

# Modélisation, conception et caractérisation de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume pour le filtrage RF en téléphonie mobile

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 29 Novembre 2005

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille

(spécialité : Micro-onde et Micro-technologies)

par

Grégory Caruyer

### Composition du jury

*Président :* M. Gilles Dambrine

*Rapporteurs :* M. Bernard Perrin  
M. Pierre Blondy

*Examineurs :* M. Arnaud Devos  
M. Andreas Kaiser  
M. Pascal Ancey

## Résumé

Cette thèse s'inscrit dans le cadre du projet industriel de STMicroelectronics de réaliser des filtres radiofréquence (RF) à onde acoustique de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) à l'aide de films minces de nitrure d'aluminium (AlN) pour la téléphonie mobile. Dans ce travail, nous présentons une méthode pour la modélisation des résonateurs BAW et analysons les voies d'optimisation de cette structure élémentaire pour l'application de filtrage RF. Les performances électriques du résonateur sont intimement liées aux caractéristiques mécaniques des couches utilisées. Une méthode de caractérisation originale, l'acoustique picoseconde, nous a permis d'avoir accès à ces grandeurs et sera ensuite présentée. Enfin, des validations expérimentales de résonateurs et filtres seront exposées. Une démarche originale a été adoptée et nous a permis d'identifier une solution technologique innovante et présentant de très bonnes performances pour la réalisation de filtres RF en téléphonie mobile.

**Mots-clés:** résonateur à onde acoustique de volume, filtre radiofréquence, FBAR, SMR, AlN, acoustique picoseconde, film mince, piézoélectrique

## Abstract

This work is in the frame of an industrial development at STMicroelectronics on Bulk Acoustic Wave (BAW) filters based on aluminium nitride (AlN) piezoelectric thin films for mobile phones. BAW resonators modelling will be presented and optimization for radiofrequency (RF) filtering application will be analyzed. Electrical performances of the resonator are linked to mechanical characteristics of thin films used in the stack. The so-called original Picosecond ultrasonics method has been used to evaluate these characteristics and will be presented. Finally, experimental realizations and measurements will be exposed and analyzed. A methodology has been developed for the definition of a novel technological solution exhibiting very good performances for RF filtering application in mobile phones.

**Keywords:** bulk acoustic wave resonator, BAW, SAW, FBAR, SMR, AlN, radiofrequency filter, RF filter, picosecond ultrasonics, thin film, piezoelectric



## Remerciements

Je tiens à remercier Monsieur Pascal Ancey pour m'avoir confié ce travail au sein de l'équipe de R&D avancée Above-IC de STMicroelectronics à Crolles.

Je remercie Monsieur Andreas Kaiser et Monsieur Arnaud Devos d'avoir accepté de diriger et encadrer ma thèse. Grâce à leurs compétences et à leur rigueur, ils m'ont orienté dans mes travaux durant ces trois années, et je tiens aussi à saluer leurs grandes qualités humaines.

J'exprime aussi ma profonde gratitude à Monsieur Arnaud Devos pour m'avoir fait découvrir cette technique passionnante qu'est l'acoustique picoseconde, et pour m'avoir transmis son goût pour la physique.

Que soient aussi remerciés Monsieur Bernard Perrin ainsi que Monsieur Pierre Blondy qui m'ont fait l'honneur d'accepter de rapporter sur mon travail.

J'adresse mes profonds remerciements à Jean-François Carpentier avec qui ce fut un très grand plaisir de travailler. Son expérience m'a été d'une grande utilité notamment pour la conception des structures de test ainsi que pour la simulation et la modélisation des effets parasites.

Je remercie aussi chaleureusement Alexandre Volatier qui est venu me rejoindre en cours de route et avec qui ce fut un réel plaisir d'échanger et de collaborer sur nos sujets respectifs.

Ensuite je remercie aussi Christophe Zinck, Denis Pelissier-Tanon ainsi que Laurent Figuière sans qui toutes les réalisations technologiques effectuées durant ma thèse n'auraient été possibles.

Je remercie Christophe Billard et Chritine Fuchs pour m'être venu en aide lorsque le nombre de mesures RF à effectuer ne me permettait pas de le faire manuellement.

Un grand merci aussi à Julie, Sandrine, Karim, Alexandre, Jean-Pierre ainsi que tous mes collègues du Léti et de l'équipe Above-IC avec qui ce fut un plaisir de travailler pendant ces trois ans.

Merci aussi à l'équipe lilloise, en particulier à Renaud pour (entre autre!) m'avoir fait découvrir la cuisine japonaise, à Jean-François que j'ai réussi à convertir non sans mal à un jeu de stratégie qui occupe maintenant toutes ses soirées, et à Patrick (alias Pat, tac tac!!) qui a attrapé lui aussi le virus picoseconde, et avec qui j'ai eu de nombreuses discussions endiablées.

Je clôturerai ces remerciements en adressant toute ma reconnaissance à mon épouse, Monika à qui je dédie mon travail, qui a su m'apporter son soutien tout au long de ces trois années, et a fait preuve de beaucoup de patience surtout pendant les mois de rédaction où j'étais peu disponible et certes parfois un peu irritable!



**A mon épouse, Monika**



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 Présentation du contexte et état de l'art</b>	<b>3</b>
1.1 Histoire de la téléphonie cellulaire et présentation de la fonction de filtrage RF . . . . .	4
1.1.1 Un siècle d'histoire des télécommunications mobiles : vers des systèmes multi-bandes plus légers, plus compacts, plus autonomes . . . . .	4
1.1.2 Le filtre RF dans un téléphone mobile : à quoi ça sert ? . . . . .	10
1.2 SAW et BAW deux technologies pour le filtrage RF en téléphonie mobile . . . . .	12
1.2.1 L'âge d'or des filtres à onde acoustique de surface (SAW) . . . . .	13
1.2.2 Emergence des dispositifs à onde acoustique de volume (BAW) en films minces . . . . .	18
1.3 Les filtres BAW en films minces aujourd'hui : état de l'art et défis . . . . .	23
1.3.1 Gros plan sur les technologies en court d'industrialisation : à chacun sa solution . . . . .	24
1.3.2 Les défis de cette nouvelle technologie . . . . .	27
<b>Chapitre 2 Conception des résonateurs BAW pour l'application de filtrage RF</b>	<b>33</b>
2.1 Caractéristiques électriques d'un résonateur BAW : Présentation et optimisation pour le filtrage . . . . .	34
2.1.1 Etude du comportement électrique d'un résonateur à onde acoustique de volume . . . . .	34
2.1.2 Réalisation de filtres et étude de l'influence des paramètres du résonateur sur les performances globales du filtre . . . . .	38
2.2 Prise en compte des autres couches du résonateur : application à la simulation des FBAR . . . . .	45
2.2.1 Etude de l'effet des électrodes sur les performances du résonateur . . . . .	46
2.2.2 Prise en compte des autres couches du résonateur : Application à la simulation des structures de type FBAR . . . . .	52
2.3 Etude et optimisation des structures de type SMR . . . . .	59

2.3.1	Etude du réflecteur de Bragg . . . . .	60
2.3.2	Etude du comportement électrique du résonateur sur un réflecteur de Bragg	64
<b>Chapitre 3 Caractérisation des dispositifs BAW par acoustique picoseconde</b>		<b>69</b>
3.1	Présentation de la technique d'acoustique picoseconde . . . . .	70
3.1.1	Historique . . . . .	70
3.1.2	Principe de la technique . . . . .	71
3.1.3	Présentation du dispositif expérimental Lillois . . . . .	77
3.2	L'acoustique picoseconde, une technique bien adaptée à la caractérisation des dispositifs BAW . . . . .	79
3.3	Mise en évidence et étude d'un nouvel effet de longueur d'onde . . . . .	84
3.3.1	Modélisation de l'effet de saut . . . . .	85
3.3.2	Vérification expérimentale du modèle . . . . .	89
<b>Chapitre 4 Réalisations et mise en oeuvre</b>		<b>95</b>
4.1	Les structures de test de résonateurs et de filtres : procédés de fabrication et méthodes de mesure associés . . . . .	99
4.1.1	Description des technologies de fabrication utilisées pour le réalisation des résonateurs et filtres à onde acoustique de volume . . . . .	99
4.1.2	Structures de test : conception et méthode de caractérisation électrique associées . . . . .	101
4.1.3	Conception d'une structure de filtre . . . . .	103
4.2	Résonateurs et filtres SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO <sub>2</sub> . . . . .	106
4.2.1	Simulations et caractérisations réalisées pour le choix des épaisseurs des couches . . . . .	106
4.2.2	Validations expérimentales . . . . .	108
4.2.3	Etudes génériques menées sur un réflecteur centré à 2.14 GHz : effets de la forme et de la taille des résonateurs et étude de la bande passante du réflecteur . . . . .	113
4.2.4	Caractérisation de la structure de filtre et mise en évidence d'un effet de couplage capacitif . . . . .	117
4.3	Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg . . . . .	120
4.3.1	Choix des matériaux utilisés pour le réflecteur et définition de l'empilement technologique . . . . .	121
4.3.2	Caractérisation et performances des résonateurs . . . . .	122
4.3.3	Modélisation électrique des résonateurs . . . . .	124

---

4.3.4 Mesures et rétro-simulations du filtre : mise en évidence d'un effet de couplage par le substrat . . . . .	128
<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>133</b>
<b>Annexe A Modélisation unidimensionnelle des résonateurs BAW : calcul des grandeurs élastiques et électriques</b>	<b>135</b>
A.1 "Transfert" des conditions aux limites au niveau de la couche piézoélectrique . . .	136
A.2 Calcul des grandeurs élastiques et électriques au sein de la couche piézoélectrique	138
<b>Annexe B Le couplage électromécanique des résonateurs BAW : études électriques et acoustiques</b>	<b>141</b>
<b>Annexe C Calcul de la sensibilité d'un Fabry-Pérot à une variation d'épaisseur</b>	<b>147</b>
<b>Annexe D Liste de publications et brevets</b>	<b>149</b>
D.1 Publications avec comité de lecture . . . . .	149
D.2 Conférences internationales avec actes . . . . .	149
D.3 Autres séminaires . . . . .	150
D.4 Brevets . . . . .	150
<b>Bibliographie</b>	<b>151</b>



# Introduction générale

On assiste depuis une vingtaine d'années à une véritable explosion des systèmes de téléphonie cellulaire. Les premiers appareils très onéreux et encombrants ont été rapidement remplacés par des systèmes compacts et offrant de plus en plus de fonctions. Cette évolution s'est faite par le passage de standards analogiques bande étroite à des standards numériques utilisant une large bande de fréquence pour transmettre l'information. Ces standards ont cependant un point en commun, ils utilisent tous le canal hertzien pour transmettre l'information. Ce mode de communication nécessite, au niveau du téléphone mobile, l'utilisation de filtres radiofréquence (RF) capables de sélectionner le signal utile à la réception et de limiter les signaux parasites à l'émission.

