces systèmes. Le lien entre la piézoélectricité et les ondes de surface (en général) est établi afin d'expliquer la manière dont ces ondes sont produites et exploitées pour satisfaire les besoins de l'industrie.

Un certain nombre de définitions sont utilisées quotidiennement dans le secteur des composants RF. Ces termes ont été précisés pour faciliter la lecture de ce document. De même, les structures SAW les plus fréquemment rencontrées ont été listées dans ce chapitre. Le lecteur est maintenant en possession des principales définitions utilisées pour cette thèse.

Les modèles physiques (propagation des ondes en surface homogène) et géométriques (prise en compte du schéma périodique des électrodes) ont également été explicitées. En effet, ces modèles sont à l'origine du calcul du comportement des structures SAW réelles. Par ailleurs, ils définissent le caractère de structures infinies dans la direction de propagation des ondes et sont indispensables à l'analyse numérique des résonateurs et filtres à ondes de surface.

3 | Évolution des moyens de conception des composants SAW

La connaissance du comportement d'une structure SAW périodique infinie est absolument nécessaire pour décrire le fonctionnement d'un dispositif à ondes de surface mais toutefois insuffisante. Il est en effet indispensable de prendre en compte la géométrie réelle des SAW ; c'est-à-dire la diversité des électrodes qui le composent, les zones de propagation en surfaces libre ou métallisée, les différents potentiels imposés.

Pour ce faire, la méthode dites "des matrices mixtes" est employée. Cette approche est tout d'abord décrite dans le cas le plus simple, par exemple un résonateur simple-port ou une ligne à retard ou un filtre de type LCRF. Une amélioration de l'outil de conception est ensuite proposée afin de faire cas de la portée de certains phénomènes mécaniques et électriques sur la réponse fréquentielle de la structure.

3.1 Analyse de la réponse électrique *via* les matrices mixtes

L'analyse par la méthode des matrices mixtes s'appuie sur une représentation simplifiée du couplage entre l'amplitude de l'onde de surface et la tension appliquée. Ainsi, une description des IDT, des miroirs et des différentes zones de propagation de l'onde en général est possible tout en diminuant considérablement le temps de calcul en comparaison avec une analyse numérique complète d'une même structure.

Les principales étapes de la méthode des matrices mixtes, utilisée pour la conception des filtres et résonateurs, sont décrites dans les sections qui suivent. Notons que nous restons dans l'hypothèse des déformations planes.

3.1.1 Les matrices mixtes

La description des SAW par la méthode des matrices mixtes se fonde sur la décomposition du système en cellules élémentaires. Typiquement, pour décrire les peignes interdigités, les cellules considérées correspondent à une période mécanique p du filtre. La figure 3.1 propose une représentation schématique d'un de ces éléments. Les champs acoustiques sortants S et entrants E ainsi que le courant électrique I et son potentiel associé ϕ y sont représentés. En tenant compte des relations fondamentales qui impliquent la conservation de l'énergie, la réciprocité des lois de la piézoélectricité ainsi que la conservation de la charge, la matrice mixte (*P-matrix* en anglais) traduit les interactions entre ces différentes grandeurs comme suit [13] :

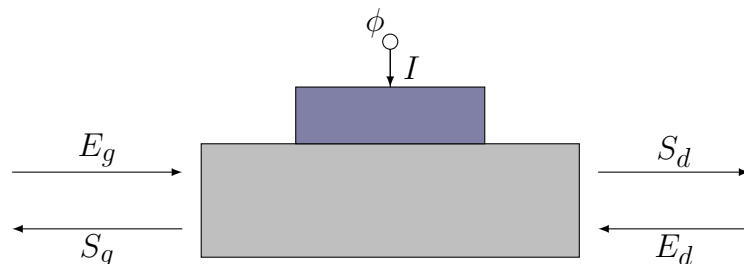


FIGURE 3.1 – Schéma d'une cellule élémentaire de matrice mixte représentée avec les champs entrants et sortants et les termes électriques associés.

$$\begin{Bmatrix} S_g \\ S_d \\ I \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} r_g & t & \alpha_g \\ t & r_d & \alpha_d \\ -\alpha_g & \alpha_d & Y \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} E_g \\ E_d \\ \phi \end{Bmatrix} \quad (3.1)$$

Dans cette équation matricielle, r_g et r_d expriment la réflexion à gauche et à droite de la cellule. t est le coefficient de transmission d'un bord à l'autre de l'élément. α_d et α_g traduisent le couplage électroacoustique de la cellule. Y , quant-à elle, est l'admittance élémentaire.

Les coefficients de la matrice mixte sont définis de la manière suivante :

$$\begin{cases} t &= \cos(\Delta)e^{-j\psi} \\ r_g &= -j \sin(\Delta)e^{-j(\psi+\psi_r)} \\ r_d &= -j \sin(\Delta)e^{-j(\psi-\psi_r)} \\ \alpha_d &= j\sqrt{G}(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} + j \sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}})e^{-j\frac{\psi+\psi_r}{2}} \\ \alpha_g &= j\sqrt{G}(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} - j \sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}})e^{-j\frac{\psi+\psi_r}{2}} \\ Y &= G + jB \end{cases} \quad (3.2)$$

Les termes des relations contenues en (3.2) se conforment aux définitions ci-dessous :

- $\sin(\Delta)$ est le module du coefficient de réflexion élémentaire sous l'électrode considérée ;
- ψ est le déphasage de l'onde à travers la cellule. Ce paramètre est supposé évoluer linéairement avec la fréquence. Ainsi, le seul paramètre indépendant de son expression est la vitesse de phase v_ϕ (ou encore sa lenteur s ou son nombre d'onde k) :

$$\psi = 2\pi \frac{fp}{v_\phi} = 2\pi fps = kp \quad (3.3)$$

- ψ_r quant-à lui exprime le déphasage entre les centres de transductions et de réflexion dans une cellule, liés aux effets mécaniques induits par l'électrode ;
- G , la conductance de rayonnement, traduit le couplage électromécanique de l'onde ;
- B est la susceptance élémentaire, elle est définie comme la transformée de Hilbert de G . C'est-à-dire :

$$B = \mathcal{H}[G] = G \frac{\sin(\psi) - \sin(\Delta)}{\cos(\Delta) - \cos(\psi)} \quad (3.4)$$

- δ représente la directivité d'émission de l'onde au sein d'une cellule.

Tous ces paramètres peuvent être calculés à partir de la permittivité effective¹ ou bien de l'admittance harmonique selon les conditions de surface considérées.

Dans la section suivante, les grandeurs t , r_g , r_d , α_d , α_g et Y sont les inconnues du système. Ces paramètres sont utilisés en l'état au paragraphe suivant (section 3.1.2) puis calculés au paragraphe 3.1.3.

3.1.2 Cascade des matrices mixtes

La contribution électroacoustique de l'onde se calcule en chaînant les cellules entre elles comme représenté figure 3.2. Ce chaînage, dont le principe est expliqué ci-après, porte également le nom de cascade de matrices mixtes [80].

1. cf. thèse de Yann Fusero [78] ou chapitre 2 de la thèse de la thèse d'Alexandre Reinhardt [79]

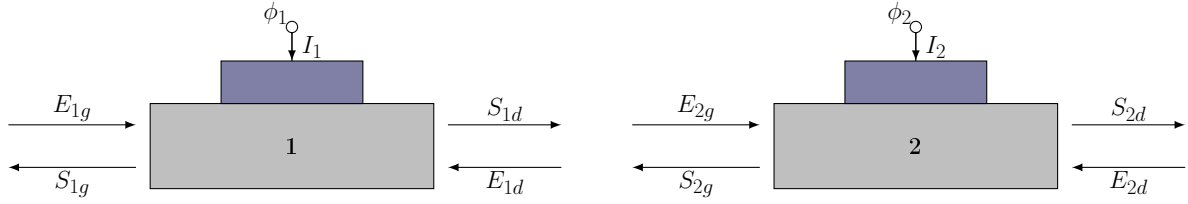


FIGURE 3.2 – Représentation de deux cellules de matrices mixtes adjacentes

Les relations associées aux cellules **1** et **2** de la figure 3.2 sont spécifiées comme suit :

$$\begin{cases} S_{1g} \\ S_{1d} \\ I_1 \end{cases} = \begin{bmatrix} r_{1g} & t_1 & \alpha_{1g} \\ t_1 & r_{1d} & \alpha_{1d} \\ -\alpha_{1g} & -\alpha_{1d} & Y_1 \end{bmatrix} \begin{cases} E_{1g} \\ E_{1d} \\ \phi_1 \end{cases} \text{ et :} \quad (3.5)$$

$$\begin{cases} S_{2g} \\ S_{2d} \\ I_2 \end{cases} = \begin{bmatrix} r_{2g} & t_2 & \alpha_{2g} \\ t_2 & r_{2d} & \alpha_{2d} \\ -\alpha_{2g} & -\alpha_{2d} & Y_2 \end{bmatrix} \begin{cases} E_{2g} \\ E_{2d} \\ \phi_2 \end{cases}$$

Le chaînage s'effectue en considérant que l'amplitude d'une onde entrant dans une cellule correspond à l'amplitude d'une onde sortant de la cellule adjacente. Ainsi, en reprenant le formalisme de l'équation (3.5) et de la figure 3.2 :

$$\begin{cases} S_{1d} = E_{2g} \\ E_{1d} = S_{2g} \end{cases} \quad (3.6)$$

Grâce aux relations (3.6), il est possible d'obtenir la matrice mixte équivalente de deux cellules adjacentes. Les relations entre les paramètres mixtes des cellules élémentaires et la matrice mixte équivalente sont données par :

$$\begin{cases} S_{1g} \\ S_{2d} \\ \{I\} \end{cases} = \begin{bmatrix} r_g & t & \{\alpha_g\}^T \\ t & r_d & \{\alpha_d\}^T \\ -\{\alpha_g\} & -\{\alpha_d\} & [Y] \end{bmatrix} \begin{cases} E_{1g} \\ E_{2d} \\ \{Y\} \end{cases} \quad (3.7)$$

avec :

$$\{I\} = \begin{cases} I_1 \\ I_2 \end{cases} \text{ et : } \{\phi\} = \begin{cases} \phi_1 \\ \phi_2 \end{cases} \quad (3.8)$$

Dans l'équation (3.7), les termes de la matrice mixte équivalente à deux cellules voisines sont donnés par les relations [54] :

$$\begin{aligned} r_g &= r_{1g} + \frac{t_1^2 r_{2g}}{\Delta_r} & , & \quad r_d = r_{2d} + \frac{r_{1d} t_2^2}{\Delta_r} \text{ avec : } \Delta_r = 1 - r_{1d} r_{2g} \\ t &= \frac{t_1 t_2}{\Delta_r} \\ \{\alpha_g\} &= \begin{cases} \alpha_{1g} + \frac{\alpha_{1d} r_{2g} t_1}{\Delta_r} \\ \frac{t_1 \alpha_{2g}}{\Delta_r} \end{cases} & , & \quad \{\alpha_d\} = \begin{cases} \frac{\alpha_{1d} t_2}{\Delta_r} \\ \alpha_{2d} + \frac{r_{1d} \alpha_{2g} t_2}{\Delta_r} \end{cases} \\ [Y_A] &= \begin{bmatrix} Y_1 - \frac{\alpha_{1d}^2 r_{2g}}{\Delta_r} & -\frac{\alpha_{1d} \alpha_{2g}}{\Delta_r} \\ -\frac{\alpha_{1d} \alpha_{2g}}{\Delta_r} & Y_2 - \frac{r_{1d} \alpha_{2g}^2}{\Delta_r} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Il est ensuite possible de renouveler ce traitement en considérant la cellule équivalente et une cellule élémentaire. Ainsi, de proche en proche l'admittance harmonique $[Y_a]$ de la structure dans son ensemble est identifiée [81].

3.1.3 Détermination des paramètres mixtes

La cascade des matrices a été détaillée dans la section précédente. Pour finaliser l'analyse, et obtenir en définitive l'admittance du système SAW, il est toutefois indispensable de préciser le calcul des coefficients de la *P-matrix* [80].

La méthode de caractérisation des paramètres de la matrice mixte diffère selon la surface de propagation considérée. Ceci est reporté dans les paragraphes qui suivent.

3.1.3.1 Paramètres mixtes et admittance harmonique

La cellule représentée figure 3.1 est en réalité plongée dans un environnement périodique infini et soumise à une excitation harmonique (figure 2.18) [82, 69]. L'admittance élémentaire de la matrice mixte n'est alors autre que la contribution des ondes électroacoustiques à l'admittance harmonique. En raison de périodicité du système, les ondes entrantes et sortantes doivent respecter les conditions suivantes :

$$\begin{cases} S_d = E_g e^{-2j\pi\gamma} \\ S_g = E_d e^{+2j\pi\gamma} \end{cases} \quad (3.10)$$

La combinaison des relations (3.2) et (3.10) permet d'exprimer tous les champs présents dans la cellule et en particulier l'intensité du courant qui circule dans l'électrode en fonction du potentiel électrique. De plus, en vertu du principe de conservation de la charge, lorsque toutes les électrodes sont mises au même potentiel (soit le nombre d'onde normalisé $\gamma \in \mathbb{Z}$) l'admittance harmonique Y_A est nulle :

$$Y_A(\gamma \in \mathbb{Z}, fp) = 0 \quad (3.11)$$

Ainsi, la formulation de l'admittance harmonique pour un nombre d'onde normalisé γ quelconque est [82, 78] :

$$Y_A(\gamma, fp) = jG \frac{\cos^2(\delta) \sin(\psi - \Delta) + \sin^2(\psi + \Delta)}{\cos(\Delta) - \cos(\psi)} \frac{1 - \cos(2\pi\gamma)}{\cos(\psi) - \cos(\Delta) \cos(\pi\gamma)} \quad (3.12)$$

Nous remarquons que le déphasage entre les centres de réflexion et de transduction ψ_r ne figure pas dans l'équation précédente : ce paramètre est représenté par δ qui rend compte de la directivité. ψ_r ne peut alors pas être déterminé en tant que tel à l'aide de l'admittance harmonique et est considéré comme nul dans la suite des développements [83].

Cette expression Y_A , de l'admittance harmonique est particulièrement intéressante puisqu'elle fait intervenir toutes les grandeurs nécessaires à la détermination des paramètres mixtes (cf. paragraphe 3.1.1). Elle est primordiale pour résoudre le problème.

3.1.3.2 Propagation d'une onde en surface homogène

Les dispositifs à ondes de surface, et notamment les filtres en éventail ou les lignes à retard, font fréquemment intervenir des zones dans lesquelles la propagation s'effectue en surface entièrement métallisée ou complètement libre. Dans ces deux cas, seule la transmission de

l'onde est considérée. Les autres grandeurs de la matrice mixte sont forcées à 0. La matrice P d'une zone de propagation homogène de longueur d , appelée *gap* s'exprime alors ainsi :

$$\begin{pmatrix} S_g \\ S_d \\ I \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & t_{gap} & 0 \\ t_{gap} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_g \\ E_d \\ \phi \end{pmatrix} \quad (3.13)$$

L'expression du coefficient de transfert t_{gap} dépend de la nature de la surface considérée (libre ou métallisée). Elle est fonction de la fréquence, de la géométrie, de la vitesse et des pertes de propagation. Ces deux dernières grandeurs constituent les paramètres à déterminer du coefficient t_{gap} . La thèse [13] rappelle que la vitesse et les pertes de propagation sont déterminées en utilisant les propriétés de la permittivité effective de surface. La lenteur est déterminée comme caractéristique du pôle de la permittivité effective de surface correspondant au mode exploité. Le couplage électromécanique de l'onde est défini comme suit :

$$\begin{cases} k_m^2 = Re \left[\frac{\Gamma_m}{\varepsilon_r} \right] & \text{pour une surface métallisée} \\ k_0^2 = Re [\Gamma_0 \varepsilon_r] & \text{pour une surface libre} \end{cases} \quad (3.14)$$

Γ_m et Γ_0 sont les forces (amplitude) du pôle, respectivement en surface métallisée et libre. Elles sont fonctions de la permittivité du matériau.

Les pertes de propagation linéiques χ (en dB/λ) sont obtenues ainsi :

$$\chi = 40\pi \left| \frac{Im [s^2]}{Re [s^2]} \right| \log_{10}(e) \quad (3.15)$$

s est la lenteur en surface libre ou métallisée, selon le cas étudié.

Par ailleurs, si l'onde considérée est peu sensible aux conditions électriques de surface, c'est-à-dire quand k_0^2 est proche de k_m^2 , alors son couplage électromécanique peut-être défini par :

$$K^2 = 2 \frac{s_m - s_0}{s_0} = 2 \frac{v_0 - v_m}{v_m} \quad (3.16)$$

L'expérience montre que cette approximation s'avère valable même pour des couplages $> 5\%$.

Le coefficient de transfert t_{gap} peut être calculé en définitive en utilisant l'équation (3.2).

3.1.3.3 Propagation sous un réseau périodique

Une onde électroacoustique est sensible aux conditions mécaniques et électriques appliquées à la structure. Ainsi, lorsque l'onde se propage sous un réseau périodique d'électrodes, les ruptures d'impédances électrique et acoustique sur les bords des électrodes provoquent la réflexion d'une partie de l'énergie transportée. Dans ce cas, si toutes les réflexions élémentaires (figure 3.3) sont en phase, l'onde est totalement réfléchi et arrêtée par le réseau. Ce phénomène, dit "phénomène de Bragg", existe sur toute une bande de fréquence appelée "bande d'arrêt" ou "bande interdite".

Deux électrodes imputées à deux cellules élémentaires consécutives de longueur unitaire p sont étudiées. La différence de chemin acoustique entre les ondes réfléchies sur la première et sur la deuxième électrode vaut $d = 2p$. La différence de phase associée s'exprime donc :

$$\Delta\psi_{12} = \frac{2\pi}{\lambda} d = \frac{4\pi p}{\lambda} \quad (3.17)$$

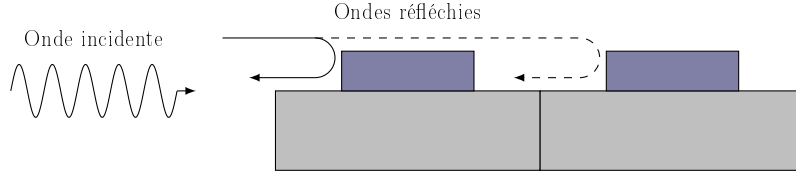


FIGURE 3.3 – Réflexion des ondes sur les électrodes

On parle d'interférences constructives quand :

$$\Delta\psi_{12} = 2n\pi \text{ avec } n \in \mathbb{N} \text{ soit : } \lambda = \frac{2p}{n}, n \in \mathbb{N} \quad (3.18)$$

Les fréquences de Bragg, qui sont spécifiées comme les centres des bandes d'arrêt, sont définies par les longueurs d'onde λ suivantes :

- $\lambda = 2p$ est le fondamental de Bragg et correspond au cas $n = 1$;
- $\lambda = p$ est le deuxième harmonique de Bragg et existe pour $n = 2$;
- ...

Grâce à cette approche, les structures qui travaillent dans ou en-dehors de la bande de Bragg sont identifiées comme suit :

- les réseaux à trois ($\gamma = 1/3$) ou quatre ($\gamma = 1/4$) électrodes par longueur d'onde présentent des fréquences de synchronisme correspondant respectivement à $3p$ et à $4p$, soit hors des bandes interdites du réseau. Les réflexions élémentaires ne sont donc pas en phase et le module $\sin(\Delta)$ est considéré nul dans le formalisme des matrices mixtes ;
- Les dispositifs à deux doigts par longueur d'onde ($\gamma = 1/2$), en revanche, présentent leur synchronisme à la fréquence de Bragg correspondant à $\lambda = 2p$ (fondamental de Bragg, soit la première bande d'arrêt du réseau). Ces structures présentent une excitation électrique alternée de type $+V/-V/+V/-V...$ et sont utilisées pour constituer des structures dispersives.

Deux cas sont abordés ici. Le premier concerne les réseaux travaillant hors condition de Bragg. C'est le cas le plus simple puisque l'annulation du $\sin(\Delta)$ conduit à la disparition du terme de directivité δ . Les deux grandeurs à déterminer sont donc uniquement la vitesse au pôle et la conductance. Le second cas correspond aux structures qui fonctionnent dans la bande d'arrêt (*i.e.* aux conditions de Bragg). Ici, les quatre paramètres v_φ , r , G et δ sont calculés. Dans les deux cas, il est nécessaire de connaître le coefficient d'atténuation χ

Paramètres de la matrice mixte hors bande d'arrêt :

Lorsque le système travaille hors de la bande d'arrêt du réseau, le coefficient de réflexion élémentaire est négligé ($\sin(\Delta) = 0$). L'expression de l'admittance harmonique Y_A est alors simplifiée puisqu'en particulier, le terme de directivité δ disparaît de l'équation (3.12). Les seuls paramètres indépendants restant sont alors la vitesse de phase lorsque les électrodes sont court-circuitées v_φ et la conductance G . L'équation est alors reformulée et développée en série de Taylor à l'ordre un. La participation de l'onde à l'admittance harmonique adopte comme cela une expression simple dans laquelle l'amplitude du pôle ne dépend plus que du couplage G et de la vitesse du mode en court-circuit v_φ .

Un algorithme dit "méthode à trois points" [84] permet ensuite d'accéder aux paramètres de la matrice mixte hors de la bande d'arrêt. La vitesse v_φ est calculée puis les grandeurs χ et G en découlent :

$$\chi(dB/\lambda) = 40\pi \left| \frac{Im(v_\varphi)}{Re(v_\varphi)} \right| \log_{10}(e) \text{ et : } G = j \frac{2\pi\tilde{F}}{v_\varphi} \quad (3.19)$$

Dans l'équation précédente, \tilde{F} est une fonction de la vitesse, du nombre d'onde normalisé et de la conductance [71].

A titre d'exemple, la figure 3.4 donne la carte d'évolution de la vitesse de phase et de la conductance selon les dimensions des électrodes pour une excitation en $\gamma = 1/3$. Ce type de graphique est exploité pour dimensionner les résonateurs à trois doigts par longueurs d'onde, tels que réalisés au chapitre 4. La carte des vitesses permet d'ajuster la géométrie des électrodes pour atteindre la fréquence de travail requise ; tandis que G est utilisée pour visualiser l'évolution du couplage de l'onde avec la métallisation ².

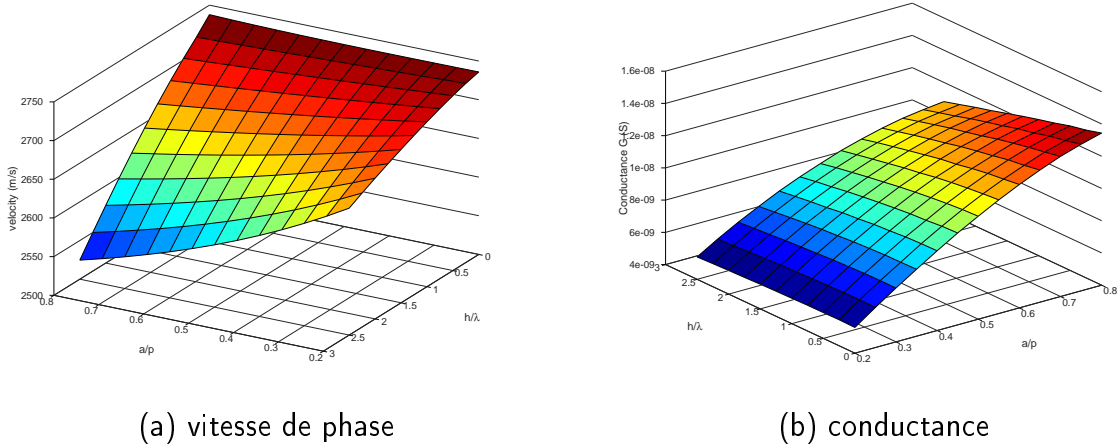


FIGURE 3.4 – Évolution des paramètres de propagation de l'onde en fonction de la géométrie des électrodes pour une excitation telle que $\gamma = 1/3$

Paramètres de la matrice mixte dans la bande d'arrêt :

Dans la bande d'arrêt du réseau, le module du coefficient de réflexion n'est plus négligé. Quatre paramètres sont maintenant à évaluer : la vitesse de phase v_φ , la conductance G , le coefficient de réflexion élémentaire Δ et le coefficient de directivité δ ; ces deux derniers paramètres ne s'éliminent plus de l'expression de l'admittance harmonique.

La méthode pour identifier ces paramètres consiste à déterminer la courbe de dispersion du système [71]. Cette fonction, qui relie le pôle γ_{cc} de l'admittance harmonique (dans l'espace des nombres d'ondes normalisés) à la fréquence, permet de visualiser rapidement la bande d'arrêt du réseau (figure 3.5). La position du pôle de l'admittance harmonique γ_{cc} dans l'espace des nombres d'onde normalisés est évaluée en utilisant l'un des deux algorithmes dédiés proposés par P. Ventura (méthode à trois points [84]) et par Y. Fusero (méthode à deux points [78]) selon la nature de l'onde.

Les paramètres de la matrice mixte sont supposés constants dans toute la plage de fréquences où l'énergie est réfléchiée par le réseau. Les grandeurs v_φ , Δ , G et $\cos(2\delta)$ sont alors définies par (où f_e et f_s sont les fréquences d'entrée et de sortie de la bande d'arrêt) :

$$\begin{aligned} v_\varphi &= (f_s + f_e)p & , & \quad \Delta = \pi \frac{f_s - f_e}{f_s + f_e} \\ G &= -j \frac{F(f_s) - F(f_e)}{\tan(\Delta)} & , & \quad \cos(2\delta) = \frac{F(f_s) - F(f_e)}{F(f_s) + F(f_e)} \end{aligned} \quad (3.20)$$

La connaissance des paramètres permet de calculer les coefficients des matrices mixtes à partir des définitions de l'équation (3.2).

². T. Pastureauud met en évidence au chapitre 3 de sa thèse la relation de proportionnalité existant entre le coefficient de couplage électromécanique et la conductance. [71]

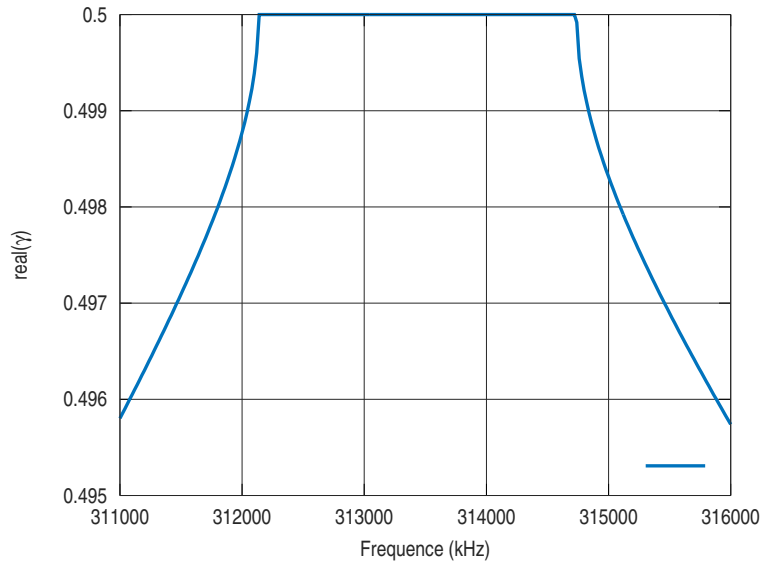
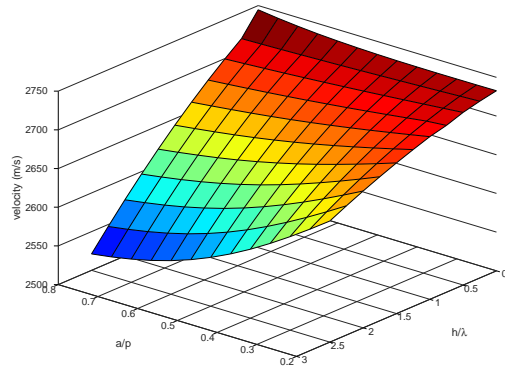
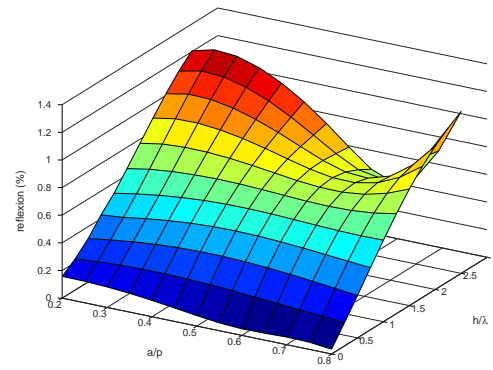


FIGURE 3.5 – Courbe de dispersion d’une structure d’électrodes périodique infinie selon la direction de propagation composée d’un substrat de Quartz 36 et d’électrodes en aluminium. Les dimensions du réseau sont $p = 5\mu m$, $a/p = 0.5$, $h/\lambda = 2\%$

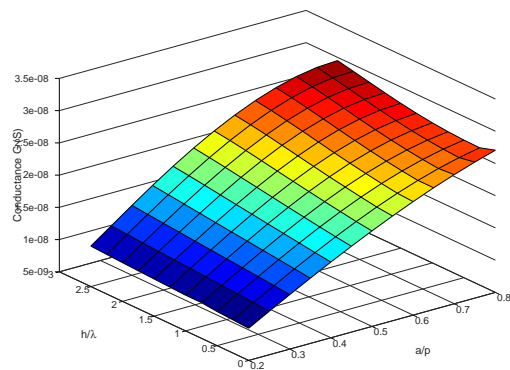
Les cartes de la figure 3.6 constituent également des aides à la conception. Elles représentent les paramètres donnés en 3.20 en fonction des dimensions des électrodes pour une structure SAW qui travaille dans la bande de Bragg de ses électrodes. Ces courbes sont particulièrement exploitées pour leur capacité à mettre en lumière des chutes du coefficient de réflexion pour certains couples de dimensions (a/p ; h/λ) ou encore le caractère directif de certaines cellules.



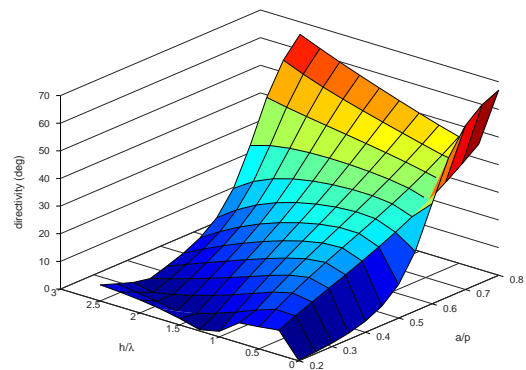
(a) vitesse de phase



(b) coefficient de réflexion



(c) conductance



(d) directivité

FIGURE 3.6 – Évolution des paramètres de propagation de l'onde en fonction de la géométrie des électrodes pour une excitation telle que $\gamma = 0.5$

3.1.4 Lien entre les différentes grandeurs d'intérêt

La cascade de matrices mixtes permet en définitive d'obtenir numériquement l'admittance électrique $[Y]$ du dispositif SAW. Cependant, son comportement peut également être défini par d'autres paramètres :

- l'impédance $[Z]$, qui est simplement l'inverse de l'admittance $[Y]$;
- la matrice de transfert électrique $[T^e]$;
- la matrice de diffraction $[S]$ qui est la plus usitée dans le domaine des radio-fréquences ;
- la matrice de transfert acoustique $[T]$.

Pour faire le lien entre ces différentes matrices, le filtre est vu comme un quadripôle (ou un dipôle si l'intérêt se porte sur un résonateur à simple-port).

Du point de vue de l'admittance, de l'impédance ou de la matrice de transfert électrique, le quadripôle est analogue à la figure 3.7a. En revanche, pour une étude du point de vue des radio-fréquences, les paramètres d'intérêt sont les ondes entrantes et sortantes : le dispositif est alors assimilable à la représentation proposée en figure 3.7b.

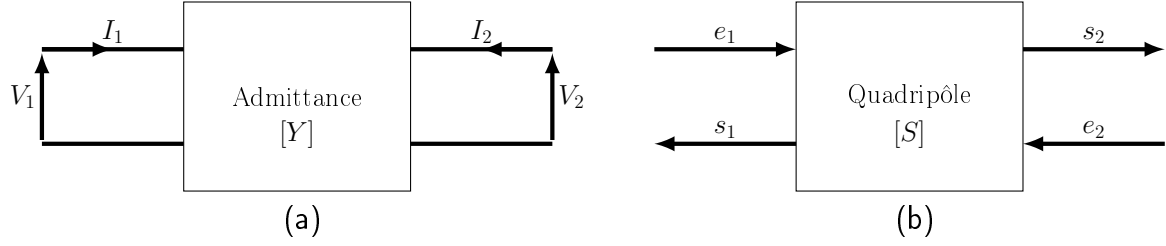


FIGURE 3.7 – Deux représentations d'un quadripôle - (a) du point de vue de son admittance $[Y]$, (b) du point de vue de son paramètre $[S]$ (matrice de diffraction)

Les matrices de la structure SAW s'expriment alors de la sorte :

— la matrice des admittances $[Y]$ est telle que :

$$\begin{Bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{Bmatrix} \quad (3.21)$$

— la matrice de diffraction $[S]$:

$$\begin{Bmatrix} s_1 \\ s_2 \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} \\ s_{21} & s_{22} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} e_1 \\ e_2 \end{Bmatrix} \quad (3.22)$$

— la matrice de transfert électrique $[T^e]$:

$$\begin{Bmatrix} V_2 \\ -I_2 \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11}^e & T_{12}^e \\ T_{21}^e & T_{22}^e \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{Bmatrix} \quad (3.23)$$

— la matrice de transfert acoustique $[T]$:

$$\begin{Bmatrix} s_1 \\ e_1 \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} e_2 \\ s_2 \end{Bmatrix} \quad (3.24)$$

Ces différentes matrices ne sont pas indépendantes. Tensions et courants peuvent être reliés aux ondes entrantes et sortantes [32] :

$$\begin{cases} s_i = \frac{V_i}{\sqrt{Z_0}} - \sqrt{Z_0} I_i \\ e_i = \frac{V_i}{\sqrt{Z_0}} + \sqrt{Z_0} I_i \end{cases} \quad (3.25)$$

avec Z_0 l'impédance de référence. En règle générale, Z_0 est prise égale à 50Ω .

De la même manière, les composantes de la matrice de transfert acoustique peuvent s'écrire en fonction des paramètres S :

$$[T] = \begin{pmatrix} \frac{s_{21}s_{12} - s_{11}s_{22}}{s_{21}} & \frac{s_{11}}{s_{21}} \\ -\frac{s_{22}}{s_{21}} & \frac{1}{s_{21}} \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

La matrice $[S]$ peut s'écrire en fonction des coefficients de $[T]$:

$$[S] = \begin{pmatrix} \frac{T_{12}}{T_{22}} & \frac{T_{11}T_{22}-T_{12}T_{21}}{T_{22}} \\ \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{21}}{T_{22}} \end{pmatrix} \quad (3.27)$$

Finalement, la matrice de transfert électrique s'exprime en fonction des termes de la matrice d'admittance :

$$[T^e] = \begin{pmatrix} -\frac{Y_{11}}{Y_{12}} & \frac{1}{Y_{12}} \\ \frac{Y_{11}Y_{22}}{Y_{12}} - Y_{21} & -\frac{Y_{22}}{Y_{12}} \end{pmatrix} \quad (3.28)$$

La connaissance des correspondances entre ces différentes matrices est particulièrement nécessaire pour procéder à des cascades de matrices (qui utilisent alors les matrices de transfert), tracer le paramètre S ou encore déterminer l'admittance ou l'impédance du système. Ces équivalences sont également utilisées pour chaîner des dispositifs à ondes élastiques entre eux (filtres en échelle), pour réaliser l'accord électrique ou pour connecter des circuits électriques externes au SAW lors des analyses numériques, comme décrit plus loin dans ce rapport, au chapitre 4.

3.2 Amélioration du modèle et mise en œuvre numérique

Le modèle standard des matrices mixtes, comme il est décrit au paragraphe précédent, s'applique pour un dispositif SAW parfait, sans pertes ni cohérence des ondes dans une direction autre que la direction de propagation de l'onde de surface.

Cette section est par conséquent dédiée à l'amélioration de la prévision du comportement des dispositifs à ondes de surface grâce à l'appréciation de divers phénomènes additionnels. Les effets adjoints aux modèles numériques visent à prendre en compte les perturbations de la réponse du système liées à la cohérence d'ondes dans la direction transverse pour certaines fréquences particulières ainsi que les pertes dans le matériau. Les pertes étudiées sont liées d'une part aux frottements du matériau sur lui-même lorsque le solide se déforme³, aux fuites de charges résiduelles dans le substrat et à la diffusion de l'onde due à la rugosité des interfaces air/matériau piézoélectrique et électrode métallique/matériau piézoélectrique.

3.2.1 Les modes transverses

L'étude des modes transverses part d'une constatation : des remontées apparaissent sur la réponse fréquentielle mesurée de certains dispositifs SAW au-delà de la bande passante. Par exemple, la réponse d'un filtre LCRF, réalisé par $\text{frec}|n|_{\text{sys}}$, dont la réponse expérimentale est reproduite sur la courbe 3.8, atteste de l'existence de perturbations dans la bande de transition supérieure du filtre. Ces irrégularités sont dues aux contributions des modes transverses. Elles résultent de résonances du champ acoustique dans la cavité formée par les bus. A certaines fréquences, les contributions dans la direction transverse s'ajoutent de manière constructive. Dans le modèle des matrices mixtes standard, ces contributions ne sont pas prises en compte. Les modes transverses ne sont, par conséquent, pas visibles sur les figures de mérite standards, obtenues numériquement.

3. Plus précisément, il s'agit de la perte de cohérence des vibrations des plans cristallins.

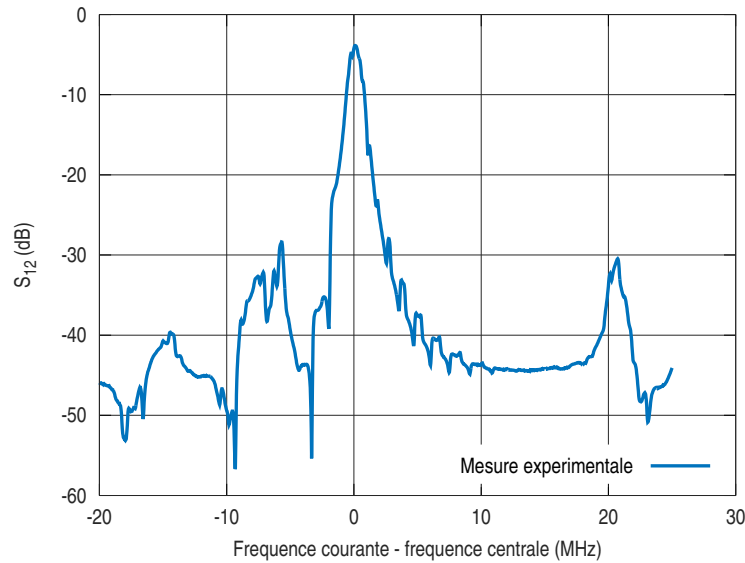


FIGURE 3.8 – Mise en avant de la présence de modes transverses sur la réponse d’un filtre SAW sur quartz (YXl)36° constitué de deux transducteurs couplés acoustiquement par un réseau d’électrodes (LCRF). Résultat expérimental

3.2.1.1 Les structures SAW, des guides d’ondes multi-éléments

Le modèle usuel des matrices mixtes ignore la présence des bus de connexion, des zones métallisées et non métallisées entre ces plots de liaison et la surface active des électrodes. Or, dans le but de mener une étude fidèle du comportement des transducteurs à ondes de surface, il est crucial de considérer la structure comme un guide d’ondes multi-éléments et de prendre ainsi en compte les différentes zones de propagation qui constituent effectivement le dispositif SAW. La figure 3.9 décrit le dispositif du point de vue du modèle standard de la matrice mixte. La figure 3.10 montre le caractère multi-éléments du guide d’ondes en détaillant les différentes régions de propagation de l’onde.

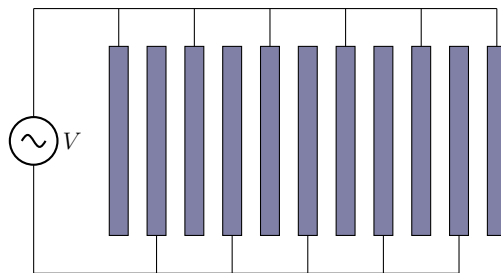


FIGURE 3.9 – Représentation d’un transducteur à ondes de surface vu sous l’angle du modèle standard des matrices mixtes : la propagation de l’onde s’effectue uniquement sous un réseau périodique

En règle générale, le dispositif SAW peut être vu comme un ensemble de $2N + 1$ régions homogènes adjacentes. La figure 3.10 montre un exemple de structure comportant sept régions. Ces zones correspondent soit à une propagation sous un réseau périodique, soit à une propagation en surface homogène (qu’elle soit libre ou métallisée). Chaque région, indiquée i , est caractérisée par un certain nombre de paramètres, à savoir :

- une vitesse de propagation dans la direction longitudinale v_i ;
- une largeur (ou ouverture) acoustique w_i ;

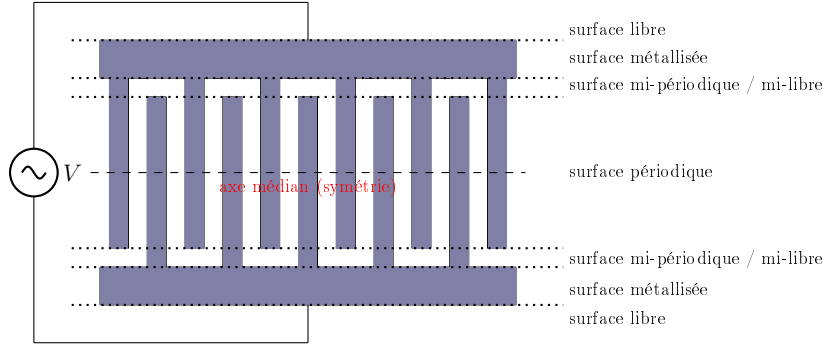


FIGURE 3.10 – Représentation d’un transducteur à ondes de surface vu sous l’angle du modèle transverse des matrices mixtes

— un coefficient qui traduit l’anisotropie du substrat γ_i .

Les première et dernière régions correspondent au milieu extérieur, dans laquelle l’onde de surface n’est plus guidée.

En pratique, les paramètres v_i et γ_i s’obtiennent en exploitant les développements décrits au chapitre 2.3. La connaissance de ces grandeurs permet de calculer le nombre d’onde k_i , associé à la région i , tel que :

$$k_i = \frac{2\pi f}{v_i} = \sqrt{k_x^2 + (1 + \gamma_i)k_{y,i}^2} \quad (3.29)$$

Dans (3.29), k_x est la composante longitudinale du vecteur d’onde \vec{k}_i . k_x est identique dans toutes les régions pour satisfaire l’isochronisme. $k_{y,i}$ est la composante transversale du nombre d’onde de la $i^{\text{ème}}$ région.

La structure du problème est simplifiée en considérant que les dispositifs SAW sont symétriques suivant l’axe \vec{x} , ce qui est presque toujours le cas en pratique. La figure 3.11 illustre le dispositif considéré avec son système d’axes.

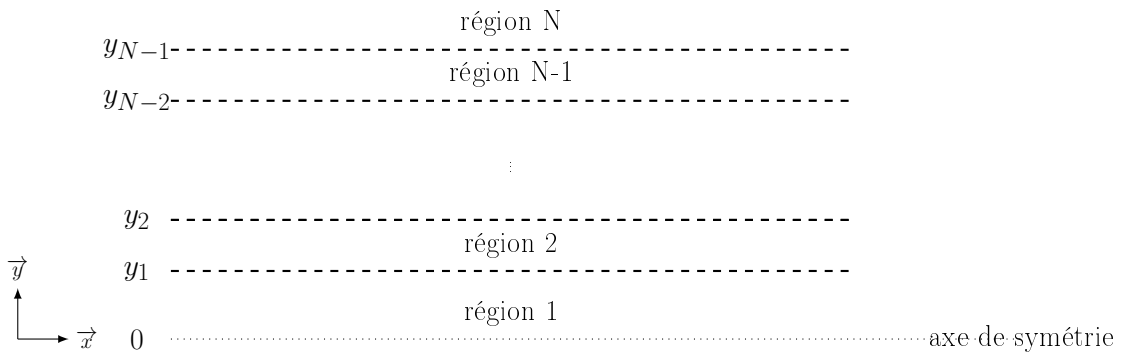


FIGURE 3.11 – Organisation générale d’un dispositif à ondes de surface vu sous l’angle du modèle tenant compte des effets transverses

L’ensemble de ces éléments constitue un guide d’ondes dans lequel nous supposons l’existence de modes qui satisfont l’équation de Helmholtz [85]. Ces modes sont représentés par leur potentiel ϕ . On a alors :

$$\Delta\phi + k_i^2\phi = 0 \quad (3.30)$$

Dans une zone de propagation i , ce champ peut s’écrire :

$$\phi(x, y) = g(y)e^{-jk_x x} \quad (3.31)$$

La fonction g traduit le module de l'amplitude du potentiel dans la direction transverse. Deux formulations de g sont possibles selon la zone de propagation considérée.

Lorsque l'onde se propage dans de la région N , c'est-à-dire, hors du dispositif en lui-même, l'onde est considérée évanescence. Alors, le potentiel électrique s'écrit :

$$g(y) = \delta e^{-b(y-y_{N-1})} \text{ pour : } y_{N-1} \leq y \quad (3.32)$$

b et δ sont des constantes associées à la résolution des équations précédentes assorties de leurs conditions aux limites. Cette formulation conditionne l'existence de modes guidés à l'intérieur de la structure à ondes de surface (flux du vecteur de Poynting sortant de la zone de guidage).

En revanche, la propagation de l'onde à l'intérieur de chaque région se traduit par l'expression suivante :

$$g(y) = \alpha_i e^{-jk_{y,i}y} + \beta_i e^{jk_{y,i}y} \quad (3.33)$$

α_i et β_i sont également des variables liées au calcul de l'équation différentielle. Par ailleurs, la relation (3.33) traduit de fait l'existence de deux composantes de l'onde harmonique : l'une se propageant suivant les y croissants, l'autre selon les y décroissants. L'amplitude du potentiel g peut également être réécrit de la sorte [86] :

$$g(y) = A_i \cos(k_{y,i}y) + B_i \sin(k_{y,i}y) \text{ avec : } y_{i-1} \leq y \leq y_i \quad (3.34)$$

Cette expression est avantageuse dans le cas d'un guide d'ondes symétrique. En effet, d'une telle configuration ne peuvent résulter dans la structure que les modes strictement symétriques ou antisymétriques.

La traduction de la continuité du déplacement et de sa dérivée entre deux zones i et $i-1$ dans la direction transverse conduit à une formulation matricielle du calcul des valeurs du déplacement et de sa dérivée d'une frontière à une autre :

$$\begin{Bmatrix} g(y_i) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(y_i) \end{Bmatrix} = [M_i] \begin{Bmatrix} g(y_{i-1}) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(y_{i-1}) \end{Bmatrix} \quad (3.35)$$

$[M_i]$, la matrice de transfert de la région i , est telle que :

$$[M_i] = \begin{bmatrix} \cos(k_{y,i}w_i) & \frac{\sin(k_{y,i}w_i)}{k_{y,i}} \\ -k_{y,i}\sin(k_{y,i}w_i) & \cos(k_{y,i}w_i) \end{bmatrix} \quad (3.36)$$

Le détail du calcul de la matrice de transfert est formulé à l'annexe C.

3.2.1.2 Recherche des modes transverses

Ce paragraphe expose la méthode de calcul des composantes longitudinales du vecteur vitesse associé aux modes transverses. Ceci revient mathématiquement à imposer des conditions aux limites sur l'amplitude g du potentiel dans la direction transverse ainsi que sur sa dérivée en $y = 0$ et en $y = y_N$. L'imposition de ces conditions aux limites conduit à la formulation d'une équation de dispersion dont la résolution permet de déterminer les vitesses $v_x^{(n)}$ associés aux n modes transverses de la structure.

L'application de l'équation (3.35) à chaque région de propagation de l'onde puis la multiplication des matrices de transfert ainsi obtenues pour les zones 0 à N permet d'exprimer la

matrice de transfert globale :

$$\begin{Bmatrix} g(y_{N-1}) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(y_{N-1}) \end{Bmatrix} = [M_{N-1}][M_{N-2}] \dots [M_2][M_1] \begin{Bmatrix} g(0) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(0) \end{Bmatrix} = [M] \begin{Bmatrix} g(0) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(0) \end{Bmatrix} \quad (3.37)$$

La condition aux limites imposée à la frontière en $y = y_{N-1}$ traduit le comportement évanescant de l'onde dans la $N^{\text{ème}}$ région. La composante transverse du nombre d'onde $k_{y,N}$ doit donc être purement imaginaire ; c'est-à-dire :

$$k_{y,N} = jb \text{ où } : b = |Im(k_{y,N})| \quad (3.38)$$

Pour assurer l'évanescence de l'onde dans le milieu extérieur, b doit être strictement positif. Ceci conduit à un nombre discret de modes transverses.

En remplaçant $k_{y,N}$ dans l'expression de g donnée en (3.32), les expressions de l'amplitude g et de sa dérivée suivant y sont physiquement acceptables dans le cas où :

$$\text{pour } : y_{N-1} \leq y, \quad \begin{Bmatrix} g(y) \\ \frac{\partial g}{\partial y}(y) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \delta e^{-b(y-y_{N-1})} \\ -b\delta e^{-b(y-y_{N-1})} \end{Bmatrix} \quad (3.39)$$

Finalement, il reste à imposer les conditions destinées à identifier les modes symétriques et antisymétriques. Pour les premiers, seules les fonctions g paires existent dans le guide d'ondes. De ce fait, cela revient à imposer que sa dérivée s'annule en $y = 0$ [86]. En reportant ces conditions dans (3.37), l'équation de dispersion des modes symétriques est instaurée :

$$M_{11}b + M_{21} = 0 \quad (3.40)$$

Quant-aux modes antisymétriques, ils subissent un traitement similaire. Ces contributions correspondent aux fonctions g impaires : c'est-à-dire pour lesquelles $g(0) = 0$. L'équation de dispersion pour des modes antisymétriques s'écrit donc :

$$M_{12}b + M_{22} = 0 \quad (3.41)$$

Dans les deux équations précédentes, les M_{ij} sont les coefficients de la matrice $[M]$. La résolution des équations de dispersion conduit à l'obtention des valeurs des composantes de vitesse $v_x^{(n)}$ pour lesquelles les modes transverses existent. Cette grandeur $v_x^{(n)}$ est associée au $n^{\text{ième}}$ mode transverse.

3.2.1.3 Calcul des potentiels associés aux modes transverses

Deux méthodes sont accessibles pour résoudre les équations de dispersion et avoir ainsi accès aux vitesses de propagation dans la direction longitudinale des modes transverses : l'utilisation des formes canoniques ou l'utilisation des matrices de transfert [13]. Cependant, seule la méthode canonique effectivement implémentée et utilisée dans les logiciels d'analyse numérique utilisés dans ce travail est présentée. Quoi qu'il en soit, les deux approches conduisent au même résultat.

Utilisation des fonctions canoniques : Cette méthode est la plus directe pour déterminer la valeur des potentiels $g^{(n)}$, associés à chaque mode n . En effet, la connaissance des solutions $v_x^{(n)}$ associées aux équations de dispersion (3.40) et (3.41) permet de recalculer les

composantes transverses $k_{y,i}^{(n)}$ qui correspondent à chaque couche du guide d'ondes. Leur substitution dans l'expression canonique du potentiel des modes conduit à l'expression finale de $k_{y,i}^{(n)}$:

$$g^{(n)}(y) = A_i \cos(k_{y,i}^{(n)} y) + B_i \sin(k_{y,i}^{(n)} y) \text{ pour : } y_{i-1} \leq y \leq y_i \quad (3.42)$$

et :

$$g^{(n)}(y) = \delta e^{-b(y-y_{N-1})} \text{ pour : } y_{N-1} \leq y \text{ où : } b = |\text{Im}(k_{y,N})| \quad (3.43)$$

dans ces expressions :

$$k_{y,i}^{(n)} = 2\pi f \sqrt{\frac{(\frac{1}{v_i})^2 - (\frac{1}{v_x^{(n)}})^2}{1 + \gamma_i}} \quad (3.44)$$

3.2.1.4 Modèle numérique pour la prise en compte des modes transverses

Les modes transverses sont désormais définis et calculés. Il faut alors intégrer leurs contributions aux méthodes d'analyse numérique. Pour ce faire, la matrice mixte élémentaire généralisée est spécifiée :

$$\begin{Bmatrix} \{S_g\} \\ \{S_d\} \\ \{I\} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [P_{11}] & [P_{12}] & [P_{13}] \\ [P_{12}] & [P_{22}] & [P_{23}] \\ [P_{13}] & [P_{23}] & [P_{33}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \{E_g\} \\ \{E_d\} \\ \{\phi\} \end{Bmatrix} \quad (3.45)$$

Les ondes entrant $\{E_g\}$ et $\{E_d\}$ et sortant $\{S_g\}$ et $\{S_d\}$ de la cellule sont maintenant représentées par des vecteurs de dimension égale au nombre de modes transverses N_m . Les vecteurs $\{I\}$ et $\{\phi\}$ représentent respectivement les courants et potentiels associés aux N_e ports électriques indépendants dans le dispositif.

Contrairement à la structure classique, la matrice mixte associée au calcul des modes transverses est composée de sous-matrices dont la taille dépend du nombre de zones considérées. Chaque sous matrice regroupe les caractéristiques associées à la région idoine.

Les sous-matrices $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$ traduisent la réflexion de l'élément considéré et $[P_{12}]$ et $[P_{21}]$ constituent ses sous-matrices de transmission. La matrice $[P_{33}]$ correspond à l'admittance de la cellule élémentaire étudiée. Finalement, les sous-matrices $[P_{13}]$, $[P_{23}]$, $[P_{31}]$ et $[P_{32}]$ correspondent aux sous-matrices de couplage électroacoustiques et acoustoélectriques de l'élément.

Afin de préciser les expressions des $[P_{ij}]$, il est nécessaire de transcrire l'excitation E de la $j^{\text{ième}}$ ouverture active sur la base des modes guidés. Cette excitation est considérée rectangulaire, uniforme dans l'ouverture des transducteurs et nulle ailleurs :

$$E(y) = \text{rect}(y, w_j) \quad (3.46)$$

avec w_j l'ouverture acoustique de la région j .

Projetée sur la base des modes transverses, E devient :

$$E(y) = \sum_{i=1}^{N_m} K_{ij} g^{(i)}(y) \text{ avec : } 1 \leq j \leq N_e \quad (3.47)$$

Dans l'équation précédente, K_{ij} représente le coefficient de pondération du mode i suivant la composante j de l'espace où est appliquée l'excitation.

J. Desbois et M. Solal ont démontré que pour des couches isotropes, les modes sont orthogonaux entre eux [86]. Cette affirmation est élargie au cas des solides anisotropes : deux modes sont orthogonaux entre eux dans les couches anisotropes du guide d'onde multiéléments. Par conséquent, il n'existe qu'une seule décomposition possible de la source d'excitation sur la base des modes transverses. Un produit scalaire permet alors de normaliser les poids :

$$K_{ij} = \frac{\int_{w_i} g_i^*(y) dy}{\int |g_i(y)|^2 dy} \quad (3.48)$$

La méthode de normalisation actuelle ne permet pas d'assurer l'exactitude du résultat, comme le lecteur peut le constater en étudiant le cas de la figure 3.2.1.5. Cependant, dans la mesure où la méthode décrite jusqu'alors permet d'obtenir un excellent accord entre la fréquence des modes transverses calculée et la fréquence mesurée, ce sont ces coefficients de pondération K_{ij} qui interviennent effectivement dans l'expression des sous-matrices électroacoustiques et acoustoélectriques. Les expressions des diverses sous-matrices de la matrice mixte élémentaire généralisée sont explicitées dans les paragraphes suivants.

Sous-matrices de réflexion par période $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$: Ces deux matrices $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$ sont de dimension $N_m \times N_m$. En supposant qu'il n'y ait pas d'interaction entre les ondes à la réflexion [86], seuls les coefficients situés sur la diagonale sont non nuls :

$$P_{11,ij} = P_{22,ij} = \begin{cases} -j \sin(\Delta) e^{-j\psi_i} & \text{si : } i = j \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.49)$$

La quantité Δ est définie à partir du coefficient de réflexion par cellule :

$$r = -j \sin(\Delta) \quad (3.50)$$

ψ_i est le déphasage de l'onde, correspondant au mode i , sur une seule période p . ψ_i est défini comme suit :

$$\psi_i = k_x^{(i)} p \quad (3.51)$$

Sous-matrices de transmission par période $[P_{12}]$ et $[P_{21}]$: Les sous-matrices de transmission sont également de taille $N_m \times N_m$. Comme dans le cas des matrices $[P_{11}]$ et $[P_{22}]$, nous supposons que les ondes n'interagissent pas entre elles. Alors seuls les coefficients diagonaux de $[P_{12}]$ et $[P_{21}]$ sont différents de zéro.

$$P_{12,ij} = P_{21,ij} = \begin{cases} \cos(\Delta) e^{-j\psi_i(1-j\alpha)} & \text{si : } i = j \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.52)$$

Dans l'expression précédente, α est un réel positif représentant l'atténuation de l'onde à travers la cellule.

Sous-matrices de couplage par période $[P_{31}]$, $[P_{32}]$, $[P_{13}]$ et $[P_{23}]$: $[P_{13}]$ et $[P_{23}]$ sont les sous-matrices électroacoustiques de la structure, de dimension $N_m \times N_e$. Leur expression fait intervenir les coefficients de pondération K_{ij} :

$$\begin{aligned} P_{13,ij} &= j \sqrt{G_a} K_{ij}^* e^{-j \frac{\psi_i + \Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j \frac{\Delta}{2}} + j \sin(\delta) e^{j \frac{\Delta}{2}}) \\ P_{32,ij} &= j \sqrt{G_a} K_{ij}^* e^{-j \frac{\psi_i + \Delta}{2}} (\cos(\delta) e^{-j \frac{\Delta}{2}} - j \sin(\delta) e^{j \frac{\Delta}{2}}) \end{aligned} \quad (3.53)$$

G_a est la conductance de rayonnement associée à la cellule.

Les matrices $[P_{31}]$ et $[P_{32}]$ correspondent quant-à elles aux matrices acoustoélectriques de la cellule. De dimension $N_e \times N_m$, ces sous-matrices s'expriment de la sorte :

$$\begin{aligned} P_{13,ij} &= -j\sqrt{G_a}K_{ij}e^{-j\frac{\psi_i+\Delta}{2}}(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} + j\sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}}) \\ P_{13,ij} &= -j\sqrt{G_a}K_{ij}e^{-j\frac{\psi_i+\Delta}{2}}(\cos(\delta)e^{-j\frac{\Delta}{2}} - j\sin(\delta)e^{j\frac{\Delta}{2}}) \end{aligned} \quad (3.54)$$

Sous-matrice d'admittance $[P_{33}]$: Associée à la cellule courante, elle est de dimension $N_e \times N_e$. Son expression est la suivante :

$$P_{33,ij} = \begin{cases} G_a + jB_a & \text{si : } i = j \\ G_a + \sum_{k=1}^{N_m} K_{ki}K_{kj}^* & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.55)$$

Une fois toutes les grandeurs $P_{\alpha\beta,ij}$ définies, la cascade s'effectue comme dans le cas classique, en multipliant les matrices de transfert entre elles.

3.2.1.5 Application à un cas pratique

Comme cela a été constaté au début de cette section, des perturbations peuvent apparaître dans le spectre des filtres ou des résonateurs à ondes de surface (figure 3.8). Le filtre de la figure 3.12 est réalisée sur Quartz (YXl)36° avec des électrodes en AlCu(2%). L'utilisation de cet alliage plutôt que l'aluminium pur vise à maximiser le Q et à augmenter la stabilité thermique du dispositif par rapport à l'aluminium pur. De plus les propriétés de l'AlCu sont plus stables dans le temps que celles de l'aluminium seul (meilleur vieillissement de la structure). Pour des raisons de confidentialité, la fréquence de travail de ce dispositif est tue. Par conséquent ses caractéristiques géométriques ne sont pas précisées. Cependant, nous pouvons tout de même indiquer qu'une telle fonction de filtrage est réalisée grâce à une structure de type DMS.

L'analyse numérique du comportement du filtre par la méthode standard des matrices mixtes ne permet pas de visualiser les effets transverses (figure 3.12), pourtant effectivement présents sur la courbe expérimentale 3.8. Les développements précédents sont donc appliqués à ce dispositif d'étude pour évaluer leur efficacité.

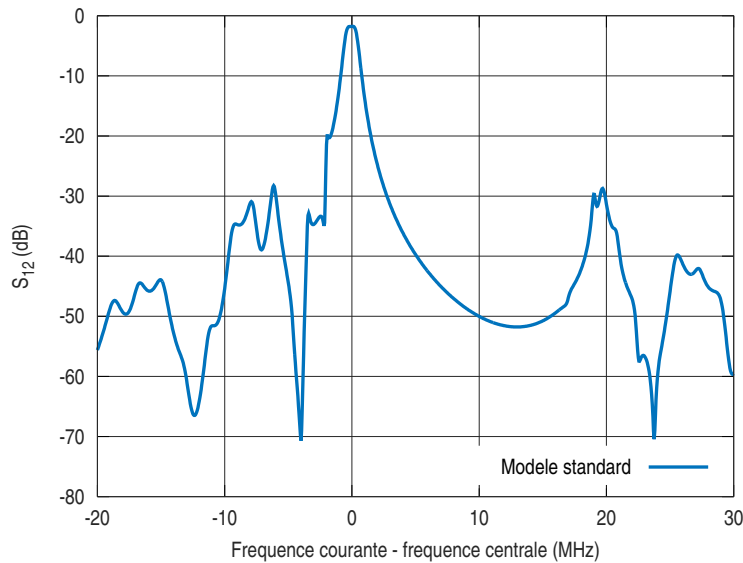


FIGURE 3.12 – Réponse fréquentielle d'un filtre DMS sur Quartz 36 calculée par la méthode standard des matrices mixtes

Le filtre considéré est maintenant décomposé en un ensemble de régions homogènes, comme décrit dans les paragraphes précédents. Rappelons que chacune de ces zones dispose des caractéristiques suivantes :

- une ouverture acoustique ;
- une vitesse de propagation dans la direction longitudinale ;
- un coefficient d'anisotropie.

Le dispositif est conçu de manière à être symétrique suivant son axe médian (cf. figure 3.9). De plus, comme l'excitation ne s'effectue que dans la zone centrale, tous les modes antisymétriques sont nuls. La connaissance des modes symétriques permet donc de décrire le comportement du système. Également, la symétrie du système permet de ne conduire le calcul que dans la moitié supérieure de la structure sans perte d'informations.

Selon le type d'électrodes considérées (réflecteurs ou transducteurs), différentes zones doivent être prises en compte :

- miroirs et coupleurs : trois régions sont à distinguer : le réseau périodique, les bus de connexion ainsi que la milieu extérieur ;
- peignes interdigités : cinq zones doivent être traitées : comme précédemment, le réseau périodique, les plots de connexion ainsi que le milieu extérieur, auxquelles il faut ajouter une zone intermédiaire de propagation en réseau mi-périodique mi-libre correspondant à la coupure des électrodes et une zone de propagation en surface périodique qui traduit cette fois-ci le retrait des peignes interdigités.

Ces caractéristiques sont déterminées à l'aide des modèles décrits plus tôt dans cette thèse.

Le tracé de la courbe de dispersion (figure 3.13) relative aux modes transverses du dispositif donné met en avant l'existence de 16 modes transverses se propageant dans la direction \vec{x} entre 3129 et 3157 $m.s^{-1}$. Le zoom (figure du bas) sur l'intervalle [3155 ; 3156] $m.s^{-1}$ permet une meilleure visualisation de la discontinuité apparaissant autour de 3155.5 $m.s^{-1}$. Au-delà de cette vitesse, les modes ne sont plus guidés exclusivement par le réseau périodique mais également par les bus.

La mise en œuvre des différentes méthodes de calcul développées (matrices mixtes standards ou bien intégrant le calcul des modes transverses) conduit aux courbes tracées en traits pointillés et en tirets de la figure 3.14. A cette courbe est superposée la mesure sous pointes du filtre (en trait plein).

Il est désormais intéressant de constater la qualité de l'accord entre la position des modes transverses calculés et des modes mesurés. Seule une différence d'amplitude entre les deux courbes est constatée sur la réponse de certains filtres, comme celui présenté dans cette section. Cependant, celle-ci a peu d'influence sur la conception des SAW puisque ce décalage n'excède pas quelques dB à la réjection (sur le paramètre S). Par ailleurs, l'origine de cet écart est connue. Elle est la cible de corrections prochaines : les coefficients de pondération K_{ij} doivent être calculés en utilisant un produit scalaire normé de façon à corriger cet écart. Or, aucune démonstration attestant de la validité des fonctions impliquées dans le calcul des K_{ij} (équation 3.48) n'a jusque là été effectuée. Cependant, les positions des modes obtenus numériquement sont en accord parfait avec la mesure.

3.2.2 Prise en compte de la viscoélasticité et des pertes diélectriques

A l'instar des modes transverses, d'autres phénomènes sont source de perturbations pour le modèle standard de la réponse du système. Considérer ces effets a été un fil rouge ces

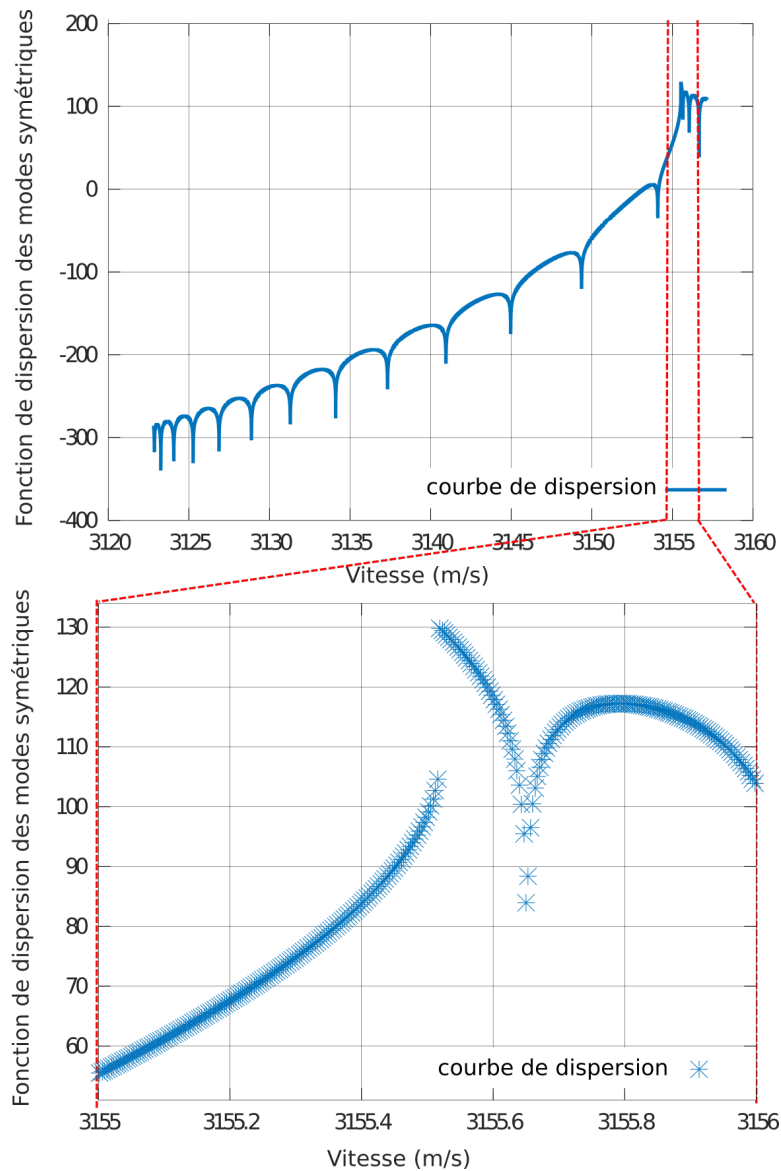


FIGURE 3.13 – Courbe de dispersion associée aux modes transverses symétriques du filtre étudié dans ce chapitre. L'axe des ordonnées est tracé en échelle logarithmique. Les zéros de la fonction marquent les vitesses de phase pour lesquelles les modes transverses peuvent s'établir

dernières décennies. A ce titre, la prise en compte de la résistance électrique due à la mesure des dispositifs, la résistivité des électrodes [87] etc. peuvent être mentionnées.