Cette fonction de filtrage RF a tout d'abord été confiée à des composants diélectriques utilisant des résonances électromagnétiques. Ces composants étaient très performants mais bientôt trop encombrants pour l'application de téléphonie mobile dans laquelle la taille des composants est un des critères les plus importants. Des composants utilisant des ondes acoustiques ont alors apporté une solution à ce problème. En effet, les ondes acoustiques se propagent à des vitesses très inférieures aux ondes électromagnétiques, et les composants utilisant ce type d'onde sont donc beaucoup plus compacts. Ainsi, les filtres à onde acoustique de surface (SAW : Surface Acoustic Wave) se sont rapidement imposés et ont détrôné les filtres diélectriques. Cependant, l'arrivée de nouveaux standards à des fréquences de fonctionnement de plus en plus élevées et avec des spécifications toujours plus drastiques a poussé dans leurs derniers retranchements les composants SAW. De plus, malgré de nombreux efforts qui ont été faits pour réduire leurs dimensions, ces composants restent incompatibles avec les technologies CMOS ou BiCMOS et sont donc des composants discrets non intégrables avec les composants actifs.

Mais, parallèlement à ces développements, de nombreux travaux ont été faits sur les dépôts de matériaux piézoélectriques en couches minces, et bientôt des couches de très bonnes qualités peuvent être déposées. Ces avancées technologiques ont alors permis la réalisation de résonateurs à ondes acoustiques de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) en films minces. La fréquence de résonance de ces composants est liée à l'épaisseur de la couche déposée, et typiquement, des fréquences comprises entre 1 GHz et 10 GHz peuvent être adressées. Ainsi, cette technologie permet de dépasser les limitations en fréquence des composants SAW. De plus, les procédés de réalisation des dispositifs BAW sont compatibles avec les technologies de la microélectronique, offrant ainsi la possibilité d'intégrer ces composants avec les circuits actifs.

Progressivement, les fabricants de semi-conducteurs se sont intéressés à cette nouvelle technologie et en particulier STMicroelectronics a décidé de se lancer dans le développement de ce type de composant. Dans ce cadre, l'objectif de ma thèse a donc été de modéliser et de caractériser le composant afin d'orienter au mieux les choix technologiques à faire, pour la réalisation de filtres RF pour la téléphonie mobile.

Dans la première partie de ce travail, je présenterai dans le détail le contexte du projet ainsi que l'état de l'art des technologies SAW et BAW utilisées pour le filtrage RF. En particulier, les solutions BAW proposées actuellement sur le marché seront examinées.

Ensuite, le fonctionnement du résonateur sera analysé en détail, nous proposerons une démarche originale dans laquelle on partira d'une structure élémentaire composée d'une couche piézoélectrique simple, puis nous analyserons l'influence des autres couches du résonateur. Cette démarche de modélisation et de simulation nous permettra de proposer des orientations pour les choix technologiques à faire.

La seconde partie permettra aussi de montrer que les performances électriques d'un résonateur BAW sont intimement liées aux caractéristiques mécaniques (épaisseur, masse volumique, module d'Young et coefficient de Poisson) des couches utilisées. Par conséquent, nous avons utilisé une technique originale, l'acoustique picoseconde, pour caractériser les couches utilisées dans les structures BAW réalisées. Ces travaux seront présentés dans la troisième partie. Nous montrerons aussi qu'à l'occasion de ces mesures nous avons pu mettre en évidence un nouvel effet de longueur d'onde qui est tout à fait général mais trouve une application particulièrement intéressante dans le domaine des BAW.

Enfin, la dernière partie sera consacrée aux validations expérimentales faites durant la thèse. Nous présenterons les choix qui ont été faits, ainsi que la démarche originale que nous avons adoptée et qui nous a permis d'identifier une solution technologique innovante et présentant de très bonnes performances pour la réalisation de filtres RF en téléphonie mobile.

# Chapitre 1

## Présentation du contexte et état de l'art

### Sommaire

---

<b>1.1 Histoire de la téléphonie cellulaire et présentation de la fonction de filtrage RF</b>	<b>4</b>
1.1.1 Un siècle d'histoire des télécommunications mobiles : vers des systèmes multi-bandes plus légers, plus compacts, plus autonomes	4
1.1.2 Le filtre RF dans un téléphone mobile : à quoi ça sert ?	10
<b>1.2 SAW et BAW deux technologies pour le filtrage RF en téléphonie mobile</b>	<b>12</b>
1.2.1 L'âge d'or des filtres à onde acoustique de surface (SAW)	13
1.2.2 Emergence des dispositifs à onde acoustique de volume (BAW) en films minces	18
<b>1.3 Les filtres BAW en films minces aujourd'hui : état de l'art et défis</b>	<b>23</b>
1.3.1 Gros plan sur les technologies en court d'industrialisation : à chacun sa solution	24
1.3.2 Les défis de cette nouvelle technologie	27

---

## Introduction

L'explosion de la téléphonie cellulaire qu'on a observée ces dernières années survient après des développements technologiques effectués durant plus d'un siècle. Dans ce chapitre, on se propose dans un premier temps de présenter les étapes importantes qui ont marqué cette histoire.

On expliquera ensuite la fonction des filtres radiofréquence (RF) utilisés dans les systèmes de communication sans fil, puis nous présenterons la technologie à onde acoustique de surface (SAW : Surface Acoustic Wave) qui a été largement utilisée jusqu'à maintenant pour réaliser cette fonction.

La technologie SAW présente cependant certaines limitations, et une technologie en film mince exploitant cette fois des ondes acoustiques de volume (BAW) s'est développée depuis une vingtaine d'années et est aujourd'hui présente sur le marché. Nous verrons donc les développements de cette nouvelle technologie ainsi que ses limitations et ses défis.

### 1.1 Histoire de la téléphonie cellulaire et présentation de la fonction de filtrage RF

#### 1.1.1 Un siècle d'histoire des télécommunications mobiles : vers des systèmes multi-bandes plus légers, plus compacts, plus autonomes

**Le premier "Ti-Ti-Ti" à l'aube du 20ème siècle : La TSF et les premières communications sans-fil**

**Si vous pensez que Graham Bell est l'inventeur du téléphone... nous avons des petites nouvelles pour vous !**

Après avoir creusé le sol sur une profondeur de 100 mètres, des scientifiques britanniques ont trouvé des traces de fils de cuivre âgés de plus de 1000 ans et en sont arrivés à la conclusion que leurs ancêtres avaient un réseau téléphonique interurbain à cette époque.

Dans les semaines qui suivirent, les français, pour ne pas être en reste, ont creusé à plus de 200 mètres de profondeur le sous-sol de la mère patrie pour découvrir des traces de fibres optiques vieilles de 2000 ans, confirmant ainsi que leurs ancêtres gaulois possédaient déjà un réseau de communication numérique très avancé 1000 ans avant les britanniques.

Une semaine plus tard, la presse Québécoise publiait un rapport mentionnant que des scientifiques avaient creusé le sol du Québec à une profondeur de 500 mètres et n'avaient absolument rien trouvé. Cette grande non-découverte scientifique confirme que 3000 ans avant Jésus Christ, tous les ancêtres amérindiens des Québécois avaient déjà un téléphone cellulaire.

Cette petite histoire simplement pour rappeler que les inventions sont généralement le fruit des travaux de plusieurs personnes, et qu'il est souvent difficile d'en déterminer précisément la paternité. Le but de cette petite partie n'est pas d'entrer dans cette "polémique", mais de présenter au lecteur les grandes dates qui ont jalonné l'histoire des communications sans-fil, histoire qui a abouti ces dernières années au formidable développement de la téléphonie cellulaire.

Les découvertes fondamentales sur la génération, la propagation et la détection des ondes électromagnétiques ont été faites au XIX<sup>ième</sup> siècle, mais ce n'est qu'à l'aube du XX<sup>ième</sup> siècle que l'on va réussir à "dompter" ces ondes et les utiliser pour communiquer à distance. Un jeune Italien, Guglielmo Marconi se passionne véritablement pour ce domaine, et marque l'histoire en réalisant une transmission radio en morse sur une distance de 2.5 km en 1895. Marconi devient le premier véritable radioamateur de l'histoire et réalise de nombreux dispositifs dans le but d'améliorer la distance et la qualité des communications. Le 28 mars 1899, il réussit la première liaison transmanche entre Wimereux et Douvres, et le 12 décembre 1901, Marconi reçoit à Terre Neuve le 'Ti-Ti-Ti' (Lettre S en alphabet Morse) envoyé depuis Poldhu en Cornouaille : C'est la première liaison transatlantique, réalisée sur une distance de 3400 km, l'antenne utilisée était un fil de 150 mètres et la puissance de l'émetteur de 15 kW !! [1] (un téléphone mobile actuel n'émet pas plus de 2W ...). Marconi obtiendra le prix Nobel en 1909 pour l'ensemble de ses travaux.

Suite à ses essais couronnés de succès, Marconi entreprend d'installer plusieurs émetteurs et récepteurs radio pour la télégraphie aux Etats-Unis, la télégraphie sans-fil (TSF) venant ainsi concurrencer le réseau filaire de l'époque. Dans un même temps, on voit apparaître de plus en plus de personnes qui se passionnent pour cette nouvelle technologie, et entreprennent de fabriquer eux-même des émetteurs, récepteurs et antennes. Ils essaient entre-eux des communications sans-fil, chaque communication étant confirmée par retour d'une carte dite QSL (i.e. accusé de réception). Ces personnes, qui étudieront les communications radio sur de longues distances, sur de nouvelles bandes de fréquence et avec des puissances de plus en plus faibles apporteront énormément d'informations pour le développement des technologies de communication sans-fil ; il s'agit des radioamateurs.

Mais, tandis que Marconi développe la TSF, le canadien Reginald Fessenden, qui travaillait à l'époque avec Thomas Edison, a le projet de transmettre de la voix et même de la musique par les ondes radio. A l'époque son projet est reçu avec beaucoup de scepticisme, car nombre de ses contemporains sont convaincus que cela n'est pas possible. Pourtant, en 1906 après plusieurs années consacrées à perfectionner ses travaux, il fut en mesure de montrer le vrai potentiel de la radiodiffusion. La veille de Noël, il diffusa la première émission à partir de Boston. Des opérateurs de télégraphies installés à bord de vaisseaux navigant sur l'Atlantique l'entendirent avec émerveillement faire jouer "Sainte Nuit" au violon, lire des passages de la Bible et leur souhaiter à tous un joyeux Noël [2].