Dans la lignée de ces travaux, une étude a été effectuée afin de lever trois approximations. Ces approximations sont formulées ainsi :

1. l'onde se propage sans aucune perte à la surface du matériau ;
2. les matériaux piézoélectriques sont parfaitement diélectriques (leur conductivité σ est nulle) ;
3. la polarisation du matériau s'effectue sans pertes (la permittivité effective du matériau est réelle).

Les trois précédentes affirmations sont des hypothèses simplificatrices. En tant que telles, leur application entraîne des imprécisions lors du calcul de la réponse des dispositifs. Par conséquent un modèle de Kelvin-Voigt est utilisé pour traduire le comportement interne du matériau sous l'effet d'une contrainte ou d'une déformation. De plus, les pertes liées à la polarisation et à la

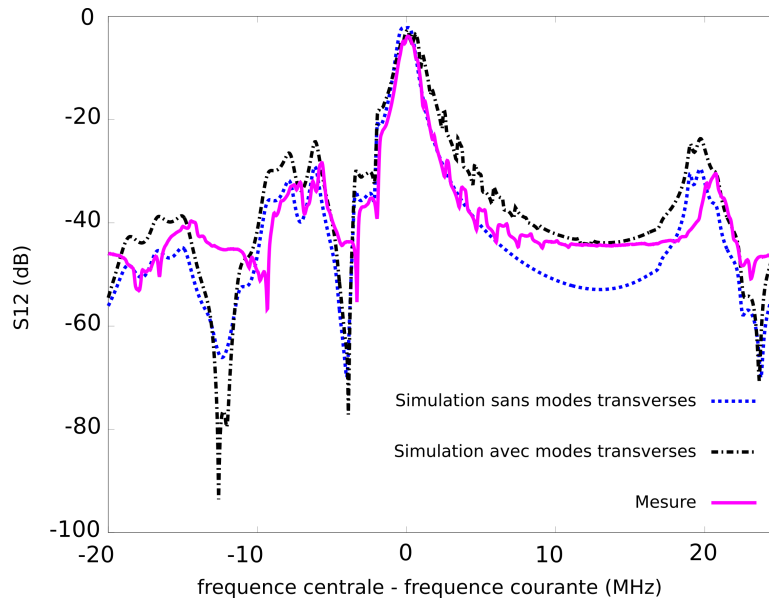


FIGURE 3.14 – Fonction de transfert du filtre SAW sur quartz calculée avec et sans prise en compte des modes transverses et superposée avec sa valeur mesurée

conductivité résiduelle dans le matériau piézoélectrique ne sont plus considérées comme nulles.

Une fois que les équations exprimant le caractère imparfait du matériau sont implémentées dans les logiciels de calcul, des analyses numériques sont conduites. Une corrélation calculs/essais fondée sur un matériau piézoélectrique bien connu, le Quartz, permet d’attester de la validité des développements.

3.2.2.1 Pertes liées à la viscoélasticité

Dans un premier temps, les phénomènes de pertes impliqués dans le comportement de la structure sont rappelés et les équations qui décrivent le comportement du système sont posées.

La propagation d’une onde élastique de surface provoque la mise en mouvement des atomes de la maille cristalline qui est alors soumise à des contraintes et des déformations dynamiques. Par conséquent, des forces additionnelles surviennent, qui sont caractéristiques des interactions structurales des atomes. Ce phénomène se manifeste par des effets de diffusion des ondes, et par conséquent, par une baisse du coefficient de qualité Q .

Le modèle d’amortissement interne de Kelvin-Voigt (schématisé figure 3.15) constitue une approximation macroscopique acceptable des frottements internes. En substance, ce modèle souligne le fait que le comportement du matériau n’est pas régi uniquement par son module d’Young ξ mais à la fois par cette constante et par un coefficient de viscoélasticité équivalent η .

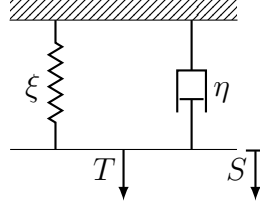


FIGURE 3.15 – Modèle de Kelvin-Voigt d’une structure vibrante pour la prise en compte de l’amortissement interne

Ce modèle est valide pour un matériau homogène, isotrope, non piézoélectrique et dont la contrainte T s’applique selon une seule direction de l’espace. La relation mathématique entre contraintes T , déformations S et taux de déformation $\dot{S} = \frac{\partial S}{\partial t}$ peut être écrite ainsi dans le domaine temporel :

$$T(t) = \xi S(t) + \eta \dot{S}(t) \quad (3.56)$$

Comme ξ et η ne dépendent pas du temps, l’utilisation de la transformée de Fourier permet de projeter aisément l’équation précédente dans le domaine spectral (avec ω , la fréquence angulaire). L’équation (3.56) devient alors :

$$\begin{aligned} \tilde{T}(\omega) &= \xi \tilde{S}(\omega) + j\omega\eta \tilde{S}(\omega) \\ &= (\xi + j\omega\eta) \tilde{S}(\omega) \\ &= c^* \tilde{S}(\omega) \end{aligned} \quad (3.57)$$

Dans cette formule, $c^* = \xi + j\omega\eta$ est la constante élastique complexe du matériau. ξ se rapporte au comportement élastique du substrat alors que le terme complexe $\omega\eta$ correspond aux pertes liées aux effets de diffusion de la structure. Ces pertes dépendent de la fréquence.

L’équation (3.57) peut être généralisée au cas de structures 3D, anisotropes :

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{ij}(\omega) &= c_{ijkl}^* \tilde{S}_{kl}(\omega) \\ &= (c_{ijkl}^{\mathbb{R}} + j\omega\eta_{ijkl}) \tilde{S}_{kl}(\omega) \end{aligned} \quad (3.58)$$

où \tilde{T}_{ij} et \tilde{S}_{kl} sont des tenseurs de rang deux ; c_{ijkl}^* , tenseur de rang quatre regroupant les constantes d’élasticité complexes, est composé d’une partie réelle : $c_{ijkl}^{\mathbb{R}}$, le tenseur des constantes élastiques, et d’une partie imaginaire : $\omega\eta_{ijkl}$, dans laquelle le tenseur de viscoélasticité η_{ijkl} est multiplié par la fréquence angulaire ω .

Les composantes du tenseur des constantes élastiques $c_{ijkl}^{\mathbb{R}}$ sont établies dans le livre indexé [10] (au chapitre 3 “Élasticité et piézoélectricité”). Le tenseur η_{ijkl} est rempli en suivant les mêmes règles que $c_{ijkl}^{\mathbb{R}}$.

Notons que les équations précédentes sont établies dans le cadre d’un solide élastique non piézoélectrique. Pour rappel, le comportement élastique et diélectrique d’un substrat piézoélectrique suit les équations suivantes :

$$\begin{cases} D_i = \varepsilon_{ij} E_j + e_{ijk} S_{jk} \\ T_{jk} = c_{jklm}^E S_{lm} - e_{ijk} E_i \end{cases} \quad i, j, k, l, m \in 1, 2, 3 \quad (3.59)$$

avec D_i le vecteur de déplacement électrique, ε_{ij} la permittivité du matériau, qui traduit sa polarisation électrique et e_{ijk} le tenseur des constantes piézoélectriques. Les constantes élastiques

sont présentes uniquement dans le premier terme de la seconde équation du système (3.59). Par conséquent, le modèle proposé pour les solides non piézoélectriques reste valable pour les substrat piézoélectriques : les pertes dues aux frottements internes peuvent être prises en compte en ajoutant une partie imaginaire, dépendant de la fréquence, aux constantes élastiques réelles. Alors, les équations de la piézoélectricité deviennent :

$$\begin{cases} D_i = \varepsilon_{ij}E_j + e_{ijk}S_{jk} \\ T_{jk} = (c_{ijkl}^{\mathbb{R}}S_{lm} - e_{ijk}E_i) + j\omega\eta_{ijkl}S_{lm} \end{cases} \quad (3.60)$$

La seconde ligne de cette dernière équation fait clairement apparaître deux termes. Le premier, entre parenthèses, représente la partie conservative de l'équation standard de la piézoélectricité (3.60). Le deuxième est un terme imaginaire, dépendant de la viscoélasticité η , qui implique des pertes dans le matériau (partie dissipative).

3.2.2.2 Pertes liées à la diélectricité des matériaux piézoélectriques

La deuxième approximation, qui consiste à considérer les matériaux piézoélectriques comme parfaitement isolants, est levée. Pour ce faire, les équations, à la fois, constitutives de la piézoélectricité et de Maxwell sont manipulées.

L'une des conséquences de la présence d'un courant électrique dans un matériau solide est l'existence d'électrons libres en mouvement sur la surface. La loi d'Ohm locale s'écrit alors :

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (3.61)$$

où \vec{J} est la densité de courant, σ est la conductivité exprimée en $S.m^{-1}$ et \vec{E} est le vecteur représentant le champ électrique.

Deux remarques peuvent être dressées :

- si le solide est conducteur, $\sigma \neq 0 S.m^{-1}$;
- si le solide est isolant (ou diélectrique), alors le courant ne peut pas circuler dans le matériau et $\sigma = 0 S.m^{-1}$. Dans ce cas, le substrat est supposé parfaitement isolant : il ne contient aucun électron libre. L'équation d'Ohm locale est réduite à : $\vec{J} = \vec{0}$.

Cependant, même dans les solides isolants, une faible quantité d'électrons peut toujours être détectée. Par conséquent, bien que faible, la conductivité σ est différente de zéro. Plus l'isolant est efficace et plus σ est faible.

Les matériaux piézoélectriques sont connus pour être de bons isolants, c'est-à-dire que leur conductivité est très faible devant 1. Jusqu'à présent, ces matériaux étaient considérés comme parfaitement diélectriques et σ était porté à 0.

Il faut alors reconsidérer l'équation de Maxwell-Ampère, qui fait le lien entre le champ magnétique \vec{H} , la densité de courant \vec{J} et l'induction électrique \vec{D} , pour prendre en compte cette conductivité σ résiduelle. Dans le cas d'un solide isolant :

$$\vec{rot}\vec{H} = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (3.62)$$

En revanche, dans le cas général :

$$\vec{rot}\vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \quad (3.63)$$

Les composantes D_i du champ \vec{D} suivent l'équation (3.59). Dans la suite des développements, \vec{E} a pour composantes E_i , ε_{ij} sont les éléments constitutants du tenseur diélectrique ε , etc.

En substituant les équations (3.59) et (3.61) dans (3.63), l'équation de Maxwell-Ampère est reformulée de la manière suivante :

$$\vec{rot}\vec{H} = \sigma\vec{E} + e\frac{\partial\vec{S}}{\partial t} + \varepsilon\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (3.64)$$

En supposant une dépendance harmonique temporelle (de type $e^{j\omega t}$), l'équation précédente peut être transposée dans le domaine de Fourier (avec \otimes le produit tensoriel) :

$$\begin{aligned} \vec{rot}\vec{H} &= \sigma\vec{E} + e \otimes j\omega\vec{S} + \varepsilon \otimes j\omega\vec{E} \\ &= \left(\frac{\sigma}{j\omega} + \varepsilon\right) \otimes j\omega\vec{E} + e \otimes j\omega\vec{S} \\ &= \varepsilon_e \times j\omega\vec{E} + e \times j\omega\vec{S} \end{aligned} \quad (3.65)$$

Après réagencement de l'équation et retour dans le domaine temporel :

$$\begin{aligned} \vec{rot}\vec{H} &= \varepsilon_e \frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + e \frac{\partial\vec{S}}{\partial t} \\ &= \frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_e\vec{E} + e\vec{S}) = \frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.66)$$

ε_e est défini de telle sorte que la première équation de la piézoélectricité s'écrive maintenant :

$$\vec{D} = \varepsilon_e\vec{E} + e\vec{S} \text{ avec : } \varepsilon_e = \varepsilon - j\frac{\sigma}{\omega} \quad (3.67)$$

Par ailleurs ε peut être décomposé en deux termes : une partie réelle ε' qui décrit la polarisation du matériau et une partie imaginaire ε'' qui traduit les pertes énergétiques liées aux mouvements des porteurs de charge. ε_e devient, par conséquent :

$$\varepsilon_e = \varepsilon' + j(\varepsilon'' - \frac{\sigma}{\omega}) \quad (3.68)$$

La partie imaginaire de la permittivité effective ε_e représente les pertes diélectriques.

Maintenant que les phénomènes de pertes ont été définis analytiquement, ils sont intégrés dans les logiciels de calcul par éléments finis et éléments de frontière. La méthode des éléments de frontière a été largement détaillée dans les publications [88] et [89]. La méthode des éléments finis et l'ajout des pertes viscoélastiques sont décrits en annexe B.

3.2.2.3 Validation du modèle

Dans le but d'éprouver la validité des développements précédents, deux cas sont considérés. Dans le premier, une structure périodique infinie est considérée. Le produit *facteur de qualité* $Q \times \text{fréquence } f$ du dispositif est comparé au produit $Q \times f$ du matériau utilisé. Ensuite, nous utilisons un filtre SAW, produit de freq|n|sys, pour appliquer le modèle. La comparaison est maintenant fondée sur les mesures expérimentales et sur les résultats des analyses numériques exécutées avec et sans prise en compte des phénomènes viscoélastiques.

Validation du modèle des pertes viscoélastiques sur une structure périodique infinie :

Nous avons mis à l'épreuve le modèle des pertes viscoélastiques développé précédemment dans ce chapitre. Les pertes diélectriques n'ont cependant pas pu être évaluées en raison du

manque d'informations actuel concernant la conductivité. La validation du modèle passe par l'étude de deux cas, mis en regard avec les connaissances actuelles des experts du domaine.

Présentation du calcul : Le comportement d'une structure périodique infinie, telle que présentée au chapitre 2.3.2, figure 2.18, dans laquelle les pertes liées aux effets de diffusion élastique sont modélisées, est analysé. Pour cela, deux calculs sont effectués :

1. dans le premier, seules les électrodes sont maillées. Le substrat piézoélectrique, grâce à sa nature semi-infinie, est spécifié grâce à une condition de rayonnement [84] ;
2. la deuxième analyse porte sur une structure similaire au cas précédent. Cette fois-ci cependant, le substrat piézoélectrique est maillé sur 50 longueurs d'onde de profondeur. Puisque l'onde se propageant dans le substrat est de type "onde de Rayleigh", cette profondeur de maillage est suffisamment importante pour contenir toute l'énergie de l'onde dans la direction \vec{z} [30]. De plus, une telle configuration fournit un système dont le comportement suivant \vec{z} est proche du dispositif avec condition de rayonnement.

La validation du modèle viscoélastique sur une structure périodique infinie est conduite en considérant un substrat de quartz en coupe (YXl)36°. Les résultats numériques reportés ci-après permettent de tirer les premières conclusions.

Validation du modèle implémenté : Le quartz a été sélectionné pour mener à bien cette étude puisque les constantes élastiques et viscoélastiques de ce matériau ($C^{\mathbb{R}}$ en 10^{11} Pa et η en Pa/MHz) sont connues [90].

$$C^{\mathbb{R}} = \begin{pmatrix} 0.8674 & 0.07 & 0.1191 & -0.1797 & 0 & 0 \\ 0.07 & 0.8674 & 0.1191 & 0.1791 & 0 & 0 \\ 0.1191 & 0.1191 & 0.01072 & 0 & 0 & 0 \\ -0.1791 & 0.1791 & 0 & 0.5794 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.1791 & 0.3987 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0.1710 \end{pmatrix} \quad (3.69)$$

$$\eta = \begin{pmatrix} 1.37 & 0.73 & 0.71 & 0.01 & 0 & 0 \\ 0.73 & 1.37 & 0.71 & -0.01 & 0 & 0 \\ 0.71 & 0.71 & 0.96 & 0 & 0 & 0 \\ 0.01 & -0.01 & 0 & 0.36 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.01 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.32 \end{pmatrix} \quad (3.70)$$

Les résultats des deux calculs sont reportés dans le tableau 3.1 et par les figures 3.16a et 3.16b sous forme de figures de mérite (produit $Q \times f$). Nous remarquons la corrélation frappante entre les deux types d'analyse : la résonance apparaît dans les deux configurations à 1.04676 GHz et l'admittance vaut 9.23163 S/m quand une considération de rayonnement est appliquée et 9.22158 S/m si le domaine est maillé. Les deux modèles disposent d'un écart relatif de 0.1% de la largeur de bande à -3 dB. Par ailleurs, le coefficient de qualité Q est calculé comme la largeur à mi-hauteur de la conductance harmonique. Dans les deux cas, Q est proche de 12200,

TABLE 3.1 – Résumé des résultats obtenus, à comparer avec les figures de mérite 3.16a et 3.16b

	<i>Avec rayonnement</i>	<i>Sans rayonnement</i>
<i>fréquence de résonance f_r (GHz)</i>	1,04676	1,04676
<i>facteur de qualité Q</i>	12249	12194
<i>$Q \times f_r$ (Hz)</i>	$1,28 \cdot 10^{13}$	$1,27 \cdot 10^{13}$

ce qui conduit à un produit $Q \times f$ d'environ 10^{13} Hz. Cette valeur de $Q \times f$ est cohérente avec le produit $Q \times f$ habituellement mesuré sur les dispositifs SAW sur Quartz [91, 92, 93].

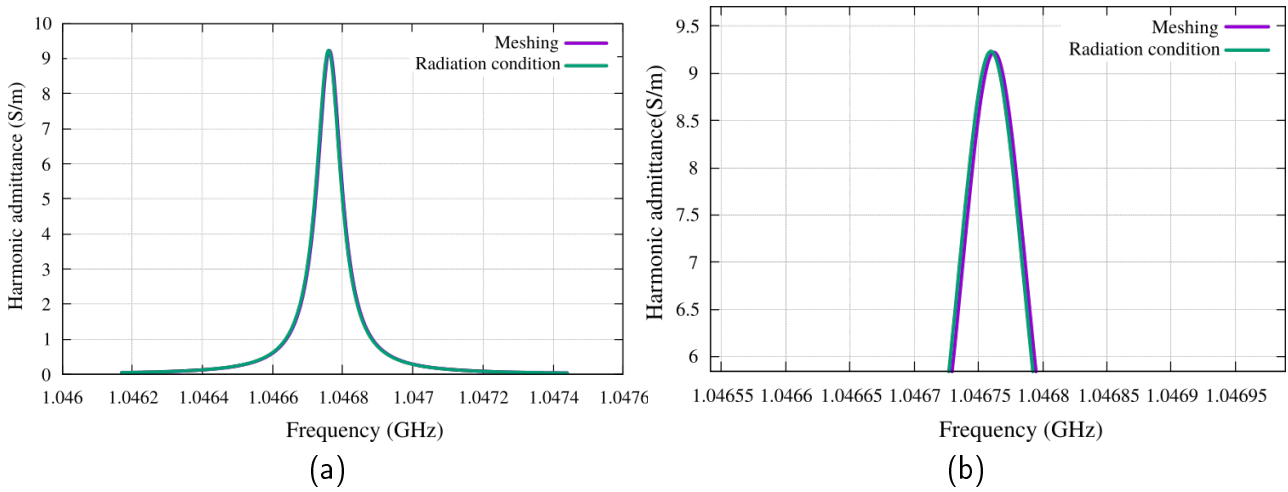


FIGURE 3.16 – (a) Admittance harmonique d'une structure périodique infinie avec prise en compte des phénomènes viscoélastiques, (b) zoom sur la résonance

Ce premier résultat, obtenu dans le cas particulier d'une structure périodique infinie sur quartz ouvre la porte à de plus profondes analyses sur les effets viscoélastiques dans les matériaux solides. En effet, comme le produit $Q \times f$ de la structure étudiée numériquement correspond au $Q \times f$ du quartz, la seconde étape de vérification peut être menée à bien. Il s'agit cette fois-ci d'étudier la corrélation entre la réponse d'un filtre SAW obtenue par simulation numérique et la réponse expérimentale de cette même structure après mise en œuvre par `frec|n|sys`.

Remarque : notons par ailleurs que l'analyse conduite avec une condition de rayonnement est bien plus rapide que dans le cas où le substrat est maillé. En effet, le maillage induit un temps de calcul de 120h alors que la condition de rayonnement réduit le temps de calcul à un peu plus d'une heure.

Application et validation - cas d'un dispositif expérimental :

Un filtre à double ports de type LCRF sur quartz est maintenant considéré. Pour des raisons de confidentialité, ses dimensions et sa fréquence de travail sont normalisées. Le comportement de la structure est analysée de deux manières différentes :

- de la manière classique, sans prise en compte des phénomènes viscoélastiques ;
- avec l'ajout de la viscoélasticité au modèle.

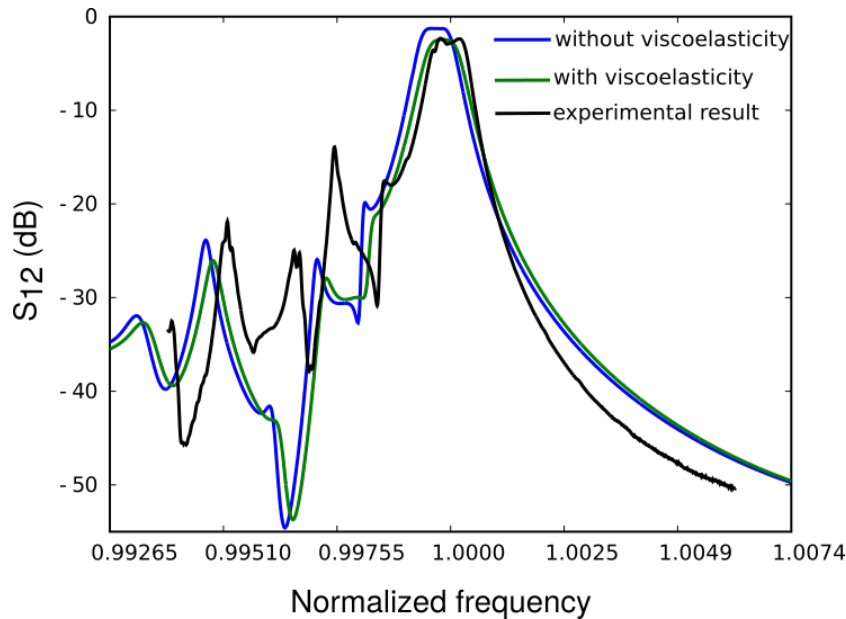


FIGURE 3.17 – Fonction de transfert mesurée du filtre SAW (courbe noire) dont la réponse fréquentielle a été en premier lieu analysée numériquement sans (en bleu) et avec (en vert) prise en compte des phénomènes viscoélastiques

Les fonctions de transfert correspondant aux deux cas d'étude (les deux analyses numériques) et la mesure sont tracées en figure 3.17. Le premier élément à remarquer est la disparité entre les réponses simulées et mesurées dans l'intervalle de fréquences normalisées $[0.9951; 0.99756]$: l'écart n'est pas dû à la qualité du modèle numérique mais aux aléas des étapes de production. Ensuite, concernant la résonance de la structure, plusieurs constats sont effectués :

- les pertes d'insertions sont légèrement sous-estimées avec l'analyse standard (sans viscoélasticité). Cependant, lorsque l'amortissement interne est ajouté au modèle, les pertes d'insertion de la réponse simulée se rapprochent des pertes du filtre réel ;
- la viscoélasticité est pour le moment surestimée (pertes d'insertion théoriques plus élevées que la mesure) et une caractérisation plus précise du matériau doit être réalisée pour améliorer les résultats numériques ;
- de plus, la fréquence centrale f_c du système est également sous estimée dans le cas standard alors que f_c et la bande passante associée sont proches de la mesure quand les pertes viscoélastiques sont prises en compte dans le modèle.

A la lumière de ces résultats, l'analyse d'un filtre SAW sur substrat de quartz a été réalisé et l'analyse numérique de son comportement avec et sans ajout d'une condition viscoélastique exhibe une fonction de transfert plus proche de la réalité quand un modèle de Kelvin-Voigt généralisé au cas anisotrope 3D est ajouté au modèle. Ainsi l'amortissement interne dans le dispositif au passage de l'onde est pris en compte.

Validation des pertes diélectriques :

L'étape suivante de cette section devrait, en toute logique, être consacrée à la validation des pertes diélectriques *via* l'existence d'un coefficient diélectrique imaginaire ε'' et d'une conductivité σ non nuls. Cependant, comme il a été évoqué quelques paragraphes plus haut dans ce document, le niveau d'informations concernant la conductivité résiduelle σ des matériaux piézoélectriques rend actuellement difficile la prise en compte de ces données nécessaires pour mener à bien les calculs.

3.2.2.4 Conclusions et perspectives sur les modèles de pertes

Cette étude a été conduite pour traiter les besoins à la fois des industriels et du milieu académique pour la conception des dispositifs à ondes de surface. Des écarts entre résultats de calculs et mesures ont été constatés, conduisant à une reconception fréquente des structures. Ces erreurs ont été imputées aux phénomènes de pertes habituellement négligés. Par conséquent, ces pertes ont été identifiées et implémentées dans les logiciels d'analyse par éléments finis (EF). Trois types de pertes ont été modélisées :

1. les pertes dues à des frottements internes du matériau piézoélectrique sur lui-même au passage de l'onde (diffusion élastique). Un modèle d'amortissement de Kelvin-Voigt est maintenant intégré dans les logiciels d'analyse éléments finis ;
2. les pertes liées à la polarisation du matériau. Les fabricants ont pour habitude de fournir la tangente de pertes du matériau qui correspond au rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de la permittivité relative du milieu. Cette grandeur, qui traduit l'existence de pertes dans ε_e , est intégrée aux équations constitutives du système ;
3. les pertes en lien avec la fuite de charges électriques dans le matériau piézoélectrique : la conductivité est proche mais toutefois différente de zéro.

Ces trois types de pertes sont implémentés dans les logiciels d'analyse éléments finis. Des calculs numériques ont été effectués et comparés aux résultats de mesure. De cette manière, nous avons constaté que la prise en compte des pertes viscoélastiques à l'aide d'un modèle de Kelvin-Voigt permet une meilleure estimation de la fréquence centrale et des pertes d'insertion qu'en utilisant le modèle de calcul standard (sans pertes). Cependant, l'impact du tenseur de diffusion élastique η sur la bande passante est légèrement surestimée. Le prochain jalon est donc de déterminer la cause de cette erreur. L'ajustement des constantes viscoélastiques du quartz est ici préconisé.

Par ailleurs, l'influence des pertes diélectriques ε'' et σ n'a pas pu être validée dans le modèle éléments finis en raison d'un manque de connaissances pour la plupart des matériaux piézoélectriques usuels. Ce point sera accessible grâce à des caractérisations approfondies des matériaux.

Cependant, à l'heure actuelle, la prise en compte des pertes viscoélastiques permet un calcul plus précis de la fréquence de travail et des pertes d'insertion des structures SAW que lorsque ces pertes sont négligées ou qu'un facteur de qualité empirique est utilisé pour conduire les analyses numériques, tout au moins pour le quartz.

3.3 Vers une complexification des composants SAW

La géométrie des composants à ondes de surface est également complexifiée pour étendre l'éventail des réponses fréquentielles accessibles. L'un des objectifs principaux de cette partie est d'élargir la bande passante des filtres tout en limitant les pertes d'insertion et en maximisant le rejet hors de la bande passante. Par ailleurs, les évolutions de conception sont aussi une manière, dans certains cas, de pallier les contingences liées à certaines structures.

Cette section porte donc sur deux évolutions majeures des logiciels de modélisation des dispositifs SAW :

- l'apodisation des transducteurs pour atteindre une vaste gamme de réponses fréquentielles mais aussi pour atténuer l'impact de la cohérence des ondes dans la direction transverse ;

- l'élargissement de la structure des filtres en appliquant deux stratégies : le décalage des centres de transduction et de réflexion des transducteurs pour les rendre plus directifs ; les structures de type *fan-shaped* qui ont déjà été évoquées dans la section dédiée à la description des structures.

3.3.1 Apodisation des peignes interdigités

L'apodisation des peignes interdigités correspond à la modulation de la longueur de recouvrement des électrodes au long du transducteur. Un exemple en est donné figure 3.18. Ce tracé montre une évolution de la longueur des doigts en arc-cosinus. D'autres fonctions de forme sont également possibles. Cette architecture a deux fonctions. Elle peut être utilisée, comme dans le cas des filtres classiques, pour générer une réponse en fréquence particulière. L'apodisation est utilisée également pour minimiser voire éliminer la signature des modes transverses pour certaines configurations de transducteurs sur des matériaux à niveaux de symétrie maximum comme le quartz (YXl)/36° ou le LiTaO₃ (YXwt)/90°/-112°.

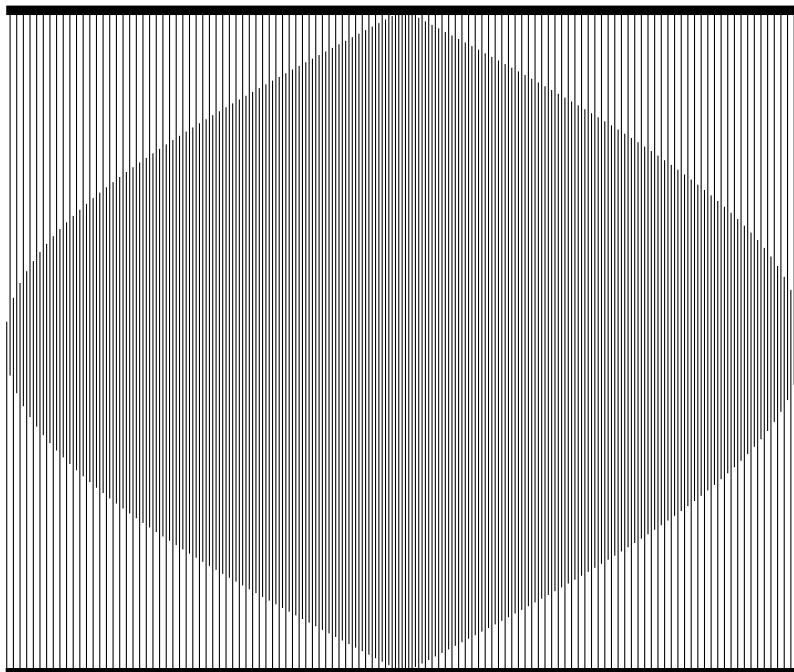


FIGURE 3.18 – Variation de la longueur de recouvrement des électrodes par pondération en arccosinus. Les retraits ne figurent pas sur ce schéma

3.3.1.1 Génération de fonctions de transfert

La pondération des sources a été le premier procédé utilisé historiquement pour la création de filtres à ondes de surface. En pratique, deux transducteurs séparés par une zone de propagation en surface libre se font face. L'un joue le rôle d'émetteur, et l'autre de récepteur. Ces deux transducteurs subissent une pondération de leurs peignes (figure 3.19). Le premier, l'émetteur, voit la longueur de recouvrement de ses doigts varier. Cette fonction est connue sous le nom d'apodisation. Comme le champ émis par la source doit être entièrement capté par le récepteur, celui-ci ne peut pas être apodisé. Il est donc pondéré par insertion d'une électrode à la masse en lieu et place du zéro de la fonction d'apodisation. Cette configuration permet d'atteindre un grand nombre de fonctions de transfert différentes. En effet, la réponse fréquentielle est déterminée par la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle de la

ligne. La forme de cette réponse impulsionnelle est similaire à la loi de variation de la longueur des doigts des peignes interdigités [94]. La figure 3.20 montre la réponse possible obtenue pour un filtre classique dont les peignes de l'émetteur sont apodisés en $\frac{\sin(x)}{x}$.

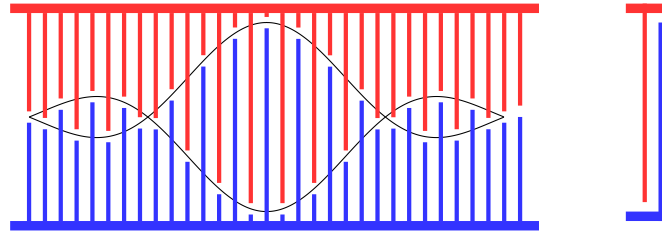


FIGURE 3.19 – Filtre classique dont un transducteur est apodisé avec un sinus cardinal

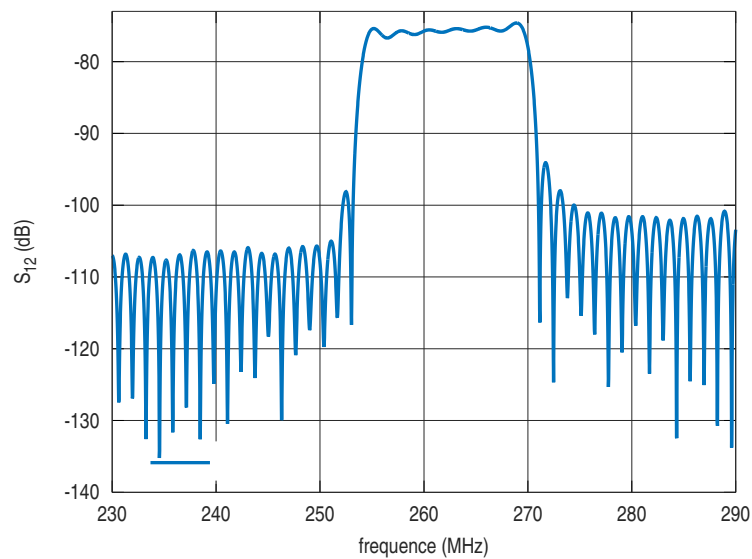


FIGURE 3.20 – Exemple de réponse fréquentielle simulée d'un filtre classique pondéré en $\frac{\sin(x)}{x}$

3.3.1.2 Suppression des modes transverses

L'apodisation est également un moyen efficace pour supprimer (ou au moins minimiser) les modes transverses de la réponse des structures à simple et double ports (résonateurs et filtres). Au vu des problématiques actuelles, ce point s'avère particulièrement critique.

La connaissance des mécanismes d'apparition des modes transverses ainsi que la méthode numérique permettant de les prendre en compte sont expliquées à la section 3.2.1. En résumé, les spécificités de propagation des ondes dans les diverses zones des électrodes conduisent à l'émergence d'ondes stationnaires transversalement à la direction de propagation de l'onde de Rayleigh. L'existence de ces modes à une même fréquence pour chaque électrode du transducteur provoque leur cohérence et l'apparition d'*extrema* locaux parasites sur la réponse fréquentielle.

L'apodisation des peignes conduit à la variation de la longueur de la zone active des électrodes au sein du transducteur. Par conséquent, bien que les déformées des électrodes soient similaires pour un mode donné, les amplitudes peuvent différer et surtout, les fréquences de résonance des modes transverses sont distinctes, c'est-à-dire que la fréquence de résonance du mode i de l'électrode j (i et j entiers) est différente de la fréquence de résonance de ce même mode pour l'électrode k (k entier et différent de j). Il n'y a alors plus cohérence des ondes

transversales : les amplitudes s'ajoutent mais à une fréquence donnée (correspondant ou non à un mode d'une électrode), les contributions des autres électrodes sont quasiment négligeables.

Le calcul des dispositifs apodisés a été directement implanté dans le logiciel de cascade de matrices. Pour ce faire, les paramètres mixtes associés à chaque électrode (disposant, du fait de l'apodisation, d'une ouverture acoustique qui leur est propre) sont déterminés. La suite de la cascade s'effectue de la manière habituelle, comme présenté au début de ce chapitre.

3.3.2 Élargissement de la bande passante des filtres

Ce paragraphe est dédié aux techniques d'élargissement de la bande passante des filtres par la modification du schéma électrique des électrodes. Le calcul des filtres *fanshaped* est d'abord présenté. Puis, les structures directives sont décrites. Finalement la rétro-ingénierie effectuée sur un filtre dit large bande à 140 MHz montre la possibilité de cumuler ces deux approches.

3.3.2.1 Analyse numérique des filtres en éventail

Comme cela a été discuté au paragraphe 2.2.3, les structures de filtres *fanshaped* sont adaptées au filtrage dit large bande (quelques % de la fréquence centrale) à des fréquences intermédiaires (typiquement ≤ 300 MHz). La variation de la période des peignes interdigités selon la direction transverse (ouverture acoustique), qui donne à ces dispositifs leur allure d'éventail et, en particulier l'écart entre la plus petite et la plus grande périodes, détermine la largeur de la bande passante. Ces filtres, du fait de leur géométrie, constituent une alternative aux filtres transverses classiques. Les structures en éventail présentent toutefois des pertes d'insertion comparables à ces filtres puisqu'elles sont également des filtres à réponse impulsionnelle finie [32].

L'analyse numérique de ces structures est fondée sur la discrétisation du transducteur en canaux élémentaires, de période régulièrement croissante, mis en parallèle. La réponse de chacun de ces canaux est calculée par la méthode des matrices mixtes (cf. 3.1). Puis, l'admittance de l'ensemble du transducteur en éventail est déterminée par sommation des admittances de chaque canal élémentaire.

La discrétisation du filtre en n canaux élémentaires donne lieu à l'obtention de n quadripôles $(Q^{(k)})_{1 \leq k \leq n}$. Le découpage de la structure est représentée figure 3.21.

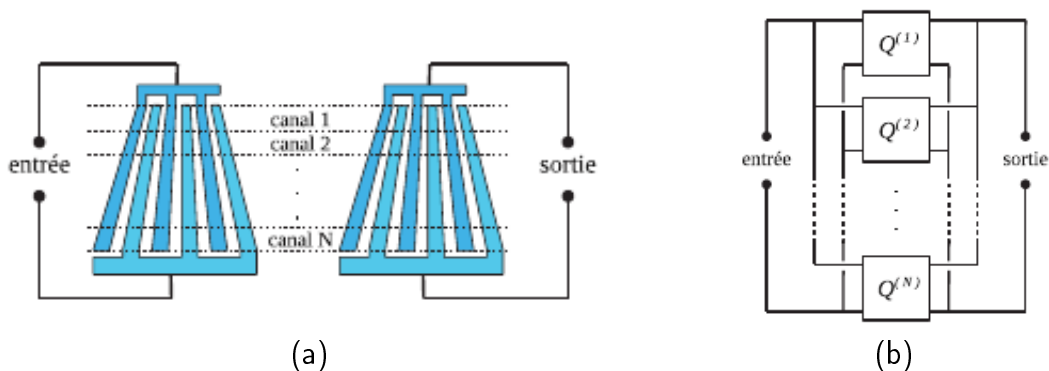


FIGURE 3.21 – Principe de modélisation d'un filtre à transducteurs en éventails - (a) géométrie discrétisée des transducteurs, (b) circuit électrique équivalent.

Les *extrema* de la période mécanique du transducteur sont renseignés dans le fichier de configuration dédié puis, le logiciel idoine se charge du calcul de la période mécanique $p^{(k)}$ de

chaque canal. De même, notre modèle inclut la possibilité de faire varier le ratio de métallisation $(a/p)^{(k)}$ des électrodes. L'évolution des caractéristiques géométriques des canaux suit une loi linéaire. Le seul paramètre fixé est l'épaisseur de métal h . En conséquence, le rapport h/λ varie avec la position du canal dans l'ouverture du transducteur.

La connaissance des paramètres géométriques des canaux limitrophes ainsi que du nombre de canaux considérés permet le calcul de l'admittance du filtre.

A titre d'exemple, la réponse théorique d'un filtre en éventail réalisé sur niobate de lithium de coupe $(YXl)/128^\circ$, à quatre doigts par longueur d'ondes est tracée figure 3.22. Ce filtre, centré sur 140 MHz, présente une bande passante à -3 dB du niveau moyen des ondulations dans la bande de 2,5 %. Ces dernières présentent une dynamique égale à 2 dB. Les IL sont de 6,8 dB mais le filtre présente un niveau de réjection de -25 à -30 dB selon les fréquences. Pour obtenir ces performances, le rapport a/p des transducteurs est maintenu constant alors que la période mécanique évolue linéairement de 6,8 à 6,98 μm sur une ouverture acoustique de 250 μm .

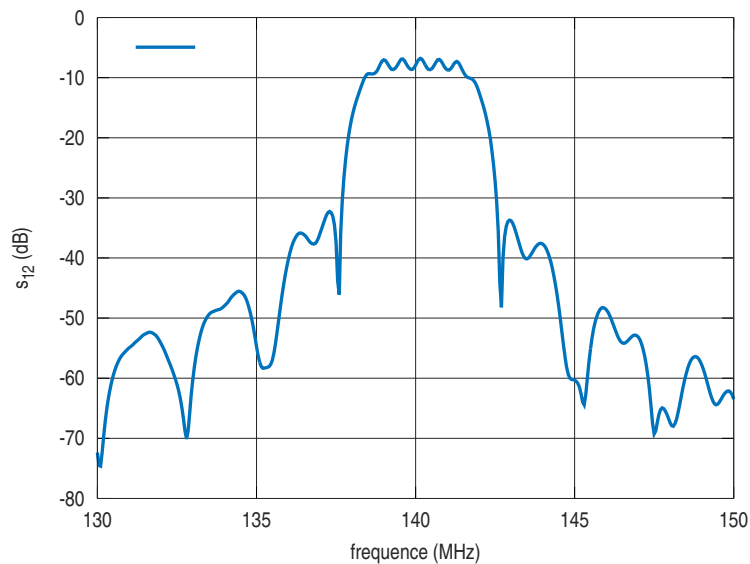


FIGURE 3.22 – Réponse fréquentielle d'un filtre en éventail sur Niobate de Lithium $(YXl)/128^\circ$

En conclusion, les filtres en éventail sont utilisés en pratique pour concevoir des filtres disposant d'une largeur de bande de quelques % tout en présentant des pertes inférieures à 10 dB. Ceci constitue un premier avantage de ces structures par rapport aux filtres classiques. De plus l'encombrement de ces filtres est généralement moindre que celui des filtres classiques puisqu'il n'y a pas nécessité d'inclure une zone de propagation en surface libre entre les deux transducteurs.

3.3.2.2 Principe de fonctionnement des filtres à cellules directives

L'utilisation de transducteurs dits SPUDT (*Single Phase Unidirectional Transducer*) est un moyen de diminuer les pertes d'insertion des filtres pour une largeur de bande passante donnée. Le caractère aperiodique des structures DART, *Distributed Acoustic Reflexion Transducer*, qui, au sens de J.M. Hodé [69], sont une configuration particulière de SPUDT, est utilisé pour créer des réflexions à l'intérieur du transducteur. De cette manière, le transducteur est rendu directionnel, ce qui diminue de fait les pertes vers l'extérieur. Par ailleurs, la formation de réflexions acoustiques internes est un moyen de compenser, et donc de supprimer, le triple

transit⁴ [32].

Le dispositif SAW est alors composé de zones (cellules) à coefficient de réflexion positif juxtaposées à des cellules à réflexion négative ou nulle. Il convient donc d'optimiser les trois paramètres de la matrice mixte suivants :

- P_{13} : le coefficient de couplage électroacoustique ;
- P_{11} : le coefficient de réflexion ;
- P_{33} : l'admittance du système.

Ceci revient à résoudre un problème d'optimisation non linéaire. Ventura *et al.* [95] ont montré que ce problème pouvait être résolu en le formulant comme un problème d'optimisation de Chebyshev, ce qui revient à minimiser l'erreur maximale par rapport aux spécifications.

La figure 3.23 propose un schéma de principe du fonctionnement d'une cellule DART avec :

- en figure 3.23a, un exemple de cellule directive à coefficient de réflexion positif ;
- en figure 3.23b, une cellule à coefficient de réflexion négatif ;
- en figure 3.23c, un exemple de cavité résonante

Cet ensemble de figures illustre effectivement la directivité des cellules des DART mais également le positionnement des centres de transduction, avec un écart d'une longueur d'onde entre eux.

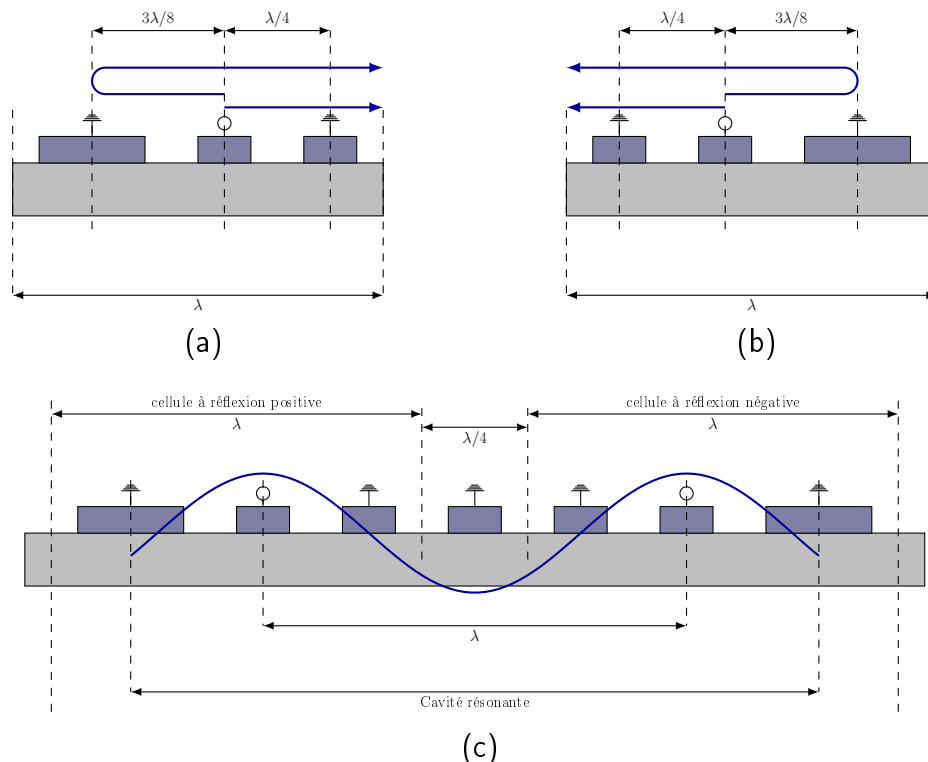


FIGURE 3.23 – Exemple de cellule élémentaire utilisée pour les structures DART - (a) cellule à coefficient de réflexion positif, (b) cellule à coefficient de réflexion négatif, (c) structure d'un SPUDT résonant

La figure 3.24 montre la réponse d'un filtre SPUDT. La largeur de bande ainsi que les pertes d'insertions sont soulignées. A l'heure actuelle, bien que les outils d'analyse permettent

4. Ceci permet d'accorder les transducteurs à 50Ω et donc de minimiser les pertes d'insertion.

le calcul des SPUDT, la résolution du problème d'optimisation et la détermination des fonctions de transduction et de réflexion n'ont pas encore été mises en place dans nos logiciels. Ce dernier point est en cours d'étude.

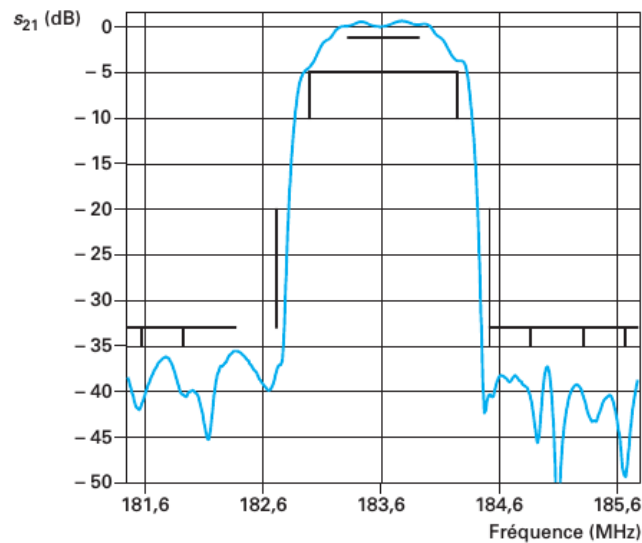


FIGURE 3.24 – Réponse fréquentielle (S_{21} relatif) d'un filtre DART [32]

3.3.2.3 Association des structures DART et *fan-shaped*

Les deux structures *fan-shaped* et DART peuvent par ailleurs être associées afin d'améliorer les performances du filtre. Ces structures sont conçues de façon à atteindre des bandes passantes relatives larges (jusqu'à 10%) sans pour autant augmenter drastiquement les pertes d'insertion et améliorer les pertes usuelles du filtre en éventail.

Cette géométrie particulière est utilisée dans des filtres SAW produits par des grands groupes comme RF-360 (anciennement TDK-EPCOS). La fiche technique d'un de leur filtre, le B3607 [96], centré sur 140 MHz, met en particulier en avant les caractéristiques suivantes :

- une bande passante relative de plus de 5% de la fréquence centrale ;
- des pertes d'insertion de l'ordre de 6 dB ;
- peu d'ondulations dans la bande (<1 dB) ;
- un temps de groupe constant (très peu de *ripples*).

La réponse fréquentielle de ce dispositif, mesurée par nos soins, est tracée figure 3.25. En dépit de la non conformité de ce filtre à son cahier des charges, nous avons étudié son architecture pour améliorer notre compréhension de son fonctionnement.

L'ouverture du boîtier du filtre (figure 3.26a) met à jour trois éléments principaux : le transducteur de gauche dont la période des peignes est plus petite en bas de la photo qu'en haut ; le transducteur de droite, lui aussi en éventail ; un barreau métallique dans la zone de propagation des ondes. Le positionnement de cette zone (abscisse et inclinaison) a pour vocation d'assurer l'accord de phase entre les deux transducteurs.

Finalement, la figure 3.26b montre une photographie des peignes interdigités. La complexité de la conception est mise en évidence grâce à ces deux clichés. La variation des périodes mécaniques, qui donne à ce filtre son aspect d'éventail, est nettement visible. Par ailleurs, les stries verticales dans les transducteurs mettent en avant l'évolution du motif dans la direction de propagation des ondes. Nous constatons également que les schémas des peignes des deux

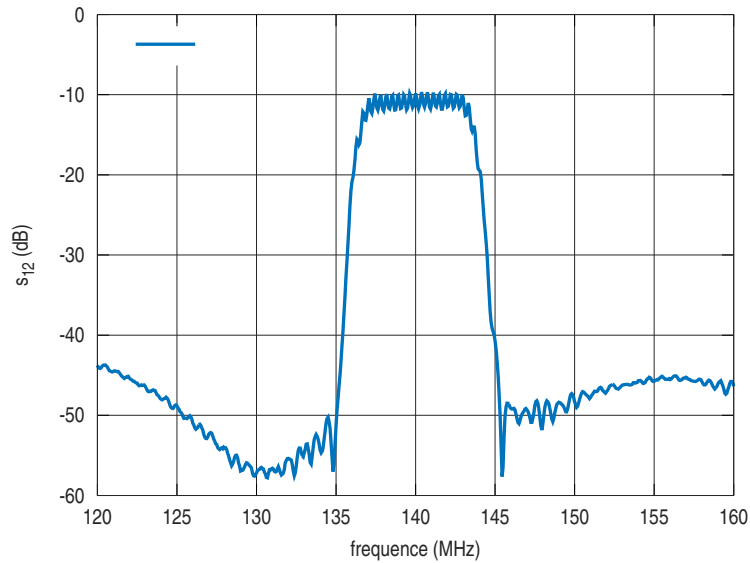


FIGURE 3.25 – Réponse fréquentielle d'un filtre de type B3607 de chez TDK-EPCOS

transducteurs sont différents l'un de l'autre. Finalement l'agrandissement de la vue sur les IDT montre l'alternance d'électrodes larges et fines pour favoriser la propagation des ondes dans une direction privilégiée et donc, le recours de structures DART à cette fin.

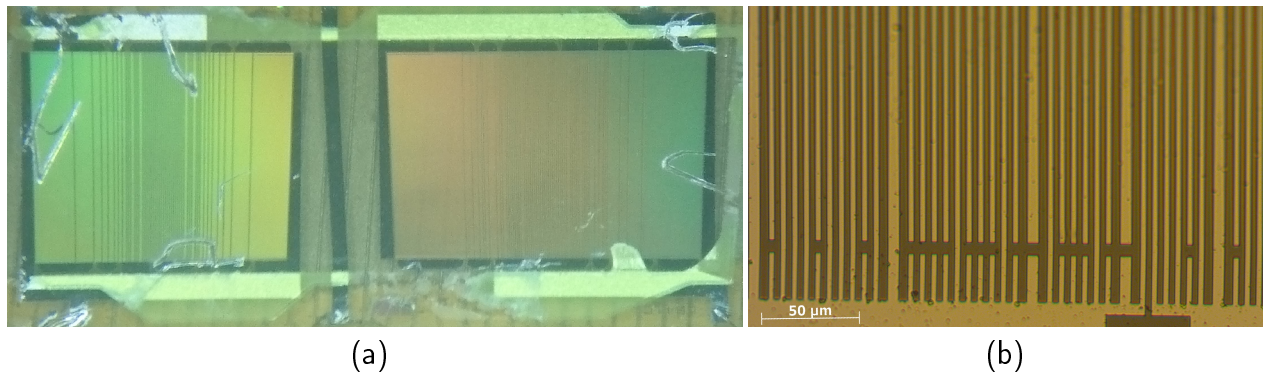


FIGURE 3.26 – Photographies du filtre B3607 DART et *fanshaped* - (a) filtre dans son boîtier, capot ouvert, (b) zoom sur le transducteur de droite

L'analyse de cette structure SAW met en lumière les potentialités que peuvent atteindre les filtres SAW : des bandes passantes relatives de quelques %, à près de 10% et "plates" des pertes d'insertion pouvant descendre à moins de 3 dB et un temps de groupe stable. Cependant, la conception de ces structures est complexe et nécessite l'écriture d'un module dédié pour nos logiciels. Au vu des points forts annoncés pour ces structures, le développement du-dit module est planifié.

3.3.3 Bilan

Pour faire face aux exigences du marché des composants à ondes de surface, de nouvelles stratégies de conception ont été décidées. La première variation mise en place est la pondération de la longueur des électrodes dans le transducteur. Cette évolution vise principalement deux applications :

- la conception de filtres classiques dont la réponse fréquentielle est la transformée de Fourier du dessin formé par les électrodes ;
- la suppression des modes parasites liés à la cohérence des ondes dans la direction transverse dans les dispositifs usuels.

Le second critère visé est l'élargissement de la bande passante des filtres. Pour cela, deux options sont étudiées. Dans un premier temps, la possibilité de réaliser des filtres en éventail s'est révélée un point crucial dans la conception de filtres SAW. En effet, la réponse en fréquence du système correspond à la somme des réponses associées à chaque portion de filtre (disposant chacune d'une période propre). Ceci revient à sommer des sinus cardinaux [32].

Les structures DART/SPUDT, qui permettent également d'obtenir des bandes passantes larges constituent également une solution pertinente : elles présentent notamment l'avantage d'atteindre de plus hautes fréquences tout en étant compactes. La complexité liée à l'optimisation de la structure explique que ce type de filtres est toujours en court d'étude et d'intégration.

Finalement, l'analyse d'un filtre large bande a mis en avant le fait que combiner les structures *fan-shaped* et DART est un moyen de bénéficier des avantages de ces deux structures.

3.4 Conclusion du chapitre

Divers outils numériques sont nécessaires pour calculer la réponse des filtres et résonateurs SAW. Parmi eux, le formalisme des matrices mixtes constitue un élément fondamental de l'analyse de leur comportement électrique. Dans cette formulation, les électrodes sont vues comme des tripôles (ondes sortantes, ondes entrantes et un port électrique) puis associées en cascade.

Pour mener à bien une telle étude, la propagation des ondes sous un réseau périodique doit en premier lieu être déterminée afin de connaître les paramètres mixtes associés à chaque type de doigt.

Le modèle précédemment cité correspond au socle de l'analyse des SAW. En effet, de nombreuses approximations et hypothèses sont effectuées pour simplifier le modèle. Or, dans le but de concevoir efficacement les dispositifs SAW, cet outil doit nécessairement être complété.

Le calcul des modes transverses a été ajouté, permettant alors de prévoir l'existence de modes parasites ainsi que, le cas échéant, leur localisation dans la gamme de fréquences considérée. Par ailleurs, l'évaluation des pertes liées à des phénomènes internes est dorénavant fondée sur une analyse physique robuste. Les points considérés portent en particulier sur les pertes par friction à l'intérieur du substrat ou encore dues à des fuites de charge.

Le dernier jalon abordé dans ce chapitre porte sur la complexification de la géométrie des structures SAW afin d'améliorer les capacités de filtrage des dispositifs (apodisation des filtres classiques, structures DART et *fan-shaped*) ou encore pour supprimer les remontées hors bande créées par les modes transverses (apodisation, majoritairement en arccos).

De plus, ces géométries sont particulièrement efficaces pour obtenir des fonctions de transfert présentant des bandes de quelques % de la fréquence centrale et des pertes de l'ordre de quelques dB dans la bande passante.

Deuxième partie

Application à la conception de dispositifs SAW

4 | Capteurs de température

Les environnements hostiles et notamment les milieux supportant des températures pouvant dépasser les 700°C constituent un défi majeur pour l'intégration de capteurs en leur sein. De fait, les batteries ainsi que la majorité des fils et connectiques usuels déterminent la durée de vie des composants et se dégradent à des températures bien inférieures à 700°C . L'estimation de certaines quantités pouvant se révéler critiques (présence d'un gaz, efforts sur la structure, pression, température etc.) est alors difficile, voire impossible, à réaliser. Les systèmes SAW et BAW sont intrinsèquement passifs. Ainsi, ces dispositifs rendent inutile l'intégration de batteries et de la connectique idoine. La première difficulté citée est alors résolue. Par ailleurs, un effort sur l'encapsulation du système est également effectuée pour que la réponse du SAW (ou du BAW) dans son conditionnement final ne soit pas dégradée par la présence du boîtier. Cependant, tous les matériaux piézoélectriques ne supportent pas des températures aussi élevées. C'est le cas du quartz qui perd ses propriétés piézoélectriques à 573°C environ [97]. De même, des matériaux tels que le niobate de lithium ou le tantalate de lithium sont inadaptés aux applications télécommunication RF hautes températures (de 500 à 700°C) [98].

Par ailleurs, les capteurs SAW se divisent en deux principales catégories :

- les lignes à retard (LAR). Dans ce cas, une mesure différentielle temporelle fondée soit sur le temps de vol soit sur la rotation de phase du système permet de déterminer la variable à mesurer ;
- les résonateurs (SAW-R). Cette fois-ci la mesure différentielle est fréquentielle.

Bien que ces deux configurations soient couramment utilisées dans le monde de l'industrie (défense, procédés de fabrication, aéronautique) comme dans la recherche, *frec|n|sys* a fait le choix stratégique de développer de nouveaux SAW-R pour les applications hautes températures en plus des dispositifs de type LAR déjà présents dans son catalogue. Cette section s'intéresse donc plus particulièrement au développement du calcul de la température *via* une mesure différentielle des fréquences de résonance.

Ainsi ce chapitre se décompose en deux parties. La première est dédiée aux matériaux appropriés à une utilisation en hautes températures. Une revue des matériaux couramment utilisés ainsi que leurs principaux avantages et inconvénients sera effectuée avant de présenter une céramique aux propriétés encourageantes, le $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$. Ensuite, une nouvelle géométrie de résonateurs à ondes de surface est étudiée afin d'améliorer la réponse des capteurs SAW. Cette partie de conception est développée en utilisant des matériaux bien connus de l'homme de l'art afin de permettre une meilleure interprétation des phénomènes mis en jeu.

4.1 Les applications hautes températures : utilisation de matériaux spécifiques

Le premier point à considérer lors de la conception de SAW implantés dans des milieux dont la température peut atteindre plusieurs centaines de degrés est la capacité des matériaux impliqués à faire face à cette contrainte. Dans ce paragraphe, nous appelons "hautes températures" les températures supérieures à 400°C et allant jusqu'à de 700°C . Au delà de 700°C , il s'agit du domaine des très hautes températures. Des substrats spécifiques sont déjà présents sur le marché. Pourtant, des entraves à leur utilisation incitent à développer de nouvelles solutions pour les exploiter et à considérer de nouvelles gammes de matériaux piézoélectriques.

Cette section présente les points bloquants inhérents à certains matériaux qui limitent leur utilisation pour des applications visées. Ensuite, un matériau, le $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$ (BTS) ainsi que son homologue, le $\text{Sr}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$ (STS)¹ sont analysés en vue de déterminer une possible utilisation pour des applications SAW en hautes températures.

4.1.1 Des matériaux pour les hautes températures

4.1.1.1 Cas de matériaux connus et adaptés à la température ambiante

Le quartz, le niobate de lithium et le tantalate de lithium sont des matériaux majoritairement utilisés dans le domaine des radio-fréquences. Pourtant ces substrats qui conviennent à une utilisation à la température ambiante sont inadaptés à une utilisation où $T > 400^\circ\text{C}$. En effet, dans cette gamme de température les propriétés piézoélectriques des matériaux exposés ne doivent pas se dégrader ni voir apparaître de singularité. Cette première condition élimine d'emblée les matériaux tels que le quartz ou les composés à base de lithium (niobate de lithium, tantalate de lithium).

En effet, la température de Curie du quartz- α est de 573°C . Au delà de cette température, sa structure cristallographique se modifie et il devient alors du quartz- β . Le diagramme de phase de la silice, et notamment la transformation à 573°C du quartz, est représenté figure 4.1. Le quartz- β , contrairement au quartz- α , n'est pas piézoélectrique [97, 99]. De plus, le quartz est un matériau propice à la formation de macles sous l'effet de contraintes (*crystal twinning* en anglais) [100]. Ces déformations impactent les propriétés chimiques et les orientations cristallines du quartz, donc, la vitesse de propagation des ondes dans le cristal. La littérature a également mis en évidence l'influence notable de la température sur l'apparition et sur la propagation de macles. L'article [101] (figure 4.2) montre que la contrainte nécessaire pour conduire au maillage du quartz diminue rapidement avec la température : à partir de 250°C , l'application d'une contrainte inférieure à $5 \cdot 10^7 \text{ N.m}^{-2}$ conduit au changement d'orientation de la maille du quartz de proche en proche. Cette valeur de la contrainte diminue jusqu'à devenir nulle à la température de Curie pour laquelle le quartz- α devient de quartz- β à pression atmosphérique. Finalement, de 250°C à 573°C , l'application d'un changement de température trop élevé entraîne des contraintes dans le matériau pouvant dépasser les quelques 10^7 N.m^{-2} et alors conduire à la dégradation du substrat. Ainsi, le quartz n'est pas approprié à une utilisation sous des températures importantes.

Par ailleurs, le niobate de lithium, LNO (de même que le tantalate de lithium, LTO) est un matériau que l'on trouve généralement à composition congruente sous sa forme commerciale. Autrement dit, la formule chimique de ce cristal, obtenu le plus souvent par croissance de Czochralski, change d'une boule à une autre. D'autres procédés d'obtention du LNO et du LTO sont toujours envisageables comme le *High Temperature Top-Seeded Solution Growth* sans lever entièrement la problématique de la non stœchiométrie du cristal [102].

Les défauts dans la maille (lacunes, dislocations [103]) ainsi que des sites interstitiels vacants permettent l'incorporation d'ions étrangers dans la formule chimique du LNO et l'échange d'ions niobate avec des ions lithium [104, 105, 106]. Il résulte de cette versatilité une inconstance des propriétés de propagation des SAW d'un lot de *wafers* à un autre.

De plus, le niobate de lithium présente deux contre-indications supplémentaires à son utilisation en hautes températures. En addition de ses propriétés piézoélectriques, il s'avère être pyroélectrique [107]. Autrement dit, l'augmentation de la température provoque l'apparition d'un courant dans le matériau. Cette caractéristique rend critique certaines étapes de fabrication des SAW sur ce matériau (formation d'arcs électriques). La pyroélectricité perturbe également

1. Tout deux appartiennent à la famille de la Fresnoite.

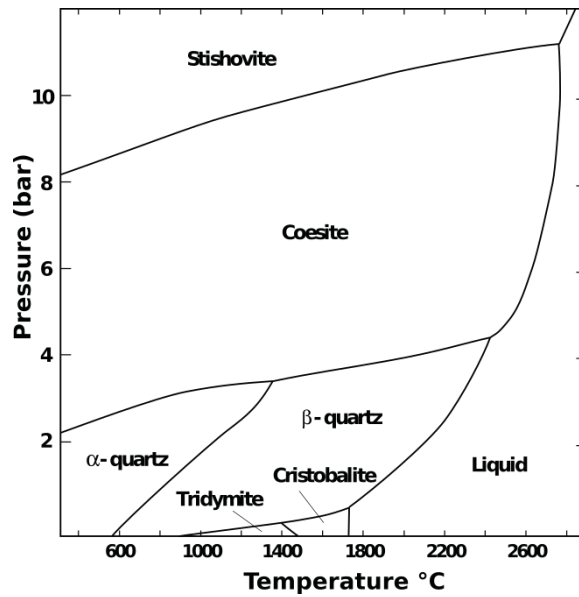


FIGURE 4.1 – Diagramme de phase du quartz

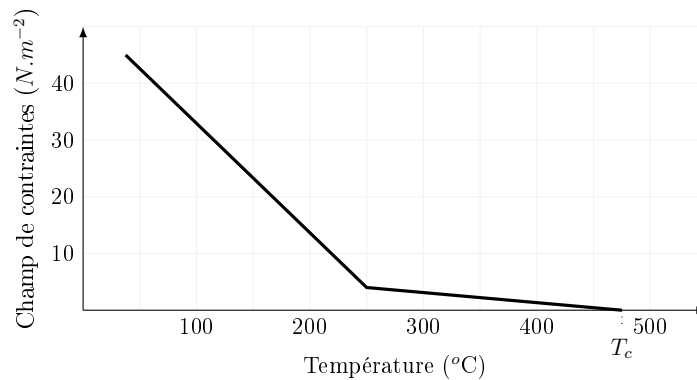


FIGURE 4.2 – Champ de contraintes nécessaire pour obtenir le maillage du quartz en fonction de la température

la réponse du système lors d'un travail en hautes températures. Bien que cette caractéristique puisse être levée grâce à des traitements chimiques et thermiques spécifiques, le point suivant s'oppose à une utilisation du niobate de lithium à des températures supérieures à 300°C. Une étude a en effet mis en avant l'évaporation du lithium à cette température [98]. Notons par ailleurs que la température de Curie du LTO avoisine les 600°C, ce qui évince immédiatement ce matériau pour les applications en très hautes températures.

Ces composés à base de lithium (niobate et tantalate de lithium) sont donc eux aussi à proscrire des applications en hautes températures.

4.1.1.2 Recherche de matériaux adaptés aux hautes températures

L'impossibilité d'utiliser les matériaux bien connus des concepteurs de dispositifs SAW que sont le quartz, le niobate et le tantalate de lithium a conduit de nombreuses équipes de recherche à développer de nouveaux matériaux et de nouveaux procédés de fabrication. Parmi ces matériaux, la famille des LGX (langasite - LGS - et langatate - LGT) ainsi que le nitrure d'aluminium (AlN) sont adaptés à des utilisations allant jusqu'à 1000°C [108, 109, 110].

En effet, la LGS et la LGT montrent une très bonne stabilité de leur réponse sous l'effet

des hautes températures [111, 112]. Des essais de montée en température mettent notamment en exergue la possibilité d'exposer des composants SAW sur LGS pendant cinq mois et demi à une température de 850°C tout en conservant la réponse des peignes interdigités [113]. De récentes études (non encore publiées) ont par ailleurs montré des perspectives d'interrogations des capteurs dans un environnement dont la température dépasse les 1000°C. La résistance des dispositifs aux chocs thermiques, tels que nous pouvons en trouver au niveau des turbines en aéronautique, a également été mise à l'épreuve dans ces travaux.

Cependant, la difficulté levée par la LGS et par la LGT est similaire à la problématique du niobate de lithium : les matériaux de la famille des LGX sont congruents. Par conséquent, en dépit de leur faculté à supporter les hautes températures il s'avère difficile de trouver des sources d'approvisionnement stables de ces matériaux.

Quant à l'AlN, ses propriétés de tenue à la température remarquables ont été mises en avant ses dernières décennies [114]. L'AlN est obtenu par épitaxie [115] ou par croissance par pulvérisation cathodique [116]. Plusieurs fournisseurs et instituts de recherche (comme l'EPFL, CRHEA et KYMA) proposent des *wafers* épitaxiés d'AlN sur saphir [0 0 1] (croissance selon l'axe \vec{c}). Les épaisseurs déposées d'AlN sont alors de l'ordre de plusieurs centaines de nanomètres jusqu'à environ 1 μm . Ce procédé permet notamment d'obtenir un AlN hautement piézoélectrique [117]. Une reprise de croissance par pulvérisation cathodique peut être mise en œuvre afin d'épaissir la couche l'AlN de quelques microns : en partant de la couche épitaxiée, de l'AlN est ajoutée au *wafer*. Ce processus soulève néanmoins une difficulté : le dépôt peut engendrer un AlN polycristallin occasionnant de ce fait une perte de la piézoélectricité du substrat ainsi qu'une diminution des forces de liaison dans le cristal par rapport au matériau épitaxié. Bien qu'en raison de la diminution des forces de liaisons pour certaines polarisations (dans le cas d'une croissance suivant N notamment), des étapes du procédé de fabrication *lift-off* risquent de conduire à l'effritement du matériau, les procédés de dépôts actuels [118] conduisent tout de même à des constantes piézoélectriques satisfaisantes [119]. Dans les deux cas toutefois (couche mince de plusieurs centaines de nanomètres ou de quelques microns), la propagation des ondes tire parti à la fois des propriétés de l'AlN et de celles du saphir (sur le principe des ondes de Lamb). La vitesse de propagation des ondes de Rayleigh sur saphir étant plus élevée que celle de l'AlN (de l'ordre de 5700 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ [120]), un *wafer* d'AlN épitaxié sur saphir affiche des vitesses de propagation plus élevées qu'un *wafer* dont l'AlN a été soumis à une reprise de croissance. Ainsi les fréquences visées et l'encombrement du système influencent grandement l'épaisseur d'AlN déposé, et donc le procédé de croissance exploité.

Finalement bien que l'AlN et les matériaux de la famille de LGX soient adaptés aux applications à hautes températures et représentent par conséquent les substrats les plus utilisés à l'heure actuelle pour les environnements sévères, il ne faut pas perdre de vue les difficultés technologiques liées à leurs procédés de fabrication. En parallèle des recherches et des développements sur ces matériaux monocristallins, l'étude d'autres classes de matériaux, les céramiques piézoélectriques, est menée. Ces investigations visent à augmenter le champ d'applications des dispositifs SAW et à proposer de nouvelles fonctionnalités. Malgré le caractère souvent non homogène et polycristallin des céramiques, notre attention s'est portée sur le $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$ (BTS). En effet, un brevet protégeant l'utilisation de ce matériau à des fins de capteurs et de transducteurs a été déposé en novembre 2015 [121]. Ce brevet insiste notamment sur les propriétés de tenue en température du BTS.

4.1.2 Propagation des ondes de surface sur un substrat de BTS

La conception de dispositifs SAW, que ce soit pour des applications de filtrage radio-fréquence ou pour des applications capteurs, nécessite de connaître les propriétés de propagation des ondes de surface sur le matériau sélectionné par le concepteur. En ce sens, une première étude théorique a été conduite pour déterminer les propriétés de propagation des ondes en fonction de l'angle de coupe du $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$. Puis, la propagation de l'onde de surface dans une coupe particulière et sous différentes métallisations, est observée. Les constantes du BTS fournies par Shen *et al.* [122] sont utilisées pour mener à bien cette analyse.

Les premiers résultats théoriques obtenus permettent de concevoir et de simuler le comportement de dispositifs SAW sur BTS. Ces dispositifs sont ensuite fabriqués et les résultats théoriques et expérimentaux sont confrontés.

4.1.2.1 Le $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$, un matériau pour les applications hautes températures

De nombreuses informations portant sur le comportement du BTS peuvent être trouvées dans la publication référencée [122] : les constantes du matériau (constantes élastiques et piézoélectriques, dimensions de la structure du matériau, paramètre de maille etc.) ainsi que leur évolution en fonction de la température ont été mesurées et répertoriées. En particulier, cette publication met en avant une température de fusion du BTS de 1445°C et une stabilité prometteuse des constantes élastiques, piézoélectriques et diélectriques de ce matériau pour des températures allant de 200 à 700°C (figure 4.3). La limite haute n'est d'ailleurs pas une restriction physique mais un manque d'information sur ces données pour des températures allant au-delà de 700°C . Des recherches plus poussées devraient compléter nos connaissances dans ce domaine. De plus, le BTS ne dispose pas de température de Curie. Autrement dit, à l'état solide ce matériau conserve ses propriétés piézoélectriques.

La densité du BTS à température ambiante est de 4.465 g.cm^{-3} . Les matrices (4.1) à (4.3) rappellent les constantes élastiques c^E (données en 10^{11} Pa), les coefficients piézoélectriques e (en C.m^{-1}) ainsi que la permittivité diélectrique relative ε_r (en F.m^{-1}) à température ambiante.

$$c^E = \begin{pmatrix} 1.56 & 0.44 & 0.47 & 0 & 0 & 0 \\ 0.44 & 1.56 & 0.47 & 0 & 0 & 0 \\ 0.47 & 0.47 & 0.99 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.31 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.31 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.7 \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

$$e = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0.54 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0.54 & 0 & 0 \\ 0.74 & 0.74 & 0.65 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 14.61 & 0 & 0 \\ 0 & 14.61 & 0 \\ 0 & 0 & 9.56 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

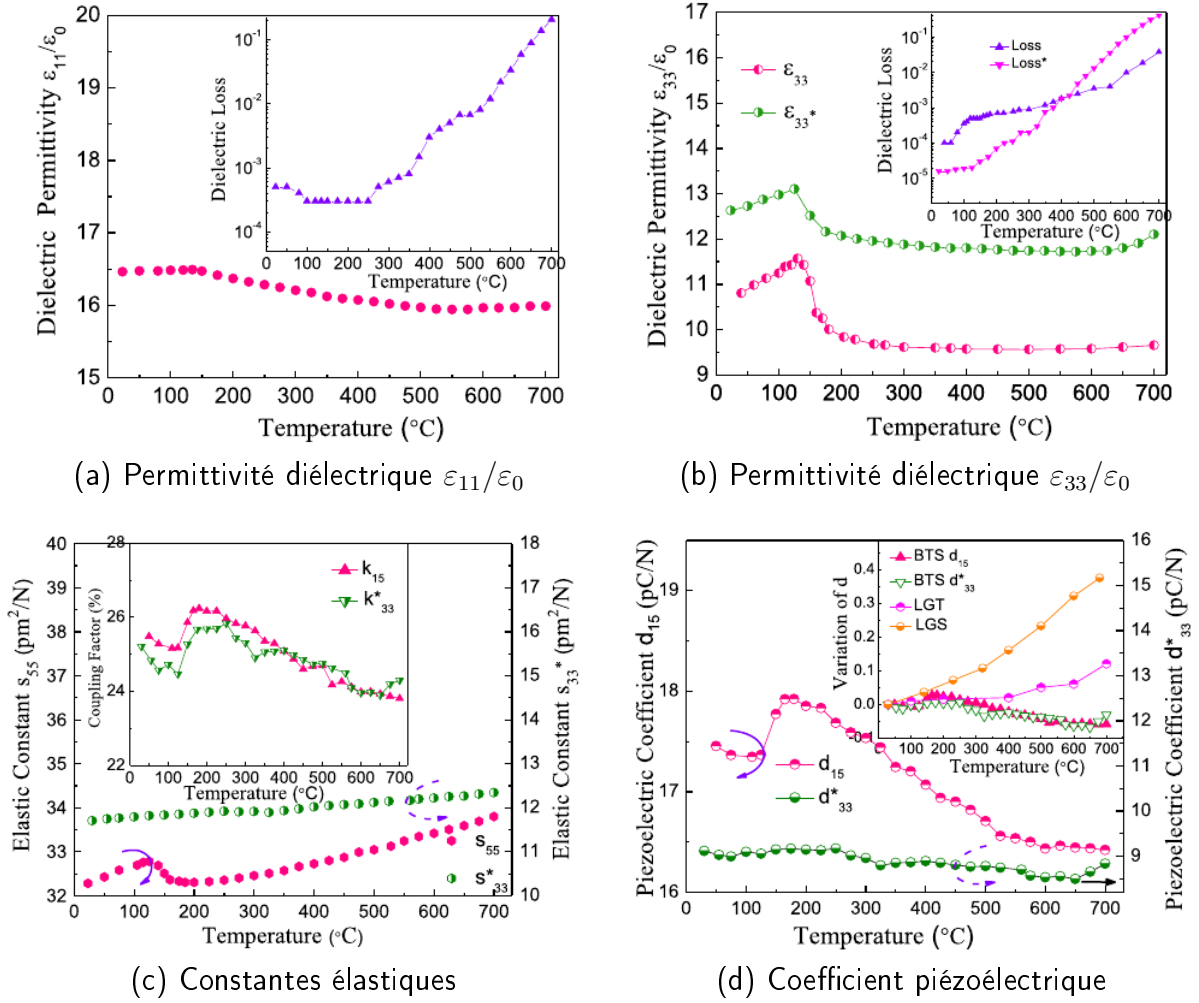


FIGURE 4.3 – Evolution de quelques propriétés du BTS avec la température [122]

4.1.2.2 Propriétés de propagation des SAW dans le BTS

Une étude préliminaire à 25°C est conduite pour déterminer les caractéristiques des ondes dans le BTS suivant leur direction de propagation. Les calculs sont effectués sur la coupe (YXl)90° du Ba₂TiSi₂O₈. En effet, en raison du caractère hexagonal de la géométrie du BTS, cette coupe assure la présence d'une onde de Rayleigh [123]. La vitesse de phase ainsi que le couplage de l'onde sont observés pour différentes orientations du substrat (l'annexe A rappelle la norme utilisée pour l'orientation des matériaux) :

- la variation de la vitesse et du coefficient de couplage selon l'angle θ est tracée figure 4.4a ;
- la variation de ces mêmes grandeurs suivant ψ est représentée figure 4.4b.

L'étude de ces deux figures met en avant une vitesse minimale de propagation de l'ordre de 2570 m/s dans la coupe (YXl)90°. Cette vitesse de propagation faible en comparaison de celles de matériaux comme le quartz (3135m/s⁻¹) ou le niobate de lithium (3880m/s⁻¹) entraîne des longueurs d'ondes plus faibles à une fréquence donnée dans le BTS que dans les matériaux précédemment cités.

Soit, par exemple, une structure dont la fréquence de résonance doit être placée à 100 MHz. Comme $v = \lambda f$, les longueurs d'ondes correspondantes sont alors :

- dans le BTS : $\lambda = 25,7\mu\text{m}$

- dans le quartz 36 : $\lambda = 31,35\mu m$
- dans le LNO coupe (YXl)128° : $\lambda = 38,80\mu m$

Cette caractéristique constitue un réel avantage du BTS sur les autres matériaux dans la gamme des fréquences intermédiaires ($< 1\text{GHz}$) puisqu'elle conduit à la réalisation de dispositifs plus compacts. En revanche, au-delà du GHz, une vitesse trop basse induit une largeur de traits aux limites des possibilités technologiques actuelles, limitant de ce fait la répétabilité des dispositifs à ces fréquences : par exemple, pour $f = 2\text{ GHz}$, la longueur d'onde correspondante est $\lambda = 1,285\mu m$ soit une période mécanique $p = 0,64\mu m$. En considérant un rapport $a/p = 0,5$, la taille de traits est de $0,32\mu m$. Or, la résolution des appareils de *lift-off* permet typiquement de tracer des traits d'une largeur minimale de 350 nm .

Par ailleurs, selon l'objectif du concepteur, le facteur de couplage k^2 est un paramètre primordial à analyser. Par exemple, si nous souhaitons concevoir un filtre à bande étroite, il est plus judicieux de sélectionner le BTS dans sa coupe (YX) qui présente un k^2 minimal. En effet, le k^2 du BTS atteint un maximum de $1,15\%$ pour la coupe (YXl)50° et un minimum de $0,5\%$ pour la coupe (YX) (figures 4.4a et 4.4b).

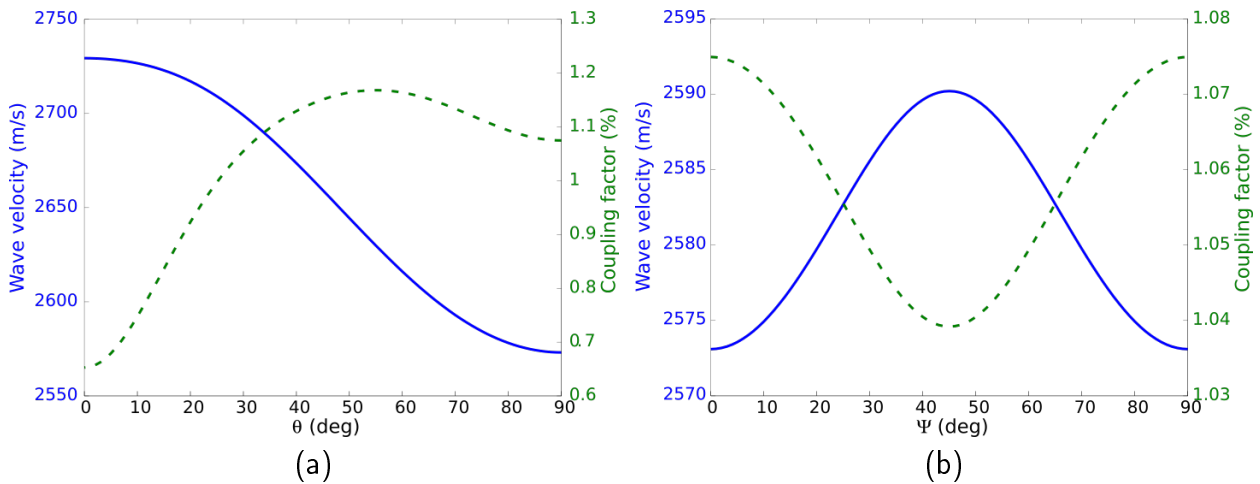


FIGURE 4.4 – Évolution de la vitesse et du couplage de l'onde en surface du BTS en fonction (a) de l'angle θ , (b) de l'angle ψ

Dans la suite, la coupe (YXl)90°=(ZX) est exploitée : son couplage d'environ 1% permet la réalisation de filtres à bande étroite et de résonateurs selon les paramètres de conception utilisés. De plus, les échantillons présents aujourd'hui favorisent la réalisation de dispositifs suivant cette orientation.

Les propriétés de propagation des ondes sous des réseaux d'électrodes d'aluminium puis de platine de différentes dimensions sont répertoriées sur les figures 4.5a à 4.5c (pour l'aluminium) et 4.6a à 4.6c (pour la métallisation de platine). Ces cartographies illustrent le couplage k^2 , le coefficient de réflexion par électrode r et la vitesse de phase v en fonction des rapports de métallisation. Le ratio a/p des électrodes varie de $0,2$ à $0,8$. L'épaisseur de métallisation conduit à un rapport h/λ évoluant de 0 à 8% pour l'aluminium et de 0 à $2,5\%$ seulement dans le cas de platine en raison du *mass loading* ajouté par ce matériau massif.

L'étude des figures 4.6a à 4.6c relatives à la propagation des ondes sous BTS conduit aux observations suivantes :

- la vitesse de phase de l'onde augmente avec la métallisation. Elle varie de 2296 m/s à $2572,5\text{ m/s}$;

- le coefficient de réflexion atteint un maximum à 4,75 % pour un $a/p = 0.45$ et un h/λ de l'ordre de 2,5 % ce qui permet un confinement efficace de l'onde ;
- le facteur de couplage pour la coupe (ZX) du BTS présente un maximum de 1,62 % pour un couple $(a/p ; h/\lambda) = (0,55 ; 2,5\%)$ et un minimum de 0,8% quand les ratios de métal minimums.

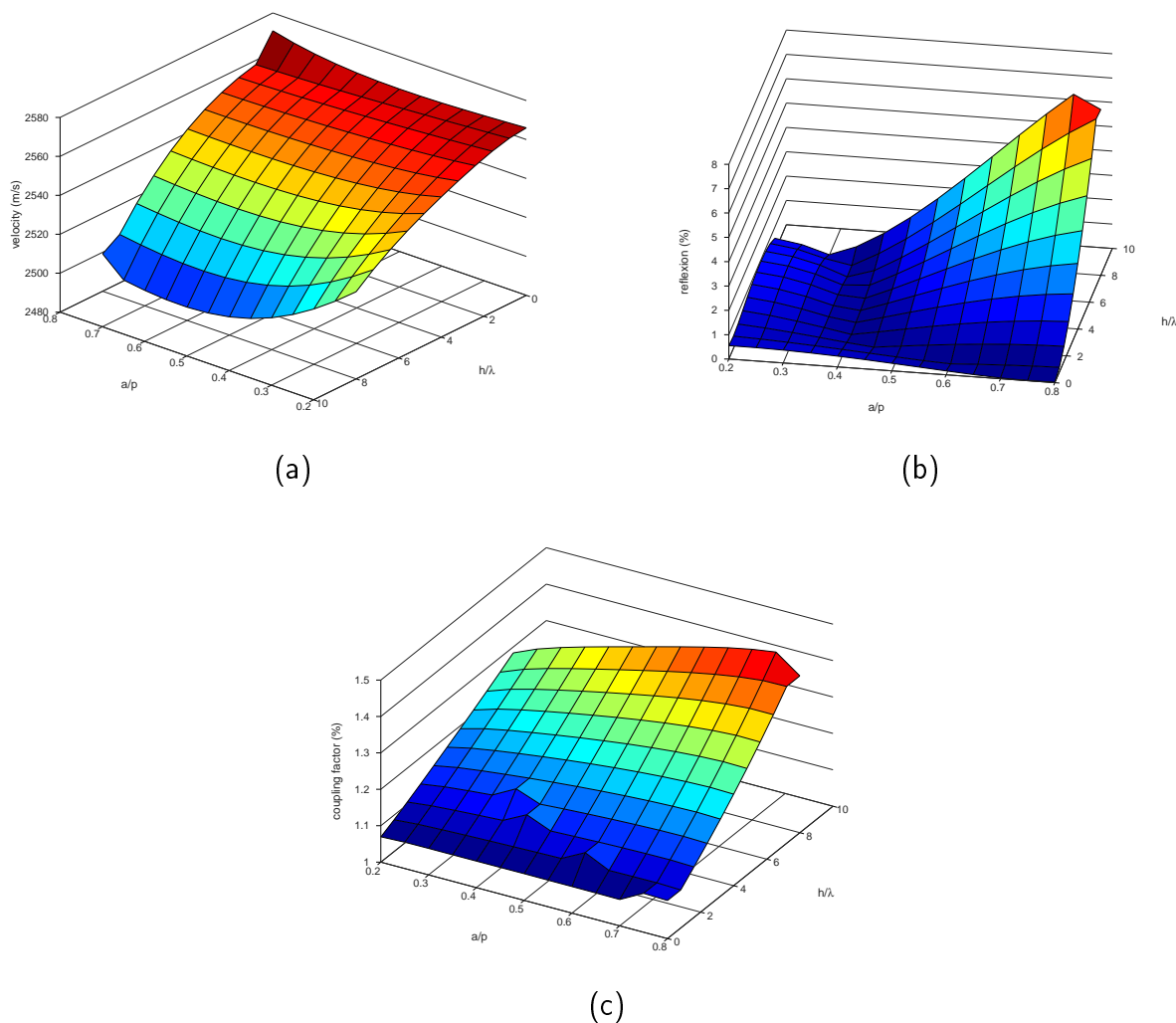


FIGURE 4.5 – Propriétés de propagation des ondes de surface sur BTS en fonction de la dimension d'un réseau périodique infini d'électrodes en aluminium

Les caractéristiques de l'onde sur BTS selon la métallisation adoptée peuvent être mises en regard avec d'autres matériaux à usage des SAW. Le tantalate de lithium (YXl)112° ainsi que la langasite dans sa coupe standard (YXlt)48.5/26.6° ont été sélectionnés. Ces matériaux ont été retenus suivant ces critères :

- la LGS pour ses caractéristiques bien connues de tenue en température ;
- le LTO qui constitue un standard de la communication RF.

Le tableau 4.1 rapporte des propriétés plus intéressantes de la LGS et du BTS en termes de tenues en températures que le LTO. En effet les deux premiers matériaux ne présentent pas de changement de phase avant leur fusion contrairement au LTO. De plus, leur vitesse

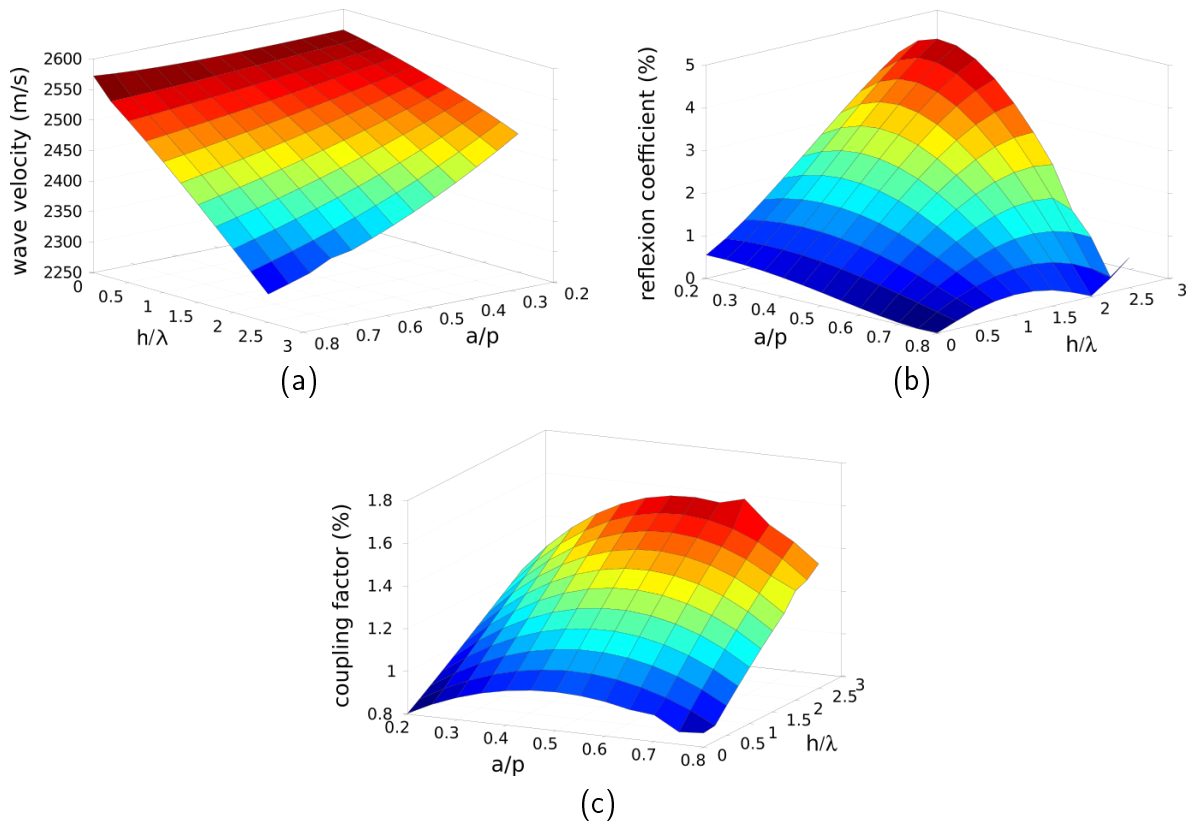


FIGURE 4.6 – Propriétés de propagation des ondes de surface sur BTS en fonction de la dimension d'un réseau infiniment périodique d'électrodes en platine

faible en font des matériaux à l'origine de dispositifs compacts à des fréquences inférieures au GHz. Cependant, cette caractéristique est à l'origine d'une complexification de la production au-delà de 1 GHz. Le tantalate de lithium est alors plus favorable à une configuration en hautes fréquences.

Le coefficient de réflexion du BTS est le plus avantageux des trois substrats : il affiche plus de 4% de réflexion par électrode au maximum ce qui assure un bon confinement de l'onde avec un nombre réduit de doigts dans les miroirs. Ceci est particulièrement intéressant dans l'optique de miniaturiser les composants.

Finalement, le couplage électromécanique n'est pas un facteur discriminant parmi ces trois matériaux pour la réalisation de SAW : il se trouve dans les mêmes gammes de valeurs pour chaque cas.

Ces réflexions présentent le BTS comme un substrat prometteur pour compléter l'utilisation de la LGS pour les applications en hautes températures, en particulier s'il s'avère plus aisé à approvisionner et à manipuler.

TABLE 4.1 – Comparaison entre les propriétés du BTS, du Ta112 et de la LGS

		<i>BTS</i>	<i>Ta112</i>	<i>LGS</i>
<i>Température</i> (°C)	T_f	1445	1650	1430
	T_c	x	602.5	x
<i>Vitesse</i> ($m.s^{-1}$)	v_{min}	2295.99	3033.74	2521.19
	v_{max}	2572.34	3306.86	2732.85
<i>Réflexion</i> (%)	r_{min}	0.123	0.14	0.019
	r_{max}	4.75	3.08	1.29
<i>Couplage</i> (%)	k_{min}^2	0.80	0.17	0.48
	k_{max}^2	1.62	0.85	1.71

4.1.3 Conception et fabrication de résonateurs sur BTS

L'étude théorique du BTS a mis en exergue ses qualités piézoélectriques intrinsèques et les paramètres de propagation des ondes à sa surface. Bien que l'état de l'art fasse plus volontiers référence au $Ba_2TiSi_2O_8$, les échantillons de Fresnoite disponibles pendant ma thèse étaient de type STS ($Sr_2TiSi_2O_8$). Les propriétés de ces matériaux sont *a priori* similaires et ils appartiennent tous deux à la même classe de symétrie 4mm. C'est pourquoi des résonateurs SAW à simple port sont tout d'abord conçus sur BTS avant d'être fabriqués sur plaques de STS. La confrontation théorie/expérience doit par ailleurs permettre de déterminer les constantes élastiques, piézoélectriques et la permittivité effective (dont nous ne disposons pas encore) du STS.

4.1.3.1 Analyse du comportement d'un dispositif SAW sur BTS

Afin de caractériser au mieux la réponse de la Fresnoite, deux fois 12 dispositifs sont conçus sur ce substrat avec une métallisation faite d'aluminium (200 nm d'épaisseur). Les résonateurs proposés ne sont pas spécifiques au BTS. En revanche, il s'agit là d'une série de structures utilisées historiquement pour mieux appréhender le déroulement des étapes de fabrication des SAW sur des nouveaux substrats et en saisir les particularités. Les paramètres géométriques de chacun des 12 premiers dispositifs sont différents. Trois paramètres varient d'un système à un autre : la longueur d'onde, l'ouverture acoustique w et la largeur des électrodes *via* le rapport a/p . Les 12 autres dispositifs sont de géométries identiques aux précédents à l'exception d'une apodisation en arccosinus sur les électrodes du transducteur. Cette apodisation était mise en place à visée préventive en cas d'apparition de modes transverses sur les réponses des dispositifs sans pondération, avant le développement de logiciels dédiés (cf section 3.2.1). Les structures apodisées figurent donc d'ores et déjà sur le masque de lithographie. L'absence de modes transverses dans le BTS a toutefois été établie en amont, grâce à l'étude de la permittivité effective de surface. En définitive, la matrice référencée tableau 4.2 liste les différences entre les 24 structures (entrées λ , a/p , w et indication de l'apodisation de la structure) et donne la nomenclature utilisée. La figure 4.7 correspond au dessin du masque des dispositifs D11 et D11a et fait clairement apparaître l'apodisation des peignes sur la figure 4.7b.

TABLE 4.2 – Nomenclature des dispositifs sur BTS ainsi que leurs caractéristiques

w \ a/p	0.6		0.5		0.4	
	<i>non apodisé</i>	<i>apodisé</i>	<i>non apodisé</i>	<i>apodisé</i>	<i>non apodisé</i>	<i>apodisé</i>
80λ ($\lambda = 20\mu m$)	D01	D01a	D02	D02a	D03	D03a
20λ ($\lambda = 30\mu m$)	D11	D11a	D12	D12a	D13	D13a
40λ ($\lambda = 30\mu m$)	D21	D21a	D22	D22a	D23	D23a
80λ ($\lambda = 30\mu m$)	D31	D31a	D32	D32a	D33	D33a

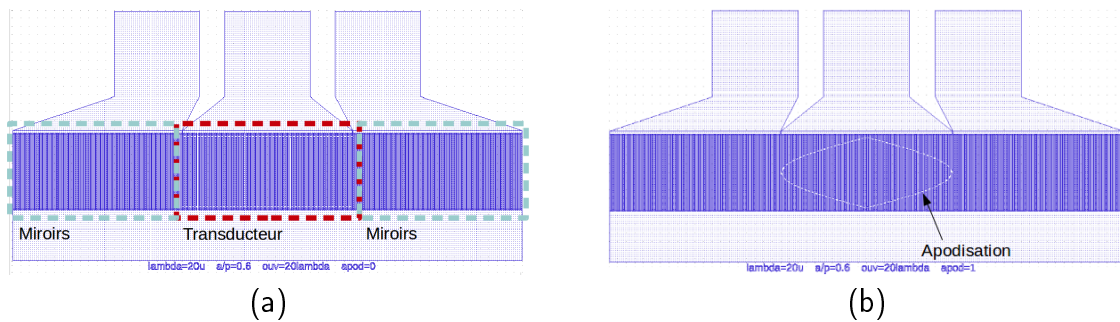


FIGURE 4.7 – Schéma des dispositifs (a) D11 (premier dispositif modélisé sans apodisation) et (b) D11a (premier dispositif modélisé avec apodisation)

Les figures 4.8 et 4.9 comparent les réponses des analyses numériques des 12 dispositifs sans apodisation selon l'évolution de l'une des variables géométriques (w ou a/p respectivement). w n'a pas d'influence sur l'allure de la courbe : pour les figures 4.8a à 4.8c a/p est fixé (à 0.6, 0.5 puis 0.4) et w prend les valeurs 20λ , 40λ et 80λ , soit 600nm, 1200 nm et 2400 nm pour une longueur d'onde de $30\mu m$. Plus l'ouverture acoustique est grande, plus l'amplitude de s_{11} augmente. La figure 4.8a montre un s_{11} minimum allant de -3.5 dB à -14.1 dB soit une variation d'environ 10 dB. De même, la variation d'amplitude est similaire pour les autres graphiques : une variation du s_{11} d'environ 4 dB est constatée avec un minimum de s_{11} à -5.5 dB quand $w = 2400 nm$ pour le deuxième cas et finalement, une variation de 4.2 dB en considérant un s_{11} minimum à -6.1 dB dans la dernier cas.

De même, les figures 4.9a à 4.9d illustrent à la fois l'impact de w et de a/p sur la réponse du système. La différence d'amplitude des réponses des dispositifs sur chaque figure montre l'impact de l'ouverture acoustique sur la dynamique du système. L'étude de chacune des quatre figures individuellement établit la réponse des dispositifs pour $a/p = 0.6$, 0.5 et 0.4 à w fixé. La modification du a/p tend à changer l'allure de la courbe ainsi que son amplitude. Un dispositif à a/p petit (0.4) a une réponse en fréquence plus large ($\simeq 1$ MHz, configuration pour filtrage de fréquence) qu'une structure à a/p élevé (0.6) qui présente alors un mode étroit, idéal pour une application capteur (résonateur).

Trois réponses avec et sans apodisation sont également confrontées :

- les dispositifs D11 et D11a ;
- les dispositifs D22 et D22a ;
- les dispositifs D33 et D33a.

De cette manière, un individu pour chaque classe de a/p et de w est présent sur les courbes de la figure 4.10. L'apodisation réduit la surface des électrodes en regard. Ainsi, l'amplitude

de la réponse diminue légèrement entre un dispositif non apodisé (D11, D22 ou D33) et un dispositif apodisé (D11a, D22a ou D33a). En revanche, si d'aventure des modes transverses apparaissent sur les structures sans pondération, ceux-ci seront de fait inexistantes sur les structures apodisées. Les mêmes constats sont effectués sur les structure D12(a), D13(a), D21(a), D23(a), D31(a), D32(a), D01(a), D02(a) et D03(a).

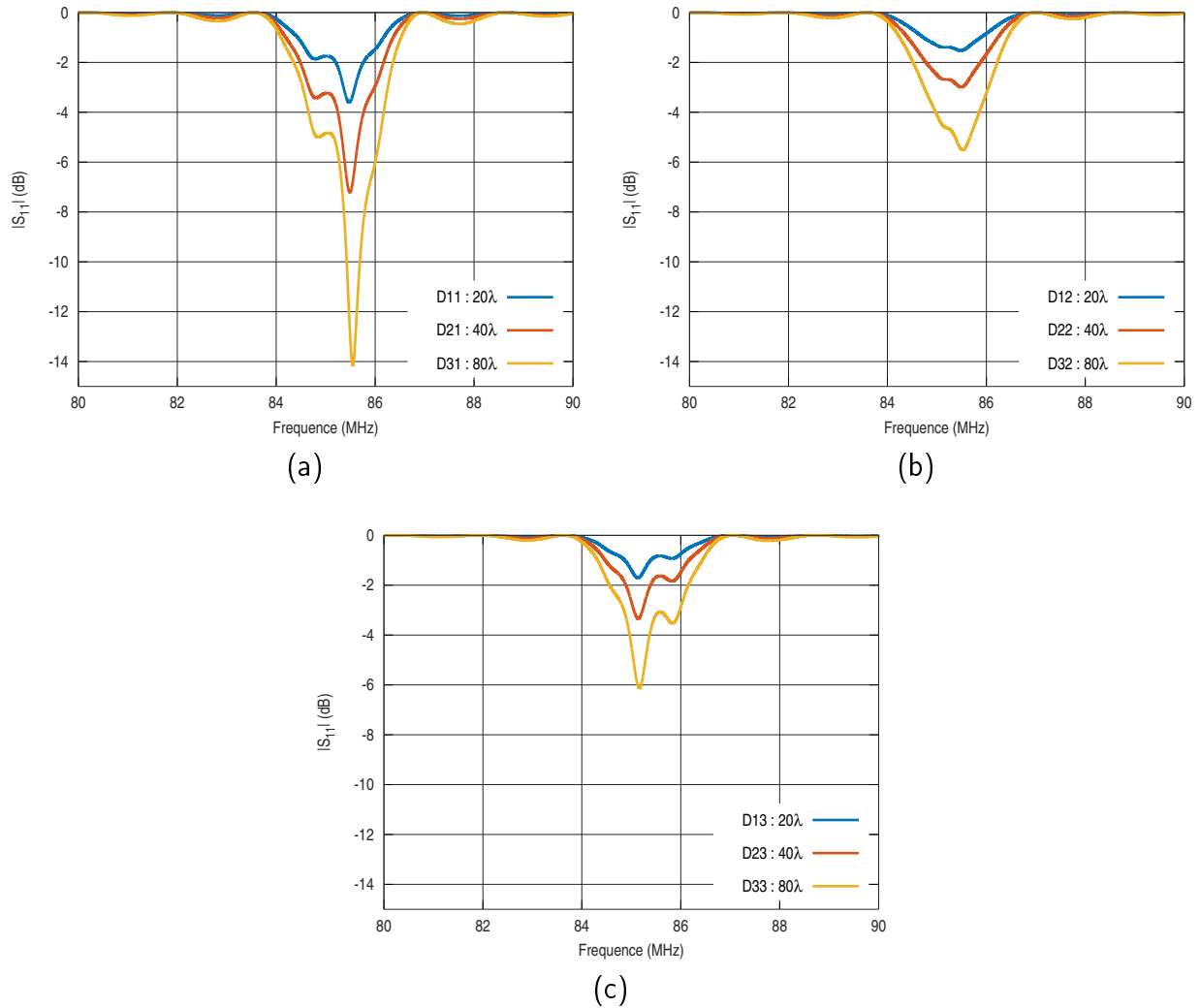
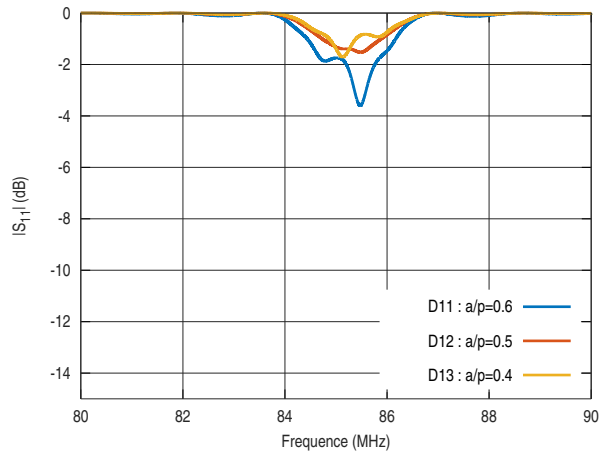
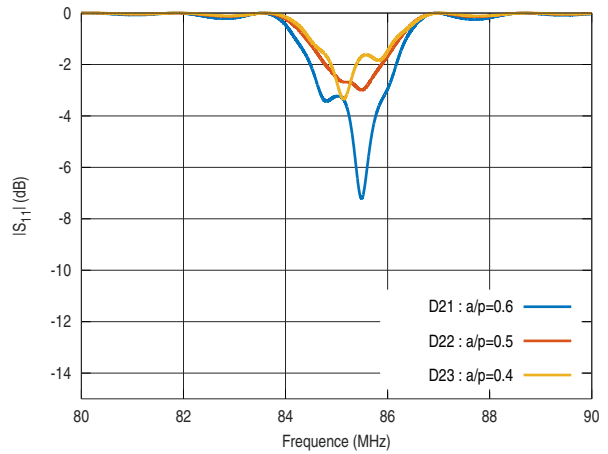


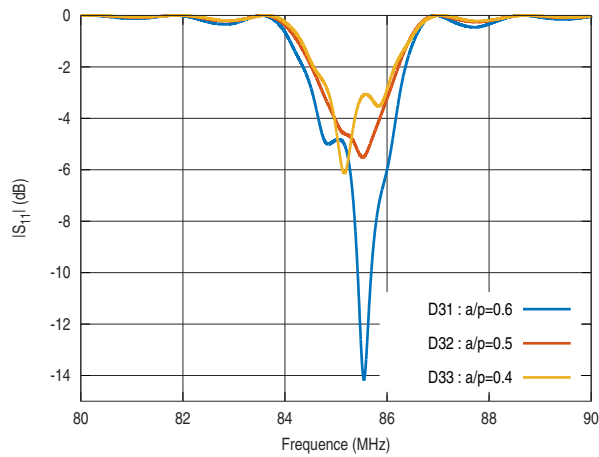
FIGURE 4.8 – Résultats numériques traduisant l'influence de l'ouverture acoustique sur les dispositifs modélisés à a/p fixé - (a) $a/p = 0.6$ et w varie de 20λ à 80λ , (b) $a/p = 0.5$ et w varie de 20λ à 80λ , (c) $a/p = 0.4$ et w varie de 20λ à 80λ



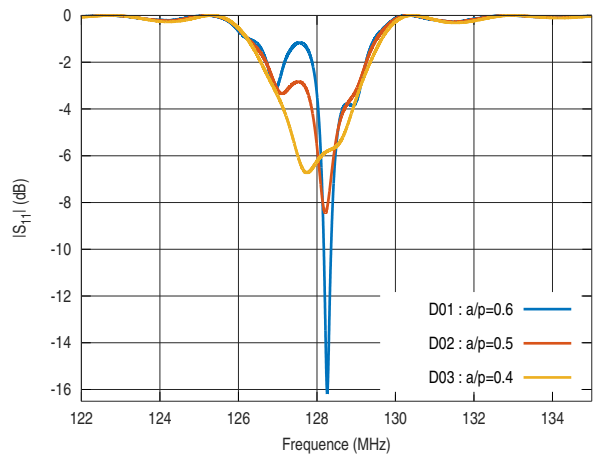
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 4.9 – Résultats numériques traduisant l'influence du a/p sur les dispositifs modélisés à w fixé - (a) $\lambda = 30\mu m$, $w = 20\lambda$ et a/p varie de 0.6 à 0.4, (b) $\lambda = 30\mu m$, $w = 40\lambda$ et a/p varie de 0.6 à 0.4, (c) $\lambda = 30\mu m$, $w = 80\lambda$ et a/p varie de 0.6 à 0.4, (d) $\lambda = 20\mu m$, $w = 80\lambda$ et a/p varie de 0.6 à 0.4

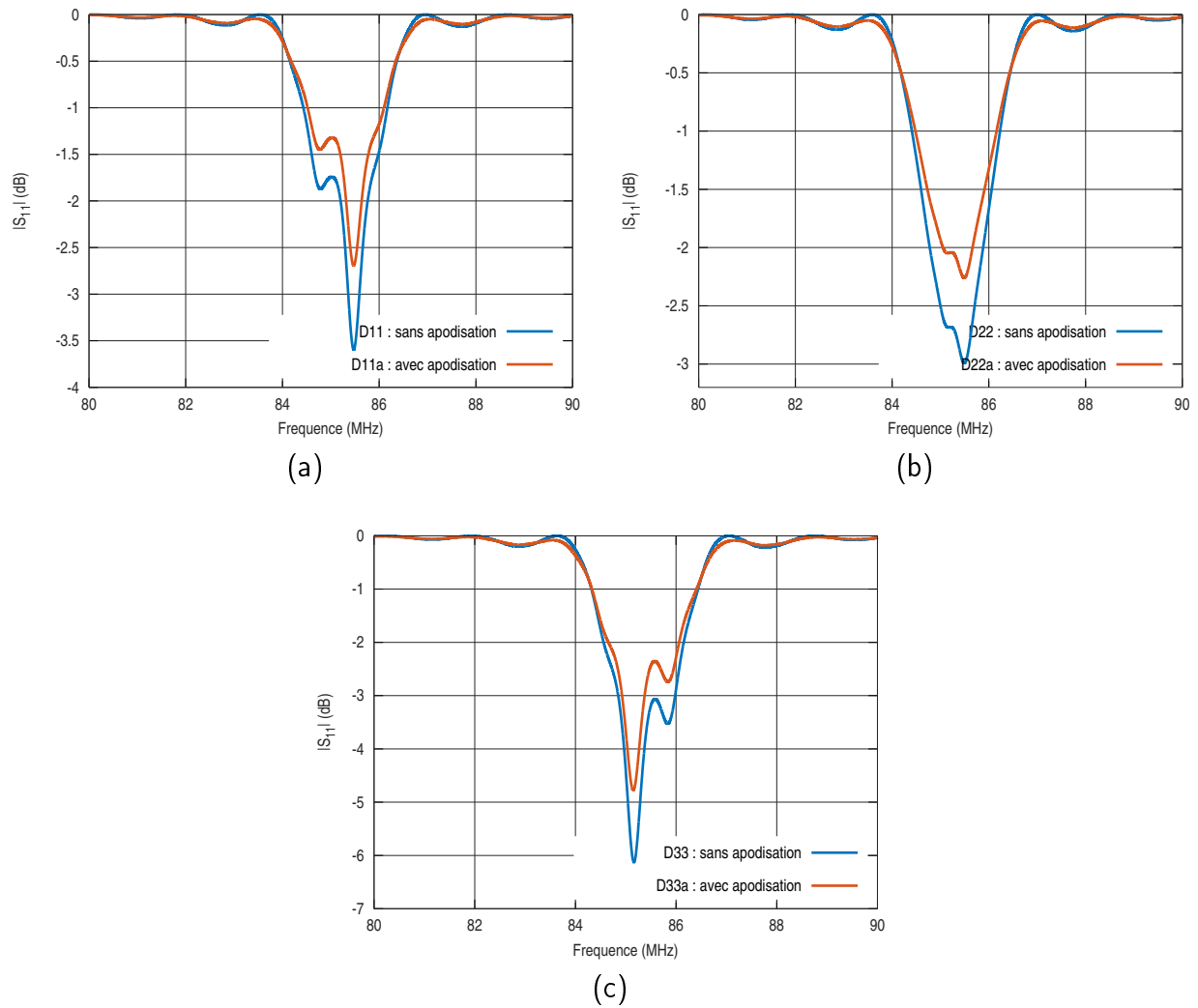


FIGURE 4.10 – Influence de l’apodisation sur la réponse des structures - (a) dispositifs D11 et D11a ($w = 20\lambda$ et $a/p = 0.6$), (b) dispositifs D22 et D22a ($w = 40\lambda$ et $a/p = 0.5$), (c) dispositifs D33 et D33a ($w = 80\lambda$ et $a/p = 0.4$)

4.1.3.2 Fabrication sur STS des dispositifs modélisés

En raison du faible coût de l’aluminium, ce matériau est déposé en première instance. Par la suite, un métal supportant les hautes températures doit être privilégié. 400 nm d’aluminium sont déposés. Le positionnement des structures sur ces échantillons est reproduite figure 4.12. Les six dispositifs qui ne sont pas numérotés correspondent à des structures dont les peignes interdigités ont subi un défaut de fabrication.

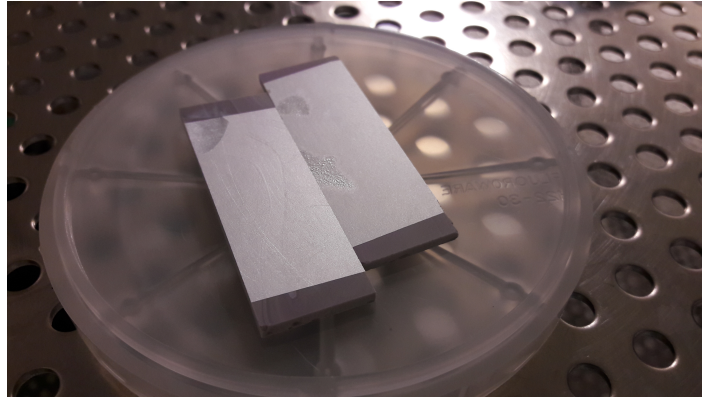


FIGURE 4.11 – Aspect du STS après une première métallisation sans polissage préalable

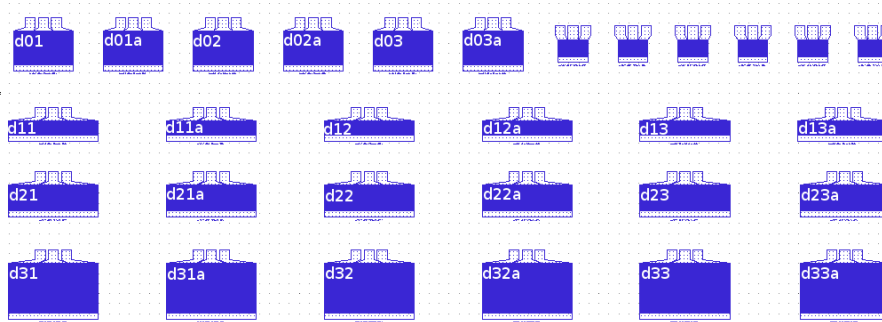


FIGURE 4.12 – Disposition des structures sur les échantillons de STS

Les résonateurs sont reportés sur les plaques par photolithographie et gravure humide. Après polissage du STS, les étapes du procédé de fabrication sont les suivantes :

1. dépôt d'aluminium (400 nm) sur le substrat - figure 4.13a ;
2. dépôt d'une résine photosensible (résine positive) - figure 4.13b ;
3. exposition aux UV des zones qui ne seront pas métallisées - figure 4.13c. A la suite de cette insolation, une partie de la résine a disparu - figure 4.13d ;
4. gravure humide dans un mélange d'acides acétique et phosphorique - figure 4.13e. Finalement, les dispositifs sont prêts à être exploités - figure 4.13f.

Finalement, après la réalisation de ces étapes de fabrication, les résonateurs obtenus sont conformes à ceux de la figure 4.14. Le caractère marbré du substrat est encore très visible sur la plaque du dessus sur cette photo (cette plaque est appelée "plaque 1" dans la suite alors que celle avec un aspect plus homogène est connue sous le nom de "plaque 2").

4.1.3.3 Réponse fréquentielle des résonateurs sur STS

Le fonctionnement des dispositifs entre 80 et 170 MHz est analysé au moyen d'une mesure sous pointes. L'ensemble des réponses est répertorié en annexe D. En revanche, dans le paragraphe actuel, seul le paramètre S_{11} des résonateurs D11 est tracé (figure 4.15). Cette réponse est en effet représentative des dispositifs fabriqués.

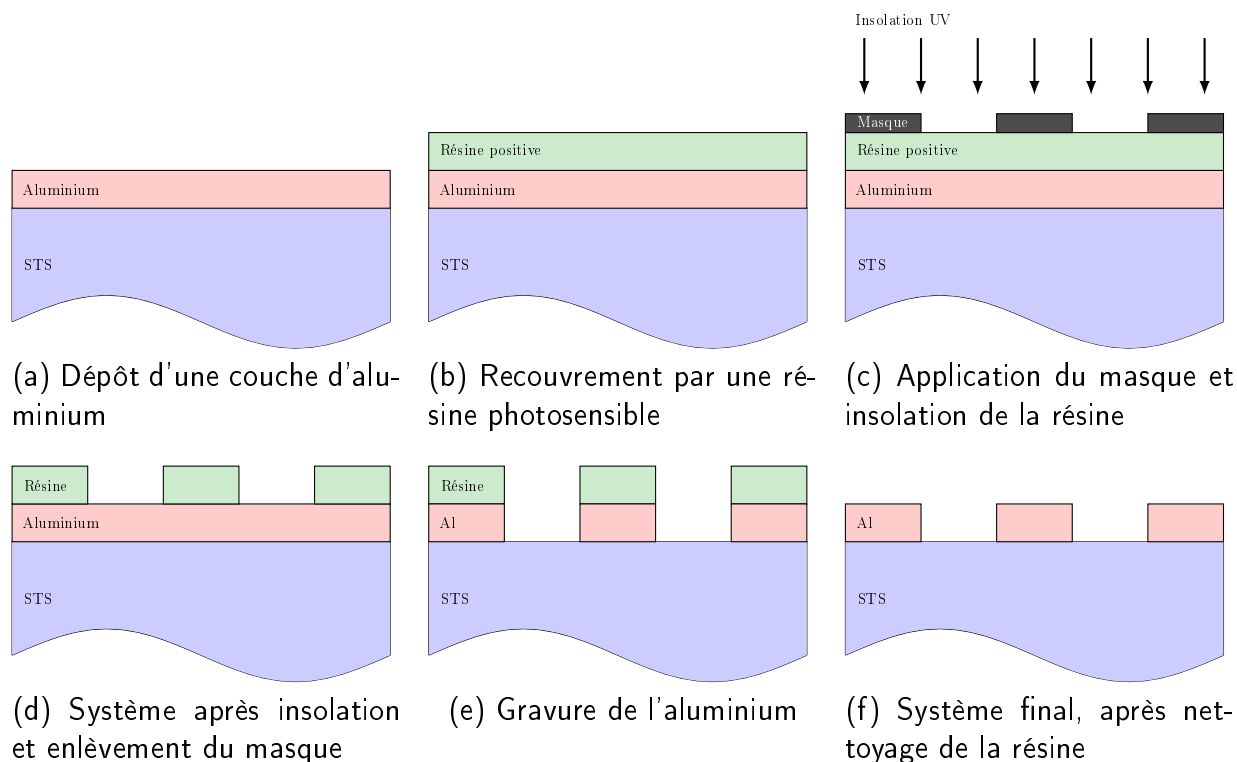


FIGURE 4.13 – Étapes de fabrication d'un dispositif SAW (définition des électrodes par gravure humide)

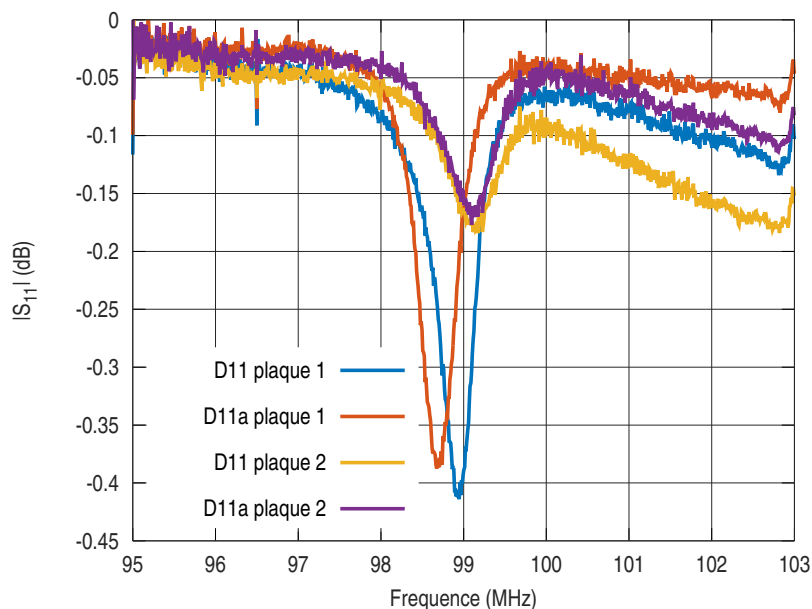


FIGURE 4.15 – Réponse des résonateurs D11, sur STS, mesurés au testeur sous pointes

En revanche, un certain nombre d'observations peuvent être faites :

- les 12 catégories de résonateurs ont tous au moins deux représentants en état de fonctionnement répartis sur les deux plaques de STS ;
- certains dispositifs (sur la plaque 1 : D13(a), D21, D23a et D32a ; sur la plaque 2 : D01(a), D02, D12(a), D22, D23a, D31, D32a, D33a) ont un coefficient s_{11} très faible et



FIGURE 4.14 – Résonateurs sur STS après fabrication

leur réponse fréquentielle n'est pas exploitable (cf. annexe D). Deux pistes sont envisagées pour expliquer ce défaut : la fabrication elle-même ou bien, la rugosité du matériau ;

- la réponse des autres dispositifs montre une amplitude très faible (de -0,5 à -1,8 dB, figure 4.15) mais cohérente avec les réponses théoriques simulées sans pertes (quelques dB en valeur absolue). Les dispositifs sans pondération sur les IDT ne présentent pas de modes transverses et la perte d'amplitude liée à l'apodisation est également constatée, ce qui est conforme aux attentes de la théorie.

Par ailleurs, les analyses théoriques du BTS prévoyaient une résonance à environ 85 MHz pour les dispositifs ayant une longueur d'onde de $30\mu\text{m}$ et de 128 MHz pour ceux disposant d'une $\lambda = 20\mu\text{m}$. Les mesures (qui impliquent donc du STS et non du BTS) mettent en avant des résonances à respectivement 98 et 140 MHz pour ces deux classes de dispositifs. La vitesse des ondes de surface dans le STS est donc plus élevée que dans du BTS. De plus, le caractère polycristallin de l'échantillon conduit localement à des variations de la vitesse de propagation des ondes.

4.1.4 Bilan et conclusions concernant la fresnoite

Les analyses sur la fresnoite de type $\text{Ba}_2\text{TiSi}_2\text{O}_8$ conduites par d'autres équipes de recherche [122] ont mis en avant la compatibilité de ce matériau avec les applications RF faisant intervenir des ondes de surface dans des gammes de température allant jusqu'à 700°C . En effet, à l'exception d'une singularité à 200°C (un fonctionnement autour de cette température est donc à proscrire) visible sur la figure 4.3 par une augmentation localisée des valeurs des coefficients des matériaux à cette température, le BTS possède des constantes intrinsèques très stables et ne se dégrade pas avant son point de fusion situé au delà de 1400°C .

L'étude menée alors dans le cadre de ce mémoire a mis en évidence les caractéristiques de propagation des ondes dans ce substrat en surface libre et sous des réseaux périodiques infinis d'électrodes de platine. Un facteur de couplage adéquat pour la réalisation de filtres à bandes étroite ($k^2 \simeq 1,5\%$) est mis en évidence, de même qu'une réflexion par électrode de quelques pourcents. La vitesse de propagation des SAW de l'ordre de 2500 m/s est idéale pour réaliser des filtres de petite taille dans des bandes de fréquences allant de 300 MHz à 1 GHz.

Finalement, la réalisation et la mesure des deux fois 12 résonateurs sur STS (matériaux de la même classe de symétrie que le BTS et dont l'atome de baryum est remplacé par un atome

de strontium dans sa formule chimique) ont montré des réponses fréquentielles conformes à la théorie malgré l'inhomogénéité visible des plaques utilisées.

Dans le but d'améliorer les réponses des dispositifs, il est néanmoins souhaitable d'obtenir des échantillons de fresnoite plus homogènes et moins rugueux. Par ailleurs, une analyse est en cours pour déterminer les propriétés intrinsèques du STS à partir des résultats de simulation sur BTS et de la fabrication sur STS.

4.2 Les capteurs hors bande de Bragg

Dans le cadre introduit au début de ce chapitre et suite aux développements sur les matériaux dédiés aux hautes températures, d'autres limitations liées à la variation de température ont été identifiées. Ces difficultés sont étroitement corrélées à certaines propriétés des monocristaux piézoélectriques.

4.2.1 Capteurs de température SAW usuels

Les capteurs de température SAW sont habituellement conçus de la manière suivante : deux résonateurs à simple port sont réalisés de telle sorte que leurs fréquences de résonance soient sensiblement différentes (quelques pourcent de leur fréquence de résonance) mais également de façon à ce que la variation fréquentielle de ces résonances avec la température soit propre à chaque composant. Pour cela, les résonateurs peuvent être élaborés soit sur deux matériaux différents soit sur une même tranche de *wafers* mais avec des directions de propagation des ondes distinctes. Ce second cas est schématisé sur la figure 4.16a. Dans tous les cas, les résonateurs sont finalement découpés et encapsulés dans des boîtiers adaptés.

Cette configuration permet d'évaluer la température T grâce à la mesure de l'écart fréquentiel entre les résonances de chaque SAW-R (la figure 4.16b montre le spectre du capteur, l'écart entre les deux modes dépend de T). Le caractère différentiel de la mesure permet de s'affranchir d'éventuelles dérives des fréquences de résonance liées à d'autres paramètres environnementaux et pouvant conduire à une lecture erronée de la variable d'intérêt. Les deux résonateurs sont en effet construits afin que des facteurs extérieurs comme les contraintes sur la structure, l'environnement électromagnétique etc. aient le même impact sur les deux résonateurs. De cette façon, seule la température -dans le cas présent- a un effet sur l'écart Δf entre les deux fréquences de résonance. Par ailleurs, les publications référencées [68, 4] mettent en exergue le caractère bijectif de la relation entre T et Δf . Par conséquent, la connaissance de Δf permet de déterminer précisément la valeur de la grandeur T .

En pratique, l'interrogation du capteur est réalisée par voie radio-fréquence : la mesure de température exploite d'une part la capacité des dispositifs SAW à convertir les ondes électromagnétiques en ondes élastiques (et vice versa), et d'autre part, la variation des propriétés des composants SAW (et donc la réponse du système) avec la température.

En outre, il est toutefois primordial, au cours de la mesure, de garder en mémoire le fait que l'interrogateur reçoit trois signaux (figure 1.12) :

- le produit du spectre de l'impulsion émise et de la fonction de réflexion du capteur vers l'interrogateur, qui est le signal d'intérêt ;
- le bruit ambiant (à un niveau de puissance constant) ;
- la réponse de l'environnement, amortie plus rapidement que la réponse du capteur.

La mesure par l'interrogateur est donc réalisée après que la signature de l'environnement se soit suffisamment affaiblie et avant que la puissance délivrée par le résonateur ne passe sous le

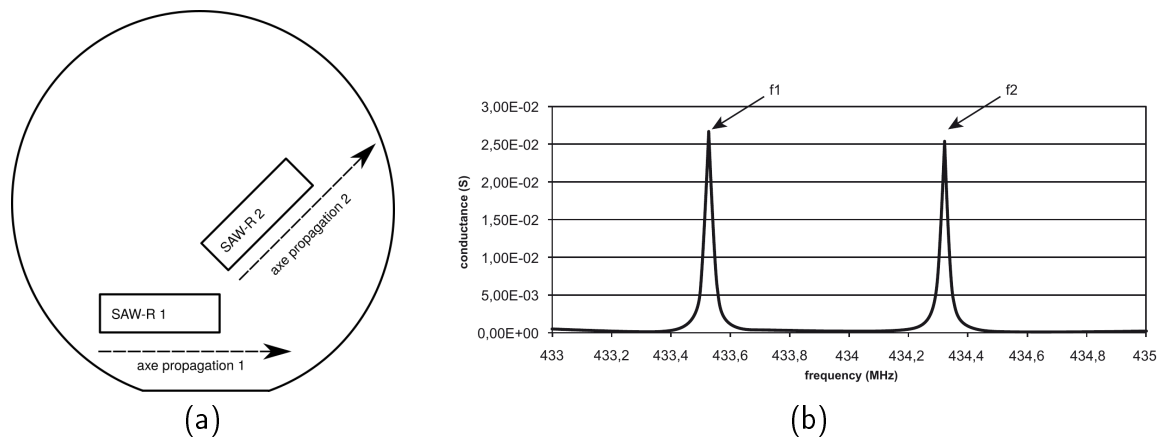


FIGURE 4.16 – Configuration classique d’un capteur de température - (a) deux résonateurs SAW sont disposés sur un même *wafer*, les directions de propagation des ondes sont distinctes, (b) Réponse délivrée par le capteur, l’écart entre f_2 et f_1 dépend de la température

niveau de bruit (figure 1.12) [124]. De cette façon, l’interrogateur fournit un spectre disposant d’autant de fréquences de résonance que de dispositifs conçus pour fonctionner dans la bande fréquentielle d’interrogation.

Cependant, en dépit des nombreux avantages offerts par ces capteurs de température, certains écueils ont été constatés. En effet, il n’est pas possible à l’heure actuelle et malgré les moyens techniques et technologiques existant de prévoir la manière dont les résonateurs vont vieillir et interagir entre eux suite à ce vieillissement. Par ailleurs, les structures actuelles font majoritairement intervenir des résonateurs qui travaillent à la condition de Bragg. C’est-à-dire que les électrodes sont déposées en surface du matériau de telle sorte que le résonateur soit synchrone (cf. chapitre précédent) : la période électrique du transducteur est égale à deux fois la période mécanique des électrodes (qui est identique à celle des miroirs). Il a été remarqué que ce type de configurations conduit parfois à une réponse électrique déformée ou à des sauts de fréquence quand les paramètres du milieu varient. Ce point a notamment été soulevé par les travaux de M. Laroche à l’EFTF en 2014 [46] et est illustré à la figure 4.17. Cette figure fait état de la réponse fréquentielle d’un résonateur SAW travaillant à la condition de Bragg lorsque la température augmente. En plus de l’influence recherchée de la température sur la fréquence de fonctionnement du SAW, une modification non souhaitée de l’allure de la courbe est constatée. En effet, la valeur de la conductance diminue considérablement et une nouvelle contribution apparaît sur la réponse fréquentielle, donnant l’impression d’une division de la résonance. L’apparition de ce second pic peut conduire à des erreurs d’interprétation de la mesure. C’est le cas notamment des courbes établies à 180 et 190°C sur la figure 4.17 : la présence d’un maximum local à 383,2 MHz pour ces deux réponses empêche d’établir sans équivoque la valeur de la température.

Ce phénomène est dû à la modification des propriétés de directivité δ , comme illustré en figure 4.18. Le calcul de δ et la relation la liant à la réflexion r ont notamment été abordés au chapitre 2. Plus généralement, la directivité est l’expression de la distribution d’énergie dans une cavité formée par deux miroirs de Bragg. Cette grandeur est directement liée à la position des centres de réflexion et de transduction du réseau périodique d’électrodes. Si ces centres sont confondus, leur signe définit la valeur de la directivité : s’ils sont en phase alors $\delta = 0^\circ$ et le dispositif travaille en entrée de bande d’arrêt ; s’ils sont en opposition de phase, $\delta = 90^\circ$, le mode est en sortie de bande. En revanche, si les centres de la réflexion et de la transduction sont disjoints, δ prend une valeur comprise entre 0 et 90° . Dans ce cas deux contributions

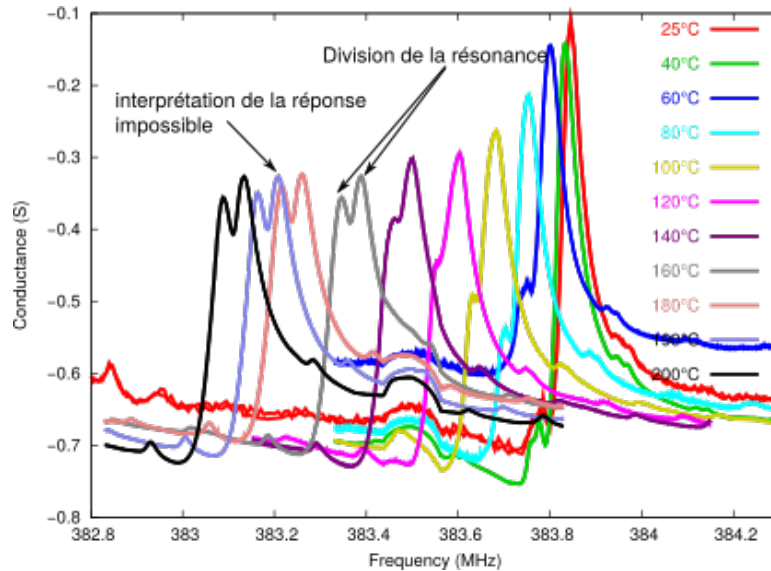


FIGURE 4.17 – Évolution de la réponse électrique d’un résonateur sur langasite (YXlt)/48,5°/26,6° sur une plage de température allant de 25 à 300°C [46]

sont visibles sur la réponse fréquentielle d’un système périodique infini : plus la directivité est proche de 0° , plus la contribution en entrée de bande prédomine ; plus δ est proche de 90° , plus la contribution en sortie de bande domine la réponse du système. Ce phénomène est illustré sur la figure 4.19. La courbe bleue des deux graphiques montre l’évolution du nombre d’ondes normalisé γ en fonction de la fréquence. Le plateau correspond à la bande d’arrêt du miroir de Bragg. Les courbes rouges et verte représentent l’admittance en fonction de la fréquence. La courbe verte visible sur la figure de gauche correspond à la réponse d’un système dont les centres de transduction et de réflexion sont à la même position et en phase. δ est donc égal à 0° et le dispositif fonctionne préférentiellement en entrée de bande. Sur ce même graphique, la courbe rouge affiche des centres de transduction et de réflexion en opposition de phase ce qui conduit à un système travaillant en sortie de bande de Bragg. L’étude de la courbe de droite de la figure 4.19 expose quant-à elle le cas pour lequel les lieux de réflexion et de transduction se retrouvent décalés suite à une augmentation de la température. Les deux contributions (entrée et sortie de bande) sont clairement visibles sur la courbe de droite et le mode aux hautes fréquences a une dynamique beaucoup plus grande que le mode de gauche : $\delta \in [45^\circ; 90^\circ]$.

Par conséquent, lorsque la directivité évolue, comme illustré en figure 4.18, l’allure de la réponse du capteur est modifiée (figure 4.17).

Dans une telle configuration de structure SAW périodique infinie, l’influence de la directivité, lorsque les propriétés du milieu changent, se manifeste donc par l’apparition d’un second mode. Lorsqu’un dispositif réel, c’est-à-dire un transducteur entouré de deux miroirs de dimensions finies, est étudié, la directivité conduit à une distorsion de la réponse du dispositif comme l’apparition de contributions non souhaitées aux fréquences correspondant à l’entrée ou à la sortie de la bande de Bragg, à des sauts de fréquences et finalement à de mauvaises interprétations de la valeur de la température.

A la lumière des précédentes explications, la modification de la directivité sous l’influence de la température devient plus intelligible sur la figure 4.17 : à 25°C (courbe rouge) le système travaille en sortie de bande de Bragg et présente un seul pic à 383,85 MHz. Lorsque T augmente, la contribution de l’entrée de bande devient progressivement prééminente jusqu’à donner l’impression d’une division de la résonance en deux.