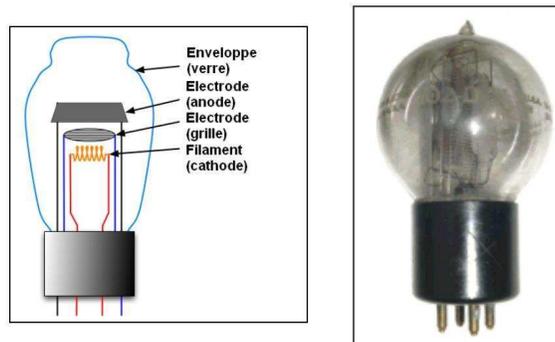


Fig. 1.1: Schéma et photographie de l'audion, l'ancêtre du transistor (Lee De Forest 1906)

En 1906, Lee De Forest reprend la diode mise au point par John Flemming en 1904 et y

ajoute une troisième électrode, la grille : c'est l'invention de "l'audion" qu'on appellera par la suite "triode" ou "lampe" [3], dont le schéma de principe et une photographie sont représentés sur le figure 1.1. Ce composant, ancêtre du transistor, sera très largement utilisé comme amplificateur dans les systèmes de communication sans fil.

En avril 1908, avec son épouse comme assistante, Lee de Forest, ayant emprunté un microphone à Eugène Ducretet, diffuse pendant plusieurs soirées des émissions parlées ... et même musicales en plaçant le microphone devant le pavillon d'un phonographe, ce sont les balbutiements de la radiodiffusion. Ces premiers essais sont très prometteurs, mais il faudra attendre l'après-guerre pour que la radiodiffusion puisse prendre réellement son envol.

En parallèle, la TSF se développe très rapidement, et révèle son utilité notamment à l'occasion de plusieurs catastrophes maritimes, parmi lesquelles le naufrage du Titanic en 1912. Cet événement décidera les autorités à mettre en place une réglementation très stricte, imposant la présence d'un poste de TSF et d'un opérateur expérimenté à bord des navires. De plus, à l'époque, plusieurs signaux d'urgences sont utilisés par les différentes compagnies (CQD par exemple par la compagnie Marconi), les autorités décident donc d'instituer un signal d'urgence universel, qui sera simple à décoder, ce sera SOS (... — ... en morse).

Pendant la première guerre mondiale, la TSF (400 opérateurs sont formés par semaine pour la US Navy) ainsi que la radiophonie sont largement utilisées et connaissent un très fort développement.

Au début des années 30, on assiste à l'essor des émissions de radiodiffusion et à l'apparition de la télévision. Par contre, les systèmes de communication sans-fil restent "réservés" aux services de police, ambulance ou pompier, et il faudra encore attendre quelques années pour voir apparaître le premier réseau de communication sans-fil ouvert au publique.

### 1946 : Le premier réseau de téléphonie mobile et des systèmes rapidement saturés

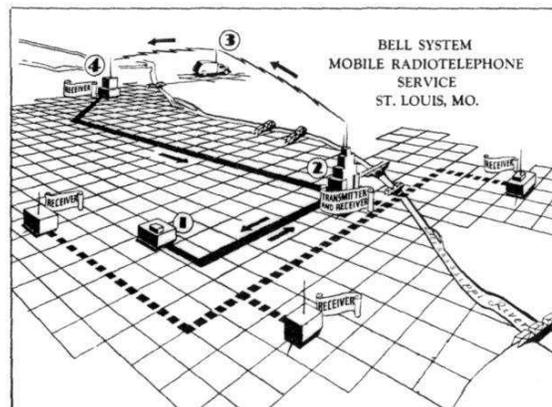


Fig. 1.2: Premier réseau de téléphonie mobile (1946) monté à Saint Louis par Bell Labs

En 1946, les laboratoires Bell lancent le premier réseau de téléphonie mobile à Saint Louis [2] : ce système de communication, représenté sur la figure 1.2 fonctionne encore en "push-to-talk" comme un talkie-walkie, en d'autres termes on ne peut pas parler et écouter simultanément.

En 1959, on voit apparaître d'autres systèmes de communication radio, mais ayant une

capacité très limitée (300 utilisateurs max. répartis sur 3 stations sur la bande VHF 160 MHz), et les connexions sont effectuées manuellement par un opérateur.

Ces systèmes sont très rapidement surchargés (au bout de 6 mois) et les utilisateurs doivent attendre longuement avant de pouvoir trouver un canal libre pour passer une communication. Le recours à un plus grand nombre de canaux permet d'augmenter la capacité des réseaux, mais ces derniers sont à chaque fois très rapidement saturés et le système présente alors des limites qui paraissent infranchissables :

- Les canaux étant de plus en plus rapprochés, les problèmes d'interférences inter-canaux deviennent très difficile à surmonter
- Le réseau ne permet pas une grande mobilité à ses utilisateurs (les zones couvertes par le réseau sont limitées, et totalement isolées les unes des autres)
- Les standards adoptés sont différents pour chaque pays, ce qui interdit toute mobilité internationale

Dès lors, il est clair qu'un nouveau concept doit être introduit pour permettre la pénétration de la téléphonie mobile dans un marché de masse.

### **Emergence et explosion d'un nouveau système de communication mobile : La téléphonie cellulaire 1G, 2G puis 3G**

La solution viendra d'une idée inventée par les laboratoires Bell après la seconde guerre mondiale [4, 5] : découper l'espace de communication en cellules élémentaires, chacune de ces cellules étant équipée d'une station de base qui assure la liaison radio avec les téléphones mobiles. Les stations de bases sont reliées entre elles en réseau, assurant la continuité de la communication lorsque l'utilisateur passe d'une cellule à une autre. La bande de fréquence utilisée est découpée en canaux, chaque canal étant attribué à un utilisateur, et deux canaux identiques pouvant être utilisés par deux utilisateurs différents au sein de deux cellules différentes. C'est le réseau de téléphonie cellulaire.

Si l'idée n'est pas nouvelle, il aura fallu attendre les années 80 pour que les technologies permettent la réalisation de tels réseaux.

La première génération (1G) de réseau cellulaire est encore analogique, et au début, les téléphones sont très encombrants et onéreux si bien que certains pensent qu'ils ne seront embarqués que dans les véhicules d'urgence comme la police, les ambulances ou les pompiers. Mais les avancées technologiques sont très rapides et par exemple, comme l'illustre la figure 1.3, Nokia passe en 5 ans d'un téléphone de 10 kg à un appareil portatif pesant moins de 1 kg, et même si le Mobira Cityman est commercialisé à 25 000 francs à l'époque, il remporte déjà un franc succès.

Dès lors, comme le montre la courbe 1.4, la course vers l'intégration (réduction de la taille et du poids, augmentation des débits et de l'autonomie) ne cessera de s'accélérer et s'accompagnera systématiquement d'une explosion du nombre d'utilisateurs [4].

Afin d'accueillir davantage d'utilisateurs, la taille des cellules a été réduite, mais bientôt les problèmes d'interférences deviennent quasiment impossible à résoudre. De plus, le signal étant analogique, il est très aisé de réaliser des récepteurs "pirates" ce qui pose rapidement des problèmes de confidentialité. Enfin, les différents standards adoptés en Europe (TACS au Royaume Unis, NMT en Scandinavie, C450 en Allemagne, Radiocom 2000 en France ...) sont incompatibles et interdisent donc la mobilité internationale des utilisateurs.

Ainsi, la conférence européenne des postes et télécommunications établit un comité, connu sous le nom de Groupe Spéciale Mobile (GSM) et définit un nouveau standard sur la base des spécifications suivantes :



Fig. 1.3: Evolution de la taille et du poids des premiers téléphones portables (source Nokia)

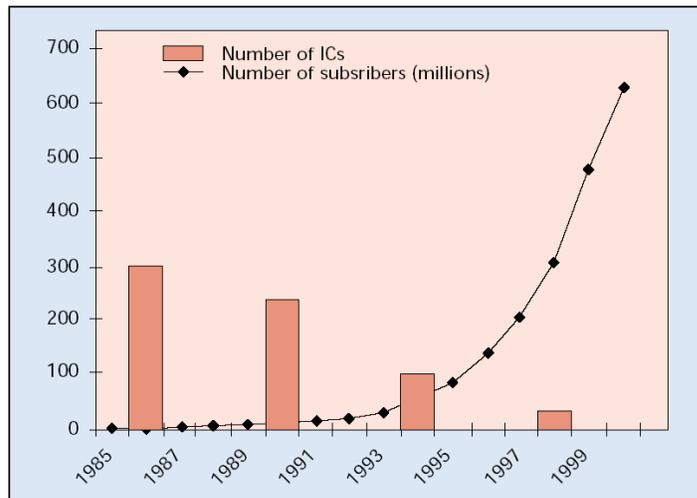


Fig. 1.4: Evolution du nombre d'utilisateurs et du nombre de circuits intégrés dans les téléphones portables [4]

- Permettre à tout citoyen Européen de pouvoir utiliser son téléphone mobile sur tout le territoire Européen
- Utiliser de façon efficace la nouvelle bande attribuée afin d'augmenter la capacité du réseau existant
- Le système doit pouvoir cohabiter avec les systèmes cellulaires analogiques existants
- Les téléphones devront converger vers des systèmes de plus en plus légers et donc portables
- La qualité de la communication devra être bonne
- Les communications devront pouvoir être facilement codées de façon à en assurer la confidentialité
- Le service devra être en mesure de proposer le plus rapidement possible les mêmes services que ceux du réseau filaire (comme la transmission de données par exemple)

Le premier standard de deuxième génération (2G) est le GSM (Global System for Mobile Communications, initialement appelé Groupe Spécial Mobile). Il est lancé en 1991, il :

- Est numérique
- Utilise une méthode de multiplexage TDMA (Time Division Multiple Access : le signal est compressé et envoyé dans des intervalles de temps bien précis, "les slots") [6], ainsi, un même canal de 200 kHz peut porter jusqu'à 8 conversations téléphoniques
- Possède un débit de 13 kbits/s
- Est encodé : cet encodage assure la confidentialité des communications et permet de surmonter les problèmes d'interférence inter-canaux

En France, le GSM utilise une bande de 25 MHz autour de 900 MHz, mais certains opérateurs lancent bientôt un standard à 1800 MHz (DCS-1800) avec une largeur de bande de 75 MHz (augmentant ainsi le nombre de canaux). Aux Etats-Unis, le standard GSM est aussi adopté, fonctionnant dans une bande de fréquence située autour de 1900 MHz (PCS-1900) ...