De plus, le coefficient de réflexion r est directement lié à la directivité (chapitre 3). La

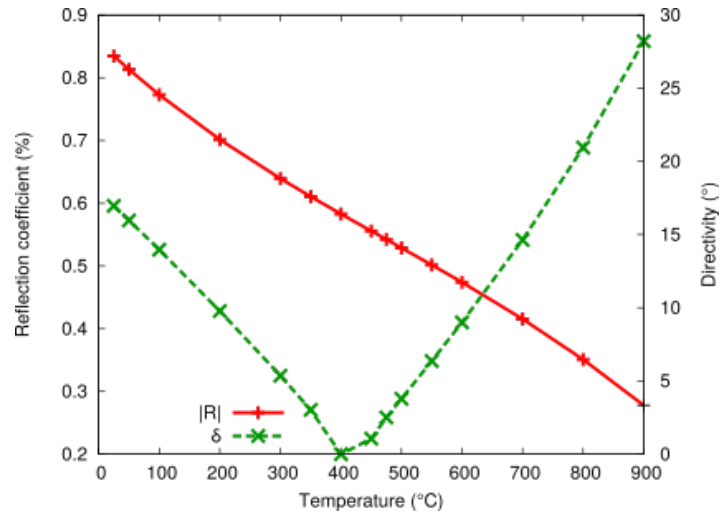


FIGURE 4.18 – Estimation théorique de l'évolution de la directivité et propriétés de réflexion d'une onde de Rayleigh se propageant sous des électrodes de platine déposées sur langasite coupe (YXlt)/48,5°/26,7°.

maîtrise de ce paramètre est un enjeu crucial dans le processus de conception des dispositifs à ondes de surface. La chute du coefficient r en même temps que la variation de la directivité conduit de fait à une diminution importante des pertes d'insertion du système. Une fois encore, cette caractéristique est visible par la mise en regard des figures 4.17 et 4.18.

Par conséquent, le schéma des électrodes est modifié en vue de rendre les capteurs SAW stables dans le temps et sous l'influence d'une variation de la température.

4.2.2 Pureté spectrale d'un résonateur à trois doigts par longueur d'ondes

L'utilisation de résonateurs à trois doigts par longueur d'onde est un moyen efficace pour s'affranchir des problèmes liés à la directivité δ . Le chapitre 3 évoquait déjà la disparition du terme δ de l'admittance harmonique des structures asynchrones périodiques infinies. Cette section exploite les développements du chapitre 3 pour concevoir des SAW, dont les transducteurs travaillent hors de la bande de Bragg de leurs miroirs, qui satisfont les conditions de pureté spectrale².

4.2.2.1 Structure périodique infinie

Une onde se propageant en surface d'un substrat de langasite coupe (YXlt)/48,5°/26,6°³ et sous un réseau périodique infini d'électrodes de platine comportant trois doigts par longueur d'ondes λ n'est plus soumise à l'influence de la directivité [2]. Le schéma de conception de telles électrodes correspond à la zone du transducteur de la figure 4.20.

Le comportement de cette structure périodique infinie sous l'influence de la température met en avant qu'en dépit de l'existence de deux conditions phase/fréquence impliquant le synchronisme de la structure, soit l'entrée de la bande de Bragg, soit sa sortie, est inhibée. Autrement dit, la directivité a un impact négligeable sur des structures dont la périodicité de l'excitation diffère de $\gamma = 0,5$ (deux doigts par longueur d'onde). Les résultats de simulations

2. L'amplitude du mode exploité doit être supérieure à 10 dB alors que les contributions à $\pm 1\%$ de la fréquence de résonance sont tenues d'avoir un S_{11} supérieur à -1 dB

3. La LGS dans sa coupe standard est sélectionnée pour sa capacité à supporter les hautes températures

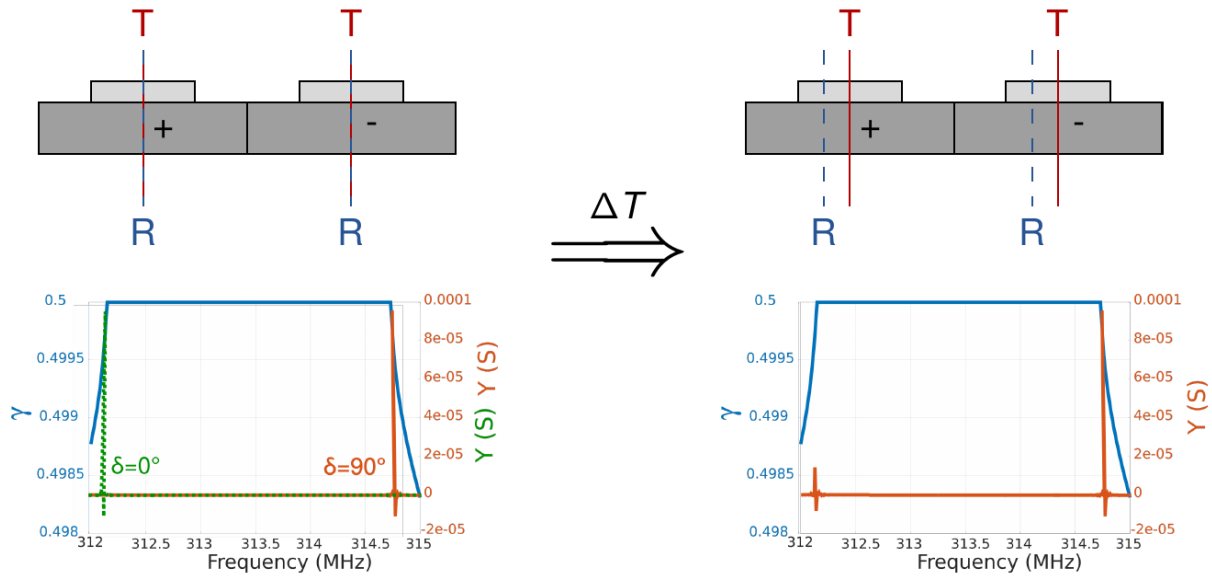


FIGURE 4.19 – Mise en exergue de la relation entre la directivité δ , les centres de transduction et de réflexion et la variation de la température

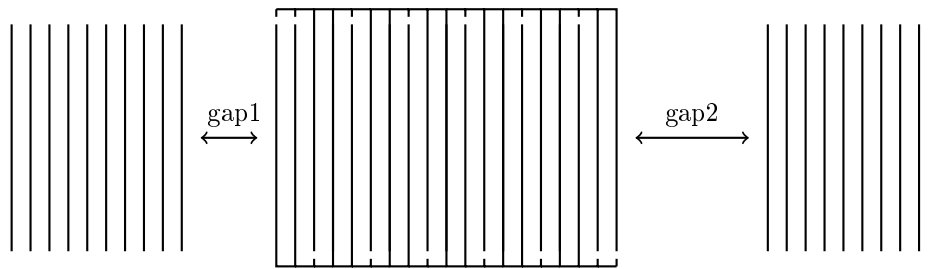


FIGURE 4.20 – Schéma d'un résonateur SAW à trois doigts par longueur d'ondes

numériques qui permettent de tirer ces conclusions sont tracés figure 4.21. Cette figure permet d'effectuer les observations suivantes :

- lorsque $\lambda = 3p$, un large écart fréquentiel existe entre les deux modes : environ 8 MHz soit un écart d'environ 5% (dans le cas présent) par rapport à la fréquence de la première contribution ;
- dans cette même configuration, le couplage électromécanique de la deuxième résonance (aux plus hautes fréquences) est très faible : proche de zéro sur toute la gamme de température considérée.

Le couplage se déduit de ces courbes en considérant l'écart de fréquence entre la résonance (maximum de l'admittance Y) et l'antirésonance (maximum de l'impédance Z). Sur cette figure, la susceptance B et la réactance X sont prises en compte en lieu et place de l'admittance et de l'impédance puisque le comportement de la structure est simulé sans pertes. L'écartement quasi nul entre B et X de la contribution haute fréquence atteste donc d'un couplage de ce mode presque inexistant.

En définitive, la figure 4.21 est analogue aux schémas 4.19 (courbes rouges et verte) puisqu'elle représente l'admittance harmonique d'un système SAW périodique infini. L'influence (ou plutôt, l'absence d'influence) de la directivité est lue directement sur ces courbes. En effet, comme les deux modes sont très éloignés l'un de l'autre, le mode principal ne peut plus se diviser en deux. De plus, le couplage électromécanique très faible du second mode implique qu'il ne peut avoir aucune influence sur le comportement de la première résonance. Ces affirmations

sont comparées aux résultats de la figure 4.17 qui est obtenue dans le cas d'un résonateur synchrone : l'utilisation d'une structure asynchrone aurait évité la division du mode principal grâce à l'absence d'interaction entre les deux contributions (grâce à leur espacement et au faible couplage du second mode).

En résumé, une structure constituée d'un réseau infini d'électrodes démontre les avantages qu'apporte un travail avec un nombre d'ondes normalisé $\gamma = 1/3$ et donc différent de 0.5. Notamment, ce type d'excitation permet de s'affranchir des effets de la directivité. En conséquence, un résonateur conforme à celui représenté figure 4.20 est conçu et sa réponse fréquentielle est analysée.

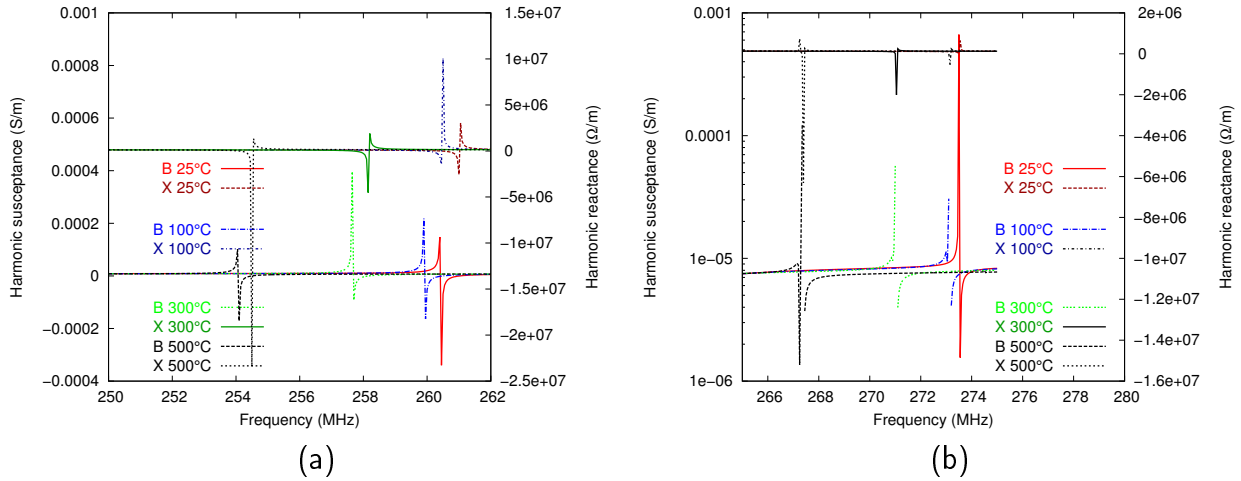


FIGURE 4.21 – Admittance de l'onde de Rayleigh se propageant sur LGS coupe (YXlt)/48.5°/27.6° sous un réseau périodique infini de platine (analyse harmonique) pour une excitation de type trois doigts par longueur d'ondes - (a) contributions aux basses fréquences, (a) propagation aux hautes fréquences

4.2.2.2 Résonateur hors bande de Bragg

Un résonateur asynchrone implique que le transducteur travaille en dehors de la bande de Bragg des réflecteurs. C'est-à-dire que la période électrique du transducteur est différente de deux fois la période mécanique des miroirs. La conception de ce type de structures entraîne la prise en considération de nouveaux critères d'élaboration qui dépendent du paramètre à privilégier. Cela peut être le facteur de couplage ou la pureté spectrale par exemple. Le point de fonctionnement du système est déterminé selon son cahier des charges. Etablir des grilles de matériaux (tableaux regroupant l'ensemble des paramètres mixtes pour différentes métallisations) pour les structures à deux doigts et à trois doigts par longueur d'onde s'avère indispensable à la conception du résonateur. Par conséquent, la contribution principale (située soit en entrée, soit en sortie de bande interdite, selon le substrat et sa métallisation) doit être positionnée de façon adéquate dans la bande de Bragg des miroirs afin d'atteindre la réponse fréquentielle spécifiée.

La figure 4.22 propose justement plusieurs correspondances entre la réponse électrique d'un réseau périodique infini à trois doigts par longueur d'ondes et la bande interdite d'un réseau à deux doigts par λ en fonction de la période mécanique. Selon la valeur de p , le mode prédominant se situe à l'entrée de la bande du réseau à $2p/\lambda$, entre l'entrée et le milieu de la bande ou en son centre. D'autres valeurs de p pour le réseau à $3p/\lambda$ auraient pu conduire à une

localisation en sortie de bande par exemple. La résolution de p (de l'ordre du nm) proposée sur la figure 4.22 n'est pas réaliste à l'échelle d'une production industrielle. Elle permet pourtant de visualiser des différentes configurations qui peuvent être obtenues sur des structures similaires mais disposant de plus grandes largeurs de traits (autre matériau, autre fréquence de travail).

A la lumière de ces remarques préliminaires, trois résonateurs sont conçus en se fondant sur les trois cas de la figure 4.22. Le tableau 4.3 résume leurs dimensions. Les réponses fréquentielles de ces dispositifs sont tracées sur les figures 4.23 à 4.25. De même que dans le cas des réseaux réputés infinis (figure 4.22) ces dispositifs sont conçus de telle sorte que la fréquence de résonance se situe au début (figure 4.23), entre le début et le milieu (figure 4.24) et au milieu (figure 4.25) de la bande des miroirs. Les trois figures suivantes (figures 4.26a à 4.26c) offrent une meilleure visualisation du couplage de ces trois dispositifs en affichant à la fois la conductance et la réactance des systèmes. Il est effectivement connu [83] que le facteur de couplage est directement lié à l'écart entre les deux *maxima* (résonance et antirésonance) visibles sur chacun de ces graphiques.

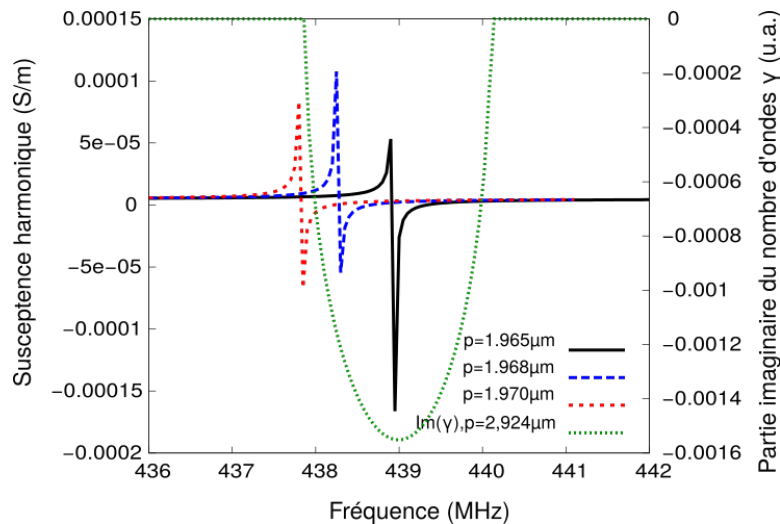


FIGURE 4.22 – Différents placements de la réponse harmonique d'un réseau infiniment périodique à $3p/\lambda$ (courbes rouge, bleue et noire) comparé à la bande de Bragg d'un réseau à $2p/\lambda$ (courbe verte) en fonction de la période mécanique p

Il est important de remarquer, comme suite à l'étude des figures 4.22 à 4.26, que l'utilisation de l'une ou l'autre de ces configurations implique de devoir faire des compromis entre différents critères de conception. Par exemple, le premier cas fait état d'une meilleure dynamique sur le coefficient de réflexion s_{11} (axe des ordonnées des graphiques de gauche des figures 4.23 à 4.25) que les deux suivants (-40 dB comparé à environ -10 à -15 dB). Pourtant, le meilleur ratio du pic principal sur les modes de cavités apparaît dans le troisième cas, de même que le meilleur facteur de couplage.

Par ailleurs, le coefficient de couplage faible par rapport à celui de résonateurs à $2p/\lambda$ (environ 0,1% pour une structure à $3p/\lambda$ et 0,25% pour un transducteur à $2p/\lambda$) pourrait sembler, au premier abord, insuffisant pour coupler l'onde et obtenir une réponse fréquentielle acceptable. Or, les figures 4.22 à 4.26 mettent en avant des résonateurs disposant de fonctions réponse en fréquence qui atteignent les exigences usuelles [32] en termes de pureté spectrale.

TABLE 4.3 – Paramètres de conception des trois dispositifs modélisés

<i>Paramètres</i>	<i>Dispo. fig. 4.23</i>	<i>Dispo. fig. 4.24</i>	<i>Dispo. fig. 4.25</i>
Nombre d'électrodes (transducteur : IDT)	900	900	900
Période mécanique des IDT (μm)	1.97	1.968	1.965
a/p (IDT)	0.5	0.5	0.5
h/ λ (IDT)	2.369%	2.371%	2.375%
Nombre d'électrodes par miroir	150	150	150
Période du miroir (μm)	2.924	2.924	2.924
a/p (miroirs)	0.53	0.53	0.53
h/ λ (miroirs)	2.394	2.394	2.394
Gap g1 (μm) / (g2=0 μm)	1.15	1.8	1.8
Ouverture acoustique (μm)	300	300	300
Épaisseur de métal (nm)	140	140	140

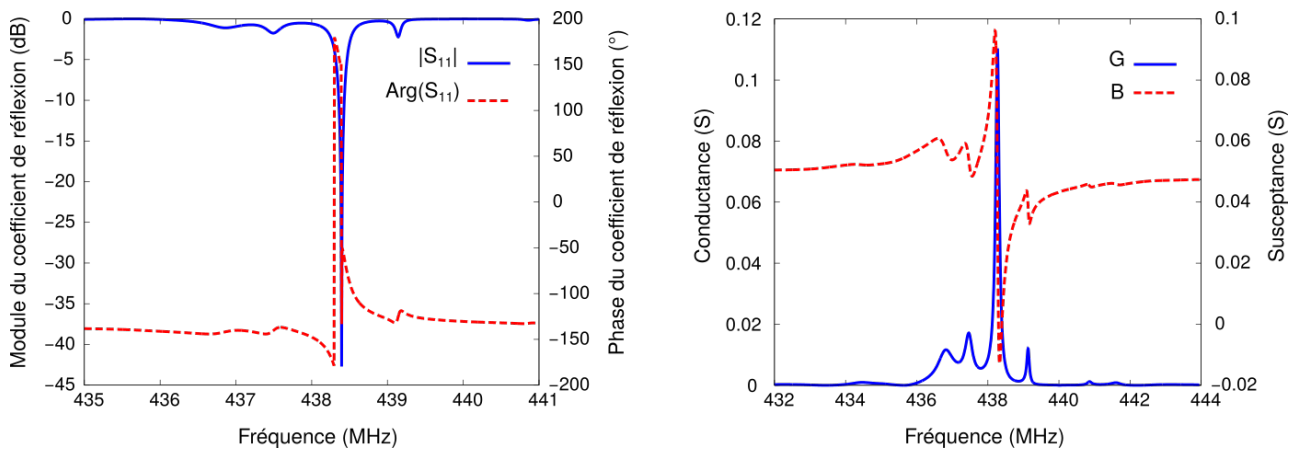


FIGURE 4.23 – Réponse électrique calculée d'un résonateur travaillant en entrée de la bande de Bragg des miroirs -à gauche : Fonction de réflexion s_{11} , à droite : admittance Y

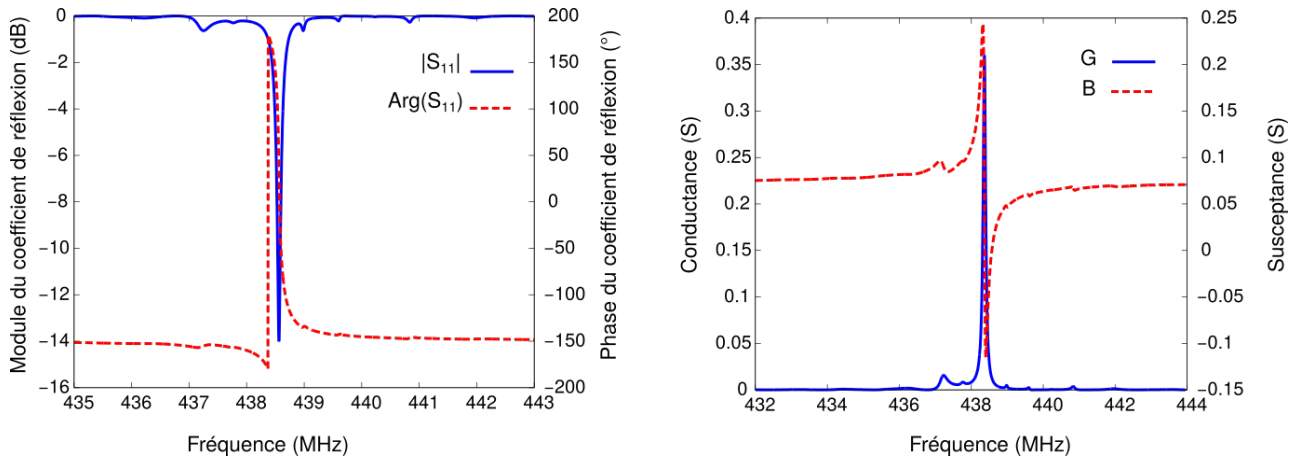


FIGURE 4.24 – Réponse électrique calculée d'un résonateur travaillant entre l'entrée et le centre de la bande de Bragg des miroirs -à gauche : Fonction de réflexion s_{11} , à droite : admittance Y

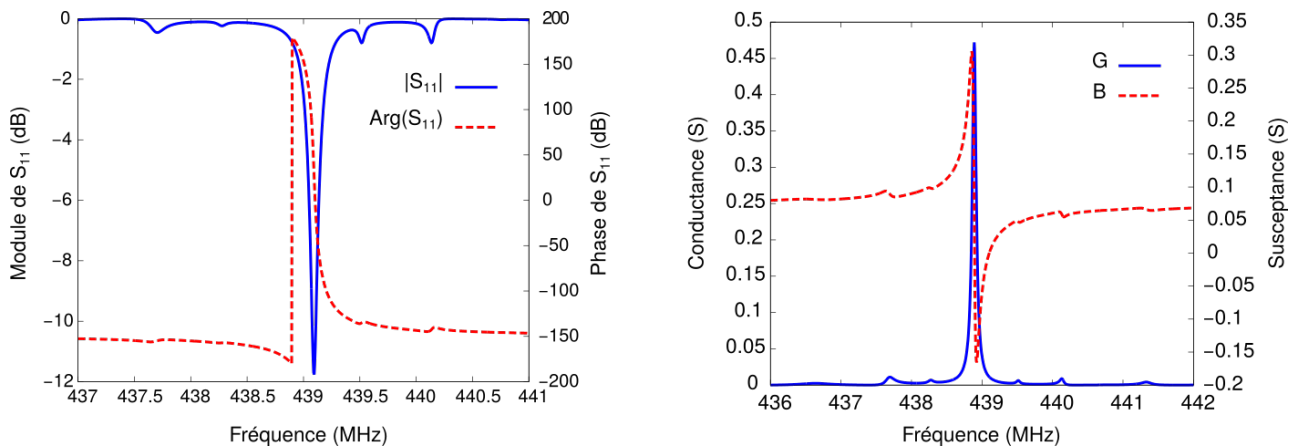


FIGURE 4.25 – Réponse électrique calculée d'un résonateur travaillant au milieu de la bande de Bragg des miroirs -à gauche : Fonction de réflexion s_{11} , à droite : admittance Y

4.2.2.3 Quelques remarques supplémentaires

Quatre constats supplémentaires sont à souligner. En effet, les simulations numériques montrent que plus l'excitation électrique du transducteur est proche du schéma purement périodique habituel (succession de $+V/-V$), plus la fréquence secondaire apparaît au détriment de la fréquence de synchronisme principale qui voit alors ses pertes d'insertion augmenter. Par exemple, un dispositif dont la période d'excitation est flottant $-V/+V/-V/\text{flottant}/+V/-V/+V$ montre une pureté spectrale de meilleure qualité qu'un dispositif de type $+V/-V/+V/+V/-V/+V/-V$. Pour résumer, un résonateur SAW travaillant hors bande de Bragg voit sa pureté spectrale s'améliorer lorsque son schéma d'excitation électrique s'éloigne de l'alternance $+V/-V$.

Le second point à mentionner est qu'en dépit du caractère intrinsèquement multimodal de la cavité acoustique ainsi formée, il est possible d'obtenir des dispositifs dont la réponse satisfait les conditions de pureté spectrale définies au début de la section 4.2.2.

De plus, ce type de structures offre l'opportunité d'une fabrication simplifiée pour atteindre une même fréquence de résonance. En effet, comme le montre la figure 4.27, un transducteur à $5p/2\lambda$ dispose d'une plus grande largeur de traits qu'une structure à $3p/\lambda$ pour atteindre

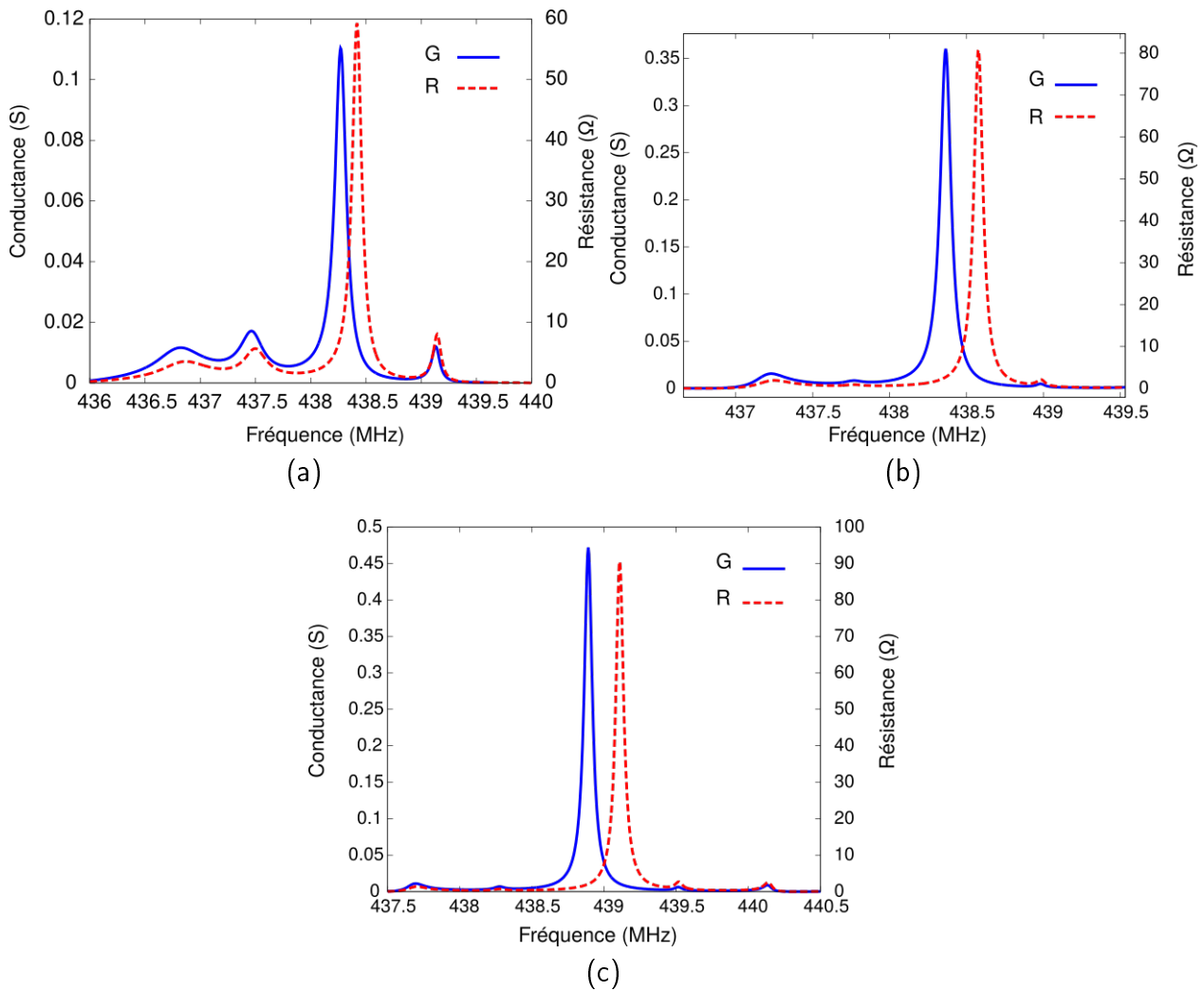


FIGURE 4.26 – Mise en évidence de l’intervalle fréquentiel entre résonance et antirésonance pour chacune des trois configurations - (a) début de la bande de Bragg, (b) entre le début et le milieu de la bande de Bragg, (c) milieu de la bande de Bragg

la même fréquence. Or, dans le contexte de montée en fréquence actuel, et avec les technologies de photolithographie dont nous disposons, l’élargissement des motifs des SAW permet de s’affranchir des limitations technologiques qui complexifient la fabrication de ces structures au-delà de 2 GHz. Grâce à cet avantage technologique, une structure à $5p/2\lambda$ est privilégiée par rapport à un dispositif à $3p/\lambda$ tel que présenté au début de ce chapitre.

Finalement, le mode prédominant n’est pas nécessairement le premier mode mais peut également correspondre à la contribution hautes fréquences. La prééminence d’un mode par rapport à l’autre est liée aux différents paramètres de conception comme le rapport a/p , le type de substrat utilisé ou le schéma d’excitation par exemple. Ce phénomène est très bien illustré sur la figure 4.28. Ici, le piézoélectrique est un substrat de quartz. Les deux cas présentés sur cette figure font état d’une excitation différente. Sur la partie gauche de la figure 4.28 la période électrique vaut $7p/2$ alors que sur partie droite de cette même figure, $\lambda = 8p/3$. Le mode dominant du premier cas est situé en sortie de bande interdite du transducteur alors que, en raison des propriétés du substrat, la contribution principale de la seconde configuration est située aux plus basses fréquences.

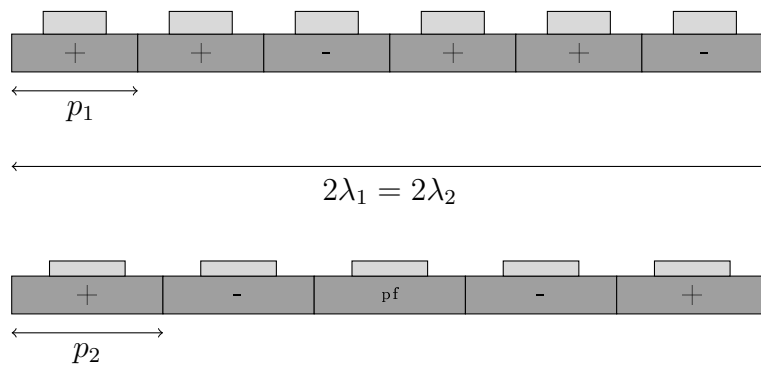


FIGURE 4.27 – Mise en exergue de la différence de taille des électrodes entre un dispositif à $5p/2\lambda$ (schéma du haut) et un dispositif à $3p/\lambda$ (en bas) lorsque la longueur d’onde λ est la même

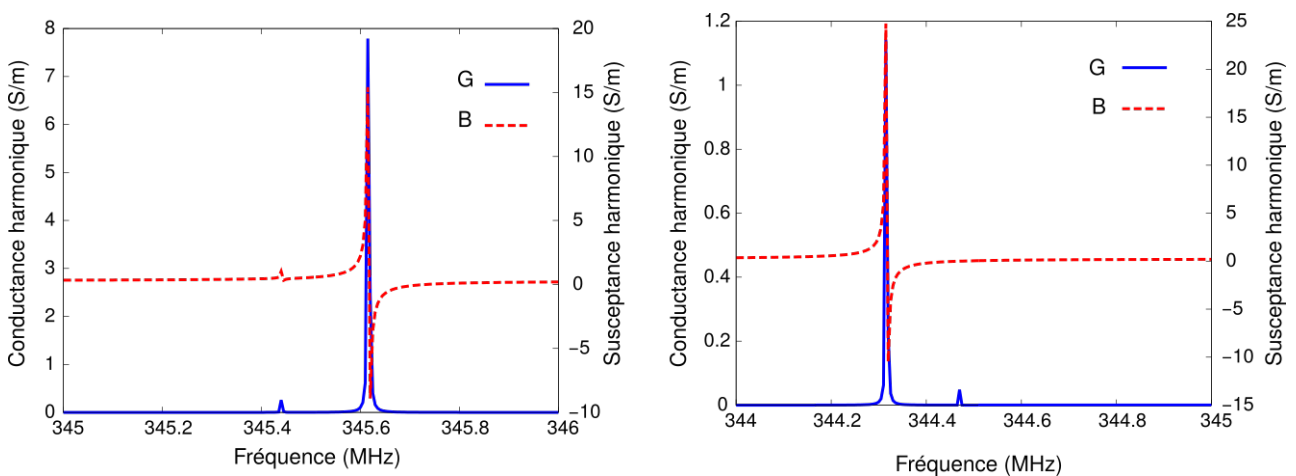


FIGURE 4.28 – Admittance harmonique (conductance et susceptance) de deux dispositifs SAW sur quartz (YXwlt)-20/-36.5/+20° -à gauche : schéma d’excitation fondé sur sept électrodes pour trois longueurs d’ondes, à droite : excitation de type $8p/3\lambda$

4.2.3 Résonateurs à modes multiples pour applications capteurs

Les paragraphes et sections précédentes ont démontré la possibilité de s’affranchir des effets de la directivité sur la réponse d’un SAW tout en maintenant la pureté de la réponse spectrale. La première problématique soulevée à la section 4.2.1 a donc été résolue. La suite de ce travail se focalise sur la possibilité de concevoir un capteur de température monolithique afin de résoudre la seconde difficulté évoquée : le vieillissement différentiel des structures SAW qui composent les capteurs usuels. En ce sens, le caractère multimodal de la cavité est maintenant exploité.

4.2.3.1 Démonstration de la possibilité de concevoir un capteur SAW monolithique

Dans la section précédente, pour simplifier l’optimisation de la réponse électrique, un seul *gap* était pris en compte. Désormais, deux *gaps* sont considérés, comme représenté figure 4.20 (le *gap2* était mis à zéro dans le tableau 4.3). Ces deux *gaps* sont définis de telle sorte que plusieurs résonances coexistent dans une bande de fréquence sélectionnée par le concepteur. En bref, une cavité acoustique est formée par deux miroirs de Bragg. Un transducteur tirant partie de l’énergie de la cavité est situé en son sein. La cavité est alors interrogée grâce aux effets piézoélectriques direct et inverse.

Une telle configuration est un moyen efficace pour concevoir un capteur de température interrogeable à distance tout en n'utilisant qu'un seul et unique résonateur. Pour ce faire, une bande de fréquence est tout d'abord sélectionnée en fonction du domaine d'application du capteur (typiquement, pour une interrogation à distance en Europe dans le domaine de l'industrie, la bande ISM [433.05; 434.79] MHz peut être sélectionnée). Plusieurs résonances doivent ensuite être placées dans cette bande fréquentielle.

Afin de mettre en avant qu'une variation de la différence de fréquences entre les résonances peut être perçue et mesurée, un composant à ondes de surface est conçu. Ses dimensions sont calculées de manière à obtenir au moins deux modes principaux bien distincts et avec un écart fréquentiel le plus important possible dans la bande ISM centrée sur 434 MHz. Une fois encore, un substrat de LGS et des électrodes en platine sont exploités pour les propriétés de tenue aux températures de ces matériaux. La structure de ce composant est résumé dans le tableau 4.4 et sa réponse à température ambiante est représentée figure 4.29. La différence de fréquence Δf entre deux résonances consécutives à 25°C est estimée numériquement à environ 345 kHz.

TABLE 4.4 – Paramètres de conception d'un résonateur comportant quatre modes dans la bande ISM à 434 MHz

<i>Parametres</i>	<i>Dispositif</i>
nombre de longueurs d'ondes (IDT)	100
période mécanique des IDT (μm)	1.989
nombre d'électrodes par miroir	200
période mécanique des réflecteurs (μm)	2.973
a/p (IDT & mirrors)	0.5
h (nm)	118
ouverture acoustique (μm)	300
gap de gauche (μm)	994.5
gap de droite (μm)	1990

La réponse du dispositif à 100°C et à 200°C a ensuite été calculée. Les courbes sont tracées figure 4.30. Le décalage vers les basses fréquences avec la température est en lien avec le coefficient de température de la vitesse à l'ordre 1 (CTV_1), égal à -12,6 ppm/K [126]. De plus, l'écart entre les modes décroît lui aussi avec l'augmentation de la température. Les résultats numériques mettent en avant une variation de l'écart entre les fréquences $\Delta(\Delta f)$ de 12 kHz entre la réponse à 25°C et la réponse à 100°C (figures 4.29 et 4.30) et de 1 kHz entre la réponse à 100°C et la réponse à 200°C (figure 4.30).

En mettant en exergue la variation de l'écart fréquentiel entre deux modes consécutifs avec la température, nous avons pu montrer qu'il est effectivement possible de concevoir un capteur de température SAW fondé sur l'utilisation d'un seul résonateur.

4.2.3.2 Résultats expérimentaux

Finalement, pour valider les résultats théoriques obtenus, un résonateur SAW appartenant au catalogue de produits de `frec|n|sys` et dont la géométrie est conforme aux développements précédents est utilisé pour réaliser un capteur de température. Un substrat de quartz ainsi que

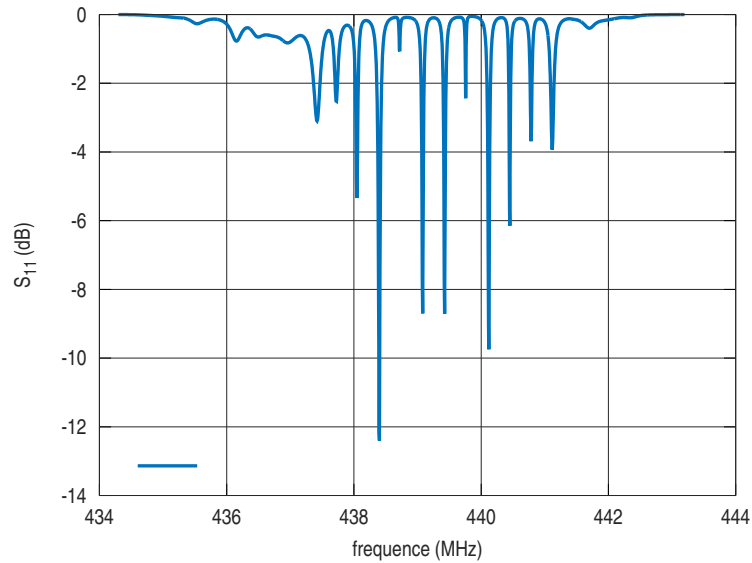


FIGURE 4.29 – Module s_{11} pour un résonateur à modes multiples conçu sur langasite. Cette réponse est associée au résonateur du tableau 4.4

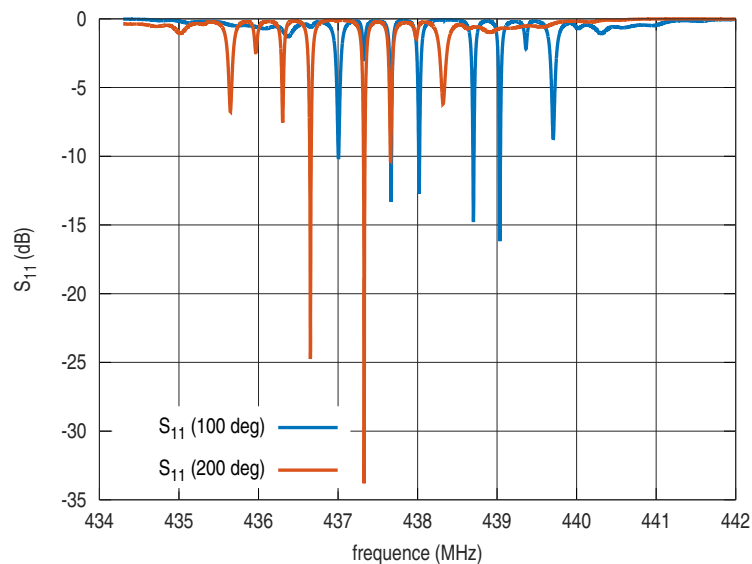


FIGURE 4.30 – Réponse fréquentielle calculée du dispositif décrit tableau 4.4 conçu sur LGS (YXlt)48.5°/26.7° et avec des électrodes de platine pour deux températures différentes.

des électrodes d'aluminium sont utilisés. Ces matériaux sont sélectionnés préférentiellement au couple LGS platine puisqu'ils sont mieux connus des spécialistes des ondes de surface et plus facile à mettre en œuvre. Le transducteur est formé d'un réseau périodique à trois doigts par longueur d'ondes et trois résonances dans la bande fréquentielle d'intérêt sont attendues. L'évolution de l'écart en fréquence est étudié de 25 à 130°C. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un testeur sous pointes équipé d'un *chuck* chauffant dans cette gamme de température.

La figure 4.31 expose la réponse en fréquence s_{11} de ce dispositif pour différentes températures. Pour des raisons de confidentialité, la fréquence a été normalisée. Ce graphique montre très nettement le glissement des trois fréquences de résonance dû à l'augmentation de la température. De plus, l'étude de la figure 4.32 permet de suivre l'évolution de l'écart fréquentiel entre le premier et le troisième pic en fonction de T . Une diminution du Δf normalisé est

observée. Un lissage de la courbe expérimentale permet d'obtenir la loi de comportement de l'écart fréquentiel avec la température :

$$\frac{\Delta(\Delta f)}{\Delta f_0} = CTF_1(T - T_0) + CTF_2(T - T_0)^2 \quad (4.4)$$

avec $CTF_1 = -102 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ et $CTF_2 = -226.5 \text{ ppb}/^\circ\text{C}$.

Ces résultats expérimentaux sont cohérents avec ceux obtenus lors de la précédente analyse théorique : un SAW-R composé d'un seul transducteur à trois doigts par longueur d'ondes a été fabriqué. La réponse de ce composant présente trois résonances dont la différence fréquentielle d'un mode par rapport à un autre diminue lorsque la température augmente.

Le lecteur peut constater sur la figure 4.32 que l'écart fréquentiel est tout de même limité ($70 \text{ Hz}/^\circ\text{C}$). Une telle variation, visible lors qu'une mesure sous pointes est difficile à mesurer sans fil. L'approche peut toutefois être généralisée en utilisant un matériau plus sensible aux variations de température (comme le LNO128).

Par conséquent, après une étape de reconception pour augmenter la sensibilité à la température puis un étalonnage précis du comportement de la structure, ce dispositif pourra être utilisé en tant que capteur de température monolithique. Ce capteur ne sera soumis ni aux problématiques liées à la directivité (division de la résonance, sauts de fréquences) ni aux questions d'interactions entre différents éléments d'un même capteur au cours du temps.

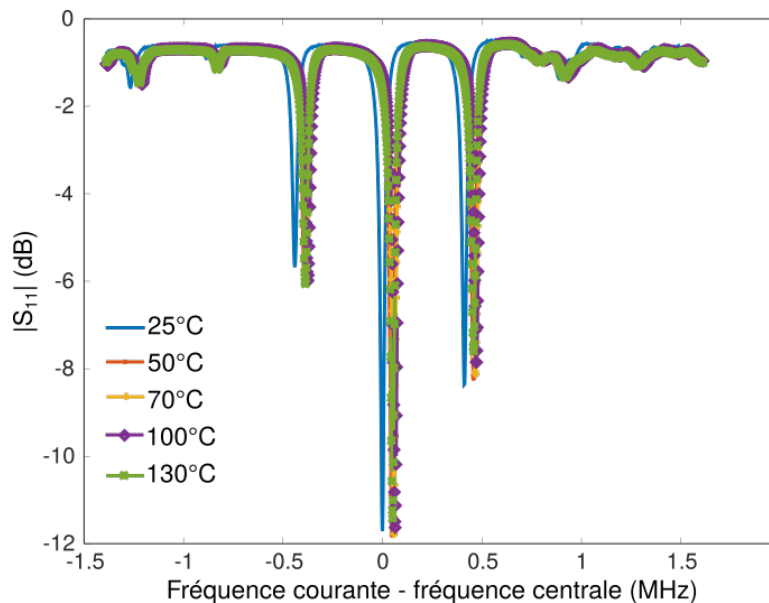


FIGURE 4.31 – Coefficient de réflexion s_{11} d'un résonateur à modes multiples sur quartz avec électrodes d'aluminium

4.2.4 Conclusion : réalisation d'un capteur pour les hautes températures

L'objectif de cette section était la conception de capteurs de température pouvant être insérés dans des environnements sévères en dépit des limitations actuelles (influence de la directivité sur la réponse du système, interaction méconnue entre les résonateurs constituant le capteur). Pour atteindre ce but, la géométrie même du transducteur a été modifiée de sorte que le résonateur travaille maintenant hors de la bande de Bragg définie par les réflecteurs. De

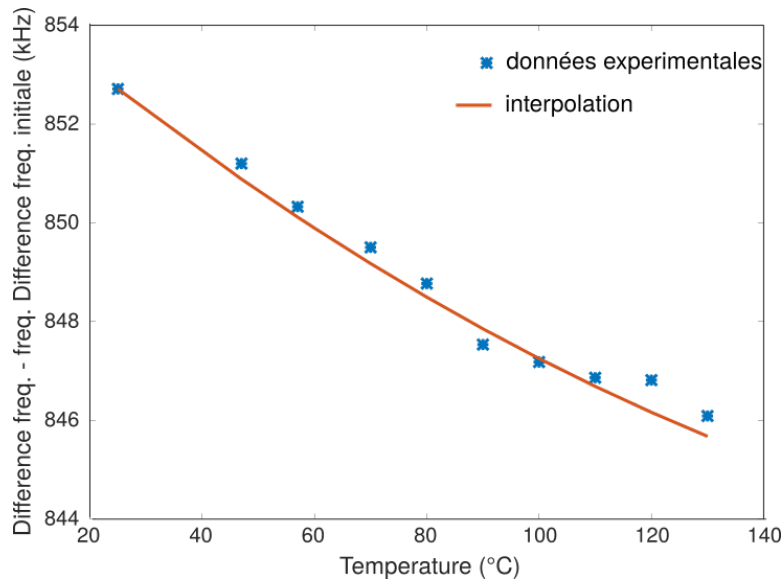


FIGURE 4.32 – Évolution de l'écart fréquentiel entre la première et la dernière résonance du système avec la température

cette façon, plusieurs modes dont les fréquences évoluent différemment avec le milieu extérieur prennent place dans la cavité acoustique.

Une étude théorique suivie de la fabrication d'un résonateur multimode à trois doigts par longueur d'ondes a eu lieu. Ainsi, la possibilité de concevoir un dispositif affranchi des problèmes liés à la directivité et dont le comportement ne subit pas de variations liées à la présence d'un autre résonateur a été démontrée. En effet, les résultats obtenus ont mis en avant la possibilité d'obtenir :

- soit un dispositif dont la réponse fréquentielle exhibe une pureté spectrale compatible avec les spécifications usuelles des résonateurs ;
- soit un dispositif faisant état de plusieurs modes dans la cavité acoustique.

L'un ou l'autre mode de fonctionnement du dispositif dépend d'un choix de conception et de l'application visée.

Le fonctionnement du capteur de température a été démontré entre 25 et 130°C, soit à basse température. L'étape suivante est la validation de ce travail sur des plus hautes températures en utilisant un substrat de LGS et des électrodes de platine.

4.3 Conclusion du chapitre

Les capteurs de température sont devenus essentiels dans la plupart des secteurs industriels. Cependant, ces détecteurs sont soumis à certaines obligations : en plus de supporter des températures supérieures à 700°C, ils doivent être passifs et interrogeables à distance.

Des travaux ont donc été conduits afin d'améliorer les performances des capteurs actuels. En ce sens, une étude a permis d'identifier les matériaux piézoélectriques les plus favorables à une utilisation en environnement sévère ainsi que leurs limitations. En plus des matériaux comme la LGS ou l'AlN, qui sont indiqués pour une utilisation aux hautes fréquences, les matériaux de type Fresnoite (BTS/STS) ont été analysés. Il ressort de cette étude que les constantes élastiques et piézoélectriques de ces substrats présentent variation monotone avec l'augmentation de la température. Cependant, l'hétérogénéité forte au sein d'un même échantillon reste une limitation considérable à son exploitation à l'échelle industrielle.

Par ailleurs la géométrie des capteurs SAW a également été revue. Ce travail a montré que l'utilisation de résonateurs à $\frac{m}{n}$ doigts par longueurs d'onde (avec m et n des entiers) permet de concevoir des résonateurs présentant une pureté spectrale constante sur de larges gammes de température. Par ailleurs, l'exploitation de ce type structures permet également, moyennant quelques efforts de conception, de réaliser des capteurs de température n'utilisant qu'un seul résonateur.

L'étude des matériaux adaptés aux hautes températures, couplée au changement de géométrie des structures SAW offre la possibilité de concevoir des capteurs résistants aux hautes températures, robustes aux gradients de température, libérés du vieillissement différentiel des composants du capteur et présentant un encombrement réduit par rapport aux structures classiques.

5 | Conception de capteurs exploitant le couplage entre deux modes

La conception de capteurs SAW monolithiques est abordée ici sous un autre point de vue. Dans ce chapitre, la lumière est faite sur le relevé de grandeurs sous la surface du sol. L'étude se focalise en particulier sur la mesure de l'hygrométrie du milieu. Il n'est cependant pas exclu d'utiliser le principe de mesure exposé dans les pages suivantes pour l'acquisition d'autres données.

L'objectif est de démontrer théoriquement puis expérimentalement la possibilité de mesurer le taux d'humidité des sols en quantifiant leur permittivité relative ε_r . La méthode de mesure n'est alors plus fondée sur l'utilisation du substrat comme zone sensible mais sur l'externalisation de cette fonction et sur l'usage du SAW comme transpondeur uniquement (transfert de l'information délivrée par la zone sensible).

La mesure de l'humidité des sols pour les applications géophysiques conduit parfois à l'implantation de capteurs dans des zones difficiles d'accès. Il est, dans ces cas là, préférable d'avoir recours à un contrôle à distance et sans fil des appareils de mesure. En ce sens, les capteurs SAW ordinaires sont tout à fait indiqués. Cependant, l'utilisation de la surface de propagation des ondes comme zone sensible présente deux désagréments :

- la mesure est restreinte aux propriétés qui affectent directement les attributs de l'onde ;
- le dispositif ne peut pas être immergé en milieu humide au risque de dégrader les fonctions du système, voire, de créer des court-circuits dans la structure, rendant de ce fait le dispositif inutilisable.

Le besoin de capteurs à la fois interrogeables à distance et qui supportent des conditions environnementales singulières est à l'origine d'une nouvelle approche de conception de capteurs SAW. Le principe de détection et d'interrogation combine alors deux points essentiels :

1. l'utilisation d'une structure SAW à deux ports pour son caractère intrinsèquement passif et sa capacité à être interrogée à distance ;
2. la modification des conditions aux limites électriques de l'un des ports du composant SAW (par l'ajout d'un élément extérieur) pour rendre compte de la variation des paramètres environnementaux.

Toutefois, une telle configuration doit inciter à prendre quelques précautions : si à la fois l'antenne d'interrogation et la charge sensible sont plongées dans un sol dont l'humidité varie, la problématique de la séparation des contributions de l'antenne et de la charge sur la réponse du système (et par conséquent sur l'interprétation des résultats) se pose.

L'analyse de la variation de la réponse d'un capteur, interrogé par connexion filaire, composé d'une structure SAW de type LCRF et d'une capacité variable connectée à l'un des ports du filtre a été conduite antérieurement à ces travaux de thèse [127]. Il a alors été démontré que la réponse du système dépend de la valeur de la capacité. Ainsi, une mesure différentielle des fréquences de résonance des deux modes permet de retrouver la valeur de cette capacité.

Ce chapitre approfondit cette première étude en s'intéressant à la mesure sans fil de l'ensemble. L'approche est la suivante : un dispositif SAW sur niobate de lithium (YXl)128° à deux ports (structure de type filtre) est tout d'abord conçu pour fonctionner dans l'une des bandes ISM. Ce résonateur joue le rôle de vecteur de l'information en permettant son transport par voie radio-fréquence. En ce sens, le premier port du dispositif est raccordé à une antenne d'interrogation. Le second transducteur, quant-à lui, est relié à la partie capteur à proprement

parler. Les modèles électriques équivalents de l'antenne et de la zone sensible sont établis. Puis, l'impact de l'hygrométrie (et donc de la permittivité relative du sol ϵ_r) sur les composants du capteur est explicité.

De cette manière, l'étude menée sur les hygromètres se déroule en trois étapes :

1. la modélisation et l'analyse des variations des paramètres des trois composants du capteur avec la permittivité relative du sol ;
2. l'étude de la variation des fréquences de résonance sous l'influence de la modification des conditions aux limites électriques (due à la présence d'une capacité et/ou d'une antenne) ;
3. la conception et la réalisation d'un tel capteur.

5.1 Fonctionnement du capteur d'hygrométrie

Cette partie explique le principe de fonctionnement des hygromètres fondés sur l'utilisation des ondes élastiques de surface. Le capteur est tout d'abord schématisé puis la réponse de ses composants est définie.

5.1.1 Schéma de principe de l'hygromètre

Les hygromètres étudiés dans ce mémoire tirent parti des ondes élastiques de surface et sont divisés en trois sections :

1. une impédance externe (appelée zone sensible), qui quantifie la variation de l'humidité du sol ;
2. un filtre SAW, qui achemine le signal d'un port à l'autre de la structure ;
3. une antenne, qui communique avec un interrogateur.

La zone sensible est connectée au dispositif SAW dont l'admittance est donnée par la matrice $[Y_f]$. Une modification de l'humidité du sol affecte le comportement du capteur alors que le transpondeur SAW se contente de relayer le signal vers l'antenne. Le schéma de la structure est représentée sur la figure 5.1.

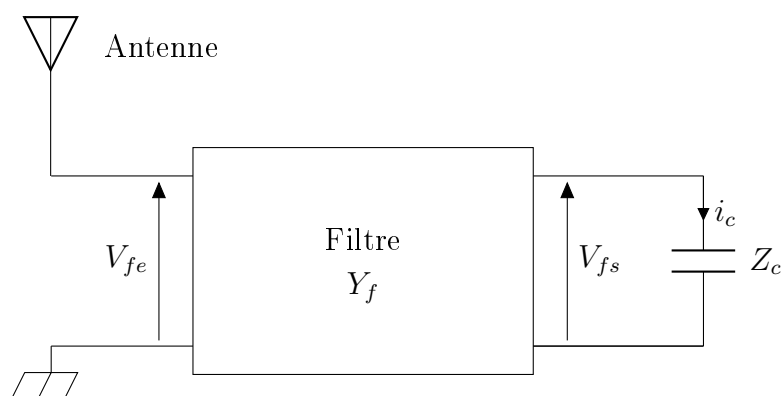


FIGURE 5.1 – Illustration d'un capteur d'hygrométrie. Il est composé d'une antenne d'émission/réception, d'un filtre de type LCRF et d'une charge capacitive pour la détection de l'humidité

En première instance, et dans le but de fournir une preuve de concept, la zone sensible est modélisée par une capacité pure de valeur C_l et d'impédance Z_c (cette capacité est également dénommée charge ou charge capacitive dans ce chapitre). Cependant, il serait plus précis de

considérer un circuit résonant de type RLC plutôt qu'une unique capacité afin de prendre en compte le comportement inductif des composants, les pertes liées aux connexions filaires et rendre la charge résonante à la fréquence de travail pour maximiser son impact. Par ailleurs, la suite de ce chapitre démontre la pertinence du choix d'une capacité pour mesurer un taux d'humidité.

L'antenne, quant-à elle, est modélisée par une impédance Z_a et par une résistance de rayonnement R_{rad} connectées en série avec le filtre (figure 5.2) [128]. Sur les figures 5.1 et 5.2, V_e (respectivement V_a) est la tension aux bornes de la résistance de rayonnement (respectivement, de l'impédance de l'antenne); V_{fe} (resp. V_{fs}) est la tension d'entrée (resp. de sortie) du filtre SAW. i_a et i_c sont les courants qui traversent Z_a et C_l .

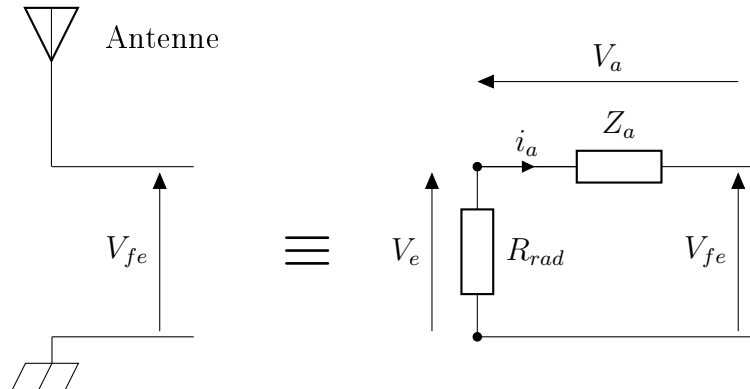


FIGURE 5.2 – Modélisation de l'antenne par une impédance et une résistance de rayonnement en série avec le résonateur double ports

5.1.2 Réponse en fréquence du capteur

Trois cas sont étudiés pour appréhender le fonctionnement du capteur et mettre en avant l'influence de chaque partie du dispositif :

1. le système est tout d'abord composé du filtre et de la capacité. Il n'y a alors pas d'antenne dans ce modèle. Il s'agit de la configuration de la figure 5.3a qui est conforme au cas d'étude de [127] ;
2. l'antenne et le filtre sont ensuite étudiés en l'absence de la charge de sortie (figure 5.3b) ;
3. finalement, le comportement de l'ensemble de la structure (antenne, filtre et charge) est étudié (figure 5.1)

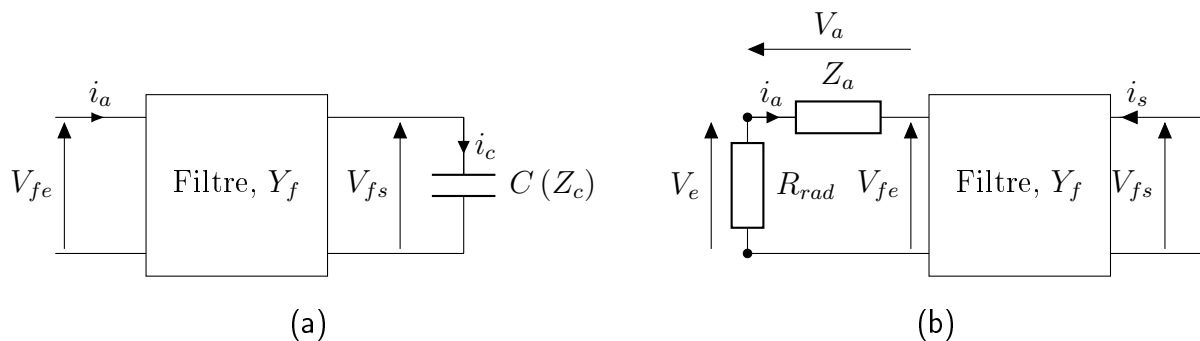


FIGURE 5.3 – Schéma des sous-structures adoptées pour l'étude de l'hygromètre SAW, (a) Filtre relié à la charge capacitive, (b) Antenne connectée au filtre

Chaque sous-ensemble mentionné ci-dessus peut être décrit par une matrice électrique équivalente. Ces matrices, détaillées dans les paragraphes suivants, sont finalement cascadiées entre elles pour obtenir le comportement du capteur [46].

5.1.2.1 Filtre et capacité (figure 5.3a)

L'objectif est ici de déterminer le lien entre les grandeurs V_{fe} et i_a en prenant en compte Z_c et les composantes de $[Y_f]$.

Les équations qui régissent le comportement de ce premier sous-système sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{pmatrix} i_a \\ -i_c \end{pmatrix} = [Y_f] \begin{pmatrix} V_{fe} \\ V_{fs} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{f11} & Y_{f12} \\ Y_{f21} & Y_{f22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} V_{fe} \\ V_{fs} \end{pmatrix} \text{ filtre} \\ V_{fs} = Z_c i_c \text{ antenne} \end{array} \right. \quad (5.1)$$

$$(5.2)$$

L'expression de l'admittance Y_{FC} , du système constitué du filtre et de la capacité, se déduit des équations (5.1) et (5.2) :

$$Y_{FC} = \frac{i_a}{V_{fe}} = \left(Y_{f11} - Z_c \frac{Y_{f12}Y_{f21}}{1 + Z_c Y_{f22}} \right) \quad (5.3)$$

5.1.2.2 Antenne et filtre (figure 5.3b)

De la même manière qu'au cours du paragraphe précédent, le comportement du filtre chargé par son antenne d'interrogation est déterminé. Le système répond en suivant les équations (5.4) à (5.7) :

$$\begin{cases} V_{fe} = V_e - V_a & (5.4) \\ V_a = i_a Z_a & (5.5) \end{cases}$$

$$\begin{cases} i_a = Y_{f11} V_{fe} + Y_{f12} V_{fs} & (5.6) \\ i_s = -i_c = Y_{f21} V_{fe} + Y_{f22} V_{fs} & (5.7) \end{cases}$$

En injectant les équations (5.4) et (5.5) dans (5.6) et (5.7), la formule de l'intensité qui traverse l'impédance Z_a s'exprime sous la forme :

$$i_a = \frac{Y_{f11}}{1 + Z_a Y_{f11}} V_e + \frac{Y_{f12}}{1 + Z_a Y_{f11}} V_{fs} \quad (5.8)$$

Alors, en introduisant l'équation précédente dans l'équation (5.7), le courant de sortie i_s devient :

$$i_s = \frac{Y_{f21}}{1 + Y_{f11} Z_a} V_e + \left(Y_{f22} - \frac{Y_{f12} Y_{f21} Z_a}{1 + Z_a Y_{f11}} \right) V_{fs} \quad (5.9)$$

Ainsi, la matrice $[Y_{AF}]$ qui traduit l'admittance du l'ensemble *antenne-filtre* est telle que :

$$[Y_{AF}] = \begin{bmatrix} \frac{Y_{f11}}{1 + Z_a Y_{f11}} & \frac{Y_{f12}}{1 + Z_a Y_{f11}} \\ \frac{Y_{f21}}{1 + Y_{f11} Z_a} & \left(Y_{f22} - \frac{Y_{f12} Y_{f21} Z_a}{1 + Z_a Y_{f11}} \right) \end{bmatrix} \quad (5.10)$$

5.1.2.3 Système complet (antenne-filtre-charge, figure 5.1)

Le regroupement des résultats précédents permet d'obtenir le comportement du système complet. Son admittance Y_{sys} s'écrit alors :

$$Y_{sys} = \frac{i_a}{V_e} = \left(Y_{AF11} - Z_c \frac{Y_{AF12}Y_{AF21}}{1 + Z_c Y_{AF22}} \right) \quad (5.11)$$

où Y_{AFij} (les indices i et $j \in \llbracket 0, 1 \rrbracket$) sont les composants du tenseur d'admittance $[Y_{AF}]$.

Cette admittance Y_{sys} , écrite en (5.11), constitue la grandeur caractéristique du comportement du système. De cette quantité sont déduites les figures de mérite du système, et notamment le paramètre s_{11} qui est la quantité lue par les appareils de mesure.

L'ossature d'un capteur passif et interrogeable à distance fondé sur l'utilisation d'un unique résonateur SAW est donc précisée grâce aux précédents paragraphes et le comportement d'un tel système est spécifié par (5.11). Par conséquent, la section suivante est dédiée à l'étude de l'impact de l'humidité du sol à la fois sur la zone sensible (impact qui devra donc être accentué) et sur l'antenne (pour laquelle il semble souhaitable de réduire l'influence de l'humidité sur sa réponse).

5.2 Évolution des paramètres électriques de la charge et de l'antenne quand l'humidité du sol varie

Comme mentionné en introduction de ce chapitre, l'antenne et la charge capacitive sont toutes deux soumises aux variations de l'humidité lorsqu'elles sont plongées dans le sol. Cette section détaille, par conséquent, la dépendance de leurs paramètres à l'hygrométrie de la terre et, de fait, l'évolution de l'équation (5.11) avec l'humidité. Il est en effet primordial de comprendre la manière dont chaque élément du capteur réagit, indépendamment des autres composants dans un premier temps, dans le but, par la suite, d'être apte à distinguer la réponse de chaque élément dans la réponse globale du capteur.

De plus, l'humidité des sols peut être caractérisée à travers la permittivité relative ε_r . En effet, dans l'air, ε_r tend vers 1 alors que cette grandeur passe de 3 à 30 quand le sol passe de sec à humide [129]. Le paragraphe suivant est alors dédié à l'établissement du lien entre ε_r et les éléments de l'antenne et de la charge.

5.2.1 Variation de la capacité sous une variation de l'hygrométrie

La charge C_l (d'impédance $Z_c = \frac{1}{jC_l\omega}$, ω la fréquence angulaire) est reliée à ε_r via l'expression suivante :

$$C_l = \varepsilon_0 \varepsilon_r \times \left(\frac{A}{d} \right)_l \quad (5.12)$$

où $\varepsilon_0 = 8.854187 \times 10^{-12} F/m$ est la permittivité du vide et $(A/d)_l$ le rapport *aire du condensateur sur épaisseur de diélectrique entre les armatures*. L'indice l lié au rapport A/d indique simplement qu'il s'agit du rapport A/d lié à la capacité C_l . Dans l'équation précédente, C_l ne dépend donc que de ε_r ; $(A/d)_l$ est un paramètre géométrique virtuel fixé et calculé ci-après.

Lorsque la terre est sèche, $\varepsilon_r = 3$ et C_l est prise à 4 pF. Cette valeur est choisie sur des critères géométriques d'électrodes pour une exploitation du dispositif à 434 MHz. Par

conséquent, $(A/d)_l$ se déduit de la manière suivante :

$$\left(\frac{A}{d}\right)_l = \frac{C_l}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = \frac{4 \times 10^{-12}}{8.854187 \times 10^{-12} \times 3} = 0.15059m \quad (5.13)$$

A partir des équations (5.12) et (5.13), il est aisé d'établir que la gamme de valeurs prises par la capacité est comprise dans l'intervalle [4 pF ; 40 pF] lorsque C_l est enterrée dans le sol.

5.2.2 Modèle de l'antenne et sa variation en fonction de l'humidité de la terre

Une antenne dipôle dont la fréquence de travail vaut 434 MHz (ce qui donne la possibilité d'interroger le système dans la bande ISM) est utilisée pour cette application. Elle est dite "antenne demie longueur d'onde" puisqu'elle est formée de deux brins métalliques d'un quart de longueur d'onde chacun. La longueur de ses brins est alors $l_w = 17.5cm$. Hypothèse est faite que le coefficient de qualité Q de l'antenne est de l'ordre de 10 et sa résistance de rayonnement est environ égale à 73.5Ω [128].

Ce type d'antenne peut être modélisé par un circuit RLC connecté en série avec le filtre (figure 5.4). Par conséquent, l'impédance Z_a s'écrit :

$$Z_a = R_a + j\left(L_a\omega - \frac{1}{C_a\omega}\right) \quad (5.14)$$

où R_a représente les pertes par effet Joule, L_a est l'inductance liée aux brins de l'antenne et C_a la capacité de l'antenne. La pulsation ω est égale à $2\pi f$ avec f la fréquence courante. R_a et L_a sont des paramètres intrinsèques de l'antenne. La résistance qui traduit les pertes par rayonnement est sortie de Z_a (voir figure 5.3b).

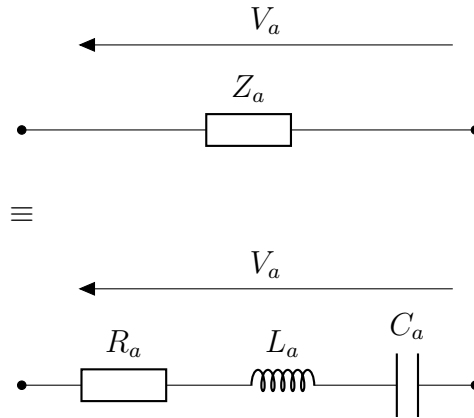


FIGURE 5.4 – Circuit équivalent de l'antenne exempt de son terme de rayonnement

Remarquons par ailleurs que le paramètre géométrique virtuel $(A/d)_a$ (a indique qu'il s'agit des paramètres rattachés à l'antenne) peut également être calculé dans le cas de l'antenne. Tout d'abord, la valeur des grandeurs R_a , L_a et $(A/d)_a$ s'obtient en étudiant le comportement de l'antenne dans l'air. La dépendance de C_a (et donc le l'impédance Z_a) à ε_r est examinée ultérieurement.

5.2.2.1 Inductance de l'antenne L_a

L'inductance L_a découle directement de la géométrie de l'antenne :

$$L_a = \mu_0 \times 2l_w = 0.43\mu H \quad (5.15)$$

avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} H/m$ la perméabilité du vide.

5.2.2.2 Résistance de pertes R_a

R_a est la résistance due à l'effet Joule dans les brins de l'antenne dipôle. Elle est déterminée en tenant compte du matériau de l'antenne (du cuivre) et de ses dimensions. De cette façon, R_a vaut :

$$R_a = \frac{\rho \times 2l_w}{S} = 7.5m\Omega \quad (5.16)$$

en considérant que la résistivité du cuivre vaut $\rho = 1.7 \times 10^{-8} \Omega \cdot m$ et que S , la section d'un fil de l'antenne, est calculée sachant que le diamètre du brin vaut 1 mm. L'effet de peau aurait dû être pris en compte si nous avions adopté le point de vue d'un antenniste. Cependant, négliger cet effet a peu de conséquences sur la valeur de R_a et n'a aucun impact sur les conclusions à tirer de ce travail tout en rendant plus intelligible ce chapitre.

5.2.2.3 Capacité de l'antenne C_a

La première étape pour déterminer la valeur de C_a est de définir la valeur de la constante géométrique virtuelle $(A/d)_a$ inhérente à la valeur de la capacité de l'antenne. Pour ce faire, la capacité de l'antenne est tout d'abord évaluée dans l'air : $C_{a/air}$. Ensuite, les relations qui régissent les circuits RLC sont utilisées pour calculer le rapport $(A/d)_a$. Finalement, l'évolution de C_a avec ε_r est établie.

Dans les circuit RLC série, l'inductance et la capacité sont déduites de la fréquence de résonance f_r . En effet, l'amplitude de l'impédance Z_a atteint un minimum à la résonance. Donc :

$$L_a C_a \times (2\pi f_r)^2 = 1 \quad (5.17)$$

En conséquence, dans l'air, la capacité de l'antenne $C_{a/air}$ est égale à :

$$C_{a/air} = \frac{1}{L_a \times (2\pi f_r)^2} = 0.30576pF \quad (5.18)$$

Nous déduisons des équations (5.12) et (5.18) que :

$$\left(\frac{A}{d}\right)_a = \frac{C_{a/air}}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} = 0.034533m \quad (5.19)$$

Finalement, l'évolution de C_a avec ε_r s'exprime comme suit :

$$C_a = \left(\frac{A}{d}\right)_a \varepsilon_0 \varepsilon_r = 0.034533\varepsilon_0 \varepsilon_r \quad (5.20)$$

5.2.2.4 Réponse de l'antenne selon ε_r

Tous les paramètres de l'antenne sont maintenant connus. Par conséquent, sa réponse en fréquence peut être tracée. La figure 5.5 met en exergue le glissement fréquentiel de l'admittance de l'antenne Y_a quand l'humidité du sol (donc ε_r) augmente. Ajoutons que dans ce paragraphe, la résistance de rayonnement R_{rad} est prise en compte pour établir la réponse de l'antenne. Comme l'antenne dipôle utilisée est de type "demie longueur d'onde", sa résistance de rayonnement vaut 73.5Ω [128]. La résonance de l'antenne chute de 434 MHz à 79 MHz quand la permittivité varie de 1 (air) à 30 (sol humide). Par conséquent, le capteur ne fonctionnera pas à la résonance de l'antenne mais sur son flanc. Cela devrait avoir pour conséquence de réduire l'influence de l'antenne sur la réponse du système.

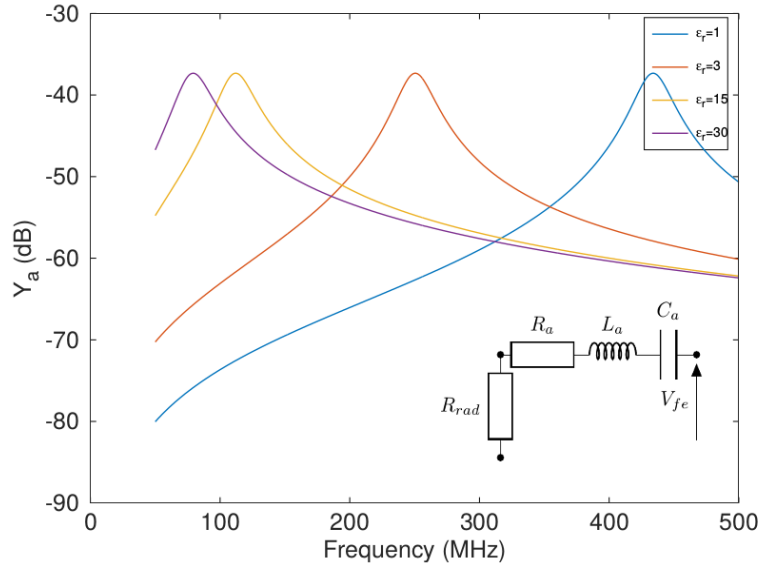


FIGURE 5.5 – Évolution de la réponse en fréquence de l’antenne quand l’hygrométrie varie

5.3 Conception du filtre

Le choix de concevoir un dispositif SAW de type LCRF pour cette application est directement lié à la volonté de se rapprocher des conditions décrites dans l’article [46]. De plus, le couplage entre deux modes de résonance est impératif pour que le filtre puisse se comporter comme un transpondeur et transmettre de l’énergie (et donc de l’information) d’un port à l’autre du système (c’est-à-dire, de la charge vers l’antenne).

Le dispositif est conçu sur Niobate de Lithium en coupe (YXl)128°. Les propriétés de ce matériau sont en effet bien connues. Par ailleurs, ce matériau est plus favorable que le quartz dans le cadre des applications sans fils puisque son fort coefficient de couplage favorise l’interrogation à distance. 350 nm d’aluminium sont déposés à la surface du substrat pour former les électrodes. Les dimensions de ce composant sont résumées tableau 5.1.

TABLE 5.1 – Résumé des dimensions du dispositif SAW constitutif de l’hygromètre

	Nombre de traits	p (μm)	a/p
<i>Miroirs</i>	480	4.42	0.5
<i>Transducteurs</i>	60	4.40	0.4
<i>Coupleur</i>	100	4.42	0.5

La réponse en fréquence du dispositif peut par conséquent être analysée. Le paramètre s_{11} ainsi que l’admittance y_{11} sont reportés figure 5.6.

Ces courbes donnent plusieurs informations importantes. Premièrement, les deux modes du résonateur sont situés respectivement à 433.546 MHz et à 434.188 MHz, soit à l’intérieur de la bande ISM. De plus, malgré le haut coefficient de couplage du Niobate 128 et grâce à l’application d’une suppression de sources dans les transducteurs, un faible coefficient de couplage a été atteint (0.08 % et 1.171% pour chacun des modes) tout en conservant la pureté spectrale exigée par le cahier des charges. Finalement, la seconde résonance est parfaitement adaptée à 50Ω : le minimum de s_{11} apparaît pour une impédance $Z_{11} = 50\Omega$. L’adaptation

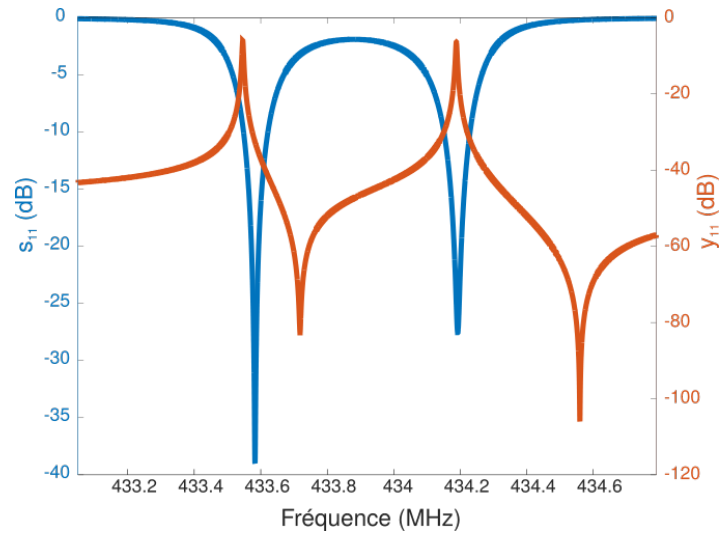


FIGURE 5.6 – Réponse fréquentielle d’un filtre SAW sans antenne ni capacité. Son admittance y_{11} ainsi que son paramètre s_{11} sont représentés

peut aussi être observée figure 5.6 : le second *notch* est situé exactement à la résonance. Le premier mode est en revanche légèrement désadapté en impédance : le résonateur est conçu pour travailler à environ 60Ω . Cette valeur a été sélectionnée en émettant l’hypothèse selon laquelle la désadaptation du premier mode devrait rendre celui-ci insensible à une variation de la charge capacitive. Par ailleurs, augmenter Z à une valeur proche de celle de l’antenne favorise le transfert de l’énergie entre l’antenne et le SAW sans pour autant empêcher le couplage électromécanique des deux transducteurs.

En résumé, le transpondeur à ondes de surface est désormais conçu et prêt à opérer dans la bande ISM centrée sur 434 MHz.

5.4 Évolution de la réponse fréquentielle du capteur avec l’hygrométrie du sol

Le comportement de chaque élément du système vient d’être étudié. La suite de ces travaux est donc axée sur le comportement de l’antenne ou de la charge connectée au filtre.

5.4.1 Sous-ensemble *filtre-capacité* pour capteur filaire

Tout d’abord, le cas de la figure 5.3a est traité. Sachant que la permittivité du sol varie de 3 à 30, la réponse du filtre connecté à la zone sensible sous une telle variation est précisée. Les résultats sont reportés sur la figure 5.7.

La première observation qui peut être effectuée concerne la décroissance des fréquences de résonance quand C_l augmente. En d’autres termes, plus le sol est humide et plus les fréquences de résonance sont basses. Ainsi, le premier mode subit une variation de 433,607 MHz à 433,555 MHz soit un décalage de 52 kHz. Quant-au second mode, sa résonance baisse de 76 kHz passant ainsi de 434,275 MHz à 434,199 MHz. De plus, la figure 5.8 illustre l’évolution de chaque fréquence de résonance avec ε_r . Nous constatons alors que chaque mode varie selon une loi qui lui est propre. De cette façon, une mesure différentielle peut être effectuée. Ceci est illustré par la figure 5.9 sur laquelle est tracée la différence de fréquence entre les deux modes de résonance (fréquences f_1 et f_2) quand ε_r augmente. Cette courbe permet de définir

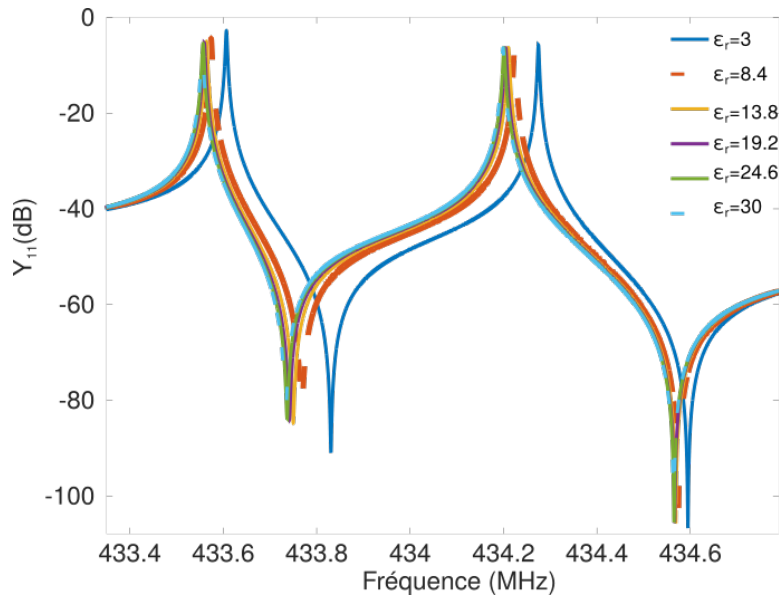


FIGURE 5.7 – Évolution de la réponse en fréquence du système de la figure 5.3a sous l'influence d'une variation de 3 à 30 de la permittivité relative du sol ϵ_r

la variation de la quantité $\Delta f = f_2 - f_1$ (en kHz) :

$$\Delta f = 668.13 + 98.25 \times \left(\frac{1}{\epsilon_r} - \frac{1}{3}\right) + 60.372 \times \left(\frac{1}{\epsilon_r} - \frac{1}{3}\right)^2 \quad (5.21)$$

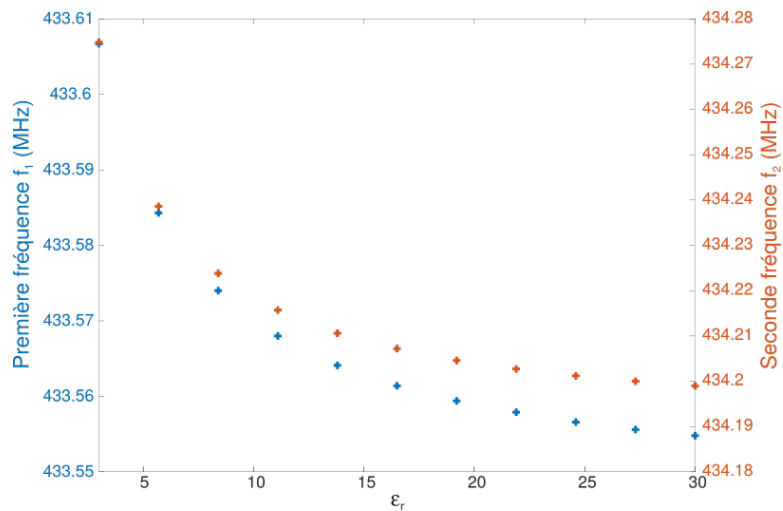


FIGURE 5.8 – Evolution des deux fréquences de résonance quand l'humidité du sol varie. La seconde fréquence (la plus haute) décroît plus vite que la première (basse fréquence). Les échelles à droite et à gauche sont différentes

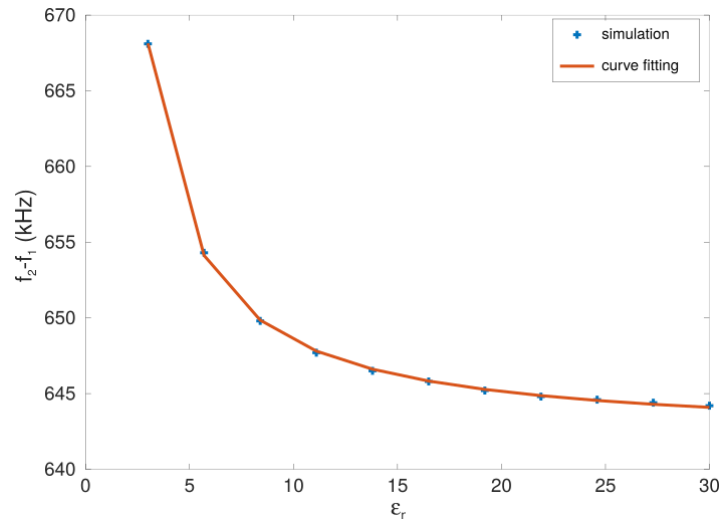


FIGURE 5.9 – Évolution de la différence de fréquence $f_2 - f_1$ dans le sol

Par conséquent, le système *filtre - capacité* peut d’ores et déjà être utilisé comme hygromètre filaire. Deux remarques doivent par ailleurs être ajoutées :

- les résultats obtenus sont consistants avec ceux de la publication référencée [46] ;
- il semble que plus le coefficient de couplage du mode soit important et plus le glissement fréquentiel soit grand.

Cette section a donc confirmé que l’évolution de l’humidité des sols peut être observée en utilisant un système similaire à celui représenté figure 5.3a. L’étape suivante porte donc sur l’influence de l’humidité sur la réponse du filtre lorsque celui-ci est connecté à une antenne. De cette manière, le système d’étude tend à devenir l’hygromètre passif et interrogeable à distance requis par le cahier des charges.

5.4.2 Comportement du système composé de l’antenne et du filtre

Une méthode analogue à celle développée dans le paragraphe précédent est appliquée pour déterminer le comportement de l’antenne et du filtre quand $\epsilon_r \in [3; 30]$. La réponse de la structure est tracée figure 5.10. L’antirésonance semble apparaître avant la résonance, ce qui n’est pas concevable si les différents éléments sont correctement connectés entre eux (absence court-circuit).

Suite à ce premier résultat, la bande fréquentielle d’intérêt est élargie et la variation de la permittivité relative est restreinte : ϵ_r appartient maintenant à la gamme $[1; 1,20]$. En effet, diminuer la valeur de ϵ_r dans le cas du système *antenne - filtre* permet de mieux comprendre l’impact de cette grandeur sur le comportement du système. La figure 5.11 fait état d’une diminution manifeste des fréquences de résonance. Le glissement fréquentiel est d’ailleurs suffisamment grand pour exclure le premier mode de la bande de Bragg des miroirs ce qui conduit à la perte de la signature du premier mode (disparition de la résonance basse fréquence dans le cas où $\epsilon_r = 1,20$) et au décalage du second mode juste après la première antirésonance. Aucune influence n’est visible sur les antirésonances. Finalement, les valeurs des fréquences de résonance varient tant qu’il devient alors impossible de suivre l’évolution de ϵ_r en effectuant une mesure différentielle sur les résonances et ce, avant même de considérer des valeurs de la permittivité relative qui correspondent à celles rencontrées dans le sol.

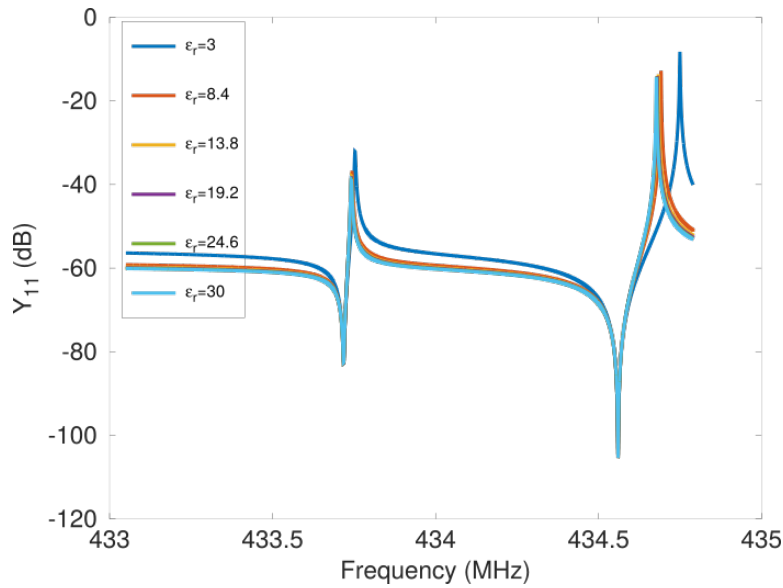


FIGURE 5.10 – Évolution de la réponse fréquentielle du système de la figure 5.3b quand ϵ_r varie de 3 à 30

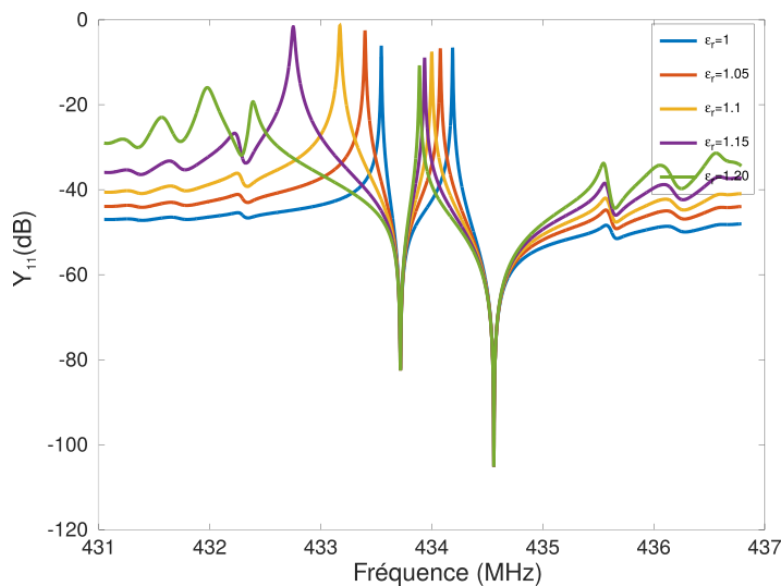


FIGURE 5.11 – Évolution de la réponse fréquentielle du système de la figure 5.3b quand ϵ_r varie de 1 à 1,20

En outre, dans ce bref intervalle de permittivité relative, les différents comportements des deux modes en fonction de ϵ_r sont observables : la figure 5.11 démontre l'impact nettement plus important de ϵ_r sur le premier mode que sur le second. Le paragraphe suivant est par conséquent dédié à l'exploitation de cette particularité.

5.4.3 Utilisation de l'entité *antenne - filtre* comme capteur d'humidité sans fil

Les paragraphes précédents ont mis en avant l'impact de l'humidité (au travers de la permittivité relative ϵ_r) sur la réponse d'un filtre chargé par une antenne. En particulier, ϵ_r influence la valeur de la capacité interne de l'antenne dipôle (voir section 5.4.2). La modification de la

valeur de C_a implique alors le glissement fréquentiel des deux résonances du LCRF connecté à l'antenne d'interrogation. L'impact est plus important sur le premier mode que sur le second (cf. paragraphe 5.4.2).

La figure 5.12 illustre la variation des deux modes quand $\varepsilon_r \in [1; 1,20]$: la première fréquence de résonance décroît de plus de 1 MHz alors que la seconde n'est diminuée que de 200 kHz. La figure 5.13 rend plus lisible l'élévation de la différence de fréquence $\Delta f = f_2 - f_1$ quand la permittivité relative augmente également. Cette quantité peut alors être estimée par la formule suivante :

$$\Delta f(MHz) = 0.64677 - 0.75019(\varepsilon_r - 1) + 23.6655(\varepsilon_r - 1)^2 + 29.91453(\varepsilon_r - 1)^3 \quad (5.22)$$

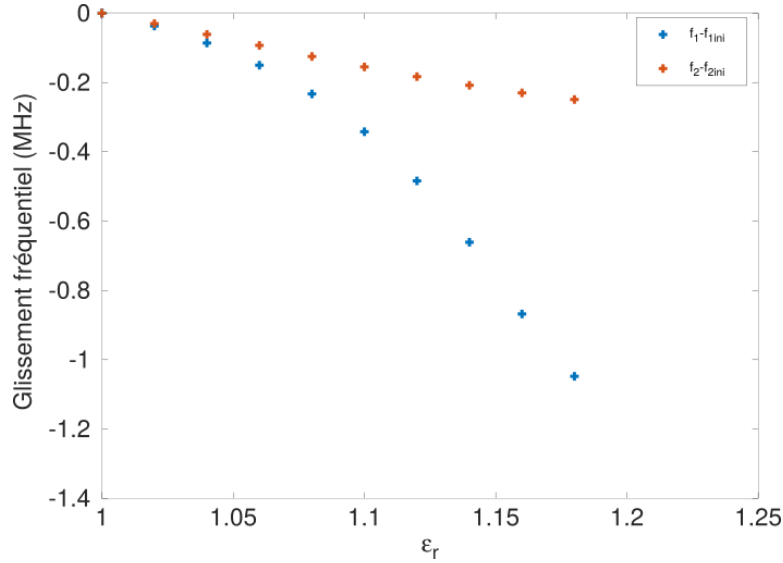


FIGURE 5.12 – Évolution du glissement fréquentiel de la réponse du filtre chargé par une antenne quand la permittivité relative évolue entre 1 et 1,20

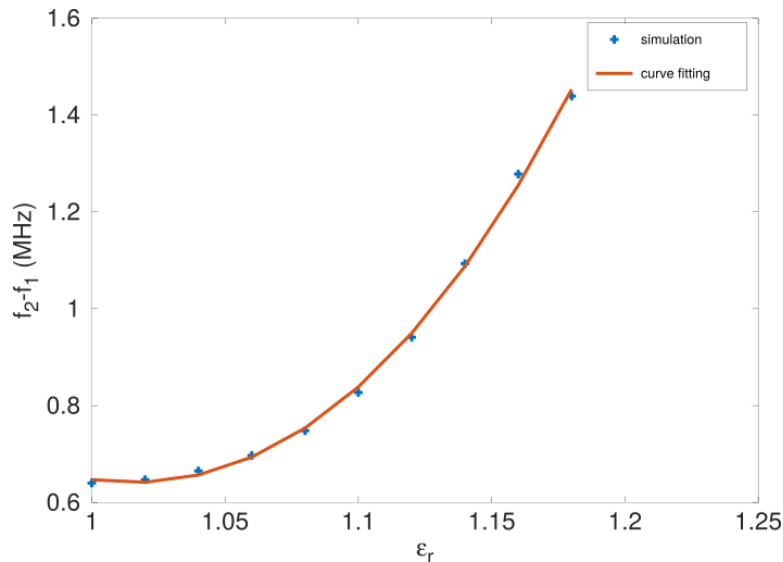


FIGURE 5.13 – Évolution de la différence fréquentielle $f_2 - f_1$ quand la permittivité relative appartient à l'intervalle $[1; 1,20]$

Par conséquent, cette dernière équation souligne la possibilité d'effectuer une mesure différentielle en utilisant l'antenne à la fois comme composant dédié à l'interrogation (émission et

réception du signal RF) mais également comme partie sensible du capteur. L'équation (5.22) montre en effet l'évolution polynomiale (et bijective) de la variation de la différence de fréquence Δf quand ε_r varie.

5.5 Validation expérimentale

La validation des résultats théoriques passe par la fabrication du dispositif SAW et par la caractérisation expérimentale de sa réponse fréquentielle.

5.5.1 Fabrication des dispositifs LCRF dédiés à la mesure des taux d'humidité dans le sol

Deux *wafers* de *black* niobate 128, d'épaisseur 350 μm ont été préparés pour cette production. Le *black* niobate est utilisé puisqu'il conserve les propriétés piézoélectriques et élastiques du niobate de lithium tout en lui ôtant son caractère pyroélectrique. Le procédé de photolithographie consiste en l'insolation d'une résine négative pour développer les dispositifs LCRF. En dépit d'un défaut de planéité des *wafers*, la fabrication conduit à la réalisation de structures aux cotes similaires aux attentes de la théorie. La caractérisation géométrique des dispositifs est reportée sur le tableau 5.2 et des photographies des électrodes sont reproduites sur les figures 5.14a et 5.14b.

TABLE 5.2 – Confrontation des grandeurs géométriques théoriques et expérimentales des dispositifs SAW utilisés pour l'hygromètre

		a (μm)	p (μm)	g (μm)
<i>miroirs et coupleurs</i>	théorique	1.76	4.40	2.64
	expérimental	1.7828	4.4238	2.6236
	écart-type	0.0961	0.0338	0.0837
	écart dimensionnel	1.29%	0.54%	0.621%
<i>transducteur</i>	théorique	2.21	4.42	2.21
	expérimental	2.2588	4.3864	2.1870
	écart-type	0.1281	0.0473	0.0895
	écart dimensionnel	2.21 %	0.307 %	1.04 %

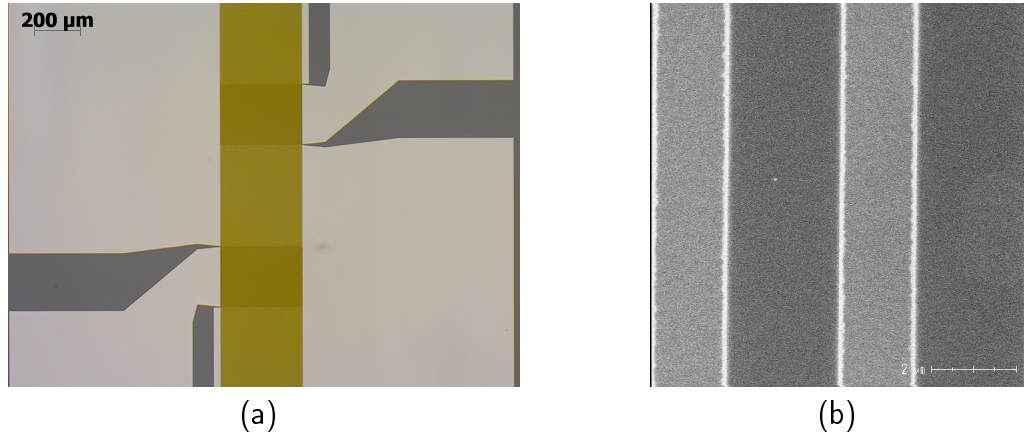


FIGURE 5.14 – Photographies issues de la caractérisation des dispositifs LCRF - (a) Transducteurs et coupleur, (b) une électrode

5.5.2 Mesure des dispositifs

Deux types de mesures sont réalisées :

- les premières, au testeur sous pointes (TSP) ont pour objectif de valider le fonctionnement des résonateurs et de s'assurer de l'accord entre théorie et expérience sur une structure non chargée (sans antenne, ni capacité) ;
- les secondes sont effectuées sur les composants découpés et mis en boîtier. Les mesures, filaires, sont réalisées à l'analyseur de réseau et visent à montrer l'impact du branchement d'une impédance sur la valeur de l'écart en fréquence des résonances.

Les contributions de deux dispositifs mesurés au TSP sont confrontées à la réponse théorique du LCRF, obtenue par analyse numérique. La figure 5.15 met en exergue un glissement vers les hautes fréquences de 600 kHz pour la première résonance et de 500 kHz pour le deuxième *notch*. La dynamique du système est également très impactée par la fabrication : les *minima* de s_{11} sont supérieurs à -1 dB alors que la théorie les prévoyait inférieurs à -30 dB.

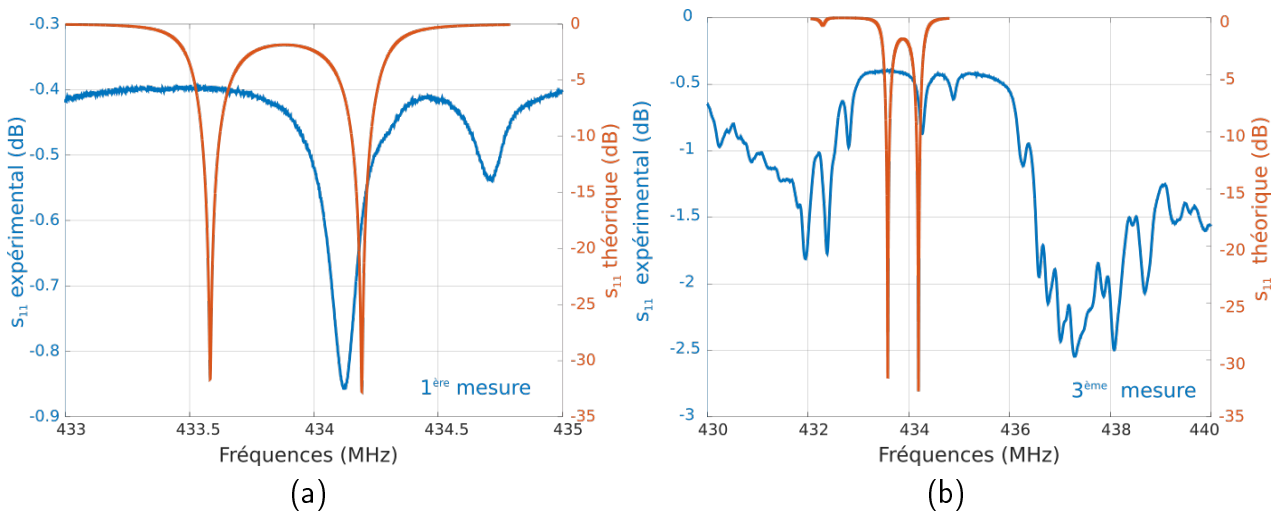


FIGURE 5.15 – Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux de deux mesures sur *wafers* pleine plaque - (a) mesure d'un premier dispositif, (b) mesure d'un deuxième résonateur en bande large

Cette dernière remarque soulève la question de la pertinence d'une interrogation à distance de ces filtres : l'ajout d'une antenne accroît de fait les pertes dans la structure. La réponse du LCRF risque d'être noyée dans le bruit ambiant.

Trois hypothèses sont émises pour expliquer le glissement fréquentiel et la perte de gain sur les résonateurs :

1. les structures disposent d'un nombre de miroirs insuffisant pour confiner totalement l'onde de surface dans la cavité. Par conséquent, il n'est pas exclu que les structures présentes sur une même plaque échangent de l'énergie et modifient de ce fait la réponse de leurs proches voisines ;
2. la qualité des *wafers* de niobate de lithium est également mise en cause dans la dégradation de la réponse des filtres. En effet, les standards de qualité appliqués aux substrats dédiés aux applications SAW (*SAW grade*) ne sont pas réunis pour cette production ;
3. finalement la combinaison des deux points précédents a pu conduire à la désadaptation en impédance des structures SAW, initialement conçues pour faire apparaître un point de fonctionnement à 50Ω , compatible avec le testeur sous pointes.

Bien que ces observations mettent en question l'interrogation à distance des capteurs, une mesure filaire reste possible. En effet, la signature des modes est bel et bien présente sur le spectre de fréquences.

Les dispositifs sont alors découpés (figure 5.16, photographie du haut), mis en boîtiers (figure 5.16, au centre) et montés sur circuit imprimé (figure 5.16, en bas), afin de discuter de la mise en œuvre des résultats théoriques de la section 5.4.1 : évaluation, dans le cadre d'une mesure filaire, de l'hygrométrie par mesure différentielle des fréquences de résonance lorsqu'une capacité est connectée à l'un des ports du LCRF.

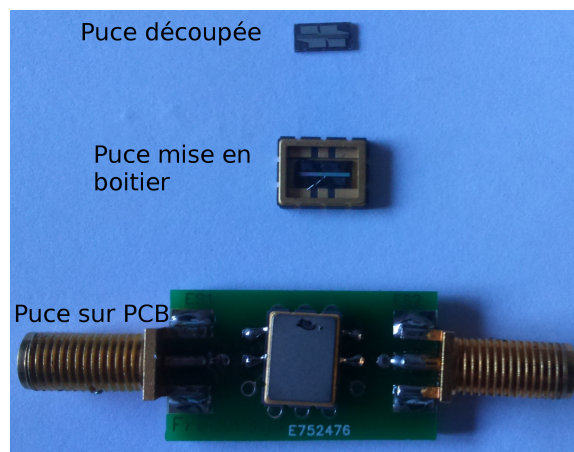


FIGURE 5.16 – Photographie du LCRF fabriqué. En haut, la puce découpée ; au milieu, la puce mise en boîtier, capot ouvert ; en bas, le résonateur encapsulé dans son boîtier et monté sur circuit imprimé

L'appareil de mesure est étalonné sur une large bande fréquentielle : de 420 à 450 MHz. Le premier port du filtre est connecté à l'analyseur de réseau, le second est en circuit ouvert. Deux couples de résonances sont observés (figure 5.17) :

- le premier, autour de 434 MHz est celui prévu par la théorie et déjà observé et discuté lors de la mesure des puces nues ;
- le second, à 443 MHz, n'était pas visible sur les courbes issues de l'analyse numérique du fait du couplage trop faible des modes. En revanche, le tracé de la permittivité effective met en lumière la présence d'une onde de cisaillement à 4030 m/s.

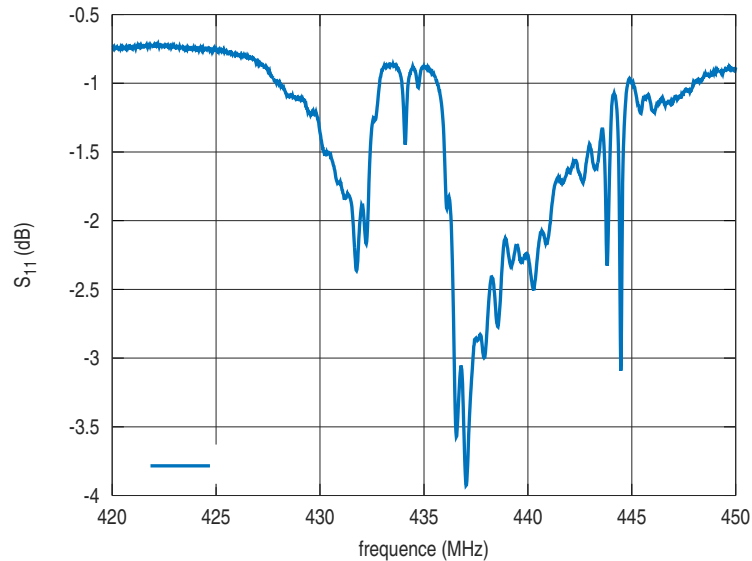


FIGURE 5.17 – Mesure du LCRF à l’analyseur de réseau

Le deuxième port du filtre est maintenant soumis à trois conditions aux limites différentes :

1. une condition de circuit ouvert (*open*) ; c’est le cas initial ;
2. une condition de court circuit (*short*) ;
3. une condition de charge (*load*) qui correspond à la connexion d’une impédance de 50Ω sur le port.

Ces changements de conditions aux limites n’ont aucune influence sur les résonances situées autour de 434 MHz sur le spectre de la figure 5.17. Le mesure de l’hygrométrie des sols fondée sur la variation de l’écart fréquentiel entre ces modes se révèle donc infructueuse.

En revanche, la fréquence du premier mode du couple situé à 443 MHz est impactée par la variation des conditions aux limites. Le mode à haute fréquence de ce couple est quant-à lui insensible au changement de conditions au limites. Par conséquent, il est possible de réaliser une mesure différentielle en utilisant les modes situés autour de 443 MHz. La figure 5.18 fait en effet état d’un écart fréquentiel initial $\Delta f_0 = 444,441 - 443,786 = 655$ kHz (*open*). Puis, quand une condition de court circuit est appliquée, l’écart en fréquence devient $\Delta f_s = 444,441 - 443,767 = 674$ kHz (*short*), soit une variation de l’écart en fréquence de 19 kHz. De même, quand une impédance de 50Ω est connectée au filtre, l’écart en fréquence est de $\Delta f_l = 444,441 - 443,781 = 660$ kHz (*load*) soit une variation de l’écart en fréquence de 5 kHz par rapport au cas en circuit ouvert.

Par conséquent, l’exploitation des modes situés à 443 MHz ouvre la voie à la mesure filaire du taux d’humidité des sols en n’utilisant qu’un seul résonateur à double port et en étudiant la variation de l’écart en fréquence entre les deux modes.

5.6 Conclusion : réalisation d’un hygromètre passif et interrogéable à distance n’utilisant qu’un seul résonateur SAW

Dans le but de développer un capteur capable de mesurer l’hygrométrie des sols, l’impact de l’humidité sur les différents éléments du système est étudié. Le capteur est en première instance composé de trois parties :

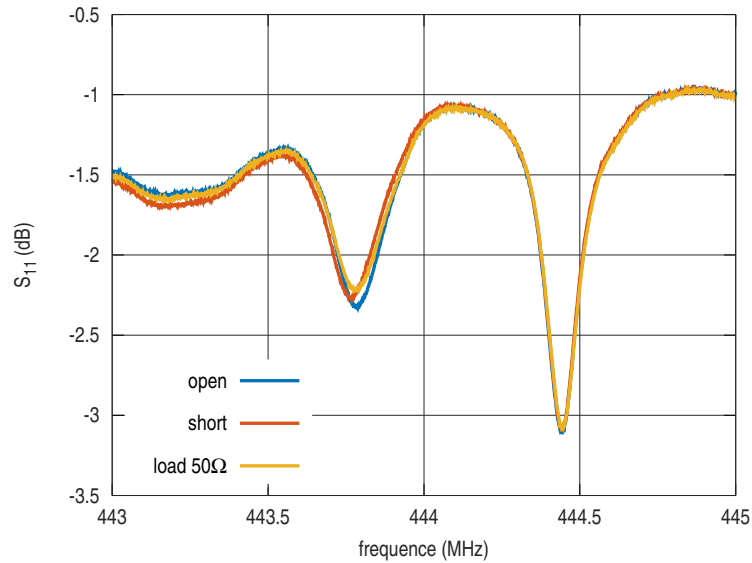


FIGURE 5.18 – Résultats expérimentaux mettant en lumière l’influence de la connexion d’une impédance sur l’écart entre les modes

- une impédance externe (une capacité) pour capter la variation de l’humidité du sol ;
- un filtre agissant comme transpondeur ;
- une antenne.

Ce chapitre montre de manière théorique que la zone sensible, modélisée à l’heure actuelle par une capacité pure, évolue de 4 à 40 pF linéairement avec ε_r (donc avec l’hygrométrie). Dans de prochains développements, cette charge capacitive sera remplacée par une impédance composée d’une résistance fixe et d’une partie inductive ainsi que d’une capacité dont la valeur dépend de l’hygrométrie de la terre (circuit *RLC*). Quant-à l’antenne dipôle, l’impact manifeste de la permittivité du sol sur sa réponse fréquentielle est mis en avant. En effet, la fréquence de résonance de cette antenne, qui peut être modélisée par un circuit *RLC*, chute de 355 MHz avec l’augmentation de l’humidité. L’utilisation d’une antenne très large bande (type antenne MOLEX) pourrait limiter l’impact du décalage en fréquence sur la réponse du système.

Un filtre SAW (de type LCRF) est également conçu sur niobate de lithium pour travailler dans la bande ISM centrée sur 434 MHz.

L’impact de l’humidité sur la réponse du système *filtre - charge* est avéré : une variation de plusieurs dizaines de kHz sur chaque mode apparaît, ce qui est suffisant pour étalonner le capteur et mesurer le taux d’humidité du sol. Ces développements correspondent à la modélisation d’un hygromètre filaire.

Concernant l’influence de l’antenne sur la réponse du capteur, sa sensibilité considérable à l’environnement est mise en avant dans la mesure où une très légère variation de la permittivité relative fait sortir le signal de la bande fréquentielle d’intérêt. Par conséquent, l’étude du système est effectuée pour une permittivité relative comprise entre 1 et 1,20 au lieu d’être située entre 3 et 30. Ce dernier point révèle que les deux modes sont impactés par la variation des paramètres de l’antenne (en particulier, la capacité interne de l’antenne est sévèrement modifiée par les changements de ε_r). De plus, les deux modes ont un comportement dépendant de ε_r propre à chacun. Le décalage des fréquences peut être estimé à l’aide d’une fonction d’interpolation polynomiale au troisième ordre. En conséquence, une mesure de la permittivité relative peut être conduite en utilisant l’antenne à la fois pour transporter le signal et comme capteur en elle-même.

Finally, in order to validate the theoretical results mentioned above, the double port resonator, designed for the study, is fabricated. The insufficient quality of the *wafers* of lithium niobate explains the drop in the quality coefficient of the structure and the low dynamic range of the modes. This constitutes, at the moment, a difficulty for the remote interrogation of these sensors. A wire measurement has however been successfully realized. In fact, the presence of two shear modes at approximately 443 MHz, the first being sensitive to variations in conditions at the limits while the second is insensitive, validates the principle of differential frequency measurement of resonance. This measurement, contrary to usual SAW sensors, is based on the use of a single double port resonator. This characteristic avoids the consequences of differential aging which appears when several simple port SAW sensors are used (loss of calibration of the sensor) and also reduces the size of the sensor. Moreover, the use of an external circuit as a sensitive zone offers the possibility of inserting the sensor in humid zones without loss of performance.

6 | Développement de dispositifs agiles en fréquence

Les architectures de filtres et de résonateurs à ondes de surface permettent à ces dispositifs, à l'heure actuelle, de fonctionner dans une bande fréquentielle donnée, définie au préalable par le cahier des charges. La DGA, au travers du projet ANR CRONOS (qui a réuni Thales Research & Technology, l'IEMN et `frec|n|sys`) a soutenu les activités de recherche ayant pour objectif de créer des filtres SAW qui peuvent travailler dans différentes gammes de fréquence selon le mode sélectionné par l'utilisateur. Cette capacité à changer de fréquence de travail de manière délibérée et actionnée par l'opérateur est appelée *agilité fréquentielle* ou *tirage en fréquence*.

La première partie de ce chapitre est consacrée à la définition de l'agilité fréquentielle. Différentes techniques ont été publiées ces dernières années [130, 131, 132] et sont brièvement présentées ici, afin de resituer le contexte. La méthode mise en place par les équipes du projet est également explicitée. Une étude théorique, qui vise à établir les différentes opportunités de tirage par modification des conditions aux limites électriques des réflecteurs de la structure est conduite. Cette étude est validée expérimentalement. Puis, l'agilité des structures simple port est analysée en vue de réaliser des filtres à éléments d'impédance agiles.

6.1 Différentes stratégies pour rendre les filtres agiles en fréquence

6.1.1 Des solutions pour générer de l'agilité fréquentielle

Ces dernières années, plusieurs approches ont été mises en œuvre pour faire varier dynamiquement la fréquence de travail des filtres. Ces méthodes sont majoritairement fondées sur l'exploitation de filtres à ondes de volume (BAW) ou sur l'ajout de circuits électriques d'impédance variable aux bornes de la structure. Lors de l'utilisation de BAW, l'application d'un courant continu aux bornes du matériau piézoélectrique fait varier son épaisseur et ainsi, modifie les propriétés de propagation de l'onde [130, 131, 132]. En revanche, la seconde option s'appuie sur la variation de capacités et inductances aux bornes du filtre. Ces deux procédés provoquent une variation de la fréquence de résonance du système. Cependant, les BAW sont, par nature, plus délicats à fabriquer que les SAW et l'ajout d'un circuit extérieur au filtre pose la question de l'encombrement du dispositif.

Par ailleurs, des travaux visant à analyser l'impact de la modification des conditions aux limites sur un cristal phononique 1D [133] ont été réalisés. L'étude d'un barreau piézoélectrique dans lequel des électrodes métalliques sont insérées met en avant l'ouverture d'une bande interdite dans la fonction de dispersion quand ces électrodes sont reliées à la masse [134]. Lorsque que les électrodes sont déconnectées et portées à un potentiel flottant, S. Degraeve et son équipe ont mis en avant la fermeture de la bande interdite [133]. Ce résultat constitue une preuve de l'agilité des structures piézoélectriques à ondes de volume par modification des conditions aux limites des réseaux de Bragg. Cependant, l'utilisation d'un barreau piézoélectrique implique la création de dispositifs de grande dimension. C'est pourquoi le concept a été transposé aux dispositifs à ondes de surface.

6.1.2 Transposition du concept d'agilité aux dispositifs SAW

La modification des conditions aux limites (CL) des miroirs de Bragg est appliquée aux structures SAW. Tout d'abord, l'évolution du spectre de la structure SAW est analysée quand les conditions électriques des miroirs varient.

Une telle configuration doit provoquer l'agilité de la fréquence centrale et de la bande passante du filtre. La modification des CL des réflecteurs s'effectue par passage d'une condition de court-circuit (cc) à circuit ouvert (co) sur ces éléments. Ceci est illustré sur la figure 6.1.

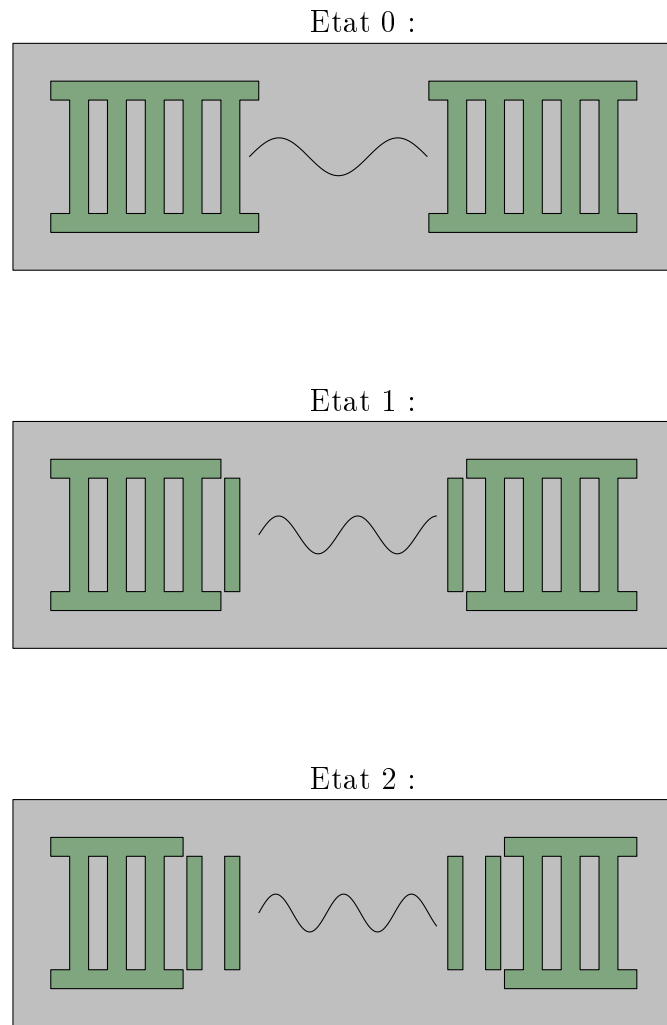


FIGURE 6.1 – Représentation des réflecteurs d'un dispositif SAW et de la modification de leurs connexions. Les transducteurs ne sont pas représentés.

La validation de ce concept est effectuée en deux étapes. Tout d'abord, la possibilité de réaliser des filtres SAW agiles en modifiant les conditions aux limites des réflecteurs est démontrée grâce à un résonateur à deux ports. Puis, le principe est étendu au cas de filtres SAW à éléments d'impédance.

6.2 Tirage fréquentiel d'un filtre LCRF par modification des conditions aux limites électriques

Un résonateur à double ports, de type LCRF, est conçu en premier lieu afin de fournir une preuve de la possibilité de rendre les filtres SAW agiles. Une étude théorique est réalisée puis confirmée par l'expérience.

6.2.1 Conception de dispositifs SAW agiles sur niobate de lithium

6.2.1.1 Descriptif de l'étude

Le premier dispositif modélisé est un résonateur de type LCRF sur niobate de lithium en coupe (YXl)128° avec dépôt d'aluminium. Ce matériau est choisi pour deux raisons :

- tout d'abord, ses propriétés sont connues et adaptées à la conception de dispositifs SAW ;
- ensuite, en partant de l'hypothèse que les opportunités de glissement de la fréquence de travail augmentent avec le coefficient de couplage, ce matériau, dont le k_s^2 avoisine les 7 % [135], est un candidat satisfaisant pour notre application.

Le dispositif répond aux critères de conception suivants :

- la période mécanique est de l'ordre 10 μm . Ainsi, la fréquence de résonance est positionnée à 184 MHz. Ces dimensions ont été choisies afin de faciliter la fabrication des structures ;
- la structure résonante est de type LCRF. Le coefficient de transmission S_{12} est analysé. L'utilisation d'une telle configuration en bande étroite permet de conserver la structure à double port des filtres tout en limitant le risque d'augmenter des *ripples* lors des modifications des conditions aux limites.

La figure 6.2 donne de manière exhaustive les dimensions du filtre. Ce système se comporte conformément à la figure 6.3. Sa fréquence centrale vaut 184,678 MHz et ses pertes d'insertion s'élèvent à 2,74 dB. La bande passante à -3 dB est de l'ordre de 0,02 % de la fréquence centrale. Les miroirs, lorsqu'ils sont tous en court-circuit (cc), confinent l'onde entre 184,285 et 185,012 MHz. La figure 6.3b fait état de la réponse du système sur une gamme fréquentielle plus étendue. La signature de l'onde de volume est clairement visible avec la remontée du gain aux alentours de 194 MHz.

Le nombre d'électrodes dans les miroirs est volontairement très supérieur à celui des filtres habituellement réalisés : ainsi, le changement de conditions aux limites d'une électrode a une influence statistiquement faible. La modification des connexions des miroirs s'effectue selon le schéma 6.1.

Le calcul a lieu de telle sorte que les électrodes flottantes soient toutes indépendantes entre elles. Dans cette première analyse, l'évolution des CL débute, comme indiqué sur le schéma, à l'intérieur de la cavité acoustique (proche des transducteurs), et se propage vers l'extérieur de la structure. D'autres configurations sont également envisagées : évolution des CL des bords extérieurs du dispositif vers l'intérieur ou des centres des miroirs vers leurs extrémités.

6.2.1.2 Résultats obtenus

Le spectre du filtre en fonction du nombre d'électrodes flottantes est donné aux figures 6.4. L'ensemble des quatre figures met en avant, d'une part, le décalage fréquentiel lié au changement de conditions aux limites des miroirs, d'autre part, le caractère cyclique de ce phénomène. Ces courbes représentent en effet les phases de fonctionnement du résonateur. La

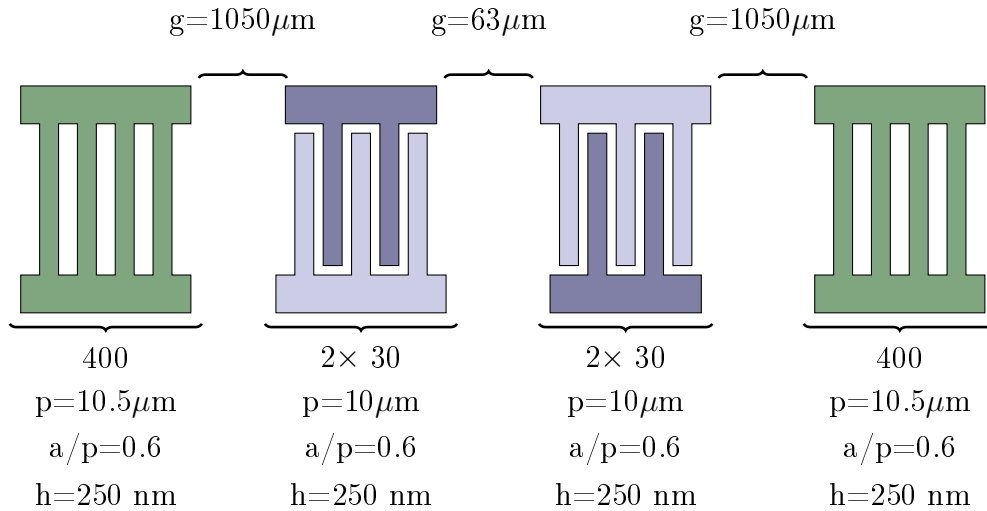


FIGURE 6.2 – Schéma du premier filtre conçu sur LiNbO_3 dans le cadre de l'étude de l'agilité en fréquence, et ses dimensions

courbe initiale, en bleu, est tracée comme référence sur tous les graphiques. Sa fréquence de résonance est située à 184,678 MHz. Les observations à noter sont les suivantes :

- La figure 6.4a met en avant le décalage de la résonance vers les hautes fréquences avec l'augmentation du nombre d'électrodes en circuit ouvert dans les miroirs. Pour l'exemple donné, un tirage de 253 kHz entre le cas 40 électrodes en co et le cas initial est observé, soit 0,14 % de la fréquence centrale initiale. Par ailleurs, le glissement fréquentiel de l'entrée de bande des miroirs est également visible, avec un décalage de la contribution à 184 MHz au-delà de 184,2 MHz. Par ailleurs, la contribution en sortie de bande des miroirs de Bragg (remontée de la courbe peu après 185 MHz) subit également un tirage fréquentiel. Ce tirage est plus important que celui du mode principal puisque l'écart initial avec la résonance est de 340 kHz. Il augmente à 502 kHz quand 40 électrodes sont en co ;
- La figure 6.4b montre une absence de réponse à la fréquence de résonance initiale (184,678 MHz) mais une élévation de l'amplitude de la contribution en entrée de bande en même temps que son décalage vers les hautes fréquences quand le nombre d'électrodes dont le potentiel est flottant augmente. Par ailleurs, le mode principal continue à se décaler vers la sortie de bande des miroirs de Bragg ;
- La figure 6.4c est la continuité de la figure 6.4b avec une augmentation de la fréquence du mode initialement localisé en entrée de bande des miroirs. Cette contribution atteint alors son amplitude maximale (-5 dB de pertes d'insertions) ;
- Finalement, la figure 6.4d illustre la reprise du cycle de tirage : à environ 100 / 101 électrodes en potentiel flottant, la fréquence de résonance du dispositif dans cette configuration est très proche de la fréquence de résonance de la structure classique (miroirs en court-circuit). Puis, ce mode se décale à nouveau vers les hautes fréquences avec l'augmentation du nombre d'électrodes en co.

Un travail ayant pour but de prédire la période des cycles de l'agilité en fonction du nombre d'électrodes en co est mené à bien. Deux pistes de travail sont envisagées :

- l'étude du déphasage de l'onde dans la cavité acoustique. L'objectif est d'étudier la phase du résonateur. Nous pouvons ainsi déterminer la condition pour laquelle la fréquence de

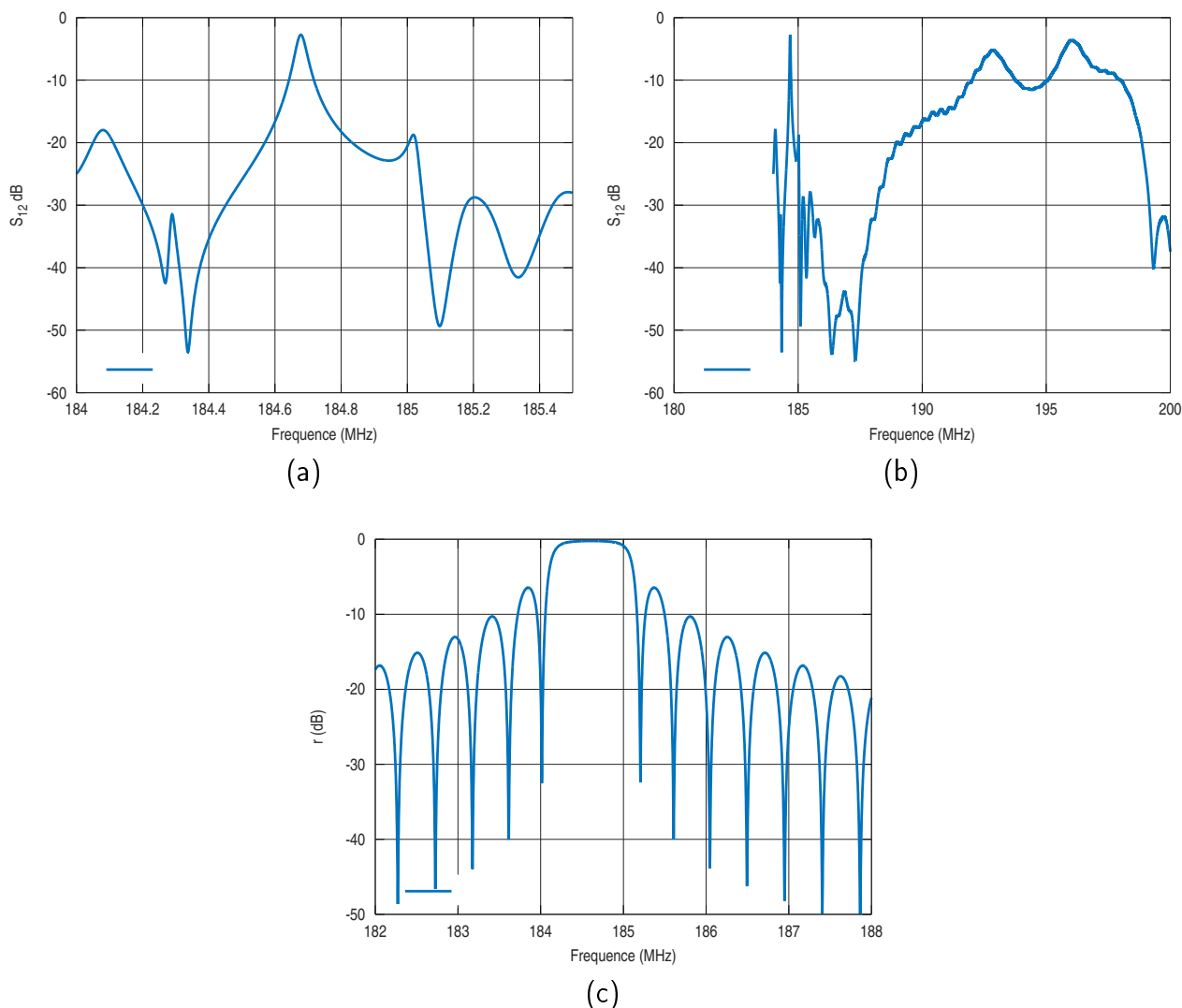


FIGURE 6.3 – Réponse en fréquence du filtre LCRF sur Niobate de Lithium conçu dans le cadre du projet CRONOS, (a) bande étroite, (b) bande large, (c) coefficient de réflexion des miroirs

résonance d'un dispositif contenant n_{co} électrodes en co de chaque côté des transducteurs est égale à la fréquence de résonance du système initial (c'est-à-dire quand tous les réflecteurs qui composent les miroirs sont en court-circuit) ;

- le constat des limitations de l'approche précédente encourage à étudier le tirage en fréquence sous un autre angle : celui de la phase du coefficient de réflexion des miroirs en entrée de cavité.

Ces démarches, leurs limitations et leurs aboutissements sont décrits en annexe E.

Finalement, un dernier schéma (figure 6.5) superpose les réponses des structures *miroirs en court circuit* et *miroirs en circuit ouvert*. Ce dernier cas met en avant une réponse totalement dégradée dans lequel l'onde n'est plus confinée. La structure n'entre plus en résonance.

L'étude qui vient d'être décrite met en lumière le décalage de l'entrée et de la sortie de bande des miroirs en même temps que le glissement de la fréquence de résonance de la structure. C'est pourquoi l'examen de l'évolution des bandes de Bragg avec la variation du nombre

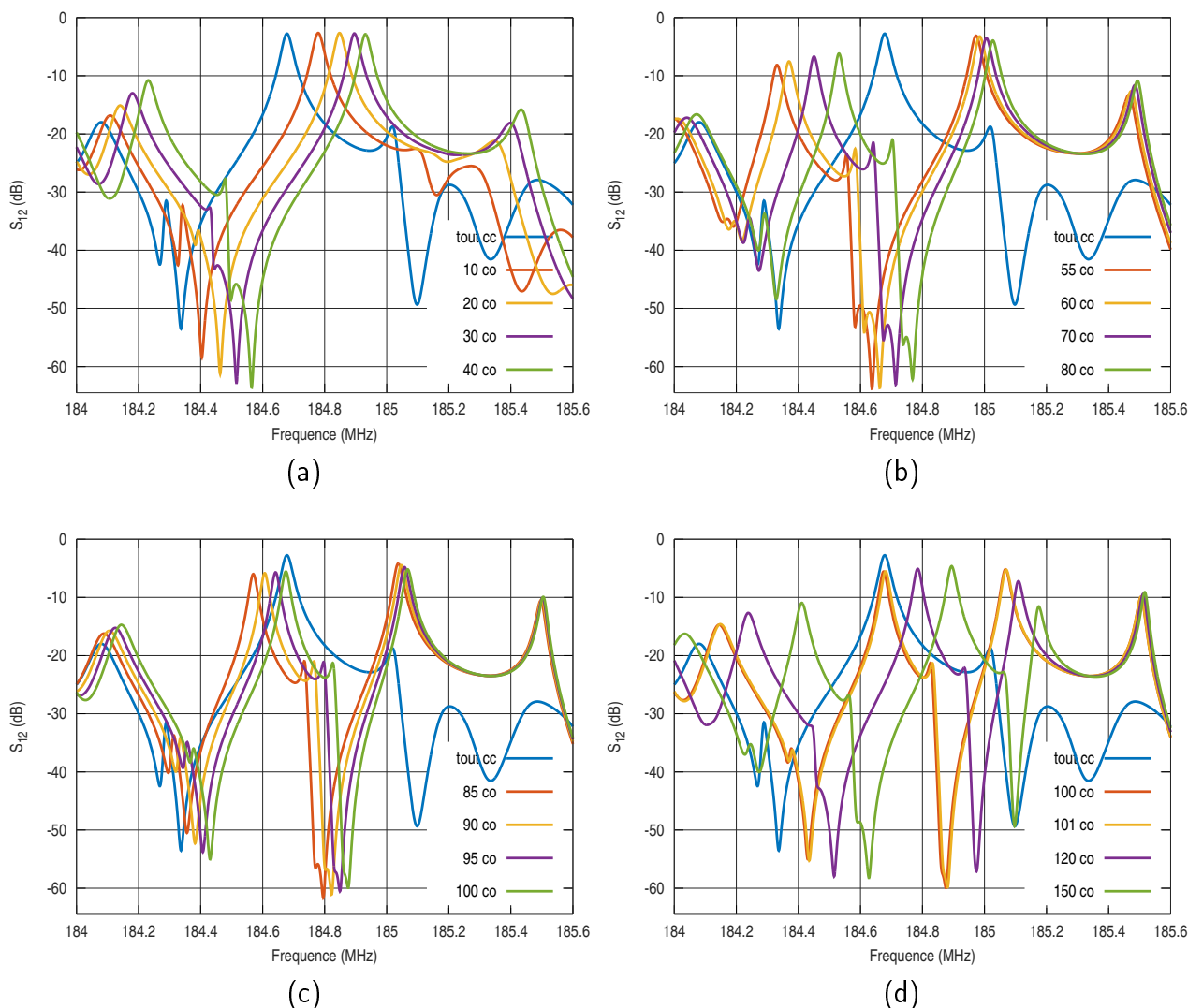


FIGURE 6.4 – Analyse de l'évolution de la réponse fréquentielle du dispositif sur LNO quand les conditions aux limites des miroirs évoluent - (a) de 0 à 40 électrodes en circuit ouvert (co), (b) de 50 à 80 électrodes en co, (c) de 85 à 100 électrodes en co, (d) de 100 à 150 électrodes en co

d'électrodes en circuit ouvert dans la structure est pertinent. De cette manière, le confinement des ondes en fonction du nombre d'électrodes co dans la structure peut être appréhendé.

La figure 6.6 contient deux courbes théoriques : l'une (en bleu) explicite le coefficient de réflexion des miroirs lorsque ceux-ci sont tous connectés à la masse. L'autre donne une information similaire dans le cas où les miroirs sont en potentiel flottant. Quatre points remarquables figurent sur ce tracé :

- l'entrée de bande de Bragg des miroirs en court circuit : 184,2017 MHz ;
- la sortie de bande en court circuit : 185,014 MHz ;
- l'entrée de bande en circuit ouvert : 185,432 MHz ;
- la sortie de bande en potentiel flottant : 189,120 MHz.

La proximité de la sortie de bande cc et de l'entrée de bande co se doit d'être remarquée.

Ceci fait écho au comportement du déterminant obtenu dans le cas de réseaux périodiques infinis : la sortie de bande cc correspond exactement à l'entrée de bande co (cf. figure 6.7) : les

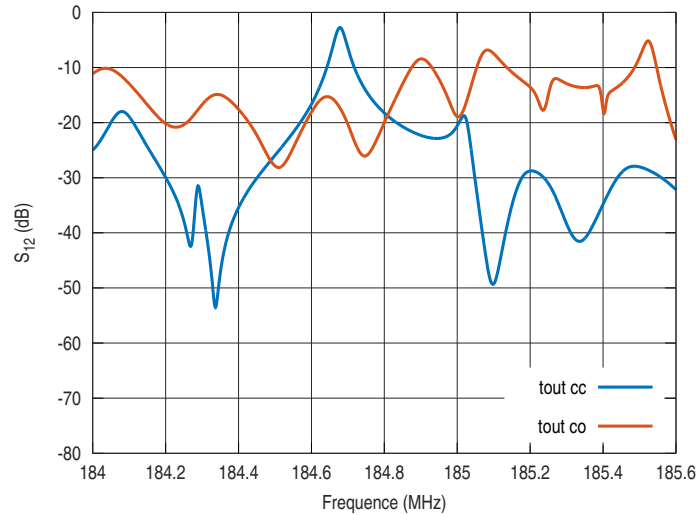


FIGURE 6.5 – Comparaison des réponses fréquentielles des cas *tout cc* et *tout co* du LCRF sur Niobate de Lithium

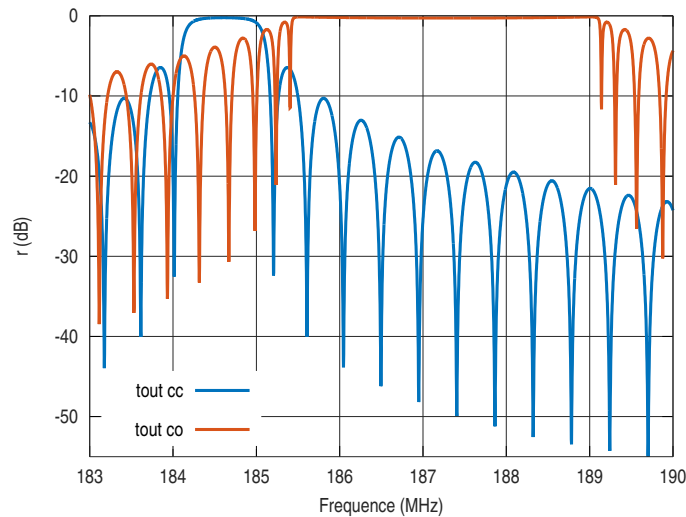


FIGURE 6.6 – Coefficients de réflexion des miroirs du dispositif LCRF sur Niobate de Lithium selon le type de connexion des électrodes (court circuit ou flottant)

deux déterminants du système coupent l'axe des abscisses (en jaune) à la fréquence de 389,25 MHz.