Comme le montre la courbe 1.4, le nombre d'utilisateurs s'accroît considérablement au milieu des années 90. Le coût d'un téléphone mobile est passé de 4000 euros environ (pour le Dynatac 8000 de Motorola) à moins de 100 euros. Par conséquent, cette technologie n'est plus simplement complémentaire du réseau filaire, mais entre véritablement en concurrence avec lui. Dès lors, les standards 2G évoluent vers des débits plus élevés afin de permettre à l'utilisateur d'échanger des données (messages, images ...). Cette évolution se fait avec l'introduction du GPRS (General Packet Radio Service) puis de l'EDGE (Enhanced Data Rate for GSM Evolution). Ces standards sont souvent définis respectivement comme standards 2.5G et 2.75G car, s'ils utilisent les fréquences de fonctionnement des systèmes 2G (ce qui évite à l'opérateur de modifier intégralement l'infrastructure de son réseau), le mode de transmission par paquets qui est adopté est différent de celui du GSM. De plus, tandis que le GSM et le GPRS utilisaient une modulation de type GMSK (Gaussian Minimum Shift Keying), EDGE utilise une modulation 8-PSK (Phase Shift Keying) permettant d'atteindre des débits de 284 kbits/s.

Enfin, pour pouvoir concurrencer le haut-débit des réseaux filaires, la téléphonie de troisième génération (3G ou UMTS) a été introduite [7]. Il s'agit d'un véritable saut technologique, puisque les fréquences de fonctionnement sont différentes (1900 MHz à 2200 MHz), les canaux sont beaucoup plus larges (5 MHz soit 25 fois plus que le GSM), et le multiplexage TDMA (Time-Division Multiple Access) est remplacé par le CDMA (Code Division Multiple Access : ce multiplexage de l'information est réalisé grâce à un codage des informations numérisées et avait déjà été introduit dans les standards 2G aux Etats-Unis) [6]. De plus, l'UMTS généralise un fonctionnement en full-duplex (à tout moment le téléphone peut émettre et recevoir simultanément sur des fréquences distinctes), ce qui, comme on va le voir, va modifier significativement les besoins en filtrage RF au niveau du téléphone.

### 1.1.2 Le filtre RF dans un téléphone mobile : à quoi ça sert ?

Comme on vient de le voir, le XX<sup>ième</sup> siècle a connu un formidable développement des communications sans-fil, et donc une occupation croissante du réseau hertzien. Aujourd'hui, rares sont les bandes de fréquence non-utilisées, et leur accès est réglementé par des licences qui peuvent coûter extrêmement cher comme l'a montré l'histoire de l'UMTS. Dans ce trafic surchargé, il faut être capable d'isoler l'information utile à la réception, et de s'assurer qu'on ne perturbe pas les autres utilisateurs à l'émission. Ce sont là les deux fonctions principales des filtres RF utilisés dans le téléphone mobile. Voyons donc plus en détail comment fonctionnent une chaîne d'émission ainsi qu'une chaîne de réception radio.

#### Présentation simplifiée d'un système de réception et d'émission radio

Il existe de nombreuses architectures d'émetteur-récepteur radiofréquence (RF), mais le principe de base reste le même : le rôle de l'émetteur est de traduire le signal à émettre des basses fréquences (la bande de base) vers les radiofréquences, tandis que le récepteur réalise l'opération inverse.

Ces opérations se font grâce à un signal RF de référence appelé porteuse, dont on vient moduler l'une des caractéristiques (amplitude, fréquence ou phase) à l'aide du signal à émettre. Le signal à émettre est ainsi porté par cette référence, et peut être récupéré par le récepteur en utilisant cette même référence.

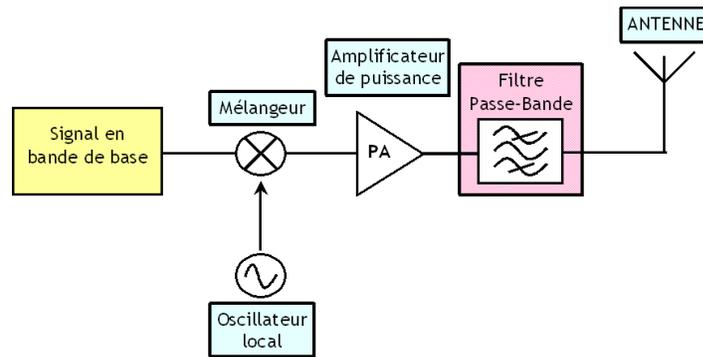


Fig. 1.5: Schéma bloc simplifié d'un émetteur radiofréquence (RF)

Comme le schématise la figure 1.5, l'émetteur RF utilise une fonction électronique de **mélangeur** pour réaliser une multiplication du signal à émettre (en basse fréquence, appelée bande de base) par la porteuse synthétisée à l'aide d'un **oscillateur local**. Le signal RF obtenu par cette opération a un spectre fréquentiel centré sur la fréquence de l'oscillateur local (la fréquence porteuse). Ce signal est ensuite amplifié grâce à un **amplificateur de puissance**, puis envoyé dans l'**antenne** après avoir été filtré par le **filtre passe-bande**.

A priori, l'intérêt d'utiliser un filtre passe-bande entre l'amplificateur de puissance et l'antenne ne paraît pas évident, en effet on ne voit pas bien quel signal serait à filtrer (i.e. à rejeter) à ce niveau. En fait, il faut préciser que certaines des fonctions qui viennent d'être présentées et en particulier celles de mélangeur et d'amplificateur sont réalisées à partir de circuits actifs et donc de transistors. Or le transistor a un comportement intrinsèquement non linéaire, et cette

caractéristique se retrouve au niveau du mélangeur et de l'amplificateur. Ces non-linéarités entraînent alors une distorsion du signal et surtout la génération de signaux parasites à d'autres fréquences que la fréquence d'émission. La législation réglemente très strictement les niveaux de ces signaux ainsi émis, de façon à ne pas parasiter les autres communications sans-fils ; le filtre RF passe-bande utilisé à l'émission a donc pour fonction d'assurer cette spécification.

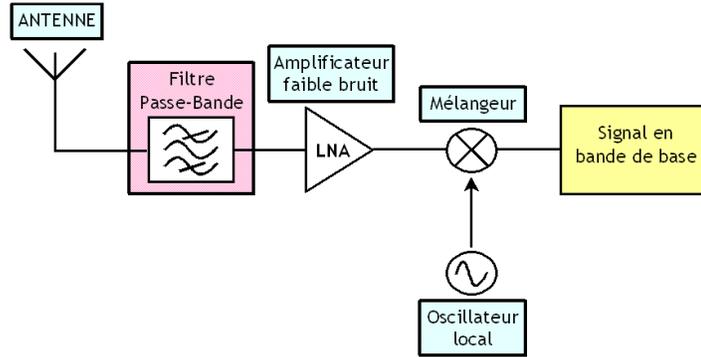


Fig. 1.6: Schéma bloc simplifié d'un récepteur radiofréquence (RF)

La figure 1.6 présente cette fois le schéma simplifié du récepteur. L'objectif de ce dernier est d'extraire le signal utile du signal RF reçu. Cette opération s'effectue à nouveau à l'aide d'un mélangeur et d'un oscillateur local capable de synthétiser la même fréquence porteuse que celle utilisée à l'émission.

L'antenne est un composant passif qui permet de détecter des ondes électromagnétiques dans une certaine bande de fréquence. Ainsi, on reçoit au niveau de l'antenne le signal RF que l'on souhaite détecter ainsi qu'une multitude de signaux parasites provenant d'autres communications. Le problème des non-linéarités se pose à nouveau, car cette fois, on ne risque plus de parasiter d'autres communications, mais plutôt d'en être victime. En effet, on peut montrer que ces non-linéarités génèrent des phénomènes d'intermodulation, et un signal qui se trouve à une fréquence différente de la fréquence de réception peut être transposé en bande de base avec le signal utile. Si ce signal parasite n'a pas été suffisamment atténué il peut ainsi recouvrir totalement le signal utile et empêcher la réception. Ainsi il est absolument indispensable de filtrer le signal derrière l'antenne autour de la bande de réception.

Ainsi, à l'émission, le filtre RF a pour fonction essentielle d'éviter l'émission de tout parasite qui pourrait perturber les autres communications sans fil, tandis qu'à la réception un deuxième filtre est nécessaire pour assurer la détection du signal utile et pour se protéger des parasites. Mais que ce passe-t-il lorsqu'un système émet et reçoit simultanément ?

### Le cas particulier des systèmes full-duplex

Comme nous l'avons présenté précédemment, les standards de communication cellulaire convergent de plus en plus vers des modes de fonctionnement dits full-duplex. En d'autres termes, le téléphone doit pouvoir émettre et recevoir simultanément.

La figure 1.7 présente ce que devient alors la fonction de filtrage RF dans un tel système. Comme le montre cette figure, les filtres utilisés précédemment dans la chaîne d'émission et dans

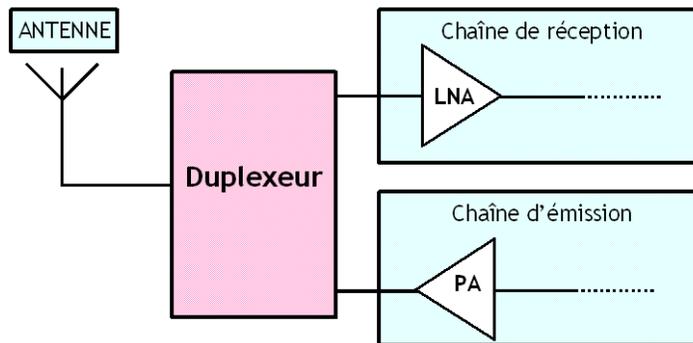


Fig. 1.7: Le duplexeur : la fonction de filtrage RF pour les systèmes full-duplex

la chaîne de réception sont remplacés par un composant unique appelé duplexeur.

En principe ce composant n'est qu'un simple assemblage des deux filtres élémentaires précédemment utilisés, mais en fait, les spécifications particulièrement drastiques associées à ces systèmes font du duplexeur un composant à part entière. En particulier, les chaînes d'émission et de réception sont maintenant connectées directement et en permanence via l'antenne, et donc le duplexeur doit assurer une très forte isolation entre la chaîne d'émission et la chaîne de réception.