L'unique différence entre l'analyse du coefficient de réflexion des miroirs et le réseau périodique tient au caractère fini de la première étude et infini de la seconde. La similitude des constats effectués permet toutefois de tirer les conclusions suivantes : la modification des conditions aux limites des réflecteurs élargit la bande interdite de la structure et la décale vers les hautes fréquences. Cette évolution est telle que les bandes de Bragg des miroirs en court circuit et en circuit ouvert sont jointives.

Nous nous proposons maintenant de reconduire l'étude du glissement fréquentiel sur une plus large bande. Précédemment, le paramètre S_{12} était analysé autour de la fréquence de résonance. La bande fréquentielle est désormais élargie de manière à englober à la fois la bande de Bragg de miroirs cc et celle des miroirs co, soit de 183 à 190 MHz.

La figure 6.8 met en avant le lien entre les fonctions de transfert de la structure pour différentes configurations des miroirs et la fonction de réflexion de ces derniers selon qu'ils

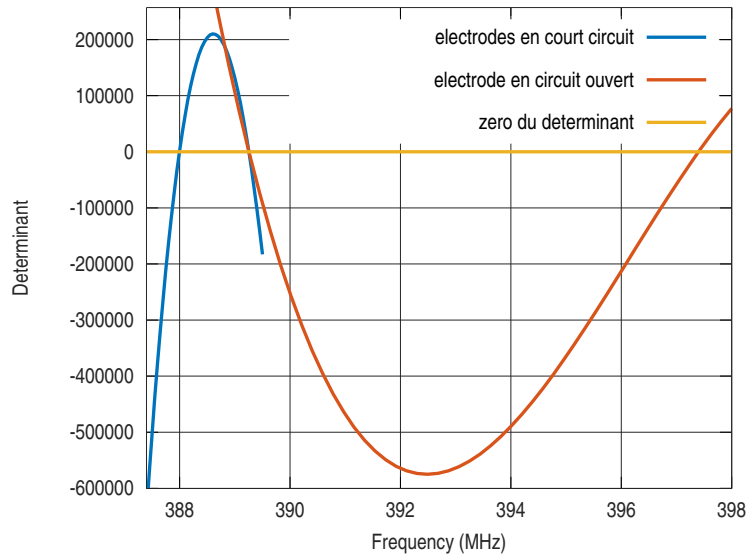


FIGURE 6.7 – Déterminant de réseaux d'électrodes d'aluminium périodiques infinies déposées sur niobate de lithium. La différence entre les courbes bleue et rouge vient de la connexion appliquée au système (court circuit ou circuit ouvert)

soient connectés à la masse ou non. Lorsque le nombre d'électrodes en co augmente, le résonateur devient multimode. Ces nouvelles contributions apparaissent dans la gamme de fréquence correspondant à la bande interdite des miroirs en circuit ouvert.

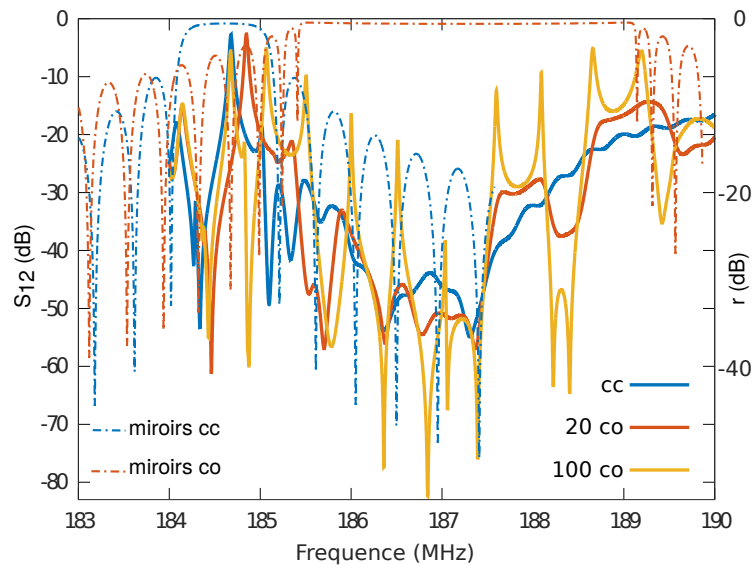


FIGURE 6.8 – Mise en regard de la réponse fréquentielle du SAW pour trois configurations de miroirs différentes avec les bandes interdites cc et co

Toutefois, cette dernière observation ne donne aucune information sur l'évolution des bandes interdites de la structure au cours de la variation de conditions aux limites. Pour obtenir des éclaircissements à ce sujet, il est nécessaire d'analyser la figure 6.9a. Ce graphique trace les fonctions de réflexion des miroirs pour différentes configurations. L'onde est initialement confinée dans la bande des miroirs cc. Puis, le coefficient de réflexion après la fréquence de sortie de bande augmente. Le confinement de l'onde ne se fait alors pas de manière optimale

dans la bande de Bragg puisque des modes parasites peuvent apparaître en haute fréquence. L'augmentation du nombre d'électrodes flottantes dans les miroirs tend à accroître cet effet jusqu'à la formation d'un *bandgap* étendu compris entre 184,259 MHz et 184,153 MHz. Cette large bande interdite est notamment visible dans le cas où 100 électrodes sont en potentiel flottant. Ensuite, la dégradation de l'entrée de bande de Bragg est observée en même temps qu'un raidissement de ses flancs jusqu'à obtenir la bande co.

Finalement, la figure 6.9b approfondit le résultat en présentant une cartographie du coefficient de réflexion des miroirs avec le nombre d'électrodes en co. Le pas de variation est de 5. Cette figure fait nettement apparaître la bande cc étroite, son ouverture vers les hautes fréquences puis la définition de la bande co, dès 100 électrodes en potentiel flottant.

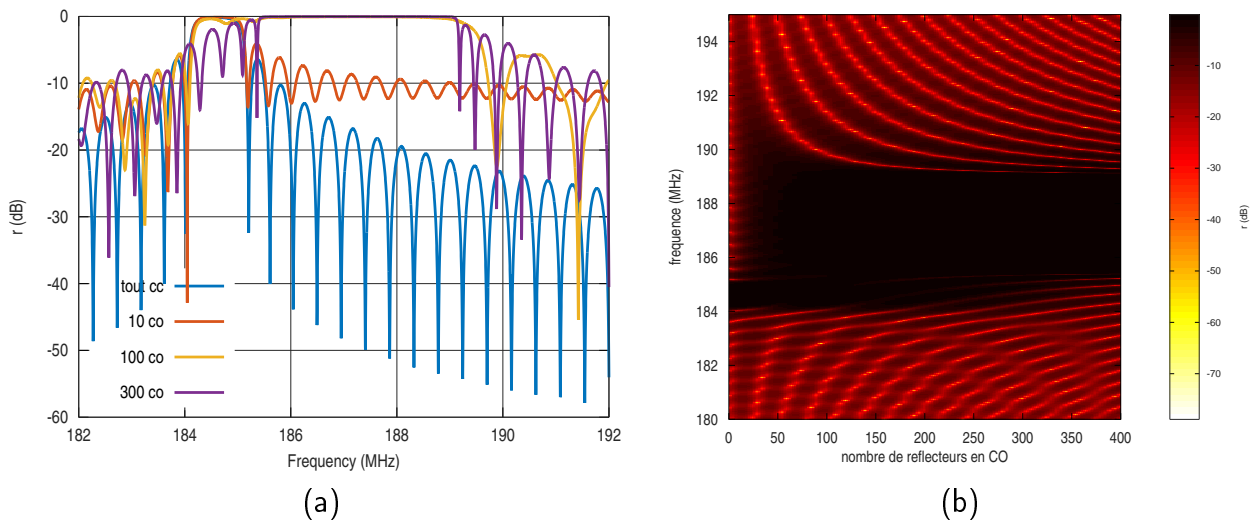


FIGURE 6.9 – Modification de la bande Bragg des miroirs d'une structure SAW sur LNO128 - (a) tracé du coefficient de réflexion r pour quelques points remarquables, (b) cartographie de l'évolution du coefficient r

Pour clore cette étude : les analyses réalisées sur un résonateur à double port sur Niobate de Lithium avec métallisation aluminium ont mis en avant plusieurs possibilités d'évolution dynamique de la bande passante des filtres à ondes de surface. En première instance, l'analyse a mis en avant un glissement du mode principal de 0,4 %. Puis le changement continu du coefficient de réflexion des miroirs a permis de visualiser l'évolution des bandes de confinement de l'onde. Ainsi, le comportement multimode de ce dispositif a été mis au jour avec un éloignement maximal de 4,4 MHz soit 2,3 % de la fréquence de résonance initiale. Cette dernière constatation fait entrevoir des possibilité de tirage fréquentiel sur une large bande.

Une étude similaire est conduite sur un filtre de PZ29. Pour ne pas surcharger ce chapitre, l'analyse est décrite à l'annexe F.

6.2.2 Validation expérimentale sur structures figées

Les résultats théoriques établis à la section précédente (section 6.2.1) sont confirmés expérimentalement. De cette manière, la validité des modèles employés est établie, de même que la faculté des structures SAW à changer de fréquence de travail sous l'influence des conditions aux limites électriques des miroirs.

Le filtre LCRF a donc été fabriqué par Thales (TRT). Nous démontrons ainsi les capacités de tirage fréquentiel dans la bande de Bragg des miroirs court circuités et mettons en lumière

le passage d'une réponse monomode à un spectre multimode quand le nombre de réflecteurs en circuit ouvert augmente.

Ces structures sont dites figées puisque pour un même dispositif, plusieurs occurrences sont réalisées, chacune disposant d'un nombre d'électrodes en co dans les miroirs différent. Elles n'offrent donc par la possibilité de raccorder à la masse les électrodes prévues initialement pour être flottantes (et *vice versa*).

Les structures figées, bien qu'elles empêchent le contrôle dynamique de l'agilité fréquentielle, en proposent une preuve de concept. Quatre structures, fondées sur la géométrie du paragraphe 6.2.1.1 sont par conséquent fabriquées :

1. une configuration "classique" dans laquelle tous les réflecteurs sont reliés à la masse ;
2. une structure comprenant 390 miroirs en cc et 10 miroirs en co ;
3. un dispositif contenant 100 miroirs en co (et toujours 400 électrodes dans les miroirs) ;
4. un dernier dispositif avec 150 électrodes en potentiel flottant.

Ces configurations correspondent respectivement aux figures 6.10a à 6.10d. Ces images sont extraites du fichier de conception du masque utilisé pour réaliser la lithographie de contact. La présence ou non d'électrodes flottantes dans les structures est visible sur les bus de connexion : ils n'englobent pas la totalité des réflecteurs lorsque des électrodes sont en co. C'est le cas des figures 6.10b, 6.10c et 6.10d.

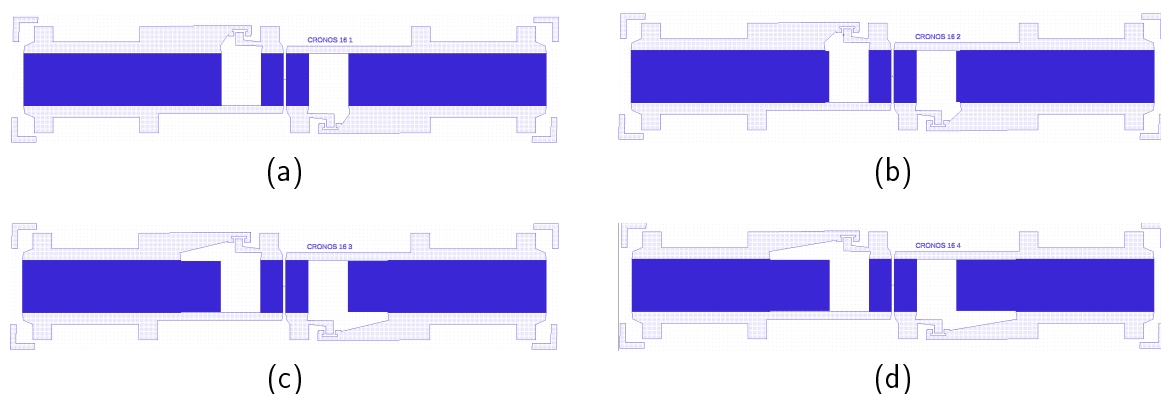


FIGURE 6.10 – Illustration des quatre premières structures figées fabriquées

Les mesures sous pointes conduisent aux résultats de la figure 6.11. Ces courbes sont les analogues expérimentales des courbes théoriques 6.8. La faible dynamique des modes autour de 184 MHz, fréquence de travail pourtant prévue par la théorie, peut être notée. La caractérisation géométrique du *wafer* pointe un écart entre les dimensions effectives et celles attendues. Or, le coefficient de réflexion des structures SAW sur niobate 128 avec métallisation en aluminium est très sensible aux variations des paramètres dimensionnels. C'est pourquoi l'onde de surface n'est plus confinée à la fréquence attendue. Il n'y a donc pas de maximum de transmission à 184 MHz.

Les résultats obtenus sur ce résonateur à double ports répondent toutefois aux attentes de la théorie. En effet, une étude approfondie de l'intervalle [181 ; 189] MHz met en avant une translation de la courbe selon le cas étudié (figure 6.11a). Nous remarquons un décalage de 153 kHz entre la configuration initiale et celle à 10 électrodes en co, soit 0,083 % par rapport à la configuration initiale ; de 594 kHz entre la référence et le dispositif à 100 co (0,3 %) et finalement, un décalage de 696 kHz entre le cas de départ et la dernière structure produite (150 co, 0,37 %).

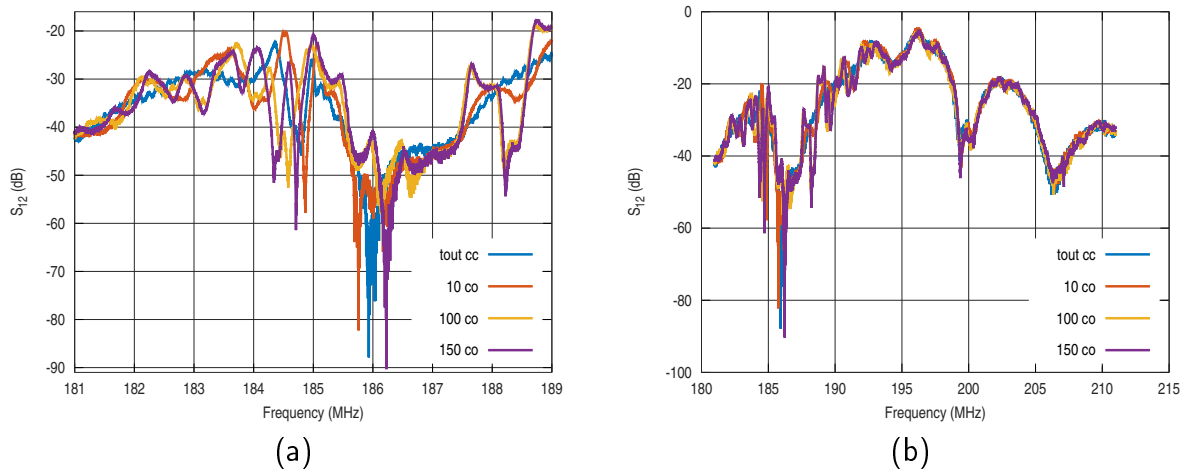


FIGURE 6.11 – Mesures de la réponse des LCRF sur LNO128 - (a) vue en bande restreinte, (b) vue en bande large

Le tirage fin dans la bande de Bragg cc est donc vérifié, et ce, même dans une conformation pourtant peu favorable à cette étude.

Par ailleurs, l'analyse en bande large (figure 6.11b) des dispositifs fabriqués fait nettement apparaître le caractère multimode de la structure quand le nombre de réflecteurs en co augmente. Ces modes sont localisés dans la bande des miroirs co (entre 187,119 et 192,925 MHz). Ce second résultat corrobore donc également la théorie.

6.3 Agilité d'un résonateur SAW

L'un des critères de fonctionnement du filtre agile est de conserver la pureté spectrale de la structure. Or, le caractère multimode de la structure s'avère un facteur limitant dans le respect de ce critère. Par conséquent, le comportement d'autres types de filtres doit être connu pour maximiser les chances d'éviter cet écueil. Ainsi, des résonateurs à simple port sont étudiés en vue de réaliser, par la suite, des filtres à éléments d'impédance (cf. chapitre 2, section 2.2.3).

6.3.1 Agilité d'un résonateur simple port

L'agilité fréquentielle des systèmes SAW est maintenant analysée à l'aide d'une à structure simple port. Ce type de structures étant par la suite utilisée pour la conception des *ladder*, il est fondamental d'en connaître le comportement.

Le résonateur SAW est conçu sur substrat de Niobate de Lithium coupe (YX1)128° et est composé d'électrodes en or. Le schéma 6.12 donne les dimensions du dispositif. Ici encore, les électrodes des miroirs sont soit reliées à la masse soit laissées à un potentiel flottant.

6.3.1.1 Dimensionnement du résonateur

Les caractéristiques du résonateur dans son état initial (miroirs reliés à la masse) sont tout d'abord déterminées.

Bandes interdites du résonateur :

Le coefficient de réflexion des miroirs est étudié dans les configurations initiale et finale ; autrement dit quand les réflecteurs sont en court circuit ou en circuit ouvert.

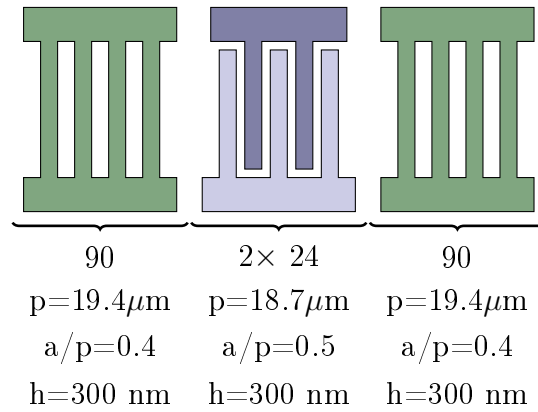


FIGURE 6.12 – Schéma du résonateur à simple port conçu sur LNO avec métallisation en or

La figure 6.13 représente les bandes interdites des miroirs dans ces deux configurations. La bande cc s'étend de 97,2919 MHz à 99,0981 MHz, soit une largeur de bande de 1,80 MHz. La bande co, quant-à elle, débute à 99,7 MHz et prend fin à 103,174 MHz (3,47 MHz de large). Ces valeurs sont déterminées en considérant un niveau de pertes dans la bande inférieur à 1 dB.

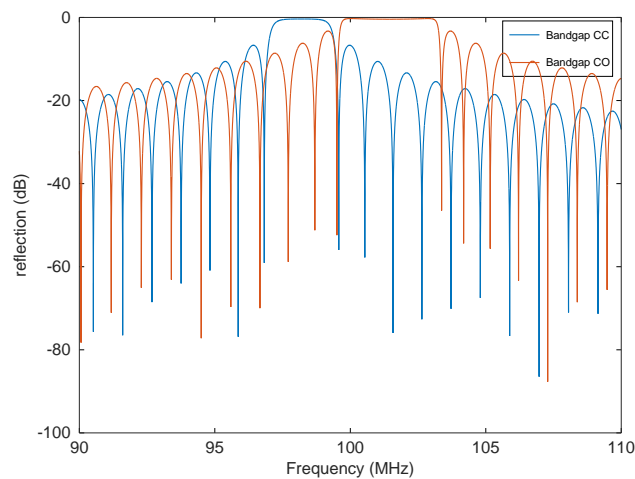


FIGURE 6.13 – *Bandgaps* du résonateur lorsque tous les réflecteurs sont en court-circuit (courbe bleue) et lorsque tous les réflecteurs sont en circuit ouvert (courbe rouge)

Comportement du transducteur :

Nous nous intéressons maintenant au comportement du transducteur. Celui-ci est dimensionné de telle sorte à ce qu'il fonctionne en sortie de bande cc, ce qui correspond également à l'entrée de la bande co. Nous espérons ainsi canaliser un maximum d'énergie à l'intersection des deux bandes des miroirs et permettre alors un glissement de la résonance vers les hautes fréquences, en direction de la sortie de bande co.

La figure 6.14 met effectivement en avant la présence de la résonance à 98,99 MHz avec un accord à 50Ω à 99,87 MHz (minimum de s_{11}).

Comportement de la structure initiale complète :

Les miroirs et le transducteur sont maintenant dimensionnés pour travailler aux fréquences souhaitées : résonance aux alentours de 100 MHz et en sortie de bande cc. La réponse du système complet (miroirs et transducteurs réunis) est tracée en figure 6.15.

Ce graphique met en avant :

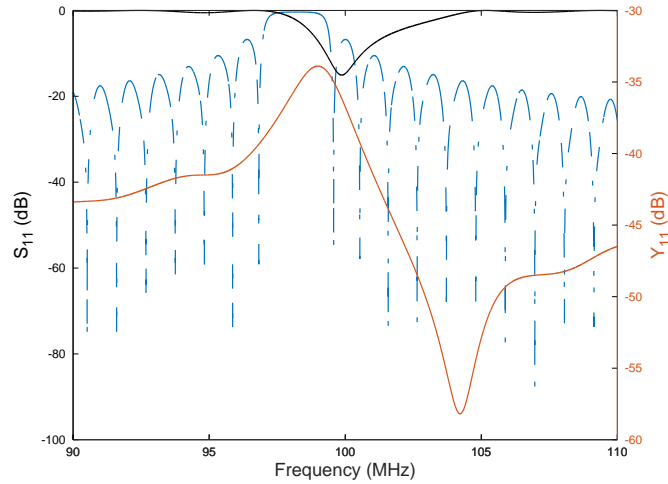


FIGURE 6.14 – Réponse en fréquence du transducteur seul. La courbe bleue rappelle l’allure du bandgap des miroirs cc

- le travail en sortie de bande cc du dispositif. Cette configuration est utilisée dans le but de maximiser le transfert d’énergie vers la bande co lors du glissement fréquentiel ;
- des ondulations (*spurious*) liées à la présence d’énergie dans les lobes secondaires de la fonction de réflexion des miroirs. L’amplitude de ces contributions doit être contrôlée au risque de contrarier la lecture de la fréquence de résonance ;
- la contribution de l’entrée de bande cc, toutefois négligeable en regard du mode principal dans cette configuration : légère ondulation de la courbe bleue à 97,3 MHz.

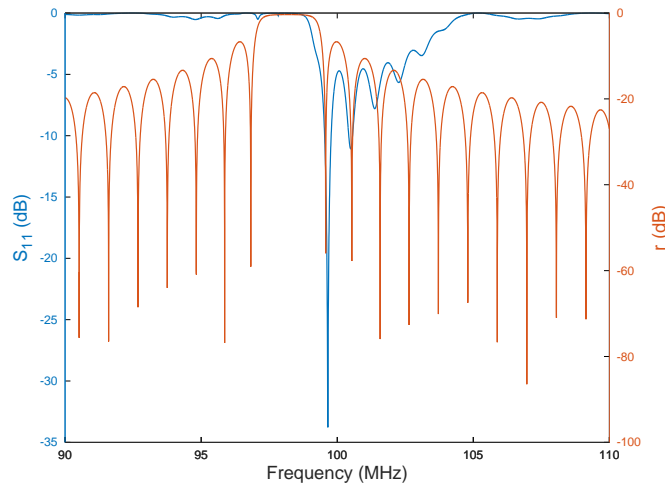


FIGURE 6.15 – Réponse en fréquence du résonateur (courbe bleue) et *bandgap* des miroirs en cc (courbe rouge)

6.3.1.2 Évolution de la réponse du système avec les conditions aux limites

Le spectre du dispositif en fonction de ses conditions aux limites électriques suit la carte des réponses 6.16a. Pour plus de lisibilité, la figure 6.16b regroupe les réponses du système en

fonction du nombre d'électrodes en co pour quelques points remarquables. Trois effets dus au changement de conditions aux limites sont identifiés :

1. tout d'abord, le mode principal, à 100 MHz, se dégrade progressivement jusqu'à disparaître totalement lorsque 35 électrodes sont en potentiel flottant ;
2. par ailleurs, la signature de la sortie de bande co des miroirs, à 103,4 MHz, apparaît dès que 20 électrodes sont en co et s'intensifie pour 35 électrodes co. Ceci traduit un saut de fréquence, de la fréquence initiale à 100 MHz vers la sortie de bande co à 103,4 MHz, soit une agilité de 3,7 % de la fréquence initiale. Par ailleurs, la variation fréquentielle de ce mode est inférieure à 1 ‰ de sa fréquence initiale. Le saut de fréquence est le premier type d'agilité fréquentielle identifiée sur résonateur simple port ;
3. finalement, l'accroissement de dynamique de la contribution en entrée de bande co dès que 10 électrodes sont en potentiel flottant ainsi que son glissement continu vers les hautes fréquences sont observés. La fréquence du mode passe alors de 97 MHz à 99 MHz, soit un glissement de 2 % de la fréquence initiale. Le glissement continu est défini comme étant un second type d'agilité en fréquence des résonateurs à un port.

Le caractère multimode de la structure doit encore une fois être mentionné. Toutefois, les contributions étant éloignées d'au moins 1 MHz et jusqu'à 3 MHz, les appareils de mesures sont capables de les distinguer.

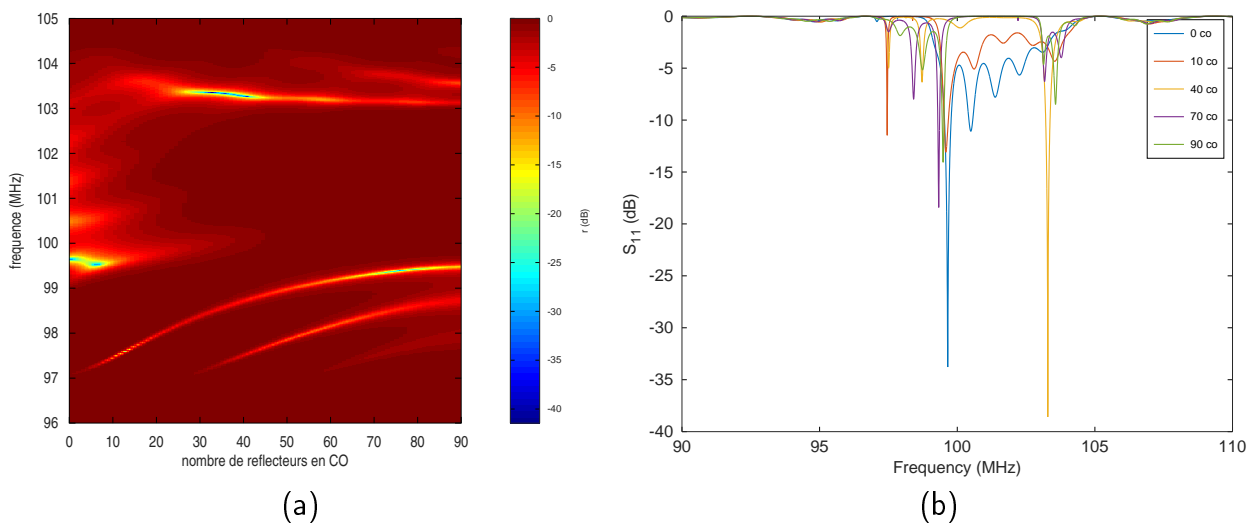
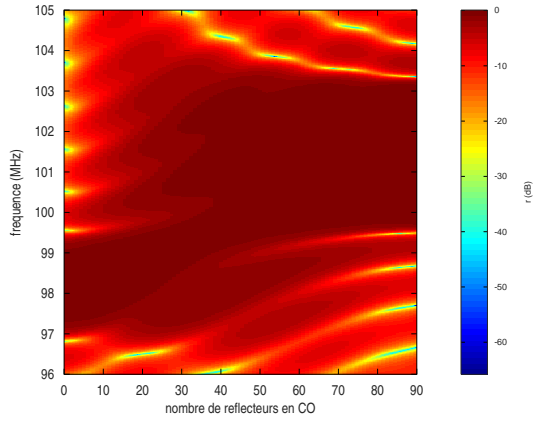
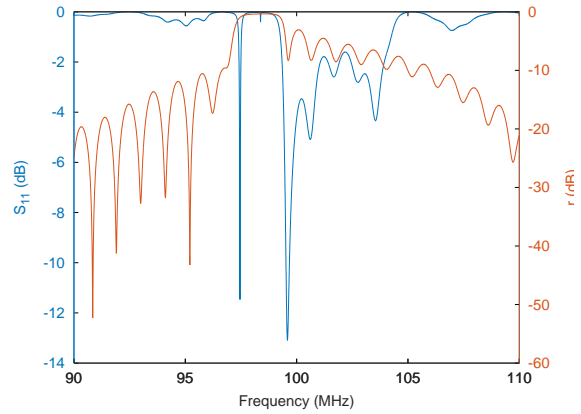


FIGURE 6.16 – Évolution de la réponse d'un résonateur à un port sur LNO128 - (a) cartographie de toutes les réponses possibles, (b) quelques points remarquables

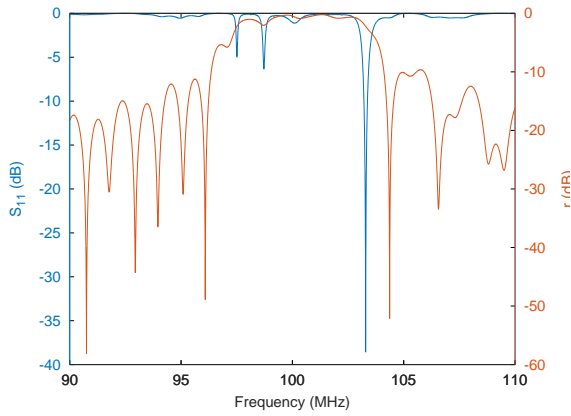
Par ailleurs, l'évolution de la bande de Bragg des miroirs est décrite par les figures 6.17a à 6.17e. Les configurations proposées sont les mêmes que celles de la figure 6.16b. Le comportement des miroirs mis en avant par ces graphiques est similaire à celui des réflecteurs qui composent le filtre LCRF de la section 6.2 : le niveau de pertes aux hautes fréquences diminue avec l'augmentation du nombre d'électrodes en circuit ouvert jusqu'à obtenir un *bandgap* qui s'étend du début de la bande cc à la fin de la bande co. Le coefficient de réflexion large bande ainsi engendré présente néanmoins des ondulations dans la bande conséquentes, comme cela peut être remarqué sur la figure 6.17c. Puis, l'entrée de bande se dégrade jusqu'à définir la bande co.



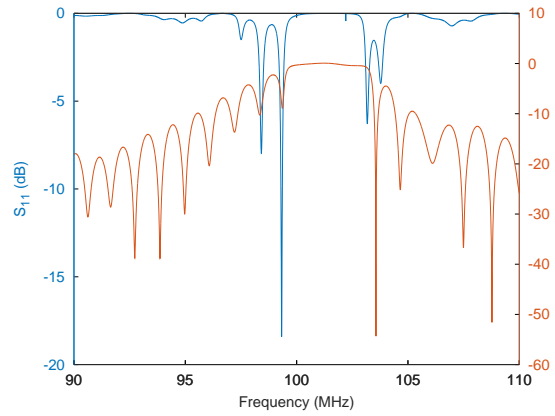
(a) Coefficient de réflexion des miroirs selon leurs conditions aux limites électrique



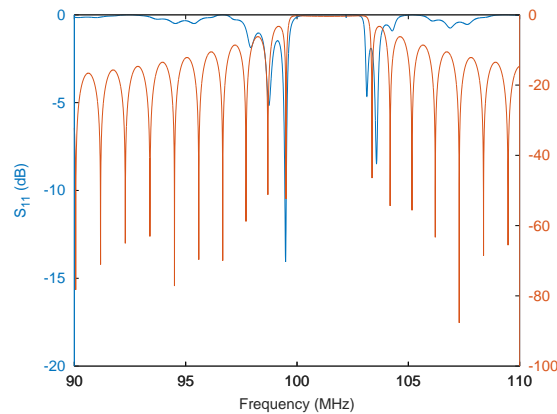
(b) Paramètre s_{11} et réflexion des miroirs du résonateur lorsque 10 électrodes sont en circuit flottant dans les miroirs



(c) Paramètre s_{11} et réflexion des miroirs du résonateur lorsque 40 électrodes sont en circuit flottant dans les miroirs



(d) Paramètre s_{11} et réflexion des miroirs du résonateur lorsque 70 électrodes sont en circuit flottant dans les miroirs



(e) Paramètre s_{11} et réflexion des miroirs du résonateur lorsque 90 électrodes sont en circuit flottant dans les miroirs

FIGURE 6.17 – Réponse d'un résonateur simple port en fonction des conditions aux limites électriques appliquées aux miroirs

6.3.2 Agilité d'un SAW simple port - bilan

L'analyse de l'évolution du spectre d'un résonateur simple port a permis de confirmer plusieurs options de tirage en fréquence et de retrouver les résultats de la section 6.2 associés à la variation des bandes de réflexion. Il a été effectivement constaté qu'un large *bandgap*, égal à la somme des bandes cc et co, s'ouvre quand le nombre d'électrodes en potentiel flottant augmente puis se referme ensuite aux basses fréquences.

Par ailleurs, deux sortes d'agilité fréquentielle ont été identifiées :

- la première, continue, concerne l'entrée de bande cc : ce mode gagne en amplitude au fur et à mesure que les CL changent et se décale de 2 MHz vers les hautes fréquences, passant ainsi de 97 à 99 MHz ;
- un saut de fréquence vers la sortie de bande d'arrêt des miroirs en co (localisée à environ 103 MHz). Lorsque le mode principal à 99,5 MHz disparaît, un mode en sortie de bande co apparaît. La structure devient alors multimode (présence de l'entrée de bande cc et de la sortie de bande co). Cependant, ces deux contributions sont éloignées de plus de 3 MHz ce qui permet de les distinguer aisément.

Le phénomène d'agilité continue est utilisé dans la suite de ce travail (voir section suivante). En effet, comme expliqué au chapitre 2, le filtre *ladder* est constitué de deux types de SAW-R conçus de sorte à placer la résonance de l'un à la fréquence d'antirésonance de l'autre. La connaissance du glissement fréquentiel pour chaque résonateur du filtre en échelle permet de déterminer les configurations des miroirs les plus favorables pour obtenir un tirage de toute la bande passante sans la dégrader.

6.4 Application à un filtre *ladder*

La section 2.2.3 fournit l'architecture des filtres *ladder*. L'idée est d'exploiter les propriétés de tirage fréquentiel des résonateurs SAW et de s'assurer du transfert de ces propriétés à un filtre en échelle formé par des résonateurs simple port.

6.4.1 Agilité d'un filtre en échelle : analyse numérique

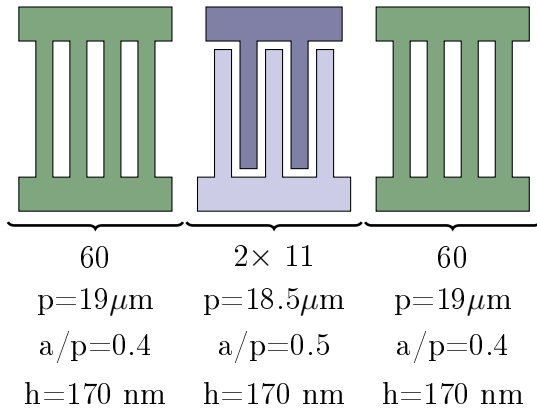
Une étude théorique est menée en premier lieu afin de concevoir le filtre en échelle et d'étudier les possibilités de glissement en fréquence de sa bande passante.

6.4.1.1 Conception du filtre en échelle

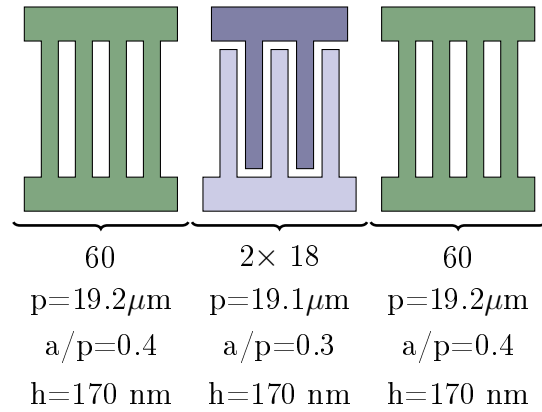
Deux résonateurs sont conçus sur niobate de lithium (YXl)/128° avec métallisation en or. Leurs dimensions sont établies de manière à ce que la structure fonctionne aux alentours de 100 MHz et que la résonance du résonateur disposé en série soit localisée à la fréquence d'antirésonance du résonateur "parallèle" (cf. section 2.2.3). Les figures 6.18a et 6.18b regroupent les dimensions de chacune des deux structures ainsi créées. Ces géométries génèrent les fonctions fréquentielles des figures 6.18c et 6.18d.

L'agilité de chaque structure est ensuite établie et traduite au travers des figures 6.18e et 6.18f. La résonance (en rouge sur ces deux figures) présente une agilité de 0,5 à 0,7 MHz selon le résonateur considéré ; ce qui correspond à un tirage de 0,5 % dans le cas du résonateur en parallèle et de 0,7 % pour le dispositif en série.

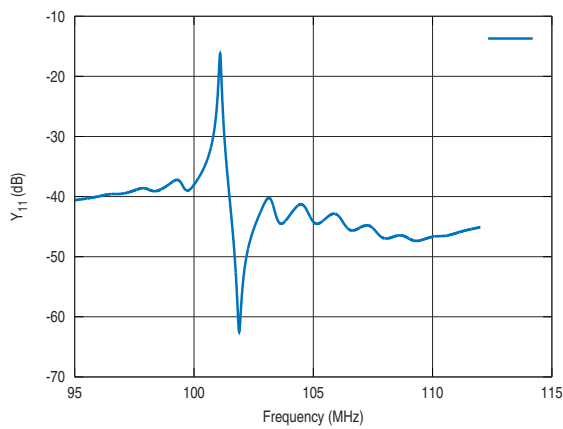
Ces deux structures sont ensuite chaînées selon le schéma suivant : $\Pi T \Pi L$ (structure de filtre conforme au schéma de la figure 6.19). La réponse fréquentielle du filtre en échelle dans son état initial est donnée figure 6.20. Dès à présent, les caractéristiques du filtre sont à noter :



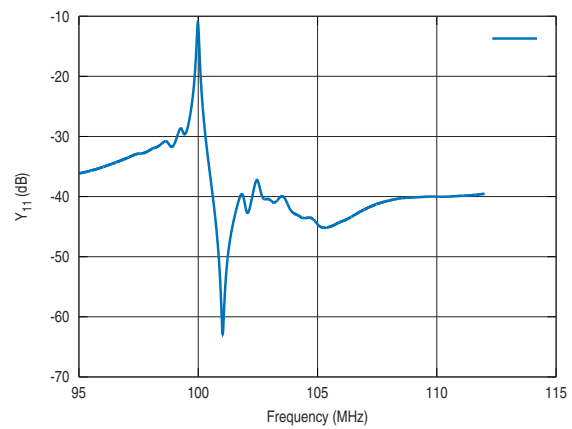
(a) Schéma et dimensions du résonateur série



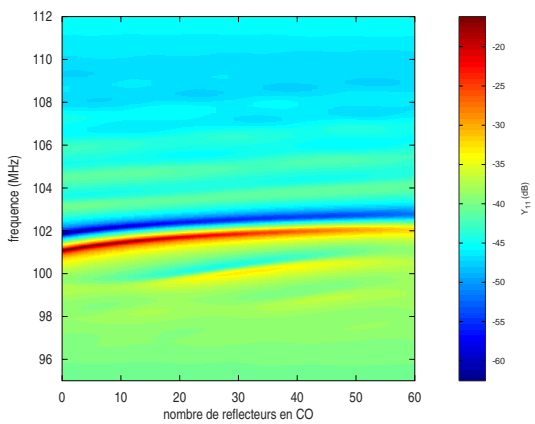
(b) Schéma et dimensions du résonateur parallèle



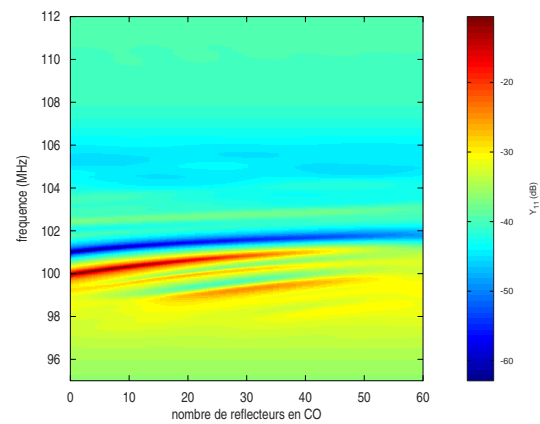
(c) Admittance du résonateur série en fonction de la fréquence



(d) Admittance du résonateur parallèle en fonction de la fréquence



(e) Agilité fréquentielle du résonateur série



(f) Agilité fréquentielle du résonateur parallèle

FIGURE 6.18 – Représentation de différentes grandeurs associées à la conception du filtre en échelle

- les pertes d'insertion sont inférieures à 5 dB ;
- la bande passante à -3 dB vaut 1 MHz ;

- la fréquence centrale du filtre est donnée à $100 \text{ MHz} \pm 1 \text{ MHz}$;
- les pertes à la réjection avoisinent les 35 dB ;
- les ondulations dans la bande passante sont inférieures à 1 dB .

Le tirage est étudié à partir de cette configuration.

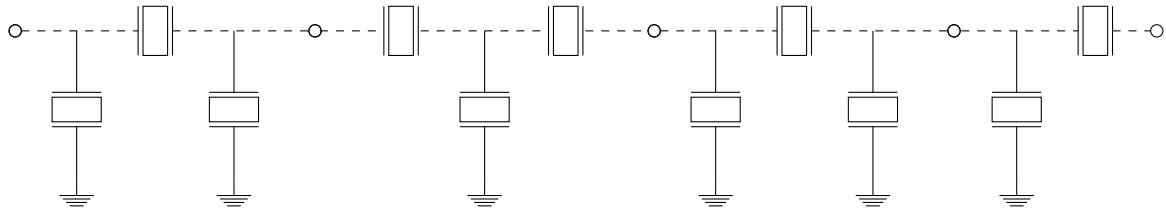


FIGURE 6.19 – Chaînage des résonateurs ($\Pi T \Pi L$) constituant le filtre en échelle utilisé pour l'étude du tirage fréquentiel

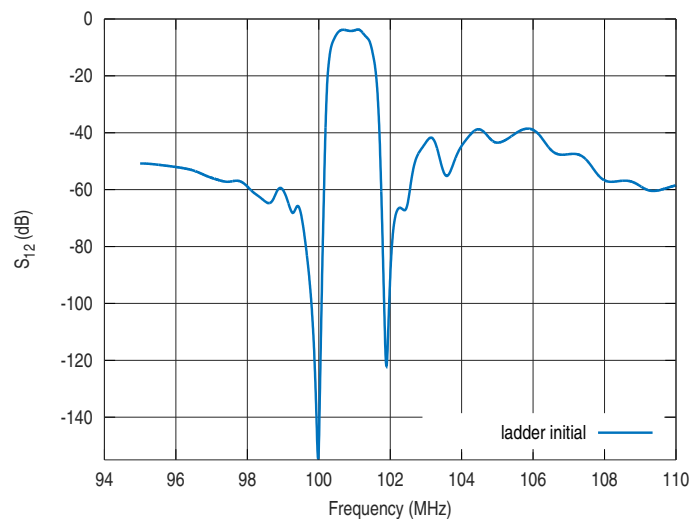


FIGURE 6.20 – Réponse fréquentielle initiale du filtre *ladder*

6.4.1.2 Agilité fréquentielle du filtre *ladder*

Le nombre d'électrodes en circuit ouvert dans les dispositifs en parallèle et en série est indépendant. Cependant, afin de limiter la complexité des calculs, les mêmes CL sont appliquées à tous les résonateurs en série (respectivement, en parallèle).

L'évolution du spectre en fonction des conditions aux limites des miroirs est étudiée à l'aide de cartes similaires aux figures 6.18e et 6.18f. La figure 6.21a regroupe toutes les réponses possibles lorsque 40 électrodes par miroir sont en potentiel flottant dans les résonateurs en série et que les CL varient dans les résonateurs en parallèle. La figure 6.21b, quant-à elle, correspond à l'étude inverse : 40 électrodes sont en circuit ouvert dans les résonateurs en parallèle et le nombre d'électrodes en potentiel flottant varie dans les structures disposées en série.

Ces deux exemples fournissent des informations qui se généralisent à l'étude de toutes les autres connexions des miroirs :

- la modification des CL des résonateurs "parallèles" a une influence prédominante sur l'entrée de bande passante du filtre. Ceci a donc pour effet de diminuer la largeur de

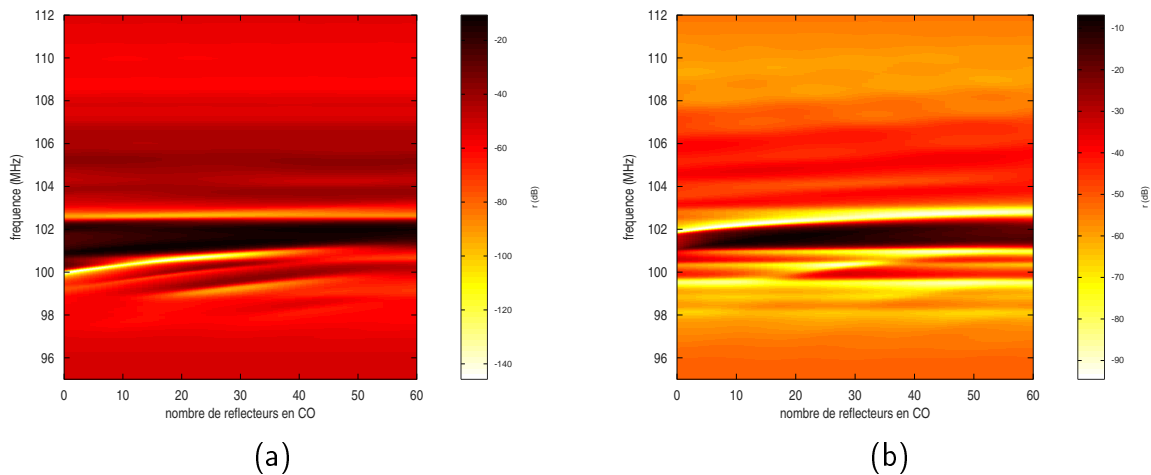


FIGURE 6.21 – Réponse en fréquences du *ladder* selon les CL appliquées aux SAW-R série et parallèle - (a) 40 électrodes en co dans les dispositifs série, les CL des SAW en parallèle sont modifiées, (b) 40 électrodes en co dans les dispositifs parallèle, les CL des SAW en série sont modifiées

bande¹ (réduction d’environ 1 MHz entre la configuration des résonateurs “parallèles” initiale et leur configuration finale pour 40 électrodes en co dans les résonateurs en série) ;

- à l’inverse, fixer le nombre d’électrodes dans les structures montées en parallèle tout en faisant varier les CL des dispositifs en série provoque l’ouverture de la bande passante en faisant glisser sa borne haute vers des fréquences supérieures.

Finalement, quatre structures sont sélectionnées pour proposer une visualisation plus classique des résultats obtenus et illustrer les possibilités d’agilité fréquentielle des *ladders*. La composition des filtres est résumée dans le tableau 6.1. Les réponses fréquentielles associées sont reproduites figure 6.22. Cette dernière figure met en avant un décalage de la bande passante du filtre quand le nombre d’électrodes en circuit ouvert augmente. Un glissement de 0,35 % (resp. 0,53 %) par rapport à la fréquence centrale initiale est observable quand dix électrodes (resp. 20) sont en potentiel flottant dans les miroirs.

Par ailleurs, le filtre FSF051 fait apparaître l’influence de chaque type de résonateur sur l’entrée et la sortie de la bande passante : la sortie se décale de 208 kHz contrairement à l’entrée qui subit une variation de 203 kHz. Or, le filtre en série dispose effectivement de moins d’électrodes en co que le filtre en parallèle. Ce résultat est en accord avec les conclusions précédemment établies.

Par ailleurs, les trois configurations de tirage (FSF049 à FSF051) présentent une allure de la bande passante peu dégradée par rapport au cas initial et qui respecte le cahier des charges (largeur de bande, pertes d’insertion etc).

6.4.2 Fabrication de filtres en échelle et résonateurs agiles

La fabrication de structures *ladder* agiles (également réalisée par TRT) passe par deux phases. Sont fabriqués sur un même *wafer* :

- les *ladders*, également dans des configurations figées, identifiées comme étant favorables au décalage de la bande passante ;

1. la bande passante apparaît en noir sur les figures 6.21a et 6.21b

TABLE 6.1 – Configuration des réflecteurs des filtres en échelle agiles

Nom du filtre	Résonateur parallèle	Résonateur série
FSF048	tout cc	tout cc
FSF049	10 co	10 co
FSF050	20 co	20 co
FSF051	5 co	8 co

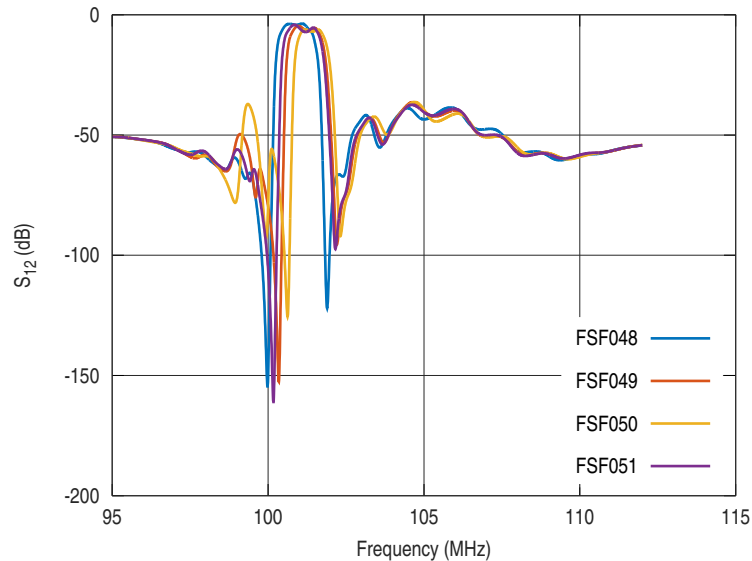


FIGURE 6.22 – Réponse fréquentielle de quatre filtres à éléments d'impédance disposant des CL électriques décrites dans le tableau 6.1

- les SAW-R constitutifs des *ladders* dans des configurations permettant de connecter un interrupteur MEM'S sur les miroirs et ainsi, de rendre les résonateurs effectivement agiles.

6.4.2.1 Dérroulement de l'étude

L'objectif de ce paragraphe est de démontrer expérimentalement la possibilité de contrôler les caractéristiques de la bande passante de filtres. En ce sens, dix interrupteurs MEMS fournis par la société Air-MEMS sont utilisés. Étant donné qu'un filtre *ladder* tel que défini au paragraphe 2.2.2.2, comporte à lui seul 12 résonateurs, l'agilité n'est pas démontrée directement sur ces structures mais sur les SAW-R individuellement.

La fabrication ainsi que l'étude du comportement de plusieurs structures a été menée :

- Quatre configurations figées des résonateurs destinés à être montés en série (les électrodes en co sont, comme dans l'étude théorique, indépendantes entre elles). Ces structures correspondent aux quatre photographies de la figure 6.23 ;
- Quatre configurations figées des résonateurs parallèle (de même, les électrodes co sont indépendantes les unes des autres). Des exemplaires de ces SAW-R sont reproduits figure 6.24 ;
- Quatre *ladders* figés correspondants aux structures précédentes (figure 6.25) ;

- Un filtre permettant d'obtenir deux configurations différentes pour les miroirs (dans ce cas, les électrodes en circuit ouvert sont reliées entre elles, comme montré figure 6.26).

TABLE 6.2 – Structures fabriquées dans le 3^{ème} run

<i>Nom du SAW-R</i>	<i>Nombre d'électrodes (Miroirs/transducteurs/Miroirs)</i>	<i>Nom du ladder associé</i>
FSR055	60-0 / 2×18 / 0-60 (parallèle)	FSF048
FSR060	60-0 / 2×11 / 0-60 (série)	
FSR056	50-10 / 2×18 / 10-50 (parallèle)	FSF049
FSR061	50-10 / 2×11 / 10-50 (série)	
FSR057	40-20 / 2×18 / 20-40 (parallèle)	FSF050
FSR062	40-20 / 2×11 / 20-40 (série)	
FSR058	55-5 / 2×18 / 5-55 (parallèle)	FSF051
FSR063	52-8 / 2×11 / 8-52 (série)	
FSR068	40-20 / 2×11 / 20-40	pour l'agilité, électrodes co dépendantes

Le tableau 6.2 renseigne d'une part sur les configurations réalisées et d'autre part sur la nomenclature utilisée dans la suite de cette partie.

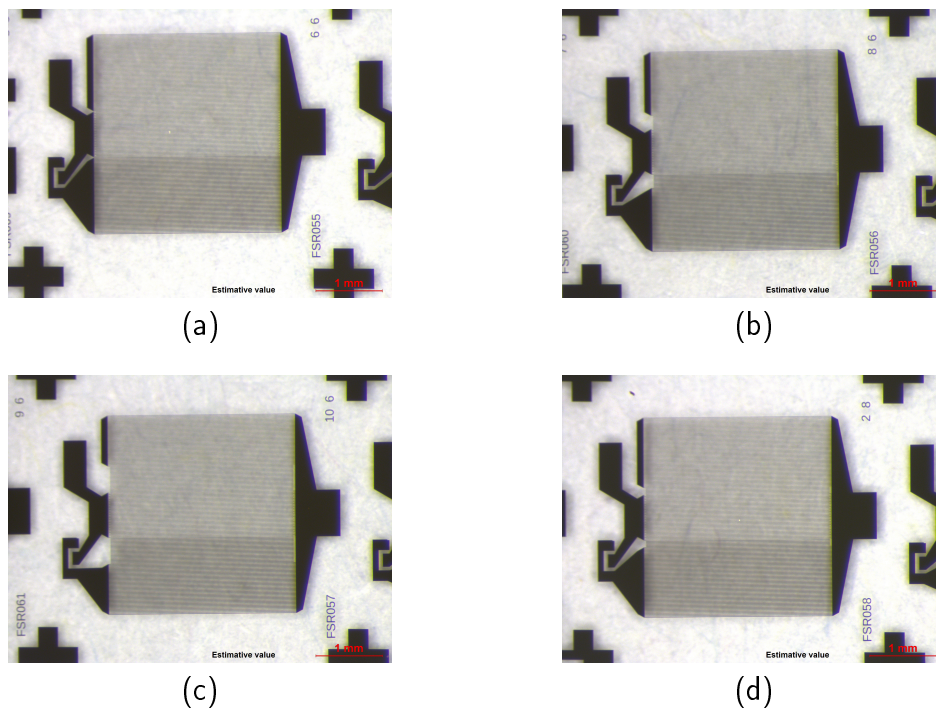


FIGURE 6.23 – Photographies prises à la binoculaire des résonateurs série figés - (a) FSR055, (b) FSR056, (c) FSR057, (d) FSR058

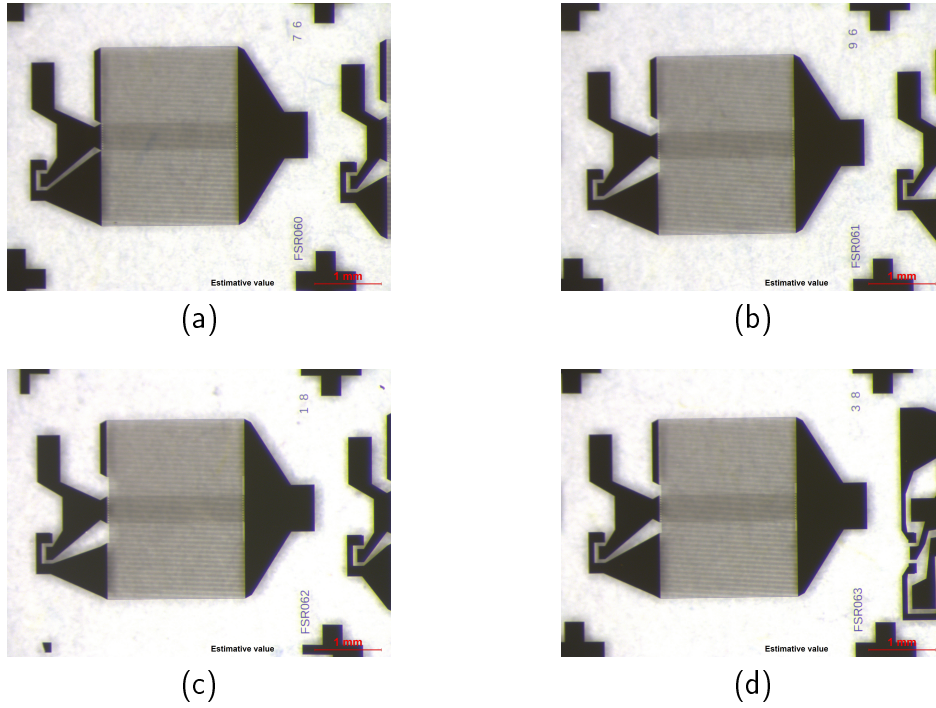


FIGURE 6.24 – Photographies prises à la binoculaire des résonateurs parallèle figés - (a) FSR060, (b) FSR061, (c) FSR062, (d) FSR063

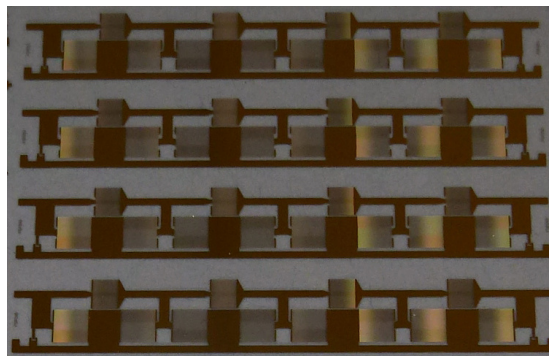


FIGURE 6.25 – Photographie des quatre *ladders*

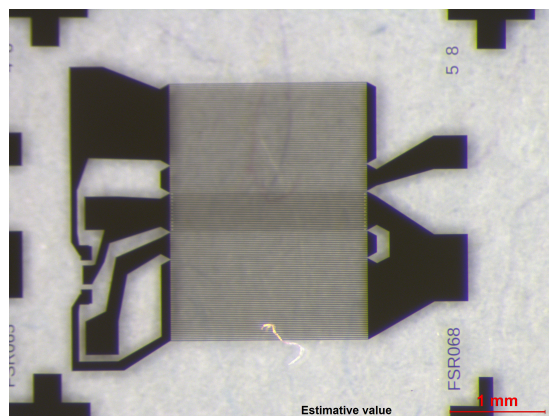


FIGURE 6.26 – Photographie du dispositif FSR068

6.4.2.2 Fabrication de filtres figés

Les quatre *ladders* (FSF048 à FSF051) développés sur le *wafer* sont mesurés au testeur sous pointes. La superposition de leurs quatre réponses se trouve figure 6.27. En dépit de l'augmentation des pertes d'insertion plus importante que prévue, le comportement décrit par la théorie est validé expérimentalement. Plus précisément, la comparaison entre la structure de départ FSF048 et le dispositif FSF049 met effectivement en exergue un décalage de la fréquence centrale de 0,6 %. L'entrée de la bande passante est plus sensible que sa sortie aux variations de conditions aux limites. L'étude du filtre FSF050 conduit à des observations analogues au cas précédent. Finalement le FSF051 est à mettre en regard avec le FSF049. Le nombre d'électrodes en potentiel flottant dans les résonateurs en série sont proches (8 vs. 10) et les sorties respectives de leurs bandes passantes arrivent à une fréquence similaire. Néanmoins, le nombre d'électrodes en co dans le résonateur parallèle est deux fois plus grand dans le cas du FSF049 quand dans le FSF051 (10 vs. 5) : son entrée de bande passante apparaît à une fréquence plus élevée.

Le glissement fréquentiel des résonateurs individuels conduit donc au décalage de la bande du filtre en échelle dont ils sont les éléments constitutifs. L'entrée de bande est plus sensible aux changements de conditions aux limites électriques des réflecteurs que la sortie. Finalement, une optimisation de la conception du filtre permettra de limiter la dégradation de la bande passante avec l'augmentation du nombre d'électrode en co dans les miroirs tout en conservant les propriétés de tirage fréquentiel du dispositif.

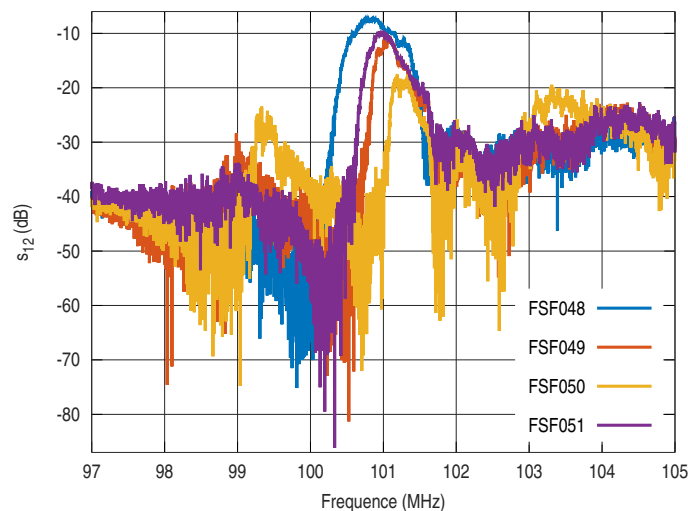


FIGURE 6.27 – Superposition des réponses s_{12} des quatre filtres à éléments d'impédance fabriqués dans le cadre de la validation de l'agilité fréquentielle

6.4.2.3 Fabrication de résonateurs agiles

Les résonateurs indexés FSR068 sont maintenant mis à profit. Pour rappel, ces structures sont vouées à être montées en série dans les filtres *ladders*. 40 électrodes par miroir sont reliées à la masse. 20 électrodes (par miroir) sont quant-à elles reliées à deux interrupteurs MEMS. Pour réaliser la connexion, les électrodes constitutives de chacun des deux groupes sont reliées entre elles. De ce fait, ceci constitue une divergence avec le modèle théorique qui n'a permis d'effectuer que des calculs impliquant des électrodes flottantes indépendantes.

Cinq résonateurs sont découpés et mis en boîtier avec deux MEMS chacun.

Le câblage est proposé figure 6.28. La connexion électrique entre les différents ports est réalisée à l'aide de fils d'or de $15\ \mu\text{m}$ de diamètre. La figure 6.28 met en avant un point qui peut se révéler précaire : les fils se chevauchent dans le boîtier. Il faut alors s'assurer de l'absence de court circuit qui créerait leur contact.

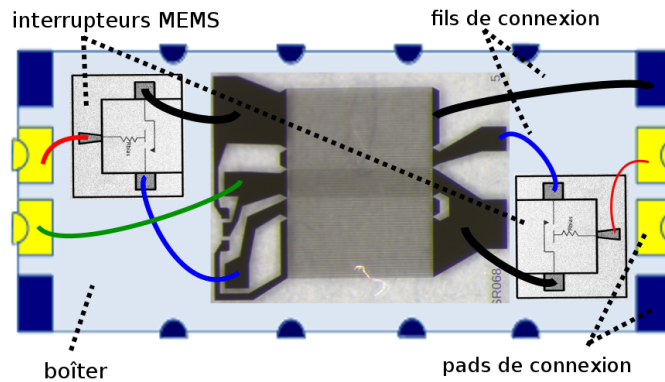


FIGURE 6.28 – Schéma du câblage du résonateur agile et des deux interrupteurs MEMS mis en boîtier

La figure 6.29, issue de résultats numériques, compare la réponse du FSF068 dans sa configuration initiale (tout cc) et dans le cas où 20 électrodes indépendantes les unes des autres sont en potentiel flottant. Ce graphique met en avant un tirage pouvant atteindre les 500 kHz selon le lobe considéré. La faible qualité du spectre de ce résonateur peut toutefois surprendre le lecteur. Il faut rappeler que cette structure n'est pas optimisée pour fonctionner de manière isolée mais est conçue pour être couplée électriquement à d'autres SAW.

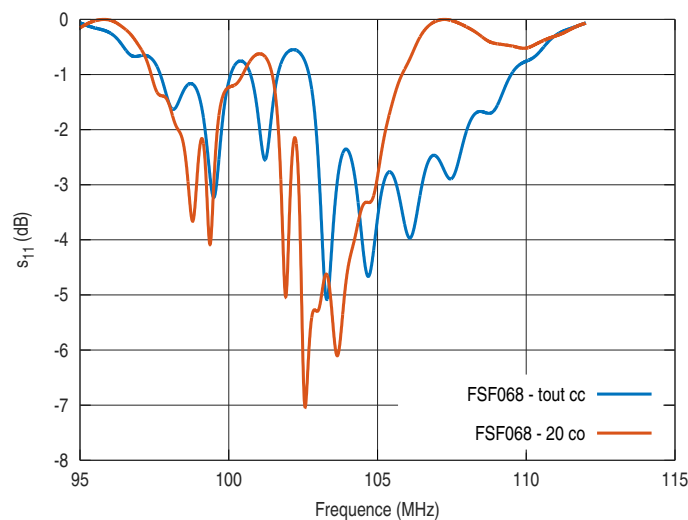


FIGURE 6.29 – Réponse théorique du FSF068 dans les cas miroirs court-circuités et 20 électrodes en circuit ouvert

L'expérience présentée ici vise à confirmer la possibilité de tirage observée sur la figure théorique 6.29 et à mettre en avant d'éventuels écarts de comportement entre un système dont les électrodes en co sont séparées (théorie) et un dispositifs sont les électrodes co des miroirs sont liées (pratique). Cinq SAW sont conditionnés dans des boîtiers adaptés et leurs spectres sont étudiés à l'analyseur de réseau.

Pour chaque structure, quatre mesures sont réalisées :

1. dans les deux miroirs, 20 électrodes sont en potentiel flottant ;
2. une partie du miroir de droite est laissée en potentiel flottant alors que l'ensemble des électrodes du miroir de gauche est à la masse ;
3. une partie du miroir de gauche est laissée en potentiel flottant alors que l'ensemble des électrodes du miroir de droite est à la masse (la droite et la gauche du dispositif sont désignées arbitrairement et repérées sur le boîtier) ;
4. les réflecteurs sont tous reliés à la masse.

Les courbes 6.30a à 6.30e reproduisent les résultats obtenus. L'évolution de la réponse fréquentielle est similaire pour les cinq structures : déconnecter les électrodes de la masse provoque une diminution de la fréquence de résonance. L'écart de mesure des cas 2. et 3. (une partie du miroir de droite, resp. gauche, est laissée en potentiel flottant alors que l'ensemble des électrodes du miroir de gauche, resp. droit, est à la masse) est imputé à la dissymétrie des conditions aux limites de chaque côté du transducteur : d'un côté l'onde arrive sur un point chaud et de l'autre sur une électrode à la masse. Ce point peut être mis à profit pour réaliser un ajustement fin de la fréquence de résonance.

Le glissement maximal obtenu avec ces résonateurs agiles advient quand le groupe d'électrodes commandées est en circuit ouvert. La résonance atteint alors un minimum.

L'analyse de la réponse des cinq résonateurs mesurés conduit aux résultats suivants :

- le dispositif 1 permet un décalage en fréquence de 300 kHz ;
- le dispositif 2 permet un décalage en fréquence de 100 kHz ;
- le dispositif 3 permet un décalage en fréquence de 50 kHz ;
- le dispositif 4 permet un décalage en fréquence de 10 kHz ;
- le dispositif 5 permet un décalage en fréquence de 20 kHz ;

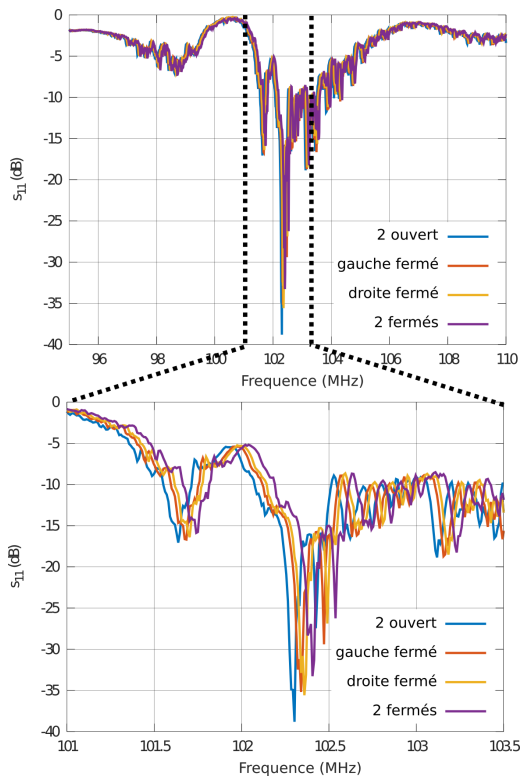
Les structures font état de décalage de la fréquence de résonance différentes. Cependant, dans tous les cas, le même phénomène est observé, à savoir, le décalage de la fréquence vers les basses fréquences quand les miroirs sont en co. Par ailleurs, ces écarts peuvent s'expliquer par l'impact des caractéristiques du boîtier sur la réponse du système ; les propriétés du boîtier étant elles-mêmes soumises à des variations de température importantes lors des opérations de soudage des boîtiers sur PCB.

Une dernière remarque peut être ajoutée : le glissement fréquentiel s'effectue en direction des basses fréquences contrairement aux prévisions numériques. Un postulat pour expliquer cette disparité porte sur la condition de dépendance des électrodes flottantes. Pour améliorer la prédiction du glissement du tirage en fréquence lors de développements futurs, il serait intéressant de comparer le comportement d'électrodes liées (c'est-à-dire flottantes mais toutes à un même potentiel) ou indépendantes les unes des autres (flottantes avec un potentiel différent).

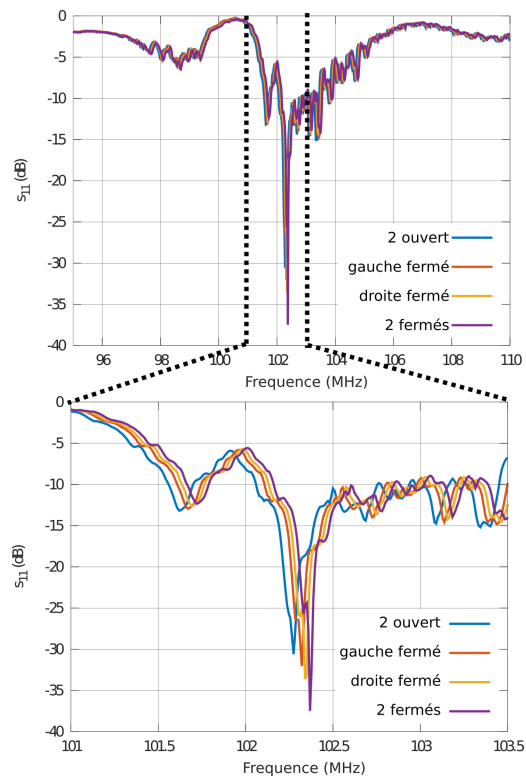
6.4.2.4 Bilan des comportements en fréquence mesurés

La fabrication de filtres en échelle dans des configurations figées et de résonateurs SAW agiles a eu lieu sur un même *wafers*. Un glissement fréquentiel de la bande passante des filtres (et de sa fréquence centrale) de 0,5 MHz est mis en avant. Cette fabrication a donc validé la possibilité d'obtenir un tirage de la bande passante de *ladders* selon les conditions aux limites appliquées aux miroirs des résonateurs le constituant.

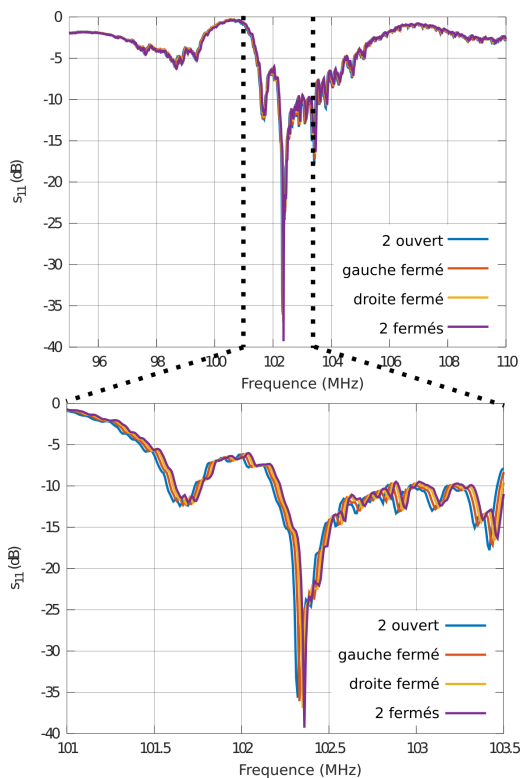
Par ailleurs, cinq SAW-R ont été mis en boîtier et connectés à des interrupteurs MEM'S afin de les rendre agiles. Un glissement fréquentiel allant jusqu'à 300 kHz vers les basses fréquences a été observé, confirmant de ce fait la possibilité de faire varier la fréquence de travail des SAW au cours de leur fonctionnement.



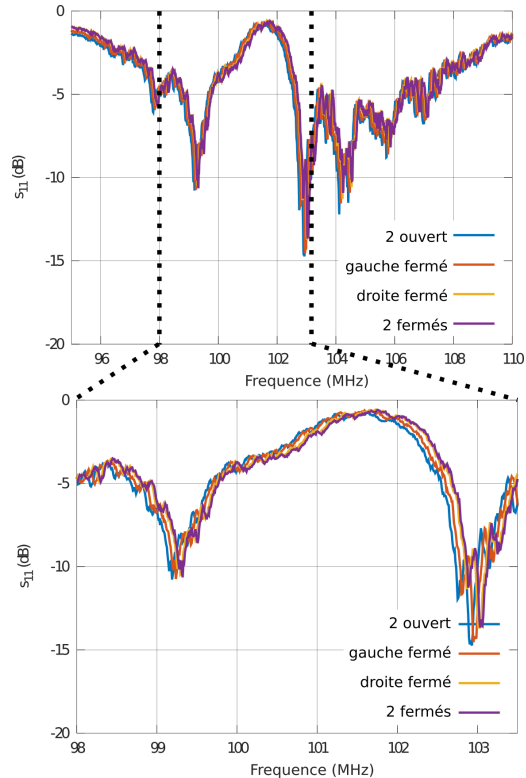
(a) 1^{er} dispositif



(b) 2^{ieme} dispositif

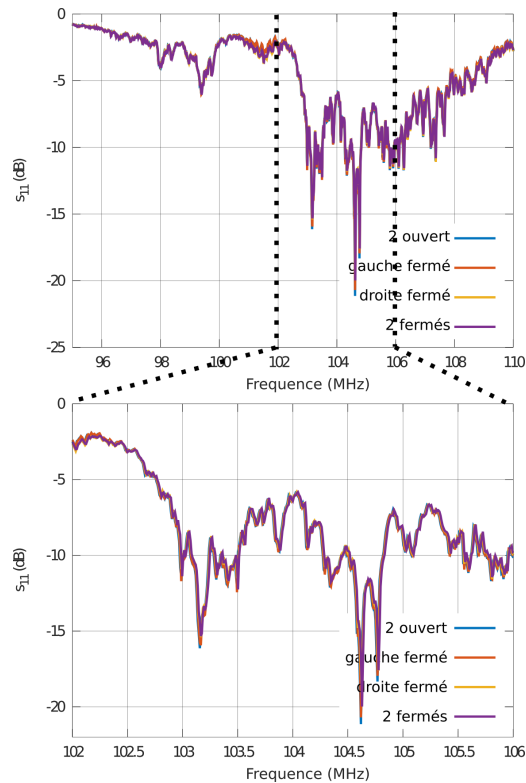


(c) 3^{ieme} dispositif



(d) 4^{ieme} dispositif

FIGURE 6.30 – Réponse en fréquence des cinq structures SAW agiles montées en boîtier avec les interrupteurs MEMS associés



(e) 5^{ème} dispositif

FIGURE 6.30 – Réponse en fréquence des cinq structures SAW agiles montées en boîtier avec les interrupteurs MEMS associés

6.5 Synthèse de l'agilité fréquentielle

Le projet ANR Cronos a offert l'opportunité de démontrer la possibilité de faire varier la fréquence de travail des SAW en modifiant les conditions aux limites des réflecteurs. En d'autres termes, relier les électrodes qui composent les réflecteurs à la masse ou les laisser flottantes (toutes ou partiellement) change la fréquence de fonctionnement de la structure. Deux sortes de tirage fréquentiel ont été identifiées :

- la première correspond à une variation de quelques % de la fréquence initiale, autour de cette fréquence. En fonction du nombre d'électrodes en circuit ouvert dans les miroirs, la fréquence de travail apparaît à une fréquence plus grande ou alors plus faible que la fréquence centrale de départ. Ce phénomène est d'ailleurs cyclique, d'une période dépendant du nombre d'électrodes en co dans les miroirs ;
- la seconde espèce d'agilité fréquentielle permet, quant-à elle, d'effectuer un changement brutal de fréquence de résonance. La modification des CL des miroirs modifiant la bande de Bragg, soit la résonance du transducteur, soit les contributions liées à la bande des miroirs peuvent être favorisées.

Ces résultats ont pu être observés expérimentalement sur des structures figées. Le changement de conditions aux limites modifie effectivement la fréquence de fonctionnement du système.

L'ajout d'interrupteurs pour générer dynamiquement du glissement fréquentiel a également montré des résultats positifs : bien que les structures soient plus difficiles à réaliser (encapsulation avec connexion d'interrupteurs MEM'S), l'actionnement du *switch* provoque la diminution de la fréquence de résonance.

Deux points seront abordés dans la continuité de ce projet : la conception optimisée de structures permettant de maximiser le tirage fréquentiel et la recherche d'une source d'interrupteur permettant de conserver l'indépendance des électrodes en co sans augmenter outre mesure l'encombrement de la structure.

Conclusion

Les filtres et les capteurs sont très largement utilisés dans notre société. Que ce soit pour des applications industrielles, stratégiques, ou pour le grand public, ces composants doivent répondre de manière toujours plus précise et rapide.

La présentation d'éléments de filtrage, qu'ils soient numériques ou analogiques, à éléments discrets (*de type RLC*) ou continus (dispositifs SAW / BAW) ainsi que la description de capteurs passifs, sans fil et sans batterie s'est imposée. Ainsi, nous avons remarqué que les composants qui tirent parti des ondes élastiques (et notamment des ondes de surface) sont présents aussi bien pour filtrer les signaux que pour sonder nos environnements. Ces structures sont réputées peu onéreuses lorsqu'elles sont produites en grandes séries grâce à leur géométrie simple et leur fabrication collective sur *wafer*. Ce point constitue un premier avantage à leur utilisation. Par ailleurs, en vertu de leur nature intrinsèquement passive et de leur capacité à convertir des ondes électromagnétiques en ondes élastiques, les composants à ondes élastiques sont des candidats tout indiqués pour les travaux en environnements sévères (températures et pressions extrêmes, difficulté d'accès). Ces mêmes caractéristiques en font des dispositifs plébiscités dans le domaine des communications radiofréquences et de la téléphonie mobile. En effet, l'absence de batterie augmente, ou du moins n'altère pas, l'autonomie des appareils communicants embarqués.

Par ailleurs il est aisé de travailler en même temps sur les applications filtres et capteurs lorsque des SAW sont mis en jeu puisque les fonctions réalisées par ces structures impliquent des méthodes de conception similaires et des technologies de fabrication identiques.

De plus, les SAW sont parfaitement adaptés au domaine des radiofréquences (de 100 MHz à 3 GHz) et aux protocoles d'interrogation correspondants.

Par ailleurs, la conception de nombreuses structures (et de tout dispositif en microélectronique) est associée à une bonne connaissance des modèles physiques idoines. Les dispositifs à ondes de surface utilisent les propriétés piézoélectriques d'un substrat sur lequel sont déposées des électrodes métalliques. Les équations de la piézoélectricité exposent la manière dont l'application d'un courant électrique à un matériau piézoélectrique provoque la déformation de ce matériau, et *vice versa*. Selon la nature du substrat et la manière dont sont construites les électrodes, différents types d'ondes sont générés. Il peut s'agir d'ondes de Rayleigh, d'ondes de Love, d'ondes de volume etc. De cette manière, le guidage d'une onde à la surface d'un matériau peut notamment être obtenu en positionnant des électrodes en forme de peignes interdigités sur une face du substrat.

Pour que le lecteur soit en possession des mêmes définitions que celles employées tout au long de ce document, les grandeurs utilisées pour définir la réponse des structures SAW ont été données. L'allure de l'admittance, de la fonction de transfert, de la fonction de réflexion etc sont donc entièrement caractérisées. Puis, les architectures classiques (lignes à retard, résonateurs et structures de filtres) et leur performances ont été énoncées.

La géométrie des électrodes a donc une influence sur le comportement du système. Un autre paramètre joue également un rôle majeur dans la réponse de la structure : il s'agit du choix du matériau piézoélectrique et de la direction de propagation de l'onde. Des outils, fondés sur le calcul de la permittivité effective de surface, permettent de déterminer son comportement sous différents types de surface. Ainsi, les propriétés de propagation des ondes en surface homogène (libre ou métallisée) sont déterminées. La permittivité effective de surface, la vitesse de propagation et le couplage sont calculés pour chaque matériau suivant toutes les orientations cristallines souhaitées. Le modèle géométrique des SAW, c'est-à-dire la surface métallisée

périodique accompagnée d'une excitation harmonique, est finalement établi afin d'être en possession de tous les paramètres essentiels à la conception de la structure SAW finale.

Ces modèles servent à établir les propriétés de propagation des ondes dans les milieux infinis. Or, le comportement d'un dispositif SAW réel, qui de fait, est de dimension finie est déterminé grâce au chaînage de matrices mixtes. Pour rappel, ces matrices décrivent le comportement d'une onde de surface lorsqu'elle rencontre une électrode.

Ce modèle a été initialement développé en ne prenant en compte que la stricte propagation de l'onde sous un réseau 2D d'électrodes interdigitées. Or, en raison de la complexification des fonctions à réaliser et des spécifications des cahiers des charges, il est important d'approcher au plus près le comportement du système réel. C'est pourquoi des modules additionnels ont été développés. Parmi ces options de calcul, l'une des plus emblématiques est certainement la prise en compte des modes transverses. En effet, les discontinuités de vitesses de propagation dans la direction transverse peuvent, sous certaines conditions, conduire à l'apparition de modes non souhaités sur la réponse en fréquence des dispositifs. Le modèle présenté dans ce manuscrit permet d'établir à la fois l'existence des modes transverses mais également leur position sur le spectre de fréquence directement dans le modèle des matrices mixtes. Ce point est particulièrement intéressant puisque l'existence de modes transverses peut maintenant être établie pour tout type de matériaux, y compris pour les structures stratifiées de type piézoélectrique sur isolant (POI) pour lesquelles l'existence de modes transverses n'est pas déduite directement de l'étude des courbes de lenteur. Des développements sont en cours pour implémenter un modèle plus général que celui présenté dans ce document, qui tient compte d'une éventuelle dissymétrie des électrodes.

Par ailleurs, les déplacements du substrat lors du passage de l'onde provoque des frictions à l'échelle submicronique dans le substrat. Cet effet de diffusion des ondes dépend de la fréquence et est assimilé à un coefficient de viscoélasticité. De même, les pertes liées à des porteurs de charges mobiles résiduels dans le matériau piézoélectrique sont intégrées au modèle. Des comparaisons entre les modèles théoriques et des dispositifs réalisés ont montré la validité et la pertinence de ces développements.

Ajoutons que la géométrie elle-même des composants SAW doit pouvoir évoluer. Deux raisons principales sont invoquées. La première est de s'affranchir de phénomènes parasites que sont les modes transverses. La seconde est d'obtenir une gamme de réponses fréquentielles et de performances plus variée. En ce sens l'apodisation, c'est-à-dire la variation de la longueur des électrodes dans la direction transverse, a été intégrée aux modèles. Cette évolution de la géométrie des structures a deux vocations : diminuer, voire éliminer, le cas échéant, les modes transverses en empêchant la cohérence des ondes transversalement à la direction de propagation ; créer des filtres classiques, à large bande, dont la réponse fréquentielle correspond à la transformée de Fourier du motif réalisé par les électrodes. Suite à la prise en compte d'une dissymétrie possible des électrodes, il sera possible de calculer à la fois la réponse du dispositif apodisé avec la prise en compte des modes transverses et d'observer immédiatement le bénéfice de l'apodisation. D'autres stratégies sont mises en place pour élargir la bande passante des filtres tout en conservant la compacité des structures SAW. La réalisation de peignes en éventails et de structures non périodiques, dont la largeur des électrodes varie dans le transducteur permet d'atteindre ces objectifs.

Les nouveautés apportées aux modèles ont ouvert la voie à la conception de systèmes SAW originaux. Une étude portant sur les capteurs de température adaptés aux chaleurs extrêmes ($> 700^{\circ}\text{C}$) a été réalisée. Il en est ressorti que les matériaux les plus prometteurs adaptés à ces applications sont, à l'heure actuelle, la langasite, la langatate et le nitrure d'aluminium. Un

travail supplémentaire a été mené en parallèle afin de démontrer la pertinence de la fresnoite, dont la stabilité en température est prometteuse, pour la fabrication de filtres soumis à des hautes températures. En dépit de l'inhomogénéité des échantillons, des résonateurs SAW ont été fabriqués. La recherche d'un fournisseur de fresnoite plus homogène est le prochain jalon de cette analyse.

Par ailleurs, bien que la stabilité de la réponse fréquentielle puisse être imputée aux matériaux utilisés, il a été démontré que le schéma de l'excitation électrique a également une influence considérable sur la constance de la réponse en fréquence. Deux types de réponses en fréquence en découlent. Toutes deux sont dédiées à des applications très différentes mais tirent néanmoins parti du même phénomène : l'annulation de la directivité dans le réseau.

Le transducteur est donc conçu pour travailler hors bande de Bragg. Cela a pour conséquences d'annuler la directivité dans le dispositif et de rendre multimode la cavité acoustique formée par les miroirs. Selon les paramètres de conception utilisés, deux types de réponses fréquentielles peuvent être favorisées :

- une seule résonance est retenue dans l'intervalle d'intérêt. L'annulation de la directivité est garante de la stabilité du résonateur, même en cas d'évolution des conditions environnementales (pas de saut de fréquence ni de dédoublement de la résonance). Ces structures sont préférentiellement utilisées comme sources de fréquence ou comme résonateurs ;
- le caractère multimode de la cavité est favorisé. L'annulation de la directivité assure la continuité de l'évolution en fréquence de chaque mode sous l'influence de la température. L'étude a également mis en exergue que chaque mode dispose de ses propres coefficients de variation avec la température, ce qui ouvre la porte à la réalisation de capteurs de température n'utilisant qu'un seul et unique résonateur SAW.

Ce dernier point a ouvert la voie à la conception de nouveaux capteurs de température SAW. La fabrication de démonstrateurs a validé l'étude de faisabilité : des capteurs de température n'utilisant qu'un seul résonateur ont été fabriqués. L'unicité du résonateur rend le composant exempt des problèmes de vieillissement différentiel et de dialogue entre les différents SAW-R rencontrés sur les capteurs à ondes élastiques usuels. Nous nous posons maintenant la question de la gamme de température que nous pouvons atteindre avec de telles structures. En effet, la proximité entre des modes ($\simeq 1$ MHz) soulève la question de la capacité des appareils de mesure à les distinguer si leur écart sur le spectre diminue avec l'augmentation de la température.

La méthode de détection des capteurs sans fil, tels qu'ils viennent d'être décrits, est fondée sur la sensibilité du matériau piézoélectrique aux paramètres extérieurs. Or, certaines circonstances (comme lorsque le milieu est humide) rendent impossible ce type de mesure. Une alternative à la stratégie de détection a donc été mise en place. La zone sensible du capteur est externalisée et un résonateur SAW est utilisé à la seule fin de transmettre l'information. L'analyse a été appliquée au cas d'un capteur d'humidité. Elle peut cependant être adaptée à d'autres quantités. L'influence de l'hygrométrie sur chacun des éléments constitutifs du capteur (différents éléments de modélisation de l'antenne, éventuel composant sensible supplémentaire) a montré que l'antenne dipôle (liée au composant SAW) elle-même est extrêmement sensible aux variations d'humidité. Il est donc possible d'utiliser l'antenne à la fois comme élément d'interrogation à distance et également comme zone sensible du capteur. Suite à ces développements théoriques, de tels dispositifs ont été fabriqués. Les premiers essais ont mis en avant l'existence de modes couplés environ 10 MHz au dessus de la fréquence de travail attendue. Ces modes subissent une variation différentielle de leur fréquence de résonance avec la modification des conditions aux limites appliquées à l'un des ports du SAW. Les mesures ont montré que le passage d'une condition de circuit ouvert à court circuit (ou charge de 50Ω) provoque le

tirage vers les basses fréquences du premier mode alors que le second est insensible à cette variation. Ce point fournit donc une preuve de la possibilité de réaliser un capteur fondé sur la variation des propriétés d'un élément extérieur à la structure SAW avec l'environnement. Nous souhaitons désormais augmenter la sensibilité de ce capteur puis le caractériser. Dans la continuité des vérifications de corrélation calculs / essais, nous étudierons ensuite l'impact d'une capacité variable sur la réponse du système. De plus, un redimensionnement du système composé de l'antenne et du filtre est prévu pour, cette fois-ci, diminuer la sensibilité du capteur et ainsi réaliser un système interrogeable à distance et conforme au cahier des charges.

Un dernier développement a été abordé dans cette thèse. Il touche, cette fois-ci, principalement aux applications de filtrage, bien qu'il puisse également être adapté au cas des résonateurs. Ces travaux ont porté sur la possibilité de faire varier la fréquence centrale des filtres à ondes de surface par simple actionnement d'un interrupteur. L'agilité est obtenue en faisant varier les conditions aux limites électriques des miroirs de dispositifs SAW. Deux types de tirage fréquentiel ont été identifiés. Le premier correspond à un glissement continu de quelques ‰ dans la bande de Bragg des miroirs court-circuités. Ce glissement pourra avantageusement être utilisé pour réaliser de la correction de bande pour lutter contre les dérives potentiellement liées à la mise en boîtier du filtre ou à la modification de l'environnement. Le second type d'agilité a été envisagé suite au constat du caractère multimode des structures dont un grand nombre d'électrodes sont en potentiel flottant. Une conception adéquate de résonateurs a appuyé la possibilité d'obtenir des sauts de fréquence de quelques ‰ de la fréquence de résonance initiale. Ces résultats ont été vérifiés expérimentalement et adaptés à la conception de filtres en échelle : selon la configuration des réflecteurs, un même filtre peut répondre dans différentes bandes fréquentielles.

Ces travaux ont fourni une preuve (par réalisation d'une étude théorique puis validation expérimentale) de l'agilité de la bande passante des dispositifs SAW par modification des conditions aux limites des réflecteurs. Ces résultats ont rendu possible la poursuite du projet CRONOS *via* l'ANR FORMOSA. Les objectifs alors définis portent sur la maximisation du glissement de la bande passante et sur la fabrication de filtres capables de fonctionner sur plusieurs bandes fréquentielles distinctes. De tels composants pourront être embarqués dans des systèmes communicants qui seront alors en mesure d'interroger plusieurs bandes de fréquence avec une seule structure SAW. Ce point, en plus de réduire le nombre d'éléments de filtrage de composants complexes sans pertes de performances, est un point clé des applications de communication RF stratégiques.

Les travaux menés pendant cette thèse ont contribué à l'amélioration des techniques de conception des filtres et résonateurs à ondes élastiques de surface. Le développement et l'implémentation de nouvelles options de calcul, qui permettent de modéliser des phénomènes physiques supplémentaires et de concevoir des structures aux géométries variées, accroît les capacités de conception des systèmes SAW. En offrant une meilleure prise en compte de la physique mise en jeu dans ces structures, la modélisation des SAW est plus fiable qu'auparavant et limite les risques de redimensionnement des dispositifs. Ce point constitue un gain de temps et un gain financier appréciables pour les industriels.

Par ailleurs, de nouvelles structures de filtres et de capteurs ont été proposées. L'innovation de ces derniers vise en particulier à diminuer leur encombrement et à augmenter la fiabilité des mesures réalisées. Quant aux filtres, la possibilité de faire varier les bandes passantes répond à un besoin stratégique des communications RF.

De nouveaux axes de recherches seront abordés afin d'approfondir les résultats présentés dans ce manuscrit. La prédiction du comportement des systèmes SAW peut être encore amélio-

rée : nous pouvons citer à titre d'exemple la prise en compte des pertes liées à la diffusion des ondes entre deux interfaces, ou encore la caractérisation des substrats. De même, la conception optimisée des structures SAW doit être mise en place puisqu'elle constitue un enjeu majeur pour les industriels (gain de temps et choix de la géométrie la plus adaptée au cahier des charges et la plus robuste aux aléas de la production).

Par ailleurs, la seconde partie de ce mémoire a démontré des possibilités nouvelles dans le mode de fonctionnement des dispositifs SAW et de leurs performances. Les structures consistaient en prototypes, réalisés pour valider des concepts théoriques. En conséquence, une conception optimisée des structures est prévue en vue de la mise en production de ces composants dédiés à la microélectronique.

Bibliographie

- [1] T. Wada, H. Obiya, T. Ogami, R. Nakajima, H. Hayafuji, M. Tani, M. Koshino, M. Kawashima, and N. Nakajima. A new tunable RF front-end for advanced 4G handsets. In *2014 Asia-Pacific Microwave Conference*, pages 477–479, Nov 2014.
- [2] Texas Instrument. High-Temperature Guide. www.ti.com/lit/sg/sgzt009e/sgzt009e.pdf.
- [3] J. Somer, F. Urban, I. Szendiuch, and F. Urban. Optical pressure sensors for harsh environment. In *2017 21st European Microelectronics and Packaging Conference (EMPC) Exhibition*, pages 1–5, Sept 2017.
- [4] M. Pereira da Cunha, A. Maskay, R. J. Lad, T. Coyle, and G. Harkay. Langasite 2.45 GHz ISM band SAW resonator for harsh environment wireless applications. In *2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, pages 1–4, Sept 2016.
- [5] P. Nicolay, R. Matloub, J. Bardong, A. Mazzalai, and P. Muralt. A concept of wireless and passive very-high temperature sensor. *Applied Physics Letters*, 110(18) :184104, 2017.
- [6] A. Pohl, G. Ostermayer, L. Reindl, and F. Seifert. Monitoring the tire pressure at cars using passive SAW sensors. In *1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium (Cat. No.97CH36118)*, volume 1, pages 471–474 vol.1, Oct 1997.
- [7] Á. Rodríguez-Prieto, A. M. Camacho, A. M. Aragón, M. A. Sebastián, and Á. Yanguas-Gil. Polymers Selection for Harsh Environments to Be Processed Using Additive Manufacturing Techniques. *IEEE Access*, 6 :29899–29911, 2018.
- [8] J.P. Tanguy. *Théorie et pratique du signal : Signaux déterministes et aléatoires en continu et en discret*. Ellipses, 2007.
- [9] G. Mangiante. *Analyse et synthèse des filtres actifs analogiques*. Lavoisier (Paris), 2005.
- [10] D. Royer, D.P. Morgan, and E. Dieulesaint. *Elastic Waves in Solids I : Free and Guided Propagation*. Advanced Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 1999.
- [11] The European table of frequency allocations and applications in the frequency range 8.3 kHz to 3000 GHz (ECA TABLE). <https://www.ecodocdb.dk/download/2ca5fcbd-4090/ERCREP025.pdf>.
- [12] Federal Communications Commission et al. FCC online table of frequency allocations, 2018. <https://transition.fcc.gov/oet/spectrum/table/fcctable.pdf>.
- [13] L. Braun. *Composants à ondes élastiques de surface pour le filtrage à gabarits maîtrisés aux fréquences radios pour applications spatiales et professionnelles*. PhD thesis, 2015. Thèse de doctorat dirigée par Ballandras, Sylvain et Baron, Thomas Sciences pour l'ingénieur Besançon 2015.
- [14] *TiggerSHARC Embedded Processor*, 2010. Data sheet, <http://www.analog.com/en/parametricsearch/11132>.

- [15] Multicore Fixed and Floating-Point Digital Processor, 2015. www.ti.com.
- [16] Analog Device. Estimated Power for ADSP-BF534/BF536/BF537 Blackfin Processors, 2007. <http://www.analog.com/media/en/technical-documentation/application-notes/EE-297.Rev.3.11.07.pdf>.
- [17] F. De Dieuleveult and O. Romain. *Électronique appliquée aux hautes fréquences : principes et applications*. L'Usine nouvelle, 2008.
- [18] E. Rampnoux. *Analyse, conception et réalisation de filtres planaires millimétriques appliquées à la radiométrie spatiale*. PhD thesis, Limoges, 2003.
- [19] Hamza Issa. *Miniaturisation des lignes de propagation microondes en technologies circuit imprimé et CMOS-Application à la synthèse de filtres*. PhD thesis, UJF, 2009.
- [20] R. Mongia. 1-100 GHz microstrip filter, aug 2004. US Patent 6,771,147.
- [21] P.F. Combes and R. Crampagne. Circuits passifs hyperfréquences : Filtres et cavités. *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, 4(E1402) :E1402–1, 2002.
- [22] A. Badev. *Matériaux diélectriques à faibles pertes utilisés comme résonateurs et filtres dans les circuits micro-ondes*. PhD thesis, Université de Toulouse, Université Toulouse III-Paul Sabatier, 2008.
- [23] P. Filhol. Résonateurs diélectriques : matériaux et composants. *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, 3(E1922), 2004.
- [24] C. C. W. Ruppel. Acoustic Wave Filter Technology : A Review. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 64(9) :1390–1400, Sept 2017.
- [25] J. Rosedbaum. Bulk Acoustic Wave Theory and Devices. *Artech House, London*, 1988.
- [26] K. Hashimoto. *RF bulk acoustic wave filters for communications*. Artech House, 2009.
- [27] Kun-Wook Kim, Myeong-Gweon Gu, Jong-Gwan Yook, and Han-Kyu Park. Resonator size effects on the TFBAR ladder filter performance. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 13(8) :335–337, Aug 2003.
- [28] S. Butterworth. On electrically-maintained vibrations. *Proceedings of the Physical Society of London*, 27(1) :410, 1914.
- [29] KS Van Dyke. The piezo-electric resonator and its equivalent network. *Proceedings of the Institute of Radio Engineers*, 16(6) :742–764, 1928.
- [30] D. Royer, S.N. Lyle, and E. Dieulesaint. *Elastic Waves in Solids II : Generation, Acousto-optic Interaction, Applications*. Advanced Texts in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 1999.
- [31] Mikaël Wilm. *Etude et réalisation de transducteurs composites pour l'imagerie acoustique et le contrôle non-destructif*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2004.
- [32] S. Ballandras and W. Steichen. 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), 2010.

- [33] Jong-Soo Kim, Yong-Dae Kim, Myeong-Gweon Gu, and Jong-Gwan Yook. New modeling of TFBAR and on-wafer inductor effects on the TFBAR ladder filter performance. In *2004 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (IEEE Cat. No.04CH37535)*, volume 1, pages 379–382 Vol.1, June 2004.
- [34] K. W. Kim, J. G. Yook, M. G. Gu, W. Y. Song, Y. J. Yoon, and H. K. Park. TFBAR filters for 2 GHz wireless applications. In *2002 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest (Cat. No.02CH37278)*, volume 2, pages 1181–1184 vol.2, June 2002.
- [35] Yong-Dae Kim, Kook-Hyun Sunwoo, Sung-Hoon Choa, Duck-Hwan Kim, In-Sang Song, and Jong-Gwan Yook. Characterization of various shaped 5 GHz TFBARs based on 3D full-wave modeling. In *2005 European Microwave Conference*, volume 3, pages 4 pp.–1646, Oct 2005.
- [36] N. Shibagaki, M. Hikita, K. Minami, H. Takimoto, and K. Sakiyama. P2N-4 Investigation of Attenuation Increase at Lower-Side Frequency Bands of SAW- and SMR-Filters. In *2006 IEEE Ultrasonics Symposium*, pages 1887–1890, Oct 2006.
- [37] R. Salut. *Etude des moyens de lithographie haute résolution pour la fabrication de résonateurs à ondes élastiques de surface : application aux sources embarquées*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 2011.
- [38] D. Morgan. *Surface acoustic wave filters : With applications to electronic communications and signal processing*. Academic Press, 2010.
- [39] P. Defranould and P. Wright. Filtres à ondes de surface. *Techniques de l'ingénieur. Electronique*, 2(E2200) :E2200–1, 2000.
- [40] C. Campbell. *Surface acoustic wave devices and their signal processing applications*. Elsevier, 2012.
- [41] C. Campbell. *Surface acoustic wave devices for mobile and wireless communications*. Academic press, 1998.
- [42] E. Sardini and M. Serpelloni. Wireless Measurement Electronics for Passive Temperature Sensor. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 61, 09 2012.
- [43] Friedt J.-M, Rabus D., Martin G., Chérioux F., and Sato M. Acoustic wave transducers as Ground Penetrating RADAR cooperative targets for sensing applications . French-Japanese Week on Disaster Risk Reduction, 10 2017.
- [44] R. Gilblas. *Mesure de champs de températures vraies par thermo-réflexométrie proche infrarouge*. PhD thesis, 2012. Thèse de doctorat dirigée par Hernandez, Daniel et Sentenac, Thierry Systèmes Embarqués Toulouse, INSA 2012.
- [45] V. Lanticq. *Distributed optical-fiber Brillouin temperature and strain measurement for civil engineering applications : from the lab to the field*. Theses, Télécom ParisTech, June 2009.
- [46] T. Laroche, J. Garcia, E. Courjon, S. Ballandras, and W. Daniau. A comprehensive model of the electrical response of SAW devices submitted to thermal perturbation. In *European Frequency and Time Forum (EFTF), 2014*, pages 71–74, June 2014.

- [47] Henry V. Allen ; Stephen C. Terry ; Diederik W. De Bruin. Accelerometer systems with self-testable features. *Sensors and Actuators*, 20, 1989.
- [48] Wang Wen, Huang Yangqing, Liu Xinlu, and He Shitang. Enhanced sensitivity of a surface acoustic wave based accelerometer. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2014 IEEE International*, pages 2450–2453. IEEE, 2014.
- [49] B. Jakoby, Eisenschmid H., and Herrmann F. The potential of microacoustic SAW- and BAW-based sensors for automotive applications - a review. *IEEE Sensors Journal*, 2, 10 2002.
- [50] D. ; Shevchenko S. ; Kukaev A. ; Filippova E. ; Safronov D. Lukyanov. [IEEE 2014 NORCHIP - Tampere (2014.10.27-2014.10.28)] 2014 NORCHIP - Micromechanical accelerometers based on surface acoustic waves. 2014.
- [51] A. Deval and Y. Amand. Accélération. *Techniques de l'ingénieur. Mesures et contrôle*, (R1812) :R1812–1, 1992.
- [52] Stephen Beeby, Graham Ensel, and Michael Kraft. *MEMS mechanical sensors*. Artech House, 2004.
- [53] DP Lukyanov, MM Shevelko, S Yu Shevchenko, et al. Development and optimization of scheme of constructing of the microaccelerometer on surface acoustic waves (Part 1). *Saint-Petersburg, Gyroscopy and Navigation*, (2-49) :79–95, 2005.
- [54] D. Hermelin. *Modélisation de dispositifs à ondes élastiques de surface en milieu contraint mécaniquement et applications*. PhD thesis, 2010. Thèse de doctorat dirigée par Ballandras, Sylvain Sciences physiques pour l'ingénieur Besançon 2010.
- [55] M. Jatlaoui. *Capteurs passifs à transduction électromagnétique pour la mesure sans fil de la pression*. PhD thesis, Institut National Polytechnique de Toulouse-INPT, 2009.
- [56] J. Prieur and M. Lyonnet. Pressure sensitive paints as a mature test technique in the ONERA industrial wind tunnels from transonic to supersonic conditions. In *Supersonic Tunnel Association International(STAI), Meeting, 93 rd, Sunnyvale, CA, Apr. 30-May 02, 2000, ONERA, TP*, number 2000-97, 2000.
- [57] Po Co Yo Lee, Ye So Wang, and X Markenscoff. Effects of initial bending on the resonance frequencies of crystal plates. In *28th Annual Symposium on Frequency Control. 1974*, pages 14–18. IEEE, 1974.
- [58] W. Buff, M. Rusko, E. Goroll, J. Ehrenpfordt, and T. Vandahl. Universal pressure and temperature SAW sensor for wireless applications. In *1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium (Cat. No.97CH36118)*, volume 1, pages 359–362 vol.1, Oct 1997.
- [59] S. C. Moulzolf, R. Behanan, R. J. Lad, and M. P. da Cunha. Langasite SAW pressure sensor for harsh environments. In *2012 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 1224–1227, Oct 2012.
- [60] D. A. Skoog, D. M. West, F. J. Holler, and S. Crouch. *Fundamentals of analytical chemistry*. Nelson Education, 2013.

- [61] A. Arnau. A review of interface electronic systems for AT-cut quartz crystal microbalance applications in liquids. *Sensors*, 8(1) :370–411, 2008.
- [62] Katarina Verhaegen, Jeannine Simaels, Willy Van Driessche, Kris Baert, Willy Sansen, Bob Puers, Lou Hermans, and Robert Mertens. A Biomedical Microphysiometer. *Biomedical microdevices*, 2(2) :93–98, 1999.
- [63] D. Rabus. *Résonateurs à ondes élastiques de volume à modes harmoniques élevés (HBARs) pour mesures gravimétriques : application à la détection de gaz*. PhD thesis, 2013. Thèse de doctorat dirigée par Ballandras, Sylvain Sciences pour l'Ingénieur Besançon 2013.
- [64] OO Soldatkin, IS Kucherenko, VM Pyeshkova, AL Kukla, Nicole Jaffrezic-Renault, AV El'Skaya, SV Dzyadevych, and AP Soldatkin. Novel conductometric biosensor based on three-enzyme system for selective determination of heavy metal ions. *Bioelectrochemistry*, 83 :25–30, 2012.
- [65] W Hickel and W Knoll. Surface plasmon microscopic imaging of ultrathin metal coatings. *Acta Metallurgica*, 37(8) :2141–2144, 1989.
- [66] J.M Friedt. Introduction à la microbalance à quartz : aspects théoriques et expérimentaux. *Bulletin de l'Union de Physiciens*, 97 :429–440, 2003.
- [67] FT Backers. A Delay Line for PAL Colour Television Receivers. *Philips Technical Review*, 29(8-9) :243, 1968.
- [68] L. M. Reindl and I. M. Shrena. Wireless measurement of temperature using surface acoustic waves sensors. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 51(11) :1457–1463, Nov 2004.
- [69] J. M. Hodé, J. Desbois, P. Difilie, M. Solal, and P. Ventura. SPUDT-based filters : design principles and optimization. In *1995 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium*, volume 1, pages 39–50 vol.1, Nov 1995.
- [70] T. Morita, Y. Watanabe, M. Tanaka, and Y. Nakazawa. Wideband low loss double mode SAW filters. In *IEEE 1992 Ultrasonics Symposium Proceedings*, pages 95–104 vol.1, Oct 1992.
- [71] T. Pastureaud. *Etude de nouvelles structures pour la conception et la fabrication de filtres à ondes acoustiques guidées haute fréquence*. PhD thesis, 2002. Thèse de doctorat dirigée par S. Ballandras, Sciences pour l'ingénieur Besançon 2002.
- [72] A.H. Fahmy and E.L. Adler. Propagation of acoustic surface waves in multilayers : A matrix description. *Applied Physics Letters*, 22(10) :495–497, 1973.
- [73] L. Boyer. *Etude des phenomenes de reflexion-refraction des ondes planes acoustiques dans les milieux piezoelectriques*. PhD thesis, 1994. Thèse de doctorat dirigée par QUENTIN, G. Sciences appliquées. Physique Paris 7 1994.
- [74] P. Ventura, J. Desbois, and L. Boyer. A mixed FEM/analytical model of the electrode mechanical perturbation for SAW and PSAW propagation. In *ULTRASONICS SYMPOSIUM*, volume 1, pages 205–205. INSTITUTE OF ELECTRICAL & ELECTRONICS ENGINEERS INC, 1993.

- [75] P. Ventura, J. M. Hode, and M. Solal. A new efficient combined FEM and periodic Green's function formalism for the analysis of periodic SAW structures. In *1995 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium*, volume 1, pages 263–268 vol.1, Nov 1995.
- [76] G. Floquet. Sur les équations différentielles linéaires à coefficients périodiques. *Annales scientifiques de l'École Normale Supérieure*, 12 :47–88, 1883.
- [77] A. Reinhardt. *Simulation, conception et réalisation de filtres à ondes de volume dans des couches minces piézoélectriques*. PhD thesis, 2005. Thèse de doctorat dirigée par Laude, Vincent Sciences pour l'ingénieur Besançon 2005.
- [78] Y. Fusero. *Etude théorique et expérimentale de dispositifs à ondes de surface à haute vitesse et fort couplage : application aux filtres télécom haute fréquence*. PhD thesis, 2001. Thèse de doctorat dirigée par S. Ballandras, Sciences pour l'ingénieur Besançon 2001.
- [79] K. A. Ingebrigtsen. Surface Waves in Piezoelectrics. *Journal of Applied Physics*, 40(7) :2681–2686, 1969.
- [80] G. Tobolka. Mixed Matrix Representation of SAW Transducers. *IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics*, 26(6) :426–427, Nov 1979.
- [81] D. P. Morgan. Reflective array modelling for SAW transducers. In *1995 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings. An International Symposium*, volume 1, pages 215–220 vol.1, Nov 1995.
- [82] J. M. Hodé and J. Desbois. Original basic properties of the Green's functions of a semi-infinite piezoelectric substrate. 1 :131–136 vol.1, Oct 1999.
- [83] P. Ventura and J. M. Hodé. A new accurate analysis of periodic IDTs built on unconventional orientation on quartz. In *1997 IEEE Ultrasonics Symposium Proceedings. An International Symposium (Cat. No.97CH36118)*, volume 1, pages 139–142 vol.1, Oct 1997.
- [84] P. Ventura, J. M. Hode, M. Solal, J. Desbois, and J. Ribbe. Numerical methods for SAW propagation characterization. In *1998 IEEE Ultrasonics Symposium. Proceedings (Cat. No. 98CH36102)*, volume 1, pages 175–186 vol.1, 1998.
- [85] G. ; Ruile W. ; Russer P.H. Scholl. [IEEE IEEE Ultrasonics Symposium - Baltimore, MD, USA (31 Oct.-3 Nov. 1993)] Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium - P-matrix modeling of transverse-mode coupled resonator filters. 1993.
- [86] M. Solal. A P-matrix-based model for the analysis of SAW transversely coupled resonator filters, including guided modes and a continuum of radiated waves. *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control*, 50, 2003.
- [87] O. Manner and G. Visinitini. Analysis and compensation of metal resistivity effects in apodized SAW transducers. In *Proceedings., IEEE Ultrasonics Symposium.,* pages 1–6 vol.1, Oct 1989.
- [88] V. Laude, A. Reinhardt, M. Wilm, A. Khelif, and S. Ballandras. Fast FEM/BEM simulation of SAW devices via asymptotic waveform evaluation. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 51(3) :359–363, March 2004.

- [89] Ke Yabing, Li Honglang, and He Shitang. Fast FEM/BEM Simulation of non-periodic SAW structures. In *2012 IEEE International Ultrasonics Symposium*, pages 815–818, Oct 2012.
- [90] J Lamb and J Richter. Anisotropic acoustic attenuation with new measurements for quartz at room temperatures. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 293(1435) :479–492, 1966.
- [91] S. Galliou, P. Abbé, R. Bourquin, M. Goryachev, M. E. Tobar, and E. N. Ivanov. Properties related to Q-factors and noise of quartz resonator-based systems at 4K. In *2014 European Frequency and Time Forum (EFTF)*, pages 33–35, June 2014.
- [92] S. Galliou, M. Goryachev, P. Abbé, X. Vacheret, M. E. Tobar, and R. Bourquin. Quality Factor Measurements of Various Types of Quartz Crystal Resonators Operating Near 4K. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 63(7) :975–980, July 2016.
- [93] I. Antcev, S. Bogoslovsky, G. Sapozhnikov, S. Zhgoon, and A. Shvetsov. Comparative analysis of the experience obtained from the use of SAW and BAW wireless resonator temperature sensors for surgery. In *2015 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, pages 1–4, Oct 2015.
- [94] P. ; Dieulesaint E. Hartemann. Acoustic-surface-wave filters. *Electronics Letters*, 5, 1969.
- [95] P. ; Solal M. ; Dufilie P. ; Chamaly S. Ventura. [IEEE IEEE Ultrasonics Symposium - Baltimore, MD, USA (31 Oct.-3 Nov. 1993)] Proceedings of IEEE Ultrasonics Symposium - A global optimization procedure for SPUDT filters. 1993.
- [96] Epcos-TDK. SAW filter for infrastructure systems - B3607. <https://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/188959/EPCOS/B3607.html>, 2015. <https://pdf1.alldatasheet.com/datasheet-pdf/view/188959/EPCOS/B3607.html>.
- [97] C. Koike, R. Noguchi, H. Chihara, H. Suto, O. Ohtaka, Y. Imai, T. Matsumoto, and A. Tsuchiyama. Infrared Spectra of Silica Polymorphs and the Conditions of Their Formation. *The Astrophysical Journal*, 778(1) :60, 2013.
- [98] F. p. Yu, F. f. Chen, S. Hou, H. w. Wang, Y. a. Wang, S. w. Tian, C. Jiang, Y. l. Li, X. f. Cheng, and X. Zhao. High temperature piezoelectric single crystals : Recent developments. In *2016 Symposium on Piezoelectricity, Acoustic Waves, and Device Applications (SPAWDA)*, pages 1–7, Oct 2016.
- [99] H Grimm and B Dorner. On the mechanism of the α - β phase transformation of quartz. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 36(5) :407–413, 1975.
- [100] RJ Besson, JJ Boy, PL Guzzo, and GD Mansfeld. Optical and acoustical study of quartz twinning under uniaxial stress. In *Second International Conference on Optical Information Processing*, volume 2969, pages 555–561. International Society for Optics and Photonics, 1996.
- [101] P. L. Guzzo and J. J. Boy. The roles of crystallographic orientation and crystal origin in ferrobielastic twinning of quartz under uniaxial stress. *The European Physical Journal - Applied Physics*, 12(1) :17–30, 2000.

- [102] K Polgár, A Peter, L Kovács, G Corradi, and Zs Szaller. Growth of stoichiometric LiNbO₃ single crystals by top seeded solution growth method. *Journal of Crystal Growth*, 177(3-4) :211–216, 1997.
- [103] C. Kittel, P. McEuen, J. Dion, and P. McEuen. *Physique de l'état solide : cours et problèmes*. Dunod, 2007.
- [104] G Malovichko, V Grachev, and O Schirmer. Interrelation of intrinsic and extrinsic defects—congruent, stoichiometric, and regularly ordered lithium niobate. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 68(5) :785–793, 1999.
- [105] Rachid. Hammoum. *Etude par spectroscopie Raman de la structure des domaines périodiquement polarisés dans le niobate de lithium (PPLN)*. PhD thesis, Université de Metz, 2008.
- [106] S Huband, DS Keeble, N Zhang, AM Glazer, A Bartasyte, and PA Thomas. Crystallographic and optical study of LiNb_{1-x}TaxO₃. *Acta Crystallographica Section B : Structural Science, Crystal Engineering and Materials*, 73(3) :498–506, 2017.
- [107] S. Bhowmick, M. Iodice, M. Gioffrè, G. Breglio, A. Irace, M Riccio, G. Romano, S. Grilli, P. Ferraro, L. Mecozzi, et al. Investigation of pyroelectric fields generated by lithium niobate crystals through integrated microheaters. *Sensors and Actuators A : Physical*, 261 :140–150, 2017.
- [108] P. Zheng, D. W. Greve, I.J. Oppenheim, T. Chin, and V. Malone. Langasite surface acoustic wave sensors : Fabrication and testing. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 59(2) :295–303, 2012.
- [109] Peter M Davulis and Mauricio Pereira da Cunha. Impact of high-temperature dielectric and piezoelectric behavior on LGT acoustic wave properties up to 900 C. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2011 IEEE International*, pages 2074–2077. IEEE, 2011.
- [110] O. Legrani, T. Aubert, O. Elmazria, A. Bartasyte, P. Nicolay, A. Talbi, P. Boulet, J. Ghanbaja, and D. Mangin. AlN/IDT/AlN/Sapphire SAW heterostructure for high-temperature applications. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 63(6) :898–906, 2016.
- [111] P. M. Davulis and M. P. da Cunha. A full set of langatate high-temperature acoustic wave constants : elastic, piezoelectric, dielectric constants up to 900C. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, 60(4) :824–833, April 2013.
- [112] T. Aubert and O. Elmazria. Stability of langasite regarding SAW applications above 800 C in air atmosphere. In *Ultrasonics Symposium (IUS), 2012 IEEE International*, pages 2098–2101. IEEE, 2012.
- [113] M Pereira Da Cunha, RJ Lad, T Moonlight, G Bernhardt, and DJ Frankel. High temperature stability of langasite surface acoustic wave devices. In *Ultrasonics Symposium, 2008. IUS 2008. IEEE*, pages 205–208. IEEE, 2008.
- [114] Investigations of AlN thin film crystalline properties in a wide temperature range by in situ x-ray diffraction measurements : Correlation with AlN/sapphire-based SAW structure performance.

- [115] K. Sato, S. Umino, K. Tsubouchi, and N. Mikoshiba. Low Temperature Growth of Epitaxial AlN Films on Sapphire. In *IEEE 1985 Ultrasonics Symposium*, pages 192–197, Oct 1985.
- [116] X. Chen, J. Yan, Y. Zhang, Y. Tian, Y. Guo, S. Zhang, T. Wei, J. Wang, and J. Li. Improved Crystalline Quality of AlN by Epitaxial Lateral Overgrowth Using Two-Phase Growth Method for Deep-Ultraviolet Stimulated Emission. *IEEE Photonics Journal*, 8(5) :1–11, Oct 2016.
- [117] E. Smecca, F. Maita, G. Pellegrino, V. Vinciguerra, L. La Magna, M. Salvo, L. Maiolo, G. Fortunato, G. G Condorelli, and A. Alberti. AlN texturing and piezoelectricity on flexible substrates for sensor applications. *Applied Physics Letters*, 106(23) :232903, 2015.
- [118] T. Aubert, MB Assouar, O. Legrani, O. Elmazria, C. Tiusan, and S. Robert. Highly textured growth of AlN films on sapphire by magnetron sputtering for high temperature surface acoustic wave applications. *Journal of Vacuum Science & Technology A : Vacuum, Surfaces, and Films*, 29(2) :021010, 2011.
- [119] Kuo-Sheng Kao, Chung-Jen Chung, Ying-Chung Chen, Tien-Fan Ou, and Tai-Kang Shing. The influence of varied sputtering condition on piezoelectric coefficients of AlN thin films. In *14th IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, 2004. ISAF-04. 2004*, pages 181–184, Aug 2004.
- [120] G. Bu, D. Ciplys, M. Shur, L.J. Schowalter, S. Schujman, and R. Gaska. Surface acoustic wave velocity in single-crystal AlN substrates. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 53(1) :251–254, 2006.
- [121] Z. Shujun, R Shrou Thomas, and C. Shen. High Temperature Sensors And Transducers.
- [122] C. Shen et al. Investigations on the thermal and piezoelectric properties of the fresnoite Ba₂TiSi₂O₈ single crystals. *Journal of applied physics*, 116, 2014.
- [123] A. J. Slobodnik Jr., E. D. Conway, and R. T. Delmonico. *Microwave Acoustics Handbook*, volume 1A, Surface wave velocities. Bedford, Mass, 1973.
- [124] J-M Friedt, A Hugeot, S Lamare, F Chérioux, D Rabus, L Arapan, and S Alzuaga. Sub-surface wireless chemical sensing strategy compatible with Ground Penetrating RADAR. In *Advanced Ground Penetrating Radar (IWAGPR), 2017 9th International Workshop on*, pages 1–6. IEEE, 2017.
- [125] M. Sagnard, T. Laroche, and S. Ballandras. SAW Temperature Sensors with Stable and Robust Electrical Response Versus Environmental Parameters. pages 19–24. IARIA, September 2017.
- [126] A. Bungo, C. Jian, K. Yamaguchi, Y. Sawada, S. Uda, and Y. P. Pisarevsky. Analysis of Surface Acoustic Wave Properties of the Rotated Y -cut Langasite Substrate. *Japanese Journal of Applied Physics*, 38(5S) :3239, 1999.
- [127] T. Laroche, G. Martin, W. Daniau, S. Ballandras, J. M. Friedt, and J. F. Leguen. A coupled-mode filter structure for wireless transceiver-sensors using reactive loads. In *2012 IEEE International Frequency Control Symposium Proceedings*, pages 1–6, May 2012.
- [128] C. A. Balanis. *Antenna Theory : Analysis and Design*. John Wiley & Sons, February 2016.

- [129] R.A van Overmeeren, S.V Sariowan, and J.C Gehrels. Ground penetrating radar for determining volumetric soil water content ; results of comparative measurements at two test sites. *Journal of Hydrology*, 197(1-4) :316-338, 1997.
- [130] Epcos AG. Tunable Electroacoustic RF Filter with Improved Electric Properties and Method for Operating such a Filter, 12 2016.
- [131] Murata Manufacturing. Tunable Filter, 05 2016.
- [132] CNRS Thalès. Dispositif acoustique comprenant un cristal phononique réglable, 09 2013.
- [133] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J.O. Vasseur, M. Pham Thi, and A-C. Hladky-Hennion. Tunability of a one-dimensional elastic/piezoelectric phononic crystal using external capacitances. *Acta Acustica united with Acustica*, 101(3) :494-501, 2015.
- [134] S. Degraeve, C. Granger, B. Dubus, J. O. Vasseur, M. Pham Thi, and A.-C. Hladky-Hennion. Bragg band gaps tunability in an homogeneous piezoelectric rod with periodic electrical boundary conditions. *Journal of Applied Physics*, 115(19) :194508, 2014.
- [135] R. S. Weis ; T. K. Gaylord. Lithium niobate : Summary of physical properties and crystal structure. *Applied Physics A : Materials Science & Processing*, 37, 08 1985.
- [136] Standards on Piezoelectric Crystals, 1949. *Proceedings of the IRE*, 37(12) :1378-1395, Dec 1949.
- [137] IEEE Standard on Piezoelectricity. *ANSI/IEEE Std 176-1987*, pages 0_1-, 1988.
- [138] O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor. *The Finite Element Method : Solid mechanics*. Referex collection.Mecánica y materiales. Butterworth-Heinemann, 2000.
- [139] O.C. Zienkiewicz, R.L. Taylor, and J.Z. Zhu. *The Finite Element Method : Its Basis and Fundamentals*. Elsevier Science, 2005.
- [140] J.P. Lombard. *Contribution à la réduction des modèles éléments finis par synthèse modale*. PhD thesis, Université de Franche-Comté, 1999.
- [141] G. Dhatt, E. Lefrançois, G. Touzot, et al. *Finite element method*. John Wiley & Sons, 2012.

A | Orientations cristallines

Deux normes sont couramment utilisées pour décrire l'orientation des cristaux :

- la norme IEEE de 1949 [136] ;
- la norme IEEE de 1978 [137].

Dans cette thèse, les notations utilisées sont issues de la norme de 1949. Seule celle-ci est donc détaillée dans la présente annexe.

A.1 Notation normalisée

Une coupe cristalline est définie par deux angles de rotation : ψ et θ . Dans le cas des dispositifs à ondes de surface, un troisième angle, φ doit être ajouté pour définir pleinement le matériau. Il traduit la direction de propagation de l'onde.

La notation normalisée associée à n'importe quel type de lame est la suivante :

$$(YXwlt)\varphi/\theta/\psi \tag{A.1}$$

La lame est alors caractérisée par trois dimensions : sa longueur l , sa largeur w et son épaisseur t .

Dans cette notation, la première lettre après la parenthèse correspond à l'axe suivant lequel est l'épaisseur de la plaque (avant toute rotation, c'est-à-dire, définie dans le repère global). En d'autres termes, elle correspond à la normale à la plaque. La deuxième lettre correspond à l'axe suivant lequel est orienté la longueur de la plaque.

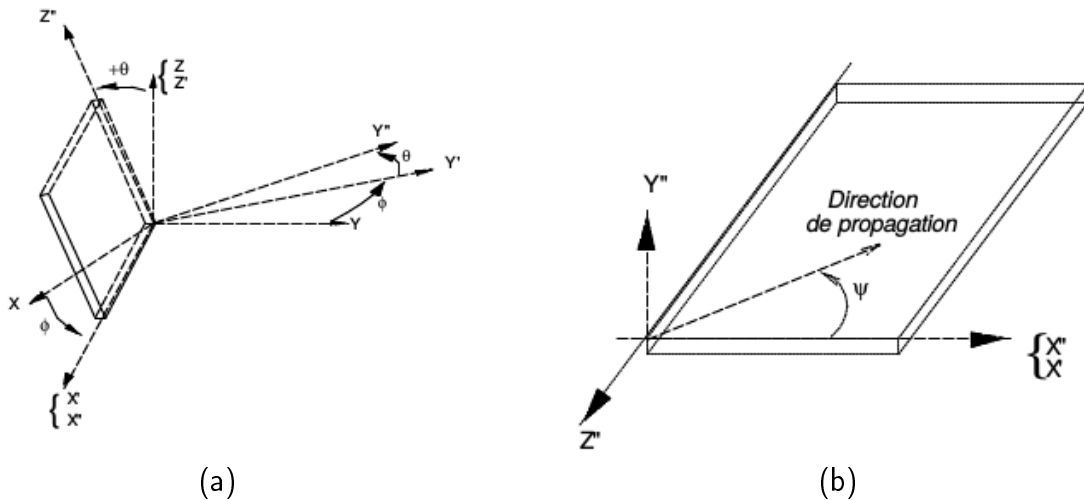


FIGURE A.1 – Définition des angles de coupes selon la norme IEEE 1949 (a) angles de coupe, (b) définition de la direction de propagation [71]

Avec ces notations, les trois plaques non tournées généralement utilisées peuvent être représentées. La figure A.2a représente la coupe (YX), la figure A.2b définit la coupe (YZ) et la figure A.2c est une illustration de la coupe (XY).

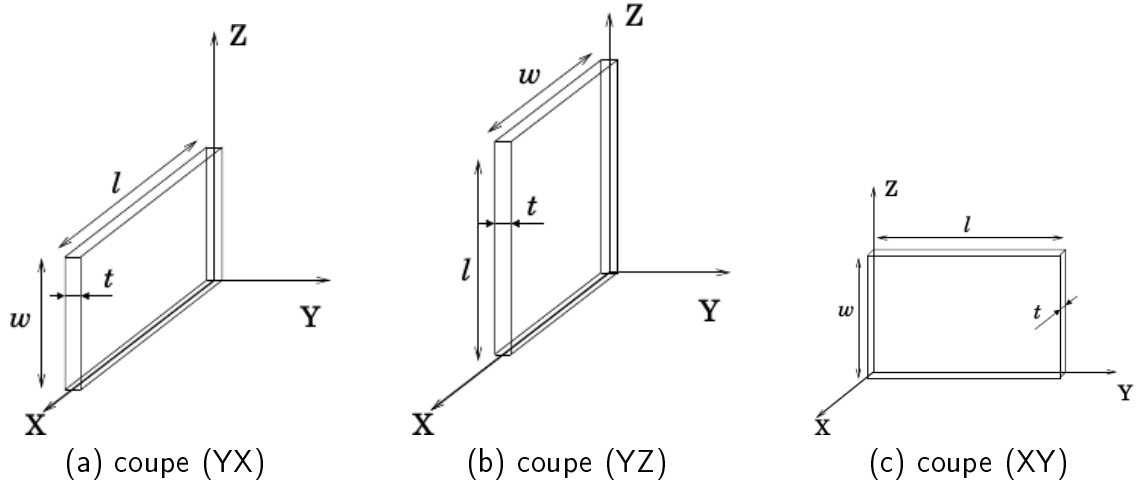


FIGURE A.2 – Dénomination normalisée des lames cristallines non tournées

A.2 Exemples de coupe

Les figures A.3 et A.4 proposent deux exemples de coupes utilisées dans ce mémoire. La première est la coupe (ZX) qui correspond au travail effectué sur BTS/STS (chapitre 4). La seconde correspond à la coupe (YXl)t48.5/27.6 utilisée notamment pour la langasite. Sur cette figure, l'état initial (YX) de la plaque est représenté en gris. Puis la coupe à simple rotation (YXl)48.5 est dessinée en rouge. Finalement la coupe finale à double rotations est en bleu.

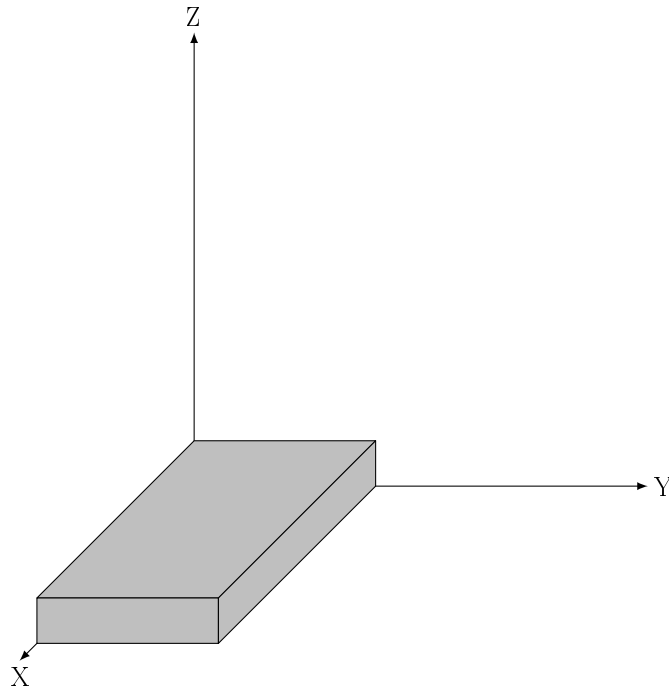


FIGURE A.3 – plaque en coupe ZX (type BTS)

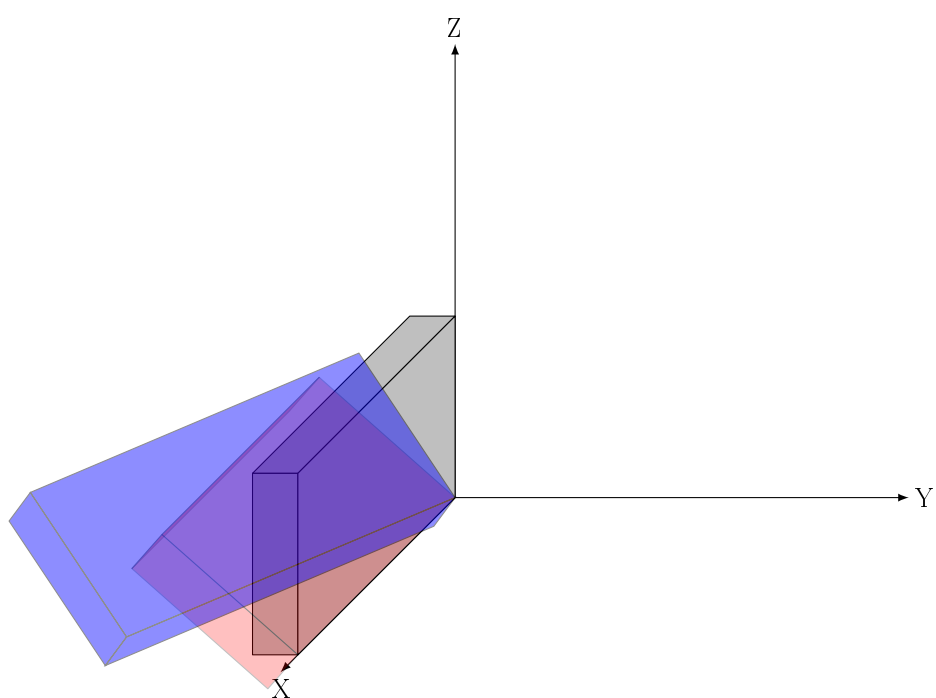


FIGURE A.4 – Illustration de la coupe (YXlt)48.5/27.6. La plaque grise est la lame initiale orientée (YX) puis la rouge est l'état de cette plaque après la première rotation. La plaque bleue correspond à la coupe finale.

B | Les éléments finis

Les éléments finis sont essentiels au calcul des structures. Ils sont alors tout aussi important dans le calcul du comportement des dispositifs SAW que dans d'autres domaines d'activité. Cette annexe rappelle, à la fois, la manière dont sont utilisés les modèles éléments finis dans le calcul des systèmes à ondes élastiques de surface et explique la façon dont sont implémentées les pertes définies au chapitre 3.

B.1 Rappels sur la méthode des éléments finis

En pratique, le comportement des structures SAW est calculé en s'appuyant sur des logiciels d'analyse par éléments finis (*finite element analysis*, FEA en anglais) [138, 139]. Ce paragraphe est dédié à la description de la mise en place des pertes viscoélastiques et diélectriques (définies chapitre 3 section 3.2.2) dans les logiciels dédiés. En effet, une partie imaginaire, qui dépend de la pulsation ω doit être maintenant ajoutée aux propriétés des matériaux pour tenir compte des pertes intrinsèques. Cette section rappelle donc le principe de fonctionnement des logiciels éléments finis (EF) ainsi que la manière dont ces nouvelles propriétés sont insérées dans les programmes de calculs.

Dans le cadre de l'étude des structures SAW, les éléments finis visent à déterminer l'allure des déformations de la structure au passage d'une onde. Cela consiste concrètement à résoudre des systèmes d'équations aux dérivées partielles associées à des conditions aux limites (CL). Dans notre cas, les équations de la piézoélectricité, en lien avec la périodicité du système et la nature du milieu en face supérieure, sont considérées.

Plus généralement, le système d'étude est un domaine appelé Ω dont la frontière est Γ . Ce domaine Ω est divisé en sous-domaines Ω^e (de frontière Γ^e) dans les paragraphes qui suivent (cf. figure B.1).

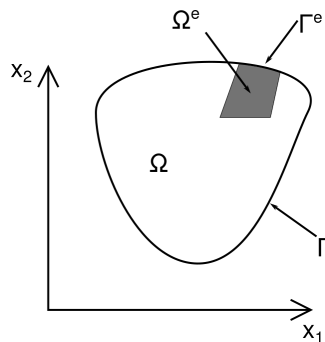


FIGURE B.1 – Description d'un domaine quelconque Ω

La formulation la plus courante des éléments finis, dans laquelle les déplacements et le potentiel électrique constituent les inconnues, repose sur les trois fondements suivants :

1. la mise sous forme intégrale d'un principe variationnel (typiquement, le principe des travaux virtuels) ;
2. la décomposition de ces intégrales en sous domaines Ω^e qui constituent à proprement parler les éléments finis ;

3. la discrétisation du problème continu par interpolation nodale à l'intérieur de chaque élément.