Cette courte présentation de la fonction de filtrage RF dans les systèmes de communication sans fils permet de mieux comprendre les demandes associées au marché de la téléphonie mobile. En effet, on a vu que de nombreux standards sont apparus ces dernières années, et donc de nombreux filtres sont à intégrer au niveau du téléphone de façon à assurer sa compatibilité avec ces différents standards (téléphones multi-bandes). De plus, les standards 3G généralisent un fonctionnement full-duplex d'où une demande croissante pour une nouvelle fonction de filtrage : le duplexeur. Voyons à présent quelles sont les technologies utilisées pour réaliser ces fonctions.

## 1.2 SAW et BAW deux technologies pour le filtrage RF en téléphonie mobile

Nous avons montré précédemment que le développement de la téléphonie cellulaire s'est accompagné d'une réduction de la taille des composants utilisés, et naturellement les filtres RF n'ont pas échappé à cette tendance.

Les filtres diélectriques, utilisant des résonances électromagnétiques ont été utilisés dans un premier temps pour réaliser les fonctions de filtrage RF. Ces composants étaient très robustes et peu onéreux, mais malheureusement, leur encombrement était un défaut majeur pour l'intégration en téléphonie mobile. Ainsi, de façon tout à fait naturelle, ces fonctions ont été confiées à des composants acoustiques. En effet, les ondes acoustiques se propagent à des vitesses de l'ordre de  $10^5$  fois moins importantes que les ondes électromagnétiques, ce qui permet une réduction de taille majeure des composants.

La technologie des filtres à onde acoustique de surface (SAW : Surface Acoustic Wave) fut la première utilisée pour cette application, et a littéralement explosé sous l'impulsion du marché de la téléphonie mobile. Mais comme on va le voir, cette technologie présente certaines limitations, notamment lorsque la puissance du signal est élevée. Et, même si des solutions sont imaginées

par les concepteurs de SAW, ces composants ne sont pas compatibles avec les technologies de fabrication de la microélectronique, interdisant donc l'intégration sur silicium, et la réalisation à terme de toutes les fonctions du téléphone sur une seule puce.

Ainsi, on a vu émerger depuis une vingtaine d'année une nouvelle technologie, exploitant des ondes acoustiques de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) cette fois, et que nous présenterons dans une seconde partie.

### 1.2.1 L'âge d'or des filtres à onde acoustique de surface (SAW)

#### Emergence d'une nouvelle technologie pour le filtrage : les SAW de 1965 à 1985

Les filtres SAW ne sont pas les premiers composants acoustiques à avoir été mis au service de l'électronique. En effet, les résonateurs à quartz furent longtemps utilisés en particulier pour réaliser des fonctions de filtrage. Mais devant les limitations en fréquence insurmontables de ces résonateurs, les SAW allaient bientôt être la solution technologique pour le filtrage haute fréquence.

Les ondes acoustiques de surface n'ont été mises à profit pour l'électronique que depuis une quarantaine d'année, mais elles étaient connues depuis plus d'un siècle.

Les premières études qui ont été faites sur ce type d'ondes n'ont en fait rien à voir avec l'électronique, puisqu'on les doit au physicien Lord Rayleigh. Ce dernier essayait de comprendre pourquoi, lors d'un séisme, on observait toujours une première secousse suivie quelques temps après d'une seconde secousse d'amplitude parfois plus importante que la première. En 1885 [8], Lord Rayleigh démontre que, dans un milieu semi-infini, une onde acoustique peut se propager au voisinage de la surface libre. Cette onde est quasiment confinée à la surface et a la propriété de se propager moins vite que les ondes de volume, arrivant ainsi après ces dernières et provoquant cette deuxième secousse observée lors des séismes. D'autres physiciens s'intéressèrent à ces études, parmi lesquels Lamb, Love et Stoneley qui laisseront leurs noms à d'autres modes de propagation acoustique.

Les ondes de surface sont ensuite utilisées, comme les ondes de volume pour le contrôle non-destructif (par exemple pour détecter la présence de fissures ou de défauts). Par contre, si les ondes de volume ont été rapidement mises à contribution pour l'électronique, il faudra en revanche attendre 1965 pour voir le premier dispositif électronique à onde de surface.

En 1963, Mortley [9] et Rowen [10] déposent chacun de leur côté un brevet dans lequel ils suggèrent une nouvelle technique permettant la génération d'ondes acoustiques de surface sur des substrats piézoélectriques. White et Voltmer démontrent expérimentalement ce principe en 1965 [11], en réalisant la structure dite de peignes interdigités comme représentée sur la figure 1.8. Ces peignes interdigités sont les transducteurs qui permettent, grâce à un signal électrique alternatif de générer une onde acoustique de surface sur un substrat piézoélectrique.

En 1969, Tancrell et al. [12], utilisant la résonance de ces modes acoustiques, réalisent un filtre électronique à onde de surface sur un substrat de niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ), ayant une fréquence centrale de 60 MHz et une bande passante de 20 MHz.

Ces premiers dispositifs ont pu être réalisés grâce à la convergence de plusieurs technologies.

- En effet, à l'époque, on est capable de réaliser des substrats piézoélectriques ayant des états de surface très lisses, ce qui permet la propagation de ces ondes acoustiques avec une atténuation très faible. (1 dB/ $\mu\text{s}$  à 1 GHz pour un substrat de type Y-Z  $\text{LiNbO}_3$  [13]). Ainsi, le quartz et le niobate de lithium seront utilisés dès le début, puis plus tardivement l'oxyde de zinc ( $\text{ZnO}$ ) [14], pour la réalisation de filtres TV et le tetraborate de lithium ( $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ) qui sera introduit par Whatmore en 1981 [15].

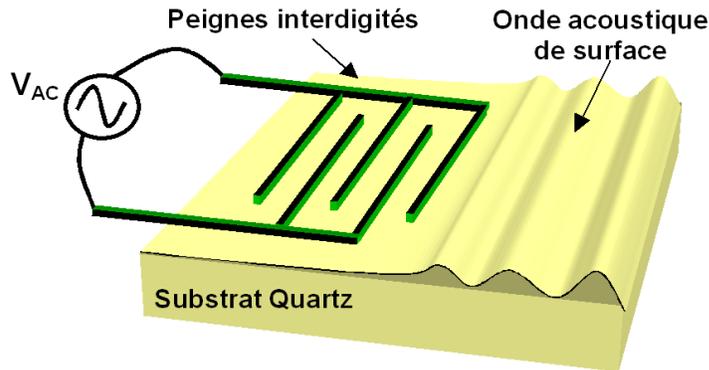


Fig. 1.8: Schéma du dispositif à onde acoustique de surface de White et Voltmer (1965) [11]

- D'autre part, les techniques de photolithographie développées pour la réalisation de circuits intégrés permettent la définition des peignes interdigités avec une très grande précision. En effet, la fréquence de fonctionnement d'un filtre à onde acoustique de surface (SAW) est inversement proportionnelle à la distance entre les peignes (Pour donner un ordre de grandeur, on peut considérer qu'une distance inter-électrode de  $1 \mu\text{m}$  donne une fréquence de fonctionnement de  $1 \text{ GHz}$  [13]).

La technologie à onde acoustique de surface offre ainsi une solution pour la réalisation de résonateurs et filtres dans une bande de fréquence (typiquement comprise entre  $100 \text{ MHz}$  et  $2.5 \text{ GHz}$ ) inaccessible avec les résonateurs à quartz. Ces dispositifs sont particulièrement attractifs, car il "suffit" de modifier le dessin des transducteurs pour changer le comportement électrique du composant, sans changer significativement la technologie de fabrication : au premier ordre, la fréquence centrale du filtre est inversement proportionnelle à la distance entre les peignes, et la bande passante dépend du nombre de peignes utilisés.

De 1970 à 1985, ces composants ont connu un développement très important dans le cadre de deux applications principales [13, 16] :

- Les radars : on réalise des composants à onde acoustique de surface permettant de "compresser" l'impulsion reçue par le radar afin d'en améliorer la précision
- La télévision : les composants SAW sont largement utilisés comme filtres pour fréquence intermédiaire

Durant cette période deux types de filtres SAW sont développés. Les premiers filtres fonctionnent grâce à un couplage acoustique entre l'entrée et la sortie. Un transducteur comme celui qui a été présenté sur la figure 1.8 permet d'exciter une onde acoustique en entrée, et un deuxième transducteur permet de détecter cette onde acoustique en sortie.

Mais rapidement, profitant des développements faits à l'époque pour les résonateurs à quartz, les concepteurs de SAW réalisent un nouveau type de filtre, les IEF (Impedance Element Filters). Ces derniers utilisent des résonateurs SAW élémentaires connectés électriquement entre eux selon deux topologies principales représentées sur la figure 1.9. L'association de résonateurs SAW utilisant une topologie de filtre en échelle fut utilisée pour la première fois en 1985 par Lewis et West [17], et , afin d'améliorer les niveaux de réjection hors bande du filtre, Heighway et al. utilisent en 1994 une topologie différentielle de filtre en treillis [18].

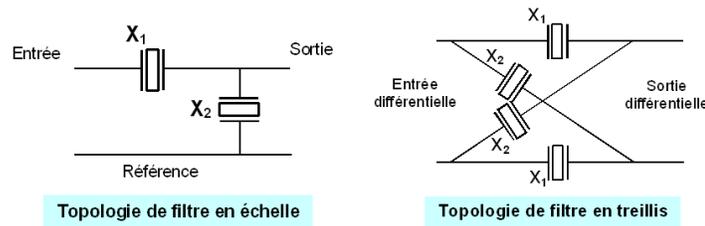


Fig. 1.9: Architectures de filtres réalisées à partir de résonateurs SAW

### La téléphonie mobile : Un marché en plein essor pour les SAW depuis 1985

Comme on l'a vu au paragraphe 1.1.1, la téléphonie cellulaire a démarré au milieu des années 80. On a montré que des filtres et duplexeurs RF sont nécessaires pour filtrer les signaux émis et reçus par un téléphone portable. Les filtres à onde acoustique de surface offrant des dimensions plus petites que les filtres diélectriques, ont tout naturellement trouvé leur place dans ce nouveau marché en plein essor.

Nous ne retracerons pas ici toutes les évolutions et améliorations apportées à la technologie SAW depuis 1985, mais nous souhaiterions donner au lecteur une image de l'état de l'art de cette technologie pour l'application de filtrage RF en téléphonie mobile. En particulier, nous mettrons en avant les limitations de cette technologie et les solutions qui y sont proposées.

Dans un téléphone mobile, le filtre RF est placé devant l'antenne à l'émission et derrière l'antenne à la réception, ainsi, les pertes introduites par ce filtre détériorent la sensibilité (i.e. le rapport signal sur bruit) de la chaîne de réception et impliquent une augmentation de consommation (pour compenser ces pertes) en émission. De nombreux travaux ont donc été effectués afin de réduire les pertes d'insertion des filtres SAW, et rapidement la "barre" des -3dB a été franchie.

Cependant, les contraintes associées aux nouveaux standards de communication ont nécessité des développements importants de la part des fabricants de SAW, ces recherches se sont faites essentiellement suivant quatre axes :

#### La dérive en température du composant

On a vu précédemment que le standard américain PCS ainsi que les standards de troisième génération ont un mode de fonctionnement "full-duplex", c'est-à-dire que le téléphone mobile émet et reçoit simultanément sur deux bandes de fréquences distinctes mais très proches l'une de l'autre (1850-1910 MHz en émission et 1930-1990 MHz en réception pour le PCS par exemple). Ce mode de fonctionnement requiert un composant particulier appelé duplexeur que nous avons présenté au paragraphe 1.1.2. Ce composant doit assurer une très bonne isolation entre la chaîne d'émission et la chaîne de réception. Or, puisque l'écart entre les bandes d'émission et de réception est très étroit, il est nécessaire d'assurer une très bonne stabilité en température des filtres.

Typiquement, pour le standard PCS des coefficients de dérive en température (TCF : Temperature Coefficient of Frequency) compris entre -40 et -45 ppm/°C induisent une dérive de la fréquence entre -35°C et 80°C comprise entre 9 et 10 MHz, ce qui réduit la tolérance pour la fabrication des filtres à 10-11 MHz (soit 0.5 pour cent de la fréquence centrale). La dérive en

température du composant impose alors une contrainte extrêmement forte sur le procédé de fabrication. Pour donner un ordre de grandeur, sur un substrat de  $\text{LiTaO}_3$  une variation de 1 pour cent de l'épaisseur de la métallisation entraîne une variation relative de la fréquence de résonance de 0.1 pour cent [19].

Plusieurs solutions ont donc été imaginées pour compenser ces effets. Récemment, Murata a proposé une coupe particulière ( $36^\circ$  Y-X) d'un substrat de  $\text{LiTaO}_3$  [20] qui a permis de réaliser un duplexeur pour le standard PCS de  $5 * 5 * 1.7 \text{ mm}^3$  présentant un TCF de l'ordre de 10 ppm/ $^\circ\text{C}$ , et ayant des pertes d'insertion de 2.6 dB en émission et 3.5 dB en réception. Ensuite, Fujitsu [21] a eu recours au report d'une couche de  $\text{LiTaO}_3$  sur un substrat saphir qui présente un coefficient de dilatation en température très faible et un module d'Young très élevé. Enfin, Matsushita [22] et EPCOS [23] ont utilisé une couche de  $\text{SiO}_2$  déposée sur le filtre. En effet, le comportement en température de l'oxyde de silicium (évolution de l'élasticité) s'oppose à celui du substrat piézoélectrique et permet donc de compenser sa dérive en température.

### La tenue en puissance

Les fréquences adressées par les nouveaux standards de communication sont de plus en plus élevées, et donc la distance entre les peignes des filtres SAW est de plus en plus faible. Cette réduction de taille implique une augmentation de la densité de puissance, qui peut alors donner naissance à un phénomène d'acousto-migration des lignes d'aluminium qui peut aller jusqu'à la destruction du composant.

L'adjonction de cuivre a permis de limiter cet effet et est toujours utilisée à l'heure actuelle [23]. D'autre part, la diffusion de l'aluminium est souvent associée à la présence de joints de grains, par conséquent Murata propose une méthode d'épitaxie de la couche d'aluminium afin d'en améliorer la microstructure et diminuer ces effets [24].

### L'encapsulation

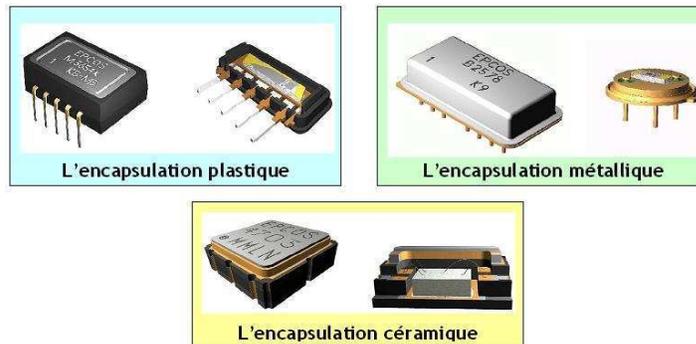


Fig. 1.10: 3 types d'encapsulation pour les composants à onde acoustique de surface (SAW) - source EPCOS [19]

Comme on l'a précisé précédemment, un filtre SAW utilise un type d'onde qui se propage en surface d'un substrat piézoélectrique. On comprend donc aisément que toute contamination à la surface du substrat entraînera une modification des propriétés électriques du composant, et il est donc nécessaire de développer une encapsulation particulière. On doit tout d'abord pratiquer une cavité au dessus du composant de manière à ne pas perturber la propagation de

l'onde acoustique. De plus, cette encapsulation doit être hermétique afin de protéger le filtre de l'humidité ou de toute contamination particulaire. Les matériaux utilisés pour cette encapsulation doivent présenter des coefficients de dilatation thermique proches de ceux du substrat. Et enfin, l'encapsulation doit assurer une bonne tenue mécanique de l'ensemble afin de protéger le composant des vibrations et des chocs.

Plusieurs types d'encapsulation ont été développés pour les composants de type SAW, comme l'illustre la figure 1.10, ils se divisent en trois familles en fonction du matériau utilisé : les encapsulations métalliques, céramiques ou plastiques. Quelque soit le type de matériau utilisé, le procédé d'encapsulation est générique : le boîtier comporte deux parties, une base et un capot. Tout d'abord le composant est collé sur la base, ensuite il est connecté électriquement au boîtier (par un procédé standard de la microélectronique dit de "wire bonding"), et enfin le capot est rapporté et collé pour refermer et assurer l'herméticité de l'ensemble.

L'encapsulation choisie dépend de l'application visée. Les boîtiers plastiques sont les moins chers mais ils sont aussi très encombrants, par conséquent, ils sont plutôt utilisés comme filtres de fréquence intermédiaire pour la télévision ou les récepteurs satellites. Les boîtiers céramiques sont en général les plus chers, mais par contre ils sont les plus compacts et présentent une très bonne stabilité en température, ils sont donc utilisés pour la téléphonie mobile. Enfin, les boîtiers métalliques présentent un prix moyen et sont préférés pour l'encapsulation des composants de grandes tailles en raison de leur très bonne tenue mécanique.

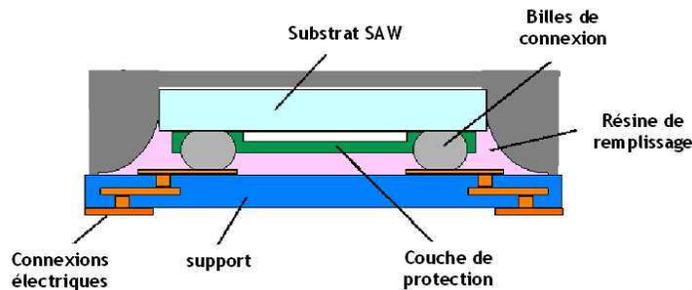


Fig. 1.11: Méthode d'encapsulation CSSP (propriété EPCOS) pour les SAW [19]

Pour la téléphonie mobile, ces dernières années, de nombreux travaux ont été effectués afin de réduire encore la taille de ces boîtiers. Par exemple, EPCOS a proposé d'utiliser la méthode de "flip-chip" empruntée aux procédés de la microélectronique, afin de remplacer l'étape de connectique par "wire bonding" qui était très encombrante. Grâce à cette méthode, EPCOS a mis au point un nouveau procédé d'encapsulation appelé CSSP (Chip Sized Saw Package)[19], schématisé sur la figure 1.11 lui permettant de réduire significativement la taille de ses boîtiers.

### L'intégration et la réduction de taille

Outre les avancées sur l'encapsulation qui viennent d'être présentées, les composants SAW apportent une autre solution à la réduction de taille du système en proposant d'intégrer plusieurs fonctions.

En effet, les filtres à onde acoustique de surface permettent dans certains cas d'effectuer une conversion de signaux référencés à la masse en signaux différentiels, intégrant ainsi une fonction de balun (Balanced-Unbalanced) habituellement réalisée par un composant dédié. De plus, il est possible de réaliser des filtres SAW ayant des impédances d'entrée et sortie différentes,

autorisant ainsi des adaptations d'impédance inter-étages. Ainsi, les composants SAW évoluent vers des structures plus compactes et intégrant davantage de fonctions ([25] : Filtrage, balun, adaptation d'impédance).

Cependant, même si des solutions sont aujourd'hui proposées, on a vu que les composants SAW présentent certaines limitations (dérive en température, tenue en puissance ...) qui pourraient devenir insurmontables pour les applications futures. De plus, il n'existe pas à l'heure actuelle de possibilité d'intégrer complètement un composant de type SAW sur silicium avec les circuits actifs. Pour ces raisons, on a vu émerger ces dernières années une nouvelle technologie que nous allons maintenant présenter.

## 1.2.2 Emergence des dispositifs à onde acoustique de volume (BAW) en films minces

### Le retour aux racines

Afin de dépasser les limitations des dispositifs SAW, une technologie de filtrage à ondes acoustiques de volume en films minces a été développée. Cette technologie est relativement récente, avec une histoire qui débute, comme on le verra, dans les années 80, mais elle trouve ses racines bien avant l'apparition des dispositifs électroniques à onde acoustique de surface.

En effet, le premier dispositif à onde acoustique de volume n'est autre que le résonateur à quartz, bien connu aujourd'hui, notamment pour son application comme base de temps dans les montres. Les dispositifs à quartz se sont fortement développés au début du XX<sup>ième</sup> siècle, dopés par l'apparition du multiplexage fréquentiel pour la téléphonie filaire [26], et venant en remplacement des filtres LC dont la bande passante était limitée par le coefficient de qualité des inductances.