Dans le cadre de la piézoélectricité, l'utilisation du premier principe de la thermodynamique et l'ajout d'un terme qui traduit le travail par unité de temps fourni par le champ électrique sur le réseau cristallin entraîne la réécriture des équations du problème sous une forme intégrale, dite "équation variationnelle" :

$$\int_{\Omega} {}^T \delta u \rho \ddot{u} \, d\Omega + \int_{\Omega} {}^T \delta \varepsilon T \, d\Omega - \int_{\Omega} {}^T \delta u b \, d\Omega - \int_{\Gamma} {}^T \delta u \bar{t} \, d\Gamma = 0 \quad (\text{B.1})$$

Dans l'équation précédente, T indique qu'il faut considérer la transposée du terme qui suit ce symbole, δu est l'inconnue variationnelle, ρ la densité, \ddot{u} la dérivée seconde du déplacement u par rapport au temps. De la même manière, $\delta \varepsilon$ correspond à la déformation virtuelle associée à δu de la façon suivante :

$$\delta \varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} (\delta u_{i,j} + \delta u_{j,i}) \quad (\text{B.2})$$

$\delta u_{i,j}$ est la $j^{\text{ième}}$ dérivée du $i^{\text{ième}}$ terme de l'inconnue variationnelle δu . De la même manière, $\delta u_{j,i}$ traduit la dérivée par rapport à la $i^{\text{ième}}$ coordonnée du $j^{\text{ième}}$ terme de δu .

Finalement, T traduit les contraintes appliquées à la structure, b les forces de corps rigide et \bar{t} l'effort appliqué sur la frontière du domaine. Dans la plupart des cas, (B.1) ne peut pas être résolue directement. C'est pourquoi le domaine Ω est divisé en un nombre fini de sous-domaines Ω^e . Ces éléments (ou sous-domaines) e sont séparés les uns des autres par des lignes imaginaires établies par le concepteur. Des relations en certains points particuliers des éléments (les nœuds) assurent la cohésion du domaine dans son ensemble. L'équation variationnelle peut alors être approchée par :

$$\sum_e \left\{ \int_{\Omega^e} {}^T \delta u \rho \ddot{u} \, d\Omega + \int_{\Omega^e} {}^T \delta \varepsilon T \, d\Omega - \int_{\Omega^e} {}^T \delta u b \, d\Omega - \int_{\Gamma^e} {}^T \delta u \bar{t} \, d\Gamma \right\} = 0 \quad (\text{B.3})$$

La résolution du problème à éléments finis est maintenant possible en ayant recours à une interpolation nodale à l'intérieur de chaque élément. C'est-à-dire que la valeur du déplacement $u(x, t)$ est approchée aux nœuds par :

$$u(x, t) \simeq \hat{u} = N(x)a(t) \quad (\text{B.4})$$

dans le système de coordonnées globales où N est la matrice dite des fonctions de formes par élément. Elle correspond à l'interpolation des déplacements aux nœuds des sous-domaines. a est la composante du déplacement nodal de l'élément. Elle dépend uniquement du temps. Sous forme isoparamétrique, c'est-à-dire, dans les coordonnées de l'élément de référence, les déplacements nodaux sont approximés par :

$$u(\xi, t) \simeq \hat{u}(\xi, t) = N(\xi)a(t) \quad (\text{B.5})$$

La figure B.2 clarifie la différence entre les deux types de coordonnées (locales et globales). Sur la partie gauche de la figure, un élément de référence de type triangle à trois nœuds est représenté. Un repère local (ξ_1, ξ_2) lui est associé. A droite, l'élément est inséré dans un domaine Ω . Les coordonnées de ses nœuds sont donc repérées par rapport au repère global (x_1, x_2) . Un repère local (ξ_1, ξ_2) lui est cependant toujours associé. De plus, les coordonnées de l'élément peuvent être exprimées dans l'un ou l'autre des repères.

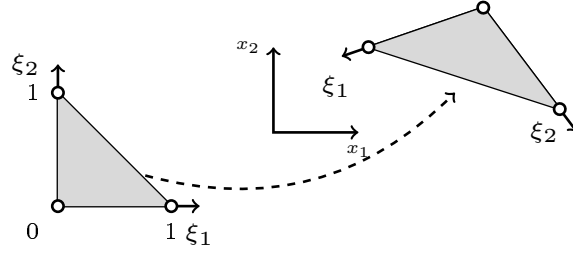


FIGURE B.2 – Élément fini de référence dans son système de coordonnées locales (ξ_1, ξ_2) (à gauche) et un élément de la structure Ω dans le système de coordonnées globales (x_1, x_2) (à droite)

Ainsi, une approximation du déplacement virtuel est donné par :

$$\delta u(\xi) = N(\xi)\delta a \quad (\text{B.6})$$

Conformément aux relations entre les différents paramètres qui sont développées notamment dans les ouvrages [138, 139], la forme faible du problème devient :

$$\delta \widehat{\Pi}_{eq}^e = {}^T \delta a \left\{ \int_{\Omega^e} {}^T N \rho N \ddot{a} \, d\Omega + \int_{\Omega^e} {}^T B T \, d\Omega - \int_{\Omega^e} {}^T N b \, d\Omega - \int_{\Gamma^e} {}^T N \bar{t} \, d\Gamma \right\} = 0 \quad (\text{B.7})$$

On reconnaît dans cette expression la forme classique des équations de mouvement :

$$M\ddot{a} + Ka = f \quad (\text{B.8})$$

avec :

$$\begin{aligned} M &= \sum_e \int_{\Omega^e} {}^T N \rho N \, d\Omega \\ K &= \sum_e \int_{\Omega^e} {}^T B C B \, d\Omega \\ f &= \sum_e \left\{ \int_{\Omega^e} {}^T N b \, d\Omega + \int_{\Gamma^e} {}^T N \bar{t} \, d\Gamma \right\} \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

où M est la matrice de masse, reliée à la fonction de forme N et à la densité ρ . K , la matrice de raideur est composée de la matrice des déformations B et des modules élastiques sous leur forme matricielle C . Finalement les forces f appliquées au système sont reliées aux forces de corps rigide b et aux contraintes surfaciques \bar{t} .

Mis sous cette forme, le système est alors constitué d'autant d'équations différentielles que de degrés de liberté. Le système peut donc être résolu et une solution approchée du déplacement u est définie. Nous n'irons pas plus loin dans la description de la résolution du problème ni des techniques de réduction de modèle puisque ces étapes sont déjà très bien documentées [140, 141]. Cependant, nous nous intéressons plus en détail à la manière dont les pertes sont implémentées dans les algorithmes idoines.

B.2 Fondements algorithmiques des logiciels FEA

La mise en équations telle qu'expliquée au paragraphe précédent doit désormais être programmée afin de donner lieu à une résolution numérique efficiente du problème. C'est pourquoi

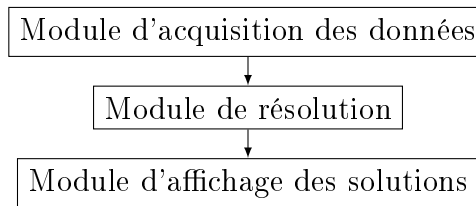


FIGURE B.3 – Algorithme général des logiciels éléments finis

cette partie est consacrée à la description des grandes étapes requises pour la construction d'un logiciel d'éléments finis.

L'algorithme général est représenté figure B.3

Trois phases sont essentielles à la réalisation d'un logiciel *FEA* :

1. Le module d'acquisition des données d'entrées. Cette première étape vise à définir le problème éléments finis. Elle est développée plus en détail dans la section qui suit ;
2. Le module de résolution qui regroupe des algorithmes dédiés au calcul de la réponse de différents systèmes éléments finis. Ce module est conçu pour adresser un type particulier de problème (régime permanent, dynamique des fluides etc.) Par conséquent, ce module doit être programmé de sorte à autoriser son amélioration et sa mise à jour pour pouvoir résoudre différents types de problèmes au besoin ;
3. Le module d'affichage des résultats qui consiste en leur impression et éventuellement au tracé des déformées.

La combinaison de toutes ces étapes doit déboucher sur une résolution rapide du problème EF.

Par ailleurs, dans le but de prendre en compte la viscoélasticité du matériau et ses pertes diélectriques, notre attention doit s'attarder sur la première étape : l'acquisition des données d'entrée.

B.3 Focalisation sur l'étape de prétraitement des données

L'acquisition des données est la première des étapes citées au paragraphe précédent. Ce point peut lui-même être divisé en trois étapes :

- La définition du maillage. Les coordonnées de chaque noeud de chaque élément sont définies, de même que les conditions aux limites et de continuité, les contraintes, les forces et les déplacements nodaux ;
- La spécification des propriétés du matériau, qui sont reliées à chaque élément ;
- L'écriture des matrices $[M]$, $[K]$ et $[f]$;

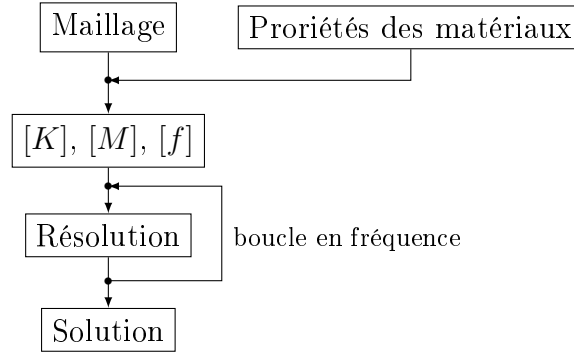
Après ces trois étapes, le logiciel de calcul par éléments finis passe au module de résolution et réalise une boucle sur les fréquences pour résoudre les équations dans l'intervalle de fréquence voulu.

La figure B.4a schématise ces étapes. Il faut alors remarquer que, dans le calcul par éléments finis standard, les propriétés des matériaux sont attachées au maillage et définies une fois pour toutes. Elles ne changent pas au cours du calcul.

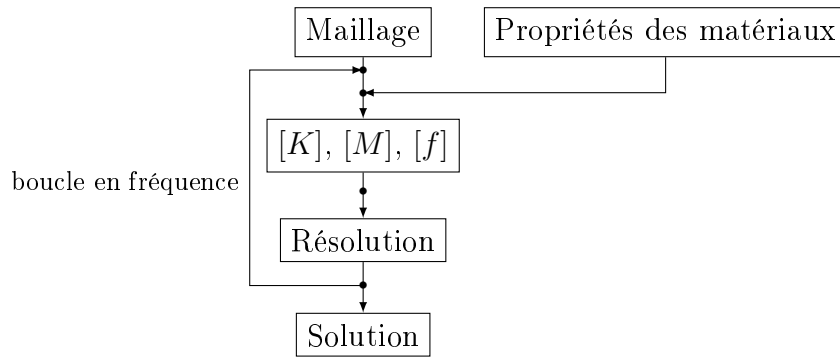
La figure B.4b correspond à l'algorithme de calcul quand des pertes dépendantes de la fréquence courante sont ajoutées au modèle. Cette figure présente donc des différences par rapport au diagramme précédent. En effet, le lien entre les propriétés des matériaux et les éléments du maillage est effectué à l'intérieur de la boucle en fréquence. En conséquence, les

matrices $[K]$, $[M]$ et $[f]$ sont recalculées à chaque point de fréquence. Ce changement dans les logiciels éléments finis est imposé par la partie imaginaire $\omega\eta$ et $(\varepsilon'' - \frac{\sigma}{\omega})$. L'existence de ces termes induit une modification des coefficients des matrices $[K]$, $[M]$ et $[f]$ à chaque point de fréquence.

Malgré l'ajout de ce point, la résolution finale du problème "éléments finis" reste inchangé.



(a) cas général



(b) avec ajout des pertes viscoélastiques et diélectriques

FIGURE B.4 – Schéma de l'algorithme des éléments finis

C | Calcul des modes transverses par l'utilisation des matrices de transfert

Le dispositif considéré est une structure symétrique, d'axe de symétrie \vec{x} , comprenant $2N+1$ couches homogènes. Pour rappel, cela correspond au dispositif symétrique décrit en chapitre 3.2.1.1 et rappelé dans cette annexe en figure C.1

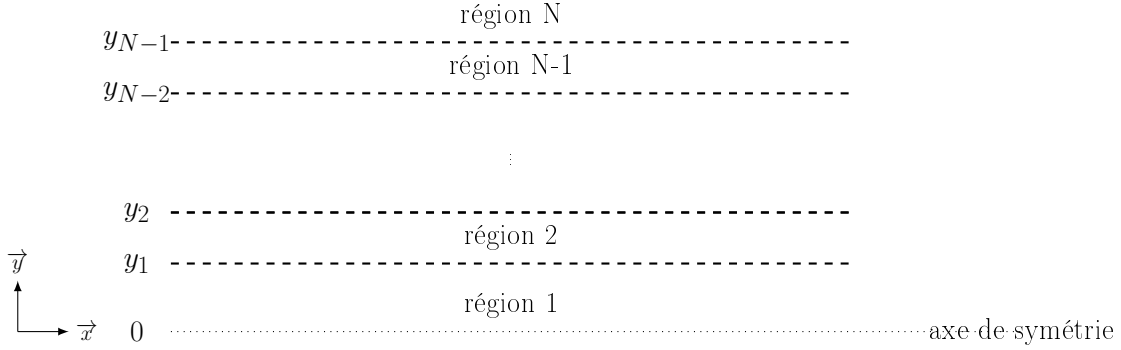


FIGURE C.1 – Organisation générale d'un dispositif à ondes de surface vu sous l'angle du modèle tenant compte des effets transverses

La composante k_x du vecteur d'ondes correspondant à une onde se propageant suivant l'axe longitudinal \vec{x} est le même pour toutes les régions de la structure. En utilisant l'approximation parabolique standard pour prendre en compte l'anisotropie du substrat, la composante $k_{y,i}$ du vecteur d'onde dans la direction transverse \vec{y} pour la couche i est reliée à k_x via la relation suivante :

$$k_i^2 = k_x^2 + k_{y,i}^2(1 + \gamma_i) \quad (\text{C.1})$$

avec k_i le vecteur d'onde dans la région i pour une onde se propageant dans la direction \vec{x} et γ_i traduit l'anisotropie du substrat.

Ainsi, dans une couche i du guide d'onde, l'amplitude de l'onde à une ordonnée y s'écrit :

$$g(y) = A_i \cos(k_{y,i}y) + B_i \sin(k_{y,i}y) \quad (\text{C.2})$$

Sa dérivée selon y , nommée f est donc :

$$f(y) = -A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i}y) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i}y) \quad (\text{C.3})$$

g et sa dérivée f peuvent être écrites en deux points particuliers de la couche i : en y_i et en y_{i-1} .

En $y = y_i$, ces fonctions s'écrivent :

$$\begin{aligned} g(y_i) &= A_i \cos(k_{y,i}y_i) + B_i \sin(k_{y,i}y_i) \\ f(y_i) &= -A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i}y_i) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i}y_i) \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

En $y = y_{i-1}$, ces mêmes fonctions s'écrivent :

$$\begin{aligned} g(y_{i-1}) &= A_i \cos(k_{y,i}y_{i-1}) + B_i \sin(k_{y,i}y_{i-1}) \\ f(y_{i-1}) &= -A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i}y_{i-1}) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i}y_{i-1}) \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

L'amplitude de l'onde en y , $g(y_i)$ peut être exprimée en fonction de l'amplitude de l'onde en y_{i-1} , $g(y_{i-1})$ et de sa dérivée $f(y_{i-1})$. En effet, comme l'ouverture w_i de la couche s'exprime en fonction des coordonnées y_i et y_{i-1} :

$$y_i = w_i + y_{i-1} \quad (\text{C.6})$$

alors :

$$\begin{aligned} g(y_i) &= A_i \cos(k_{y,i} y_i) + B_i \sin(k_{y,i} y_i) = A_i \cos(k_{y,i} w_i + k_{y,i} y_{i-1}) + B_i \sin(k_{y,i} w_i + k_{y,i} y_{i-1}) \\ &= A_i [\cos(k_{y,i} w_i) \cos(k_{y,i} y_{i-1}) - \sin(k_{y,i} w_i) \sin(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &\quad + B_i [\cos(k_{y,i} w_i) \sin(k_{y,i} y_{i-1}) + \sin(k_{y,i} w_i) \cos(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &= \cos(k_{y,i} w_i) [A_i \cos(k_{y,i} y_{i-1}) + B_i \sin(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &\quad + \frac{\sin(k_{y,i} w_i)}{k_{y,i}} [-A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i} y_{i-1}) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i} y_{i-1})] \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

Finalement, on reconnaît les expressions de $g(y_{i-1})$ et de $f(y_{i-1})$ dans la dernière ligne du développement précédent et :

$$\boxed{g(y_i) = \cos(k_{y,i} w_i) g(y_{i-1}) + \frac{\sin(k_{y,i} w_i)}{k_{y,i}} f(y_{i-1})} \quad (\text{C.8})$$

De la même manière :

$$\begin{aligned} f(y_i) &= -A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i} w_i + k_{y,i} y_{i-1}) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i} w_i + k_{y,i} y_{i-1}) \\ &= -A_i k_{y,i} [\cos(k_{y,i} w_i) \sin(k_{y,i} y_{i-1}) + \sin(k_{y,i} w_i) \cos(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &\quad + B_i k_{y,i} [\cos(k_{y,i} w_i) \cos(k_{y,i} y_{i-1}) - \sin(k_{y,i} w_i) \sin(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &= \cos(k_{y,i} w_i) [-A_i k_{y,i} \sin(k_{y,i} y_{i-1}) + B_i k_{y,i} \cos(k_{y,i} y_{i-1})] \\ &\quad - k_{y,i} \sin(k_{y,i} w_i) [A_i \cos(k_{y,i} y_{i-1}) + B_i \sin(k_{y,i} y_{i-1})] \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

Ici encore, nous reconnaissons les termes $g(y_{i-1})$ et $f(y_{i-1})$. Alors :

$$\boxed{f(y_i) = -k_{y,i} \sin(k_{y,i} w_i) g(y_{i-1}) + \cos(k_{y,i} w_i) f(y_{i-1})} \quad (\text{C.10})$$

Finalement, comme il y a continuité de g et de sa dérivée f d'une couche à l'autre du guide d'ondes, la matrice de transfert $[M_i]$ de la région i s'écrit :

$$[M_i] = \begin{bmatrix} \cos(k_{y,i} w_i) & \frac{\sin(k_{y,i} w_i)}{k_{y,i}} \\ -k_{y,i} \sin(k_{y,i} w_i) & \cos(k_{y,i} w_i) \end{bmatrix} \quad (\text{C.11})$$

$[M_i]$ relie donc $g(y_i)$ et $f(y_i)$ à $g(y_{i-1})$ et $f(y_{i-1})$ de la manière suivante :

$$\begin{Bmatrix} g(y_i) \\ f(y_i) \end{Bmatrix} = [M_i] \begin{Bmatrix} g(y_{i-1}) \\ f(y_{i-1}) \end{Bmatrix} \quad (\text{C.12})$$

En appliquant cette formule d'une zone à l'autre du guide d'onde, il est possible d'exprimer l'amplitude du potentiel et de sa dérivée à l'extrémité du guide ($y = y_N$) en fonction de ces paramètres au centre du guide :

$$\begin{Bmatrix} g(y_N) \\ f(y_N) \end{Bmatrix} = [M_N][M_{N-1}] \dots [M_2][M_1][M_0] \begin{Bmatrix} g(0) \\ f(0) \end{Bmatrix} \quad (\text{C.13})$$

D | Réponses fréquentielles de résonateurs SAW fabriqués sur STS

Le fonctionnement des dispositifs fabriqués sur STS est analysé entre 80 et 170 MHz par une mesure sous pointes. Les réponses sont répertoriées sur les figures D.1 et D.2. L'observation des réponses fréquentielles conduit à un certain nombre de réflexions :

- Les 12 catégories de résonateurs ont tous au moins deux représentants en état de fonctionnement répartis sur les deux plaques de STS ;
- Certains dispositifs (sur la plaque 1 : D13(a), D21, D23a et D32a ; sur la plaque 2 : D01(a), D02, D12(a), D22, D23a, D31, D32a, D33a) n'occasionnent pas de réponse fréquentielle exploitable. Ils présentent en effet un s_{11} très faible, de l'ordre de -10 / -15 dB environ sur tout la bande fréquentielle observée. C'est-à-dire que l'énergie est en grande partie transmise par les peignes. Il n'y a pas, ou peu, de réflexion de la part de la structure. Ce type de réponse est illustrée par la figure D.1 où deux exemples sont reportés. Deux facteurs sont mis en cause : le premier porte sur le procédé de fabrication lui-même. En effet une mauvaise mise en contact du masque sur l'échantillon de STS numéro 2 (plaque la plus lisse) a eu lieu, ce qui a conduit à un mauvais développement des structures. Le deuxième facteur est plus hypothétique : la rugosité rémanente du STS (même après polissage) et son inhomogénéité pourraient conduire à des court-circuits dans les dispositifs ;
- Les réponses des autres dispositifs se trouvent sur les figures D.2a à D.2l. L'amplitude du *notch* est très faible (de -0.5 à -1.8 dB), ce qui n'est pas surprenant au vu des amplitudes des réponses théoriques simulées sans pertes (quelques dB en valeur absolue). Les dispositifs sans pondération sur les IDT ne présentent pas de modes transverses et la perte d'amplitude liée à l'apodisation est également constatée, ce qui est conforme aux attentes de la théorie.

Des variations de fréquence de l'ordre de quelques centaines de kHz apparaissent pour certains dispositifs mesurés selon la plaque considérée. C'est le cas du résonateur D21 par exemple. Dans d'autres cas, (comme pour le résonateur D22), les *notch* des quatre structures apparaissent à une même fréquence. Cette différence de fréquence apparaît également dans certains cas (D12 et D11) sur une même plaque entre une structure apodisée et non apodisée. Dans le cadre de ces variations de fréquence, l'inhomogénéité et la rugosité du matériaux sont une fois encore incriminées.

Par ailleurs, le modèle théorique prévoyait une résonance à environ 85 MHz pour les dispositifs ayant une longueur d'onde de $30\mu m$ et de 128 MHz pour ceux disposant d'une $\lambda = 20\mu m$. Or les mesures mettent en avant des résonances à respectivement 98 et 140 MHz pour ces deux classes de dispositifs. La vitesse des ondes de surface dans le STS est donc plus élevée que dans du BTS.

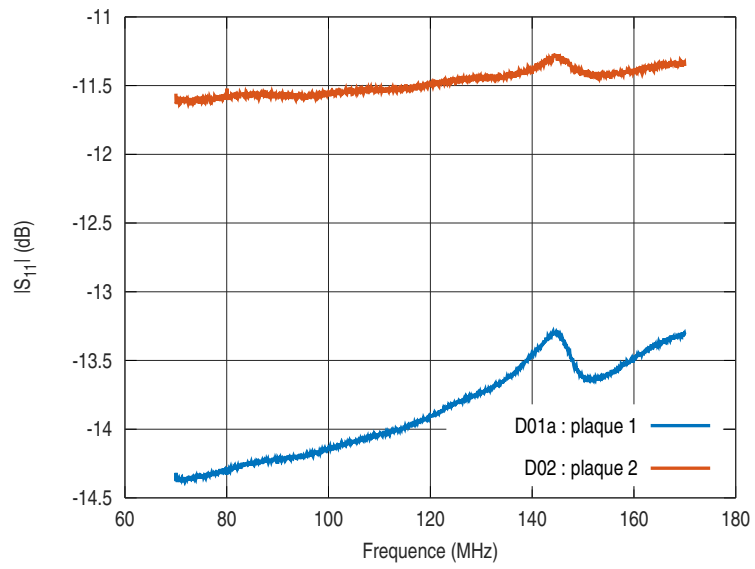
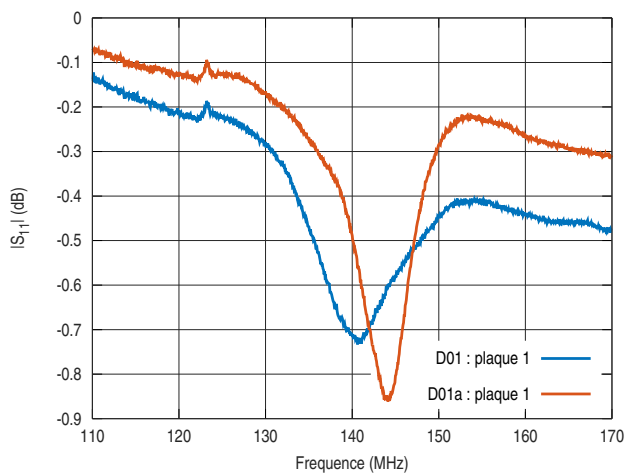
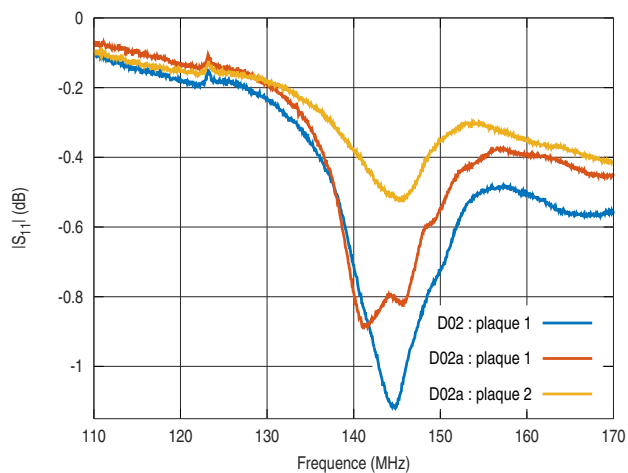


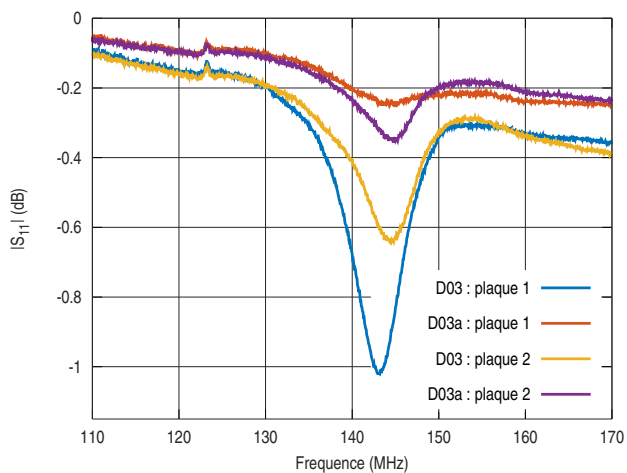
FIGURE D.1 – Réponse fréquentielle de deux résonateurs sur STS non fonctionnels



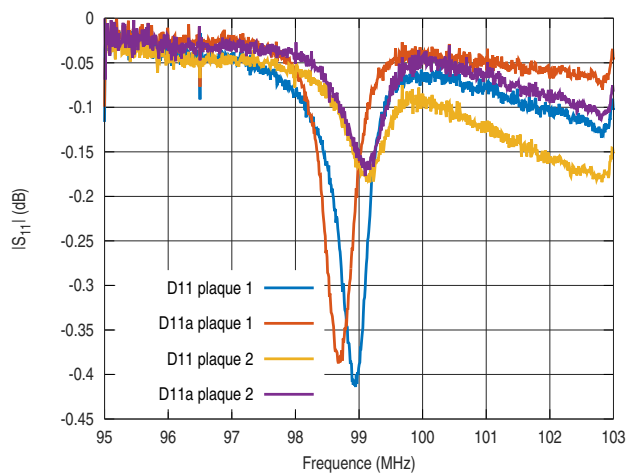
(a) Résonateurs D01



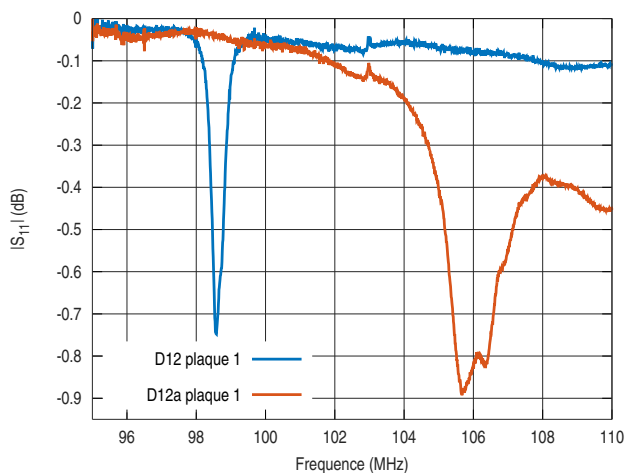
(b) Résonateurs D02



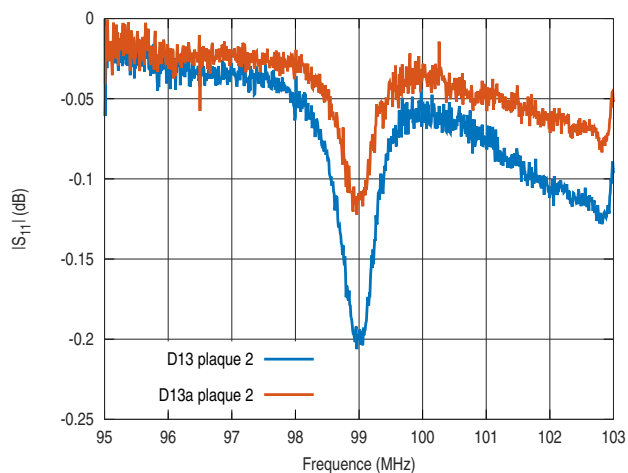
(c) Résonateurs D03



(d) Résonateurs D11

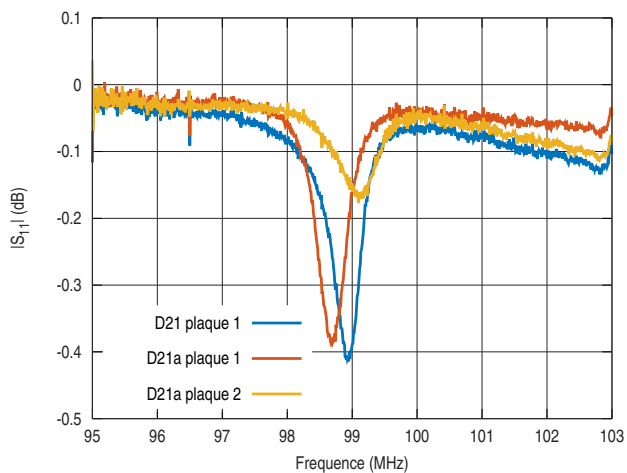


(e) Résonateurs D12

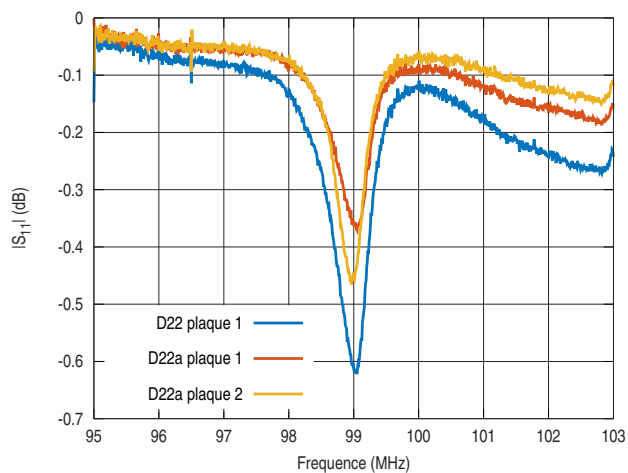


(f) Résonateurs D13

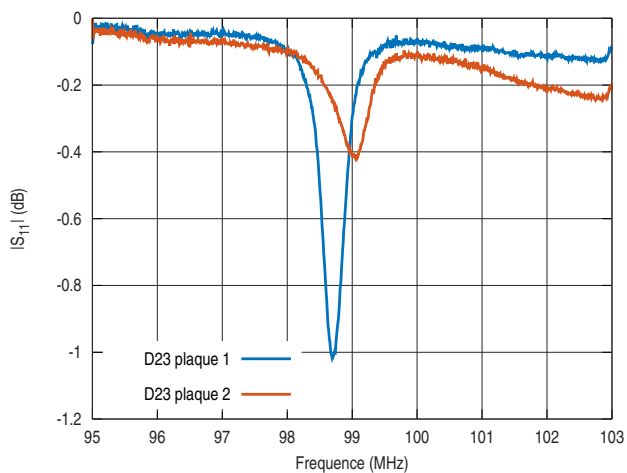
FIGURE D.2 – Réponse des résonateurs sur STS mesurés au testeur sous pointes



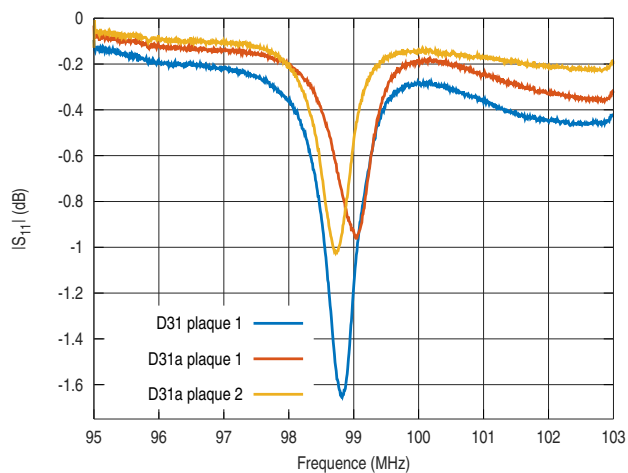
(g) Résonateurs D21



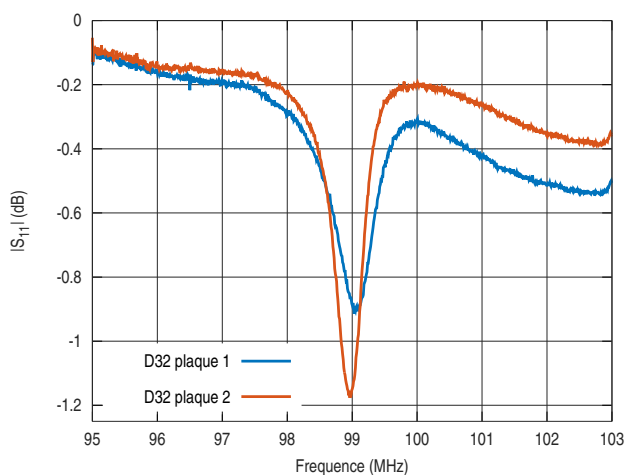
(h) Résonateurs D22



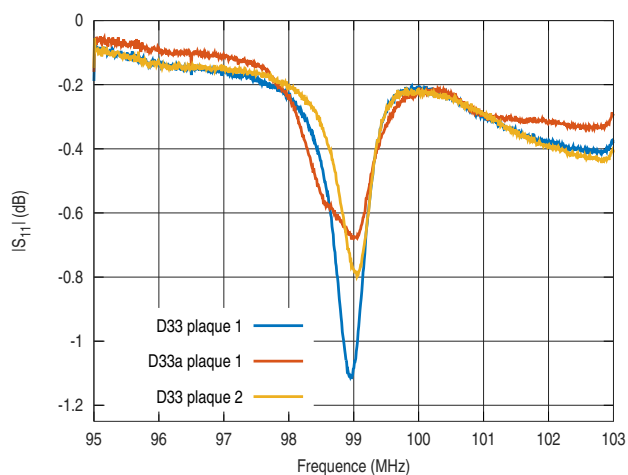
(i) Résonateurs D23



(j) Résonateurs D31



(k) Résonateurs D32



(l) Résonateurs D33

FIGURE D.2 – Réponse des résonateurs sur STS mesurés au testeur sous pointes

E | Périodicité de l'agilité des filtres SAW selon le nombre de réflecteurs en potentiel flottant

La section 6.1 du chapitre sur l'agilité en fréquence des filtres SAW a mis en avant un effet de tirage cyclique sur une bande fréquentielle restreinte. Cette annexe s'attache à comprendre le fonctionnement de cette boucle.

Une première approche pour étudier cet effet récursif a trait au déphasage de l'onde au sein de la cavité. Le constat des limitations de cette méthode nous encourage ensuite à étudier le tirage en fréquence sous un autre angle : celui de la phase du coefficient de réflexion des miroirs en entrée de cavité.

E.1 Etude du déphasage de l'onde dans la cavité

L'objectif est d'étudier la phase du résonateur et de déterminer la condition pour laquelle la fréquence de résonance pour un dispositif comprenant n_{co} électrodes en circuit ouvert (co) de chaque côté des transducteurs est égale à la fréquence de résonance du système initial, c'est-à-dire dont tous les réflecteurs composant les miroirs sont en court-circuit.

E.1.1 Définition des équations du problème

La figure E.1 schématise le système d'étude. Initialement (figure E.1a), tous les réflecteurs sont en court-circuit. L'onde se propage dans la cavité (comprise entre les lignes verticales rouges) de longueur $L = l_{gap1} + n_{e1}p + l_{gap2} + n_{e2}p + l_{gap3}$ à la vitesse :

$$v_0 = \frac{(l_{gap1} + l_{gap2} + l_{gap3})v_{libre} + p(n_{e1} + n_{e2})v_{metal}}{L} \quad (E.1)$$

À la fréquence de résonance f_0 , le déphasage φ_0 de l'onde dans la cavité vaut :

$$\varphi_0 = 2\pi \frac{f_0}{v_0} L = 2k\pi, k \in \mathbb{N} \quad (E.2)$$

Puis, les conditions aux limites électriques des miroirs sont progressivement modifiées.

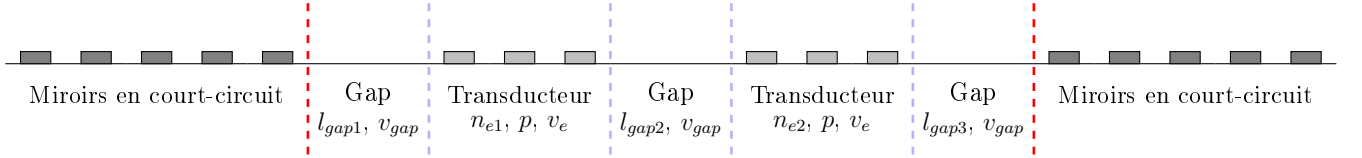
Finalement (figure E.1b), lorsque n_{co} électrodes sont en potentiel flottant dans les miroirs, la fréquence de résonance f_{co} du dispositif est égale à la fréquence de résonance initiale f_0 . Ceci implique que la phase φ_{co} du système est égale à :

$$\boxed{\varphi_{co} = 2\pi \frac{f_{co}}{v_1} (L + \Delta L) = 2\pi \frac{f_0}{v_1} (L + \Delta L) = 2m\pi, m \in \mathbb{N}} \quad (E.3)$$

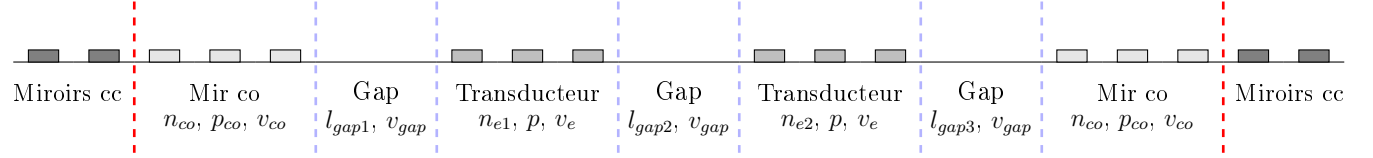
avec

$$v_1 = \frac{Lv_0 + \Delta Lv_{co}}{L + \Delta L} \text{ et } \Delta L = 2p_{co}n_{co} \quad (E.4)$$

Dans les équations (E.3) et (E.4), ΔL est l'allongement de la cavité suite à l'ajout d'électrodes en circuit ouvert de période p_{co} le dispositif. v_{co} correspond à la vitesse de propagation des ondes sous un réseau d'électrodes flottantes.



(a) Schéma de principe d'un dispositif SAW (type LCRF) dont tous les réflecteurs sont en court-circuit



(b) Schéma de principe d'un résonateur SAW de type LCRF dont n_{co} réflecteurs sont en circuit ouvert

FIGURE E.1 – Illustration de la modification des conditions aux limites électriques des miroirs

E.1.2 Développement des équations

En utilisant l'équation (E.4) pour développer les termes de (E.3), nous obtenons l'équation bicarrée suivante :

$$\varphi_{co} = 2\pi \frac{f_0}{v_1} (L + \Delta L) = 2m\pi \Leftrightarrow \boxed{\Delta L^2 + (2L - \frac{mv_{co}}{f_0})\Delta L + L(L - \frac{mv_0}{f_0}) = 0 \quad m \in \mathbb{N}} \quad (\text{E.5})$$

Sa résolution renseigne sur l'augmentation de la longueur de cavité utile à l'obtention de la condition $f_{co} = f_0$. Or, comme $\Delta L = 2p_{co}n_{co}$, nous en déduisons le nombre d'électrodes en circuit ouvert nécessaire de chaque côté des transducteurs.

E.1.3 Limites de la méthode

Au premier abord, la résolution de l'équation (E.5) semble assez triviale. Cependant, cette équation possède deux inconnues :

- ΔL , et au travers de cette grandeur n_{co} , le nombre d'électrodes en circuit ouvert à prendre en compte dans les miroirs pour obtenir la condition $f_{co} = f_0$;
- m l'harmonique considérée lorsque n_{co} électrodes par miroir sont en potentiel flottant.

Il est donc nécessaire de définir une seconde équation permettant d'exprimer m en fonction de ΔL . La recherche de cette seconde condition s'est révélée infructueuse. Par conséquent, `frec|n|sys` a décidé d'explorer une nouvelle voie pour prédire le cycle du tirage en fréquence.

E.2 Étude de la phase du coefficient de réflexion des miroirs

Dans cette partie, l'étude du cycle de tirage en fréquence par l'exploitation des propriétés de réflexion des miroirs de Bragg est abordée.

E.2.1 Idée générale

La résonance du système apparaît car, à une fréquence donnée, les miroirs renvoient un maximum d'énergie dans la cavité (rôle de confinement de l'onde). Ceci implique que l'ad-

mittance des transducteurs Y et le coefficient de réflexion r des miroirs résonnent à la même fréquence. A cette fréquence particulière se produisent deux rotations de phase :

- celle de Y , associée aux transducteurs ;
- celle de r , associée aux miroirs.

En conséquence, si un système donné résonne à f_0 , alors, à cette fréquence, la phase du coefficient de réflexion des miroirs est égale à 90° .

Or, comme la modification des conditions aux limites des miroirs induit une variation de leur coefficient de réflexion, chercher à obtenir un système résonant à f_0 lorsque n_{co} électrodes sont en circuit ouvert revient à déterminer la valeur de n_{co} pour que la phase du coefficient de réflexion des miroirs φ_r de ce nouveau système vaille également 90° à f_0 .

Dans un premier temps, nous vérifions numériquement cette hypothèse avec le dispositif sur Niobate de Lithium présenté dans la section 6.2.1. Ensuite, ce résultat est validé analytiquement.

E.2.2 Vérification numérique de la solution sur le cas LiNbO_3

Le résonateur à double port sur Niobate de Lithium de la section 6.2.1 est donc une fois de plus pris en exemple. Le nombre d'électrodes en circuit ouvert dans les miroirs varie de 0 à 101.

Les figures E.2a et E.2b illustrent l'admittance du système pour cinq configurations différentes. Les figures E.2c et E.2d représentent la phase des coefficients de réflexion des miroirs de ces mêmes dispositifs.

Considérations sur le comportement en fréquence du résonateur SAW (fig. E.2a et E.2c) :

L'étude de l'admittance du système plutôt que de sa fonction de transfert illustre de manière certainement plus probante le phénomène de transfert de l'énergie de la sortie vers l'entrée de bande des miroirs. En effet, la première figure fait très nettement acte d'une augmentation de la fréquence de résonance lorsque dix électrodes en potentiel flottant sont incluses dans les miroirs. Ce tirage continue jusqu'à ce que 50 électrodes soient déconnectées de la masse. Si le nombre d'électrodes en co augmente encore, un mode localisé avant la fréquence de résonance initiale apparaît et le cycle d'agilité fréquentielle est amorcé comme expliqué au chapitre 6.

Par soucis de clarté des graphiques, et puisque le tirage a déjà été développé dans le corps de ce document, les courbes intermédiaires (de 50 à 98 électrodes flottantes) n'ont pas été représentées.

Étude du comportement du système autour de f_0 :

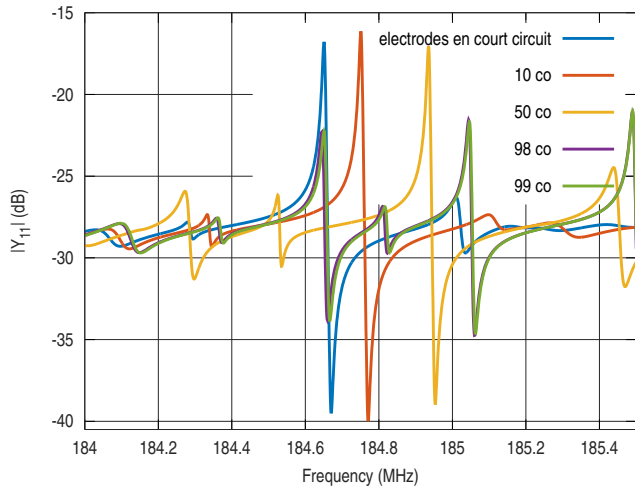
Intéressons-nous maintenant aux courbes des figures E.2b et E.2d.

La lecture de ces courbes conduit à un premier constat relatif à la nature de la résonance du système initial. En effet, le dispositif ne résonne pas à une harmonique de sa fréquence fondamentale : il ne s'agit pas d'un "vrai" mode. Ce phénomène peut être remarqué à la fois graphiquement et numériquement.

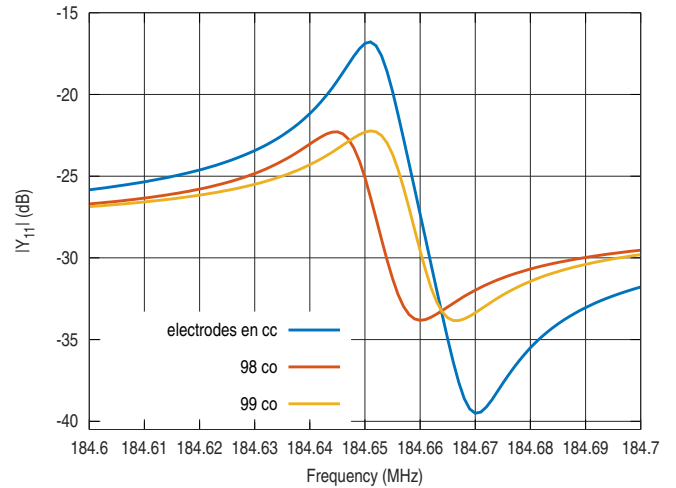
Graphiquement, la phase du coefficient de réflexion des miroirs à la résonance est légèrement différente de 90° : $\varphi_{rini} = 83,13^\circ$.

Numériquement, le calcul du déphasage du système à l'aide de l'équation E.2 précise cette assertion.

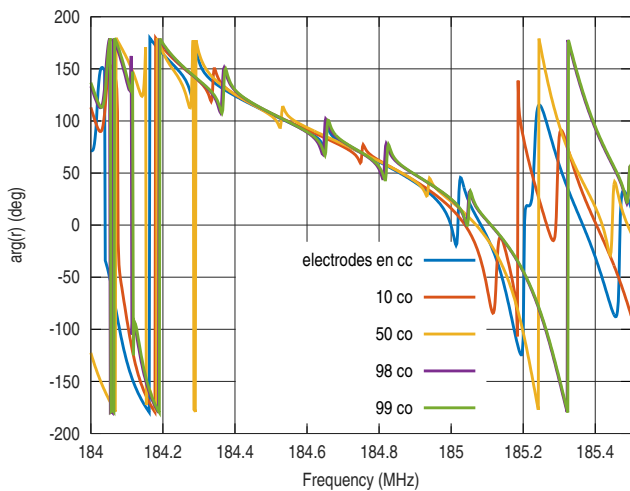
$$\varphi_0 = 2\pi \frac{f_0}{v_0} L = 2k\pi \Leftrightarrow k = \frac{f_0}{v_0} L = \frac{184,651}{3942,4} \times 3366 = 157,67 \notin \mathbb{N} \quad (\text{E.6})$$



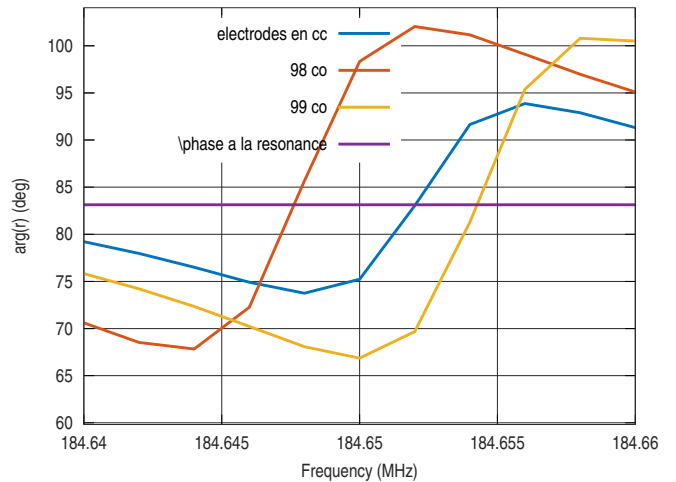
(a) Module de l'admittance du dispositif pour différentes configurations des miroirs



(b) Zoom sur l'admittance autour de la fréquence de résonance



(c) Phase du coefficient de réflexion des miroirs pour différentes configurations



(d) Zoom sur la phase de r autour de f_0

FIGURE E.2 – Mise en regard des admittances du système sur Niobate de Lithium avec la phase du coefficient de réflexion des miroirs

Ceci a notamment deux conséquences :

- tout d'abord, la condition de phase doit être recherchée telle que l'argument de r vaille $83,13^\circ$ à f_0 lorsque n_{co} électrodes sont en co (et non 90° tel qu'évoqué au paragraphe E.2.1) ;
- rien n'impose qu'à la résonance d'un système contenant des électrodes en circuit ouvert la phase de r soit un multiple de φ_{rini} . De cette façon, la résonance du coefficient de réflexion des miroirs de ces dispositifs peut présenter une phase différente de $83,13^\circ$.

Validation numérique de la méthode :

Les points évoqués précédemment renseignent sur les conditions à réunir pour déterminer le nombre d'électrodes en co nécessaire à l'obtention d'un cycle complet de tirage de fréquence :

- Travail sur le coefficient de réflexion des miroirs de Bragg ;

— Recherche du nombre d'électrodes en co dans les réflecteurs pour que $\varphi_r = 83.13^\circ$ à f_0 .

La figure E.2d illustre le fait que la période du cycle de tirage est environ égale à 98. En effet, autour de f_0 lorsque 98 électrodes sont en co, la phase du coefficient de réflexion est proche de 83.13° . Cette valeur est confirmée par la figure E.2b : les résonances des systèmes avec et sans électrodes flottantes apparaissent à des fréquences similaires.

Ce nombre n_{co} est une approximation puisqu'en réalité la condition nécessaire à l'obtention de la période du cycle de tirage en fréquence tient plus à l'allongement de la cavité ($\Delta L \in \mathbb{R}$) qu'au nombre d'électrodes flottantes dans les miroirs ($n_{co} \in \mathbb{N}$).

La méthode vient donc d'être testée sur un cas particulier pour lequel nous connaissions déjà la période du tirage. Nous nous attachons désormais à prédire ce résultat en utilisant une méthode analytique.

E.2.3 Mise en équations du problème analytique

Dans cette section, le lien entre la matrice mixte décrivant le comportement d'un système à N miroirs en court-circuit (cc) et la matrice mixte propre au système comprenant $N + i$ réflecteurs (N le nombre de miroirs en cc et i le nombre d'électrodes en co) est recherché.

Le formalisme des matrices mixtes est rappelé avant de rechercher une relation entre les systèmes avec et sans électrodes en circuit ouvert.

E.2.3.1 Rappel du formalisme des matrices mixtes

La méthode des matrices mixtes est décrite dans le paragraphe 3.1.1. C'est pourquoi la matrice traduisant le chaînage entre deux cellules élémentaires est directement rappelée. Le formalisme utilisé est le même que celui proposé dans cette section 3.1.1.

$$\begin{Bmatrix} S_{1g} \\ S_{2d} \\ I \end{Bmatrix} = \begin{pmatrix} r_g & t & \alpha_g \\ t & r_d & \alpha_d \\ -\alpha_g & -\alpha_d & [Y] \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} E_{1g} \\ E_{2d} \\ \phi \end{Bmatrix} \quad (\text{E.7})$$

Chaque terme de la matrice de l'équation E.7 s'écrit en fonction des coefficients des matrices mixtes de chaque cellule élémentaire. Dans la mesure où nous cherchons une condition sur l'argument du coefficient de réflexion des miroirs, seuls les termes de réflexion sont développés :

$$r_d = r_{2g} + \frac{r_{1d}t_2^2}{1 - r_{2g}r_{1d}}; r_g = r_{1d} + \frac{r_{2g}t_1^2}{1 - r_{2g}r_{1d}} \quad (\text{E.8})$$

E.2.3.2 Recherche d'une relation de récurrence

Le dispositif d'étude est réduit aux seuls miroirs de gauche d'un filtre à ondes de surface (figure E.3). Ce système est décomposé en deux sous-systèmes : d'une part, les N réflecteurs en court-circuit (N est invariant) et d'autre part, les i électrodes en potentiel flottant (i est la variable d'étude). Les transducteurs se situent à droite du dispositif. Par conséquent, nous cherchons une condition sur la phase du coefficient de réflexion à droite du miroir.

Les matrices mixtes des électrodes en court-circuit sont cascadiées afin d'obtenir le coefficient de réflexion r_{ccd} de ce sous-système. Dès à présent, l'argument du coefficient de réflexion quand tous les réflecteurs sont en court-circuit $\varphi_{r_{ccd}}$ est défini.

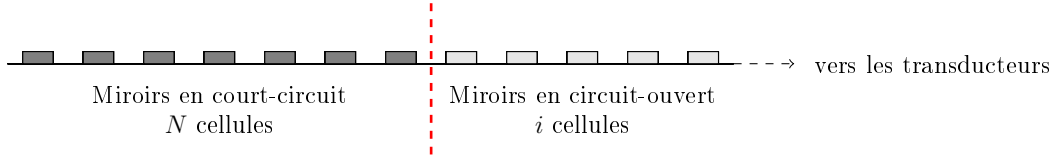


FIGURE E.3 – Représentation de l'ensemble des cellules utilisées pour la cascade des matrices mixtes

i électrodes en circuit ouvert sont ensuite juxtaposées au système initial. Un nouveau coefficient de réflexion $r_d^{(i)}$ est alors défini.

L'objectif étant de définir la valeur de $i = n_{co}$ telle que $\varphi_{r_d^{(i)}} = \varphi_{r_{ccd}}$, nous cherchons à obtenir une relation de récurrence sur le coefficient de réflexion à droite lors de l'ajout de cellules en circuit ouvert.

Pour ce faire, le calcul de $r_d^{(i)}$ est effectué pour quelques cellules en co mises bout à bout des cellules en cc. Nous en déduisons les relations suivantes :

$$\begin{cases} r_d^{(0)} &= r_{ccd} \\ r_d^{(1)} &= r_{cog} + \frac{r_{ccd}t_{co}^2}{1-r_{cog}r_{ccd}} \\ r_d^{(i)} &= r_{cog} + \frac{A^{(i)}t_{co}^2}{1-r_{cog}\sum_{k=1}^i A^{(k)}} \quad i \in \mathbb{N}^* \end{cases} \quad (\text{E.9})$$

avec

$$A^{(i)} = r_{cog}(1 - r_{cog} \sum_{k=1}^{i-1} A^{(k)}), \quad i \in \mathbb{N}^* \quad (\text{E.10})$$

A l'heure actuelle, nous n'avons pas encore établi de formule de récurrence ne dépendant que de i et des coefficients de réflexion r_{ccd} et r_{cog} .

E.3 Conclusion

Le tirage en fréquence sous l'influence de la modification des conditions aux limites électriques des miroirs dans un filtre SAW a été abordé sous deux angles différents :

1. le déphasage de l'onde dans la cavité ;
2. la phase du coefficient de réflexion des miroirs.

La première approche devait permettre d'obtenir l'allongement de la cavité nécessaire à la réalisation d'un cycle de tirage. Cette méthode semblait prometteuse. Néanmoins, elle soulève une question importante : comment prédire le mode sur lequel travaille le système ? En raison de cette interrogation, la mise en équation actuelle du problème conduit à une équation à deux inconnues.

Une seconde formule, nécessaire à la résolution du système, n'a pas encore été déterminée. C'est pourquoi une autre piste a été abordée.

Le second modèle s'attache à déterminer le nombre d'électrodes en circuit ouvert pour lequel les coefficients de réflexion des miroirs avec et sans électrodes en co ont des phases égales.

La validation numérique de cette méthode a d'ores et déjà été effectuée sur un cas test.

Cependant, dans le but de comprendre la physique mise en jeu par le phénomène de tirage en fréquence, une relation de récurrence entre le coefficient de réflexion à droite d'un miroir contenant à la fois des réflecteurs en cc et en co au coefficient de réflexion des miroirs à la masse ainsi qu'au nombre d'électrodes flottantes dans le système a été recherchée. De plus amples investigations doivent être conduites afin de simplifier les relations établies.

F | Tirage en fréquence d'un filtre sur PZ29

En complément du travail réalisé sur Niobate de Lithium, l'étude du comportement d'un LCRF sur PZ29 lors de la variation des conditions aux limites appliquées à ses réflecteurs est réalisée.

Le dispositif réalisé sur PZ29, schématisé figure F.1, dispose du spectre fréquentiel de la figure F.2a. Les conditions électriques des miroirs évoluent comme expliqué au chapitre 6. La réponse fréquentielle de la structure pour quelques points remarquables est donnée figure F.2b. Comme dans le cas du LCRF sur Niobate de Lithium, nous remarquons un décalage vers les hautes fréquences de l'entrée de la bande passante du filtre. Cependant, ce décalage est minime : seulement 20 kHz. Par ailleurs, la bande de transition haute subit également une augmentation de fréquence. Le tirage est cette fois-ci plus important (960 kHz) mais s'effectue au détriment de la qualité de la bande passante.

Sur ces deux courbes, la présence de l'onde de volume à 94.7 MHz peut être remarquée.

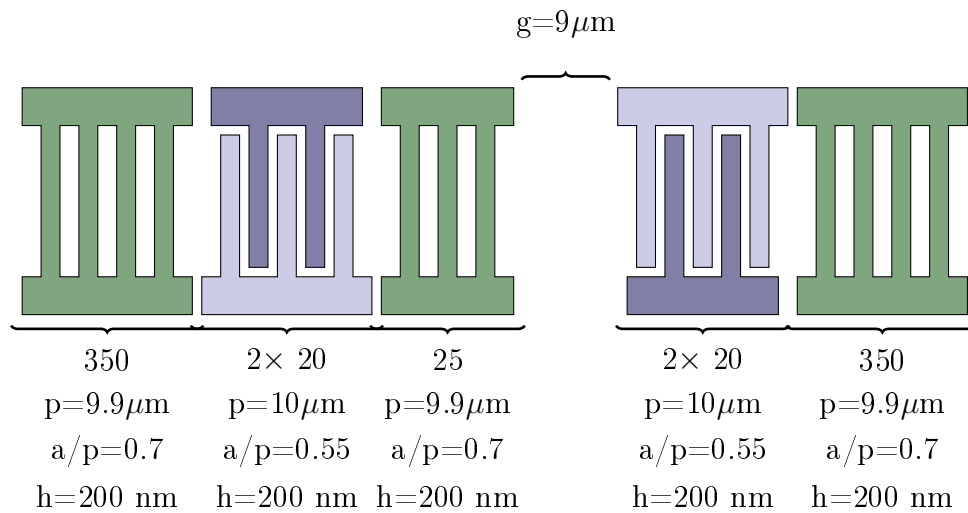


FIGURE F.1 – Schéma du filtre conçu sur PZ29 dans le cadre de l'étude de l'agilité en fréquence et ses dimensions

La figure F.3 offre un début de piste pour expliquer les différences rencontrées avec le cas du système sur Niobate de Lithium. En effet, le coefficient des miroirs, dans le cas du PZ29 et avec les dimensions proposées pour le dispositif, ne se décale pas uniquement vers les hautes fréquences mais s'ouvre de quelques centaines de kHz vers les basses fréquences et de plusieurs MHz vers les hautes fréquences.

Face aux différences observées entre le tirage fréquentiel obtenu sur PZ29 et sur Niobate de Lithium, plusieurs pistes sont approfondies dans le but de saisir l'origine des dissemblances entre les résultats ainsi que la source des mécanismes énoncés (cyclicité dans la bande des miroirs en court circuit et caractère multimode du résonateur sous l'influence du raccord ou non des réflecteurs à la masse). Ces travaux figurent dans l'annexe E.

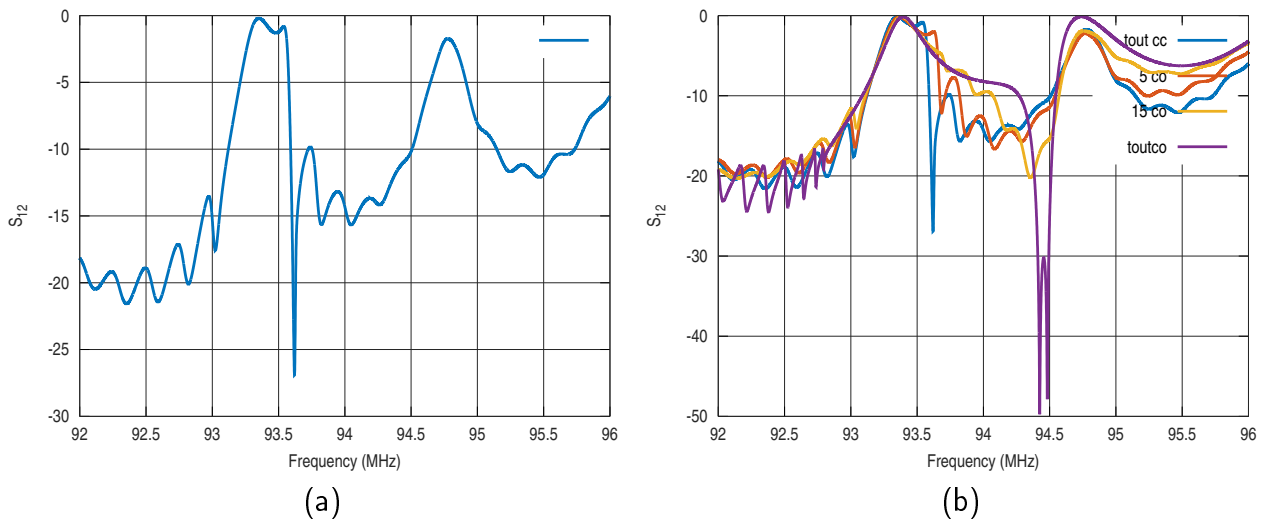


FIGURE F.2 – Réponse fréquentielle d'un filtre sur PZ29 - (a) cas initial, (b) évolution de la réponse avec les CL des miroirs

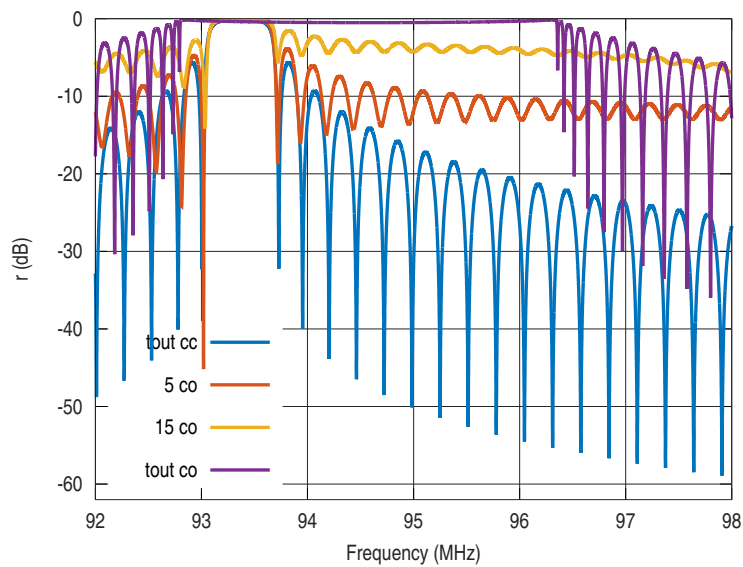


FIGURE F.3 – Évolution de la réflexion des miroirs de la structure sur PZ29 selon les CL appliquées

Liste de publications

- [1] M. Sagnard, T. Laroche, and S. Ballandras. Surface acoustic waves properties on Ba₂TiSi₂O₈ for high temperature sensors. In *2016 IEEE International Ultrasonics Symposium (IUS)*, pages 1–4, Sept 2016.
- [2] M. Sagnard, T. Laroche, and S. Ballandras. SAW Temperature Sensors with Stable and Robust Electrical Response Versus Environmental Parameters. pages 19–24. IARIA, September 2017.
- [3] M. Sagnard, T. Laroche, and S. Ballandras. New Design for Stable and Robust Resonators, and Wireless Temperature SAW Sensors Based on the Use of a Single SAW Resonator Taking Advantage of New Design Criteria. *Sensors & Transducers Journal*, 219(1) :34–43, January 2018.
- [4] M. Sagnard, T. Laroche, J. M. Friedt, and S. Ballandras. Impact of the environment on a hygrometry sensor response. In *2017 Joint Conference of the European Frequency and Time Forum and IEEE International Frequency Control Symposium (EFTF/IFCS)*, pages 336–342, July 2017.
- [5] Marianne Sagnard, Thierry Laroche, and Sylvain Ballandras. Consideration and implementation of inherent losses in SAW devices. In *2018 European Frequency and Time Forum (EFTF)*. IEEE, 2018.
- [6] J.M. Friedt, G. Martin, G. Goavec-Mérou, D. Rabus, S. Alzuaga, L. Arapan, M. Sagnard, and É. Carry. Acoustic Transducers as Passive Cooperative Targets for Wireless Sensing of the Sub-Surface World : Challenges of Probing with Ground Penetrating RADAR. *Sensors*, 18(1) :246, 2018.
- [7] TRT, ISEN, and freq|n|sys. Filtres SAW agiles en fréquences. Brevet en cours de rédaction.

Titre : Conception et développement de composants à ondes élastiques de surface, dédiés à la détection passive et sans fil de grandeurs physiques et au filtrage radiofréquence à bandes multiples

Mots clés : filtres, capteurs, SAW, environnement sévère, passif, sans fil

Résumé : Les capteurs et filtres de fréquence à ondes élastiques de surface (SAW), sans batterie, compatibles avec une interrogation à distance et avec les environnements sévères, prennent une place fondamentale dans le monde actuel. Des modèles pour prendre en compte des géométries complexes ainsi que la présence de phénomènes perturbateurs sont développés et implémentés dans les logiciels d'analyse.

L'étude de matériaux adaptés à une utilisation au-delà de 500°C, en particulier la fresnoite, est menée.

Deux sortes de capteurs sont aussi élaborés. Le premier, dédié à la mesure de température, modifie le schéma d'excitation électrique des transducteurs usuels : un suivi continu sur une large gamme de températures est alors réalisé avec le même résonateur. Le second mesure l'hygrométrie des sols en utilisant le composant SAW comme transpondeur et déporte la zone sensible.

Finalement, l'agilité en fréquence des filtres SAW, *via* la modification active des conditions aux limites, est validée.

Title : Design and development of surface acoustic wave devices, dedicated to passive and wireless sensing and to tunable radiofrequency filtering.

Keywords : Filters, sensors, SAW, harsh environment, passive, wireless

Abstract : Surface acoustic wave (SAW) sensors and frequency filters, batteryless, compatible with wireless sensing and harsh environments, have an important place in our world. Models to take into account complex geometries and disturbing phenomena are developed and implemented in dedicated software.

The study of materials suitable for a use beyond 500°C, particularly the fresnoite type, is carried out.

Then, two kinds of sensors are designed.

The first one is dedicated to temperature measurements and changes the electrical pattern of usual transducers: a continuous measurement on a wide temperature range is thus possible with a single resonator. The second one measures the humidity of ground using a SAW component as a transponder and outsources the sensitive area.

Finally, the feasibility of SAW whose central frequency varies with the activation of MEMS switches is validated.