Le professeur Walter Cady est le premier à proposer l'utilisation du résonateur à quartz comme élément de filtrage en 1922 [27]. Cependant les premières configurations de filtre proposées par Cady ne permettent de faire que des bandes extrêmement étroites et ont donc des applications limitées. En 1927, L. Espenschild de AT& T pose un brevet dans lequel il propose une association de résonateurs dans une topologie dite en échelle [28]. Comme on l'a vu, cette topologie sera reprise ensuite pour réaliser des filtres à partir de résonateurs SAW (figure 1.9). La même année, Hansell de RCA propose une architecture hybride en treillis, dans laquelle il associe plusieurs capacités à un résonateur de façon à en compenser la capacité statique, et améliorer ainsi la réjection du filtre [29]. Mais, l'architecture en treillis telle qu'on l'a présentée sur la figure 1.9 ne sera introduite par W.P. Mason qu'en 1929. L'ensemble de ces travaux sont repris par Mason dans un article de 1934 [30] et serviront de base pour les réalisations des 20 années suivantes.

Ensuite, de nombreuses études seront menées pour "jouer" sur les bandes passantes des filtres en ajoutant des éléments capacitifs et inductifs. On peut citer en exemple l'architecture représentée sur la figure 1.12, qui fut proposée par L. Storch en 1956 pour la réalisation de filtres à largeur de bande intermédiaire [31]. Pour une présentation plus détaillée des techniques de synthèse de filtres développées à l'époque, le lecteur pourra se reporter à l'ouvrage de R.G. Kinsman [32].

Au milieu des années 60, une structure de filtre monolithique comme schématisée sur la figure 1.13 est introduite. Le filtre est alors réalisé sur un seul substrat piézoélectrique et n'utilise plus un couplage électrique entre résonateurs mais un couplage acoustique [33].

Enfin, au début des années 70, Ballato et Lukaszek [34] expérimentent une nouvelle structure de filtre monolithique, schématisée sur la figure 1.14. Cette structure, appelée SCF (Stacked Crystal Filter) est réalisée par un assemblage de deux résonateurs. Le couplage entrée-sortie est encore une fois de nature acoustique.

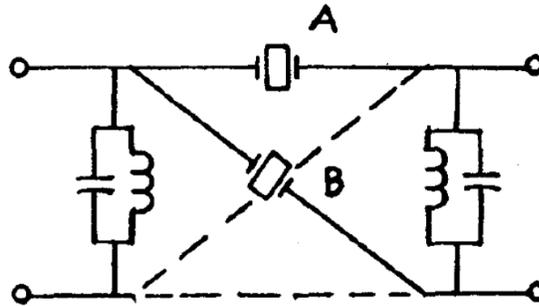


Fig. 1.12: Architecture de filtre avec bande passante de largeur intermédiaire proposée par Storch en 1956

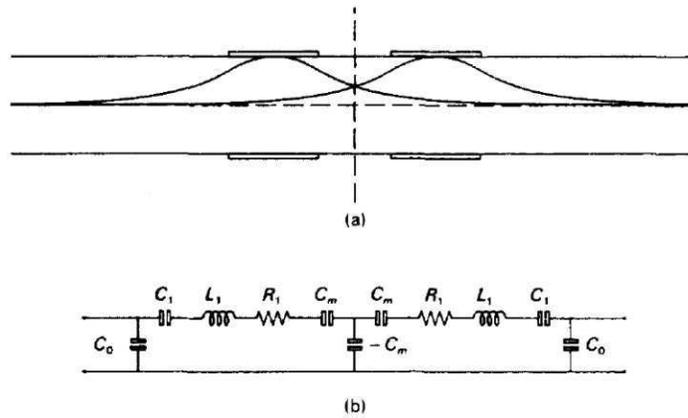


Fig. 1.13: Filtre monolithique : représentation schématique (a) et modélisation électrique (b). Extrait de Handbook of Quartz Crystal Devices [33]

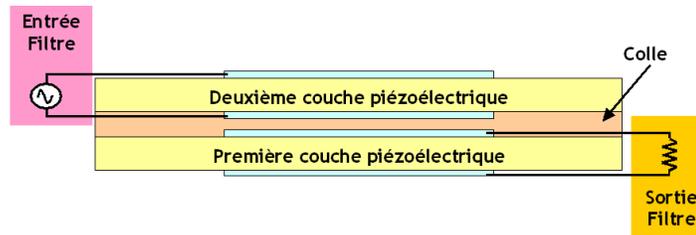


Fig. 1.14: Schéma de principe d'un filtre constitué de deux résonateurs superposés : Le SCF (Ballato et al. 1973) [34]

### Du cristal massif au film mince

Pour de nombreuses applications, on recherche des résonateurs ayant des fréquences de résonance de plus en plus élevées. Les résonateurs à quartz sont réalisés à partir de substrats monocristallins qui sont amincis afin d'obtenir la fréquence de résonance désirée : ces fréquences de résonance sont inversement proportionnelles à l'épaisseur de la couche piézoélectrique. Typiquement, pour un résonateur à 100 MHz, il fallait une épaisseur de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  [35], et pour un résonateur à 200 MHz, des procédés complexes d'usinage ionique doivent être développés pour obtenir l'épaisseur requise [36]. Ainsi, cette limitation en fréquence a poussé la communauté à se tourner vers les composants SAW comme nous l'avons présenté précédemment.

Mais en parallèle, des méthodes permettant de déposer les couches piézoélectriques en films minces sont développées, et en 1963 les laboratoires Bell [37] et Wetinghouse [38] démontrent l'utilisation d'une couche mince de sulfure de cadmium (CdS) pour la génération d'ondes acoustiques de volume.

Le CdS a été choisi car étudié à l'époque comme semi-conducteur, mais rapidement on se dirige vers un matériau ayant un couplage électromécanique plus élevé, l'oxyde de zinc (ZnO), déposé par pulvérisation [39]. Puis, d'autres matériaux sont ensuite examinés comme le nitrure d'aluminium (AlN).

Les couches ainsi déposées ne sont pas monocristallines. Cependant, elles peuvent présenter une structure polycristalline, et lorsqu'elles sont correctement orientées, elles peuvent être utilisées pour la génération d'ondes acoustiques de volume, ouvrant donc la voie à la réalisation de résonateurs BAW (Bulk Acoustic Wave) comme les résonateurs quartz, mais cette fois en films minces.

### 1980 : l'apparition du FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator), un BAW en film mince

En 1980, trois équipes ([40, 41, 42]) parviennent à réaliser les premiers dispositifs à onde acoustique de volume à l'aide de films minces de ZnO déposés par pulvérisation. Les trois équipes ont recours à un procédé d'usinage de volume (Bulk Micromachining) dans lequel l'intégralité du substrat est gravée sous le résonateur pour en assurer l'isolation acoustique. Le procédé utilisé par Lakin et al. [40] est illustré sur la figure 1.15

Le procédé de fabrication se décompose en 4 grandes étapes :

1. La première étape, d'implantation et de diffusion vise à réaliser une couche de silicium dopée  $p^+$  en surface du substrat. Cette couche servira d'arrêt à la gravure silicium. De plus, elle aura la fonction d'électrode inférieure et de membrane de support mécanique pour le résonateur
2. Dans un second temps une couche d'oxyde de silicium est déposée sur la face arrière du substrat. Elle est ensuite ouverte aux endroits où le substrat sera gravé par la suite
3. Le substrat silicium est gravé chimiquement par la face arrière. Cette gravure s'arrête (est sélective) sur la couche dopée  $p^+$
4. Enfin, la couche piézoélectrique de ZnO est déposée par pulvérisation et une électrode en aluminium est évaporée à la surface pour constituer l'électrode supérieure du résonateur

Le premier résonateur FBAR (Film Bulk Acoustic Resonator) est né, avec une couche piézoélectrique de ZnO d' 1  $\mu\text{m}$  et une membrane en silicium d'environ 6  $\mu\text{m}$ . La fréquence de résonance du mode fondamental est de 490 MHz et les coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance sont respectivement 3000 et 9300.

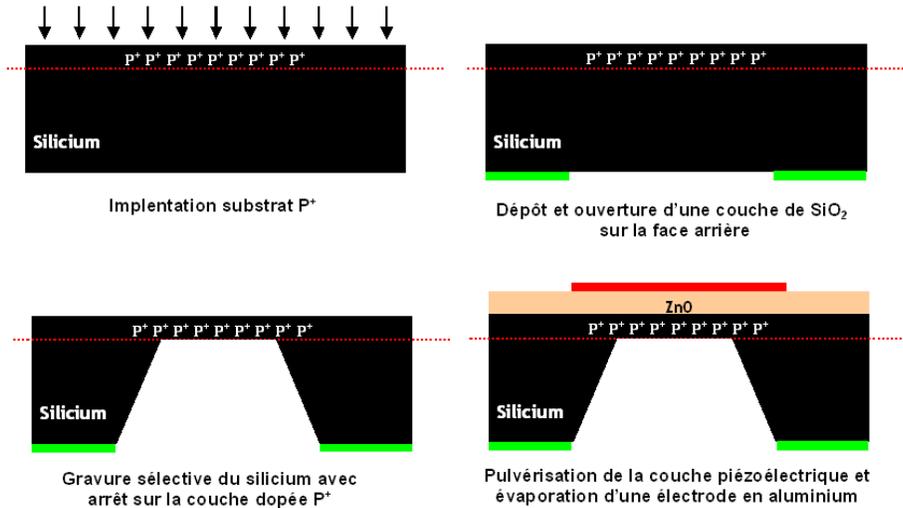


Fig. 1.15: Procédé d'usinage de volume utilisé par Lakin et al. [40] pour réaliser l'un des premiers FBAR (1980)

De la même manière, Grudkowski et al. [41] réalisent aussi un résonateur à 425 MHz. Par contre, la couche piézoélectrique est déposée sur une électrode métallique Ti/Au/Ti, et ils démontrent de plus la possibilité de réaliser un filtre monolithique en film mince, en réutilisant la structure développée pour les filtres à quartz et représentée sur la figure 1.13.

Enfin l'équipe Japonaise de l'université de Tohoku [42] propose une solution où la couche piézoélectrique est déposée sur une électrode Au/Cr et la membrane est réalisée en oxyde de silicium. Ils montrent de plus que la dérive en température de la fréquence de résonance peut être compensée en choisissant une épaisseur de SiO<sub>2</sub> adéquate.

Ces premiers travaux sont immédiatement suivis de nombreuses autres réalisations car non seulement ils permettent de repousser les limites en fréquence des résonateurs à quartz conventionnels et permettent de réaliser des structures potentiellement plus compactes que les SAW, mais surtout ils ouvrent la possibilité d'intégrer des résonateurs et filtres RF à hauts facteurs de qualité sur circuit intégré.

### 1985 : Une nouvelle solution pour l'intégration

Les premières réalisations de résonateurs en films minces sont très encourageantes, mais présentent cependant certaines limitations. En effet, le procédé d'usinage de volume (bulk micromachining) qui a été utilisé présente des inconvénients :

- Il entraîne une fragilisation du substrat silicium
- Il n'est pas compatible avec les procédés standards de la microélectronique et donc un tel résonateur paraît difficilement intégrable avec des transistors
- Il nécessite un système d'alignement de la photolithographie particulier permettant de définir les zones face arrière du substrat où le silicium est gravé
- La gravure du silicium présente des flancs inclinés, le trou réalisé dans le substrat est donc plus grand que la surface active du résonateur, ce qui limite l'intégration d'un filtre réalisé à partir de plusieurs résonateurs élémentaires

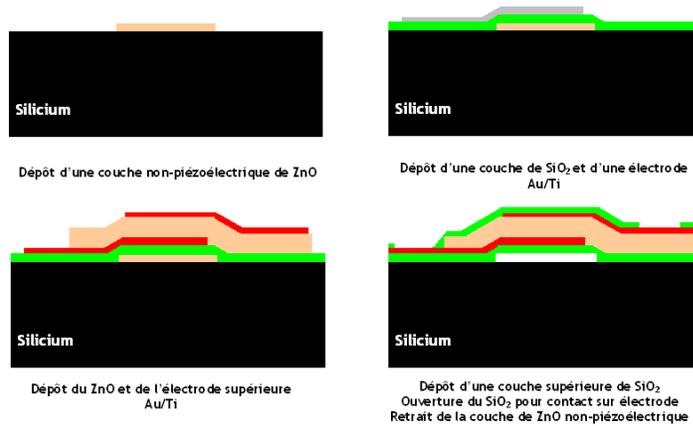


Fig. 1.16: Procédé d'usinage de surface utilisé par Satoh et al. [43] pour la réalisation de résonateurs BAW en films minces (1985)

Ainsi, en 1985, une équipe de Toshiba, Satoh et al. [43] propose un nouveau procédé pour la réalisation des résonateurs, basé sur une technologie dite d'usinage de surface (surface micromachining). Ce procédé, schématisé sur la figure 1.16, utilise une couche sacrificielle pour réaliser une cavité d'isolation sous le résonateur.

Ce procédé de fabrication ouvre de nouvelles perspectives, et déjà à l'époque Satoh et al. suggèrent la possibilité d'intégrer un résonateur BAW au-dessus de la passivation d'un circuit intégré (above-IC integration).

### 1993 : Le SCF (Stacked Crystal Filter) en film mince

En 1993, Stokes et al. [44] reprennent l'idée de Ballato et Lukaszek et réalisent le premier filtre BAW comme celui schématisé sur la figure 1.14. Ce SCF en couche mince est utilisé autour sa troisième fréquence harmonique à 11.6 GHz. Il est réalisé avec deux couches piézoélectriques d'AlN de 450 nm chacune, avec des électrodes en aluminium, sur un substrat GaAs, l'isolation étant effectuée par usinage de volume.

### 1995 : L'apparition du SMR (Solidly Mounted Resonator)

Dworsky et al., une équipe de Motorola, proposent dans un brevet en 1994 [45] une nouvelle technique d'isolation des résonateurs BAW. En s'inspirant des travaux de Newell de 1965 [46, 47], ils proposent une structure dite de réflecteur de Bragg permettant de réfléchir l'énergie acoustique émise par le résonateur dans une certaine bande de fréquence. Lakin réalise en 1995 [48] cette structure appelée SMR (Solidly Mounted Resonator). Le réflecteur de Bragg est une alternance de couches d'épaisseurs  $\lambda/4$  ( $\lambda$  étant la longueur d'onde acoustique dans le matériau à la fréquence de résonance) ayant une forte et une faible impédance acoustique. Lakin utilise l'AlN et le SiO<sub>2</sub> respectivement comme matériaux à haute et faible impédance acoustique. Les mécanismes de fonctionnement du SMR seront étudiés plus en détail dans la partie 2.3.1.

### 2002 : Lakin invente le CRF (Coupled Resonator Filter)

Enfin, en 2002, Lakin [49] propose un nouvelle structure de filtre monolithique appelée CRF (Coupled Resonator Filter). S'inspirant du principe des filtres de type SCF, Lakin ajoute des couches non-piézoélectriques entre les deux résonateurs et "joue" ainsi sur le couplage acoustique entre ces derniers de façon à ajuster la bande-passante du filtre. En outre, comme le montre la figure 1.17, le couplage entre l'entrée et la sortie de ce filtre étant purement acoustique, cette nouvelle structure permet de réaliser des adaptations d'impédance ainsi que des conversions de signaux référencés à la masse vers des signaux différentiels. Le CRF est une structure très intéressante puisqu'elle permet, en utilisant la technologie BAW de réaliser des filtres en films minces présentant les mêmes fonctions que les filtres SAW (conversion d'impédance et fonction de balun).

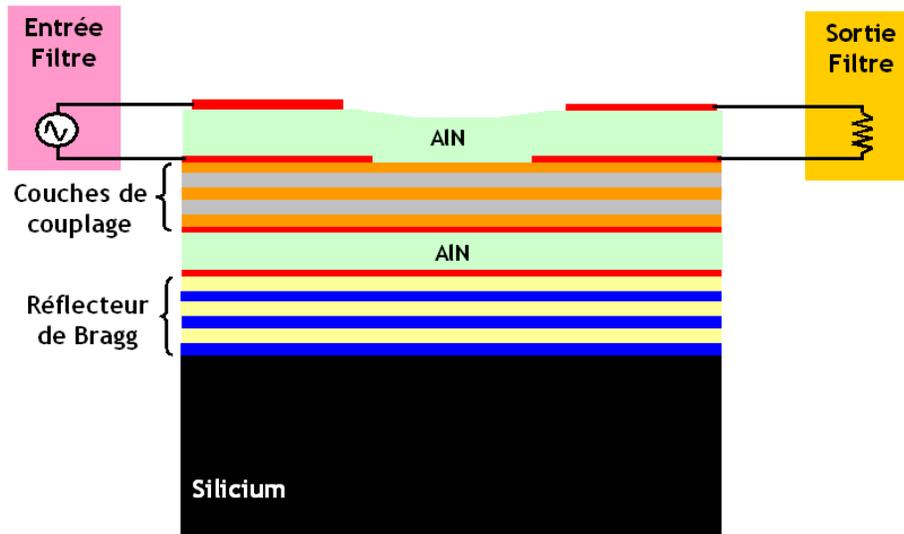


Fig. 1.17: Le CRF 1995 ([49]) : un filtre BAW monolithique intégrant la fonction de balun

## 1.3 Les filtres BAW en films minces aujourd'hui : état de l'art et défis

Aujourd'hui les dispositifs BAW en films minces ne sont plus au stade de la recherche, et plusieurs solutions industrielles existent. Nous présenterons dans un premier temps les principales solutions industrielles proposées actuellement, puis nous discuterons des défis que représente cette nouvelle technologie. Le but de ce paragraphe n'est pas de répertorier toutes les solutions existantes, mais plutôt de montrer au lecteur les spécificités de cette nouvelle technologie autour de quelques exemples.

### 1.3.1 Gros plan sur les technologies en court d'industrialisation : à chacun sa solution

#### TFR : la société lancée par Lakin

Comme on l'a précisé précédemment, Lakin fut l'un des pionniers dans le domaine, puisqu'il présenta l'une des premières réalisations expérimentales de résonateur BAW en film mince.

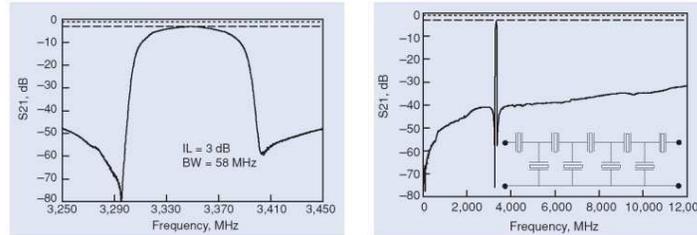


Fig. 1.18: Exemple d'un filtre en échelle proposé par la société TFR comme filtre IF pour une chaîne de communication radio [50]

Sous l'impulsion de K.M. Lakin, la société TFR (Thin Film Resonator technology) a donc été montée pour commercialiser ces nouveaux composants. La solution proposée par TFR est de type SMR montée sur un réflecteur de Bragg constitué de couches AlN et SiO<sub>2</sub>. Ce réflecteur n'est pas optimum car le rapport d'impédance acoustique entre les deux matériaux n'est pas très important, par contre, il présente l'avantage de n'intégrer que des matériaux diélectriques. En effet, comme on le mettra en évidence dans la partie 4, la présence d'un plan métallique sous les résonateurs détériore de façon inacceptable les performances des filtres.

Les solutions proposées par TFR sont des filtres discrets pour les applications GPS ou pour la téléphonie mobile. La société propose aussi bien des filtres réalisés à l'aide de plusieurs résonateurs (des filtres en échelle [50] par exemple comme illustré sur la figure 1.18) que des filtres monolithiques (SCF ou CRF [49]).

#### Infineon & EPCOS : des solutions proches mais non identiques

Infineon a tout d'abord travaillé en collaboration avec le centre de recherche finlandais VTT et avec Nokia [51, 52].

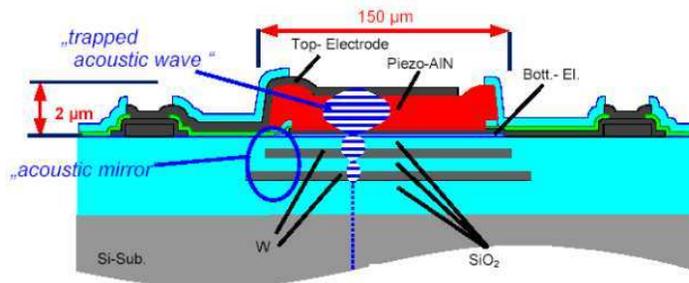


Fig. 1.19: Solution SMR proposée par Infineon (développée avec VTT et Nokia) [51]

Le résonateur proposé par Infineon à l'issue de cette collaboration est représenté sur la figure 1.19. Il s'agit d'une structure de type SMR sur un réflecteur de Bragg constitué de Tungstène

et de SiO<sub>2</sub>. Le réflecteur est "enterré" dans un caisson de SiO<sub>2</sub> grâce à un procédé de polissage (CMP : Chemical Mechanical Polishing) développé spécifiquement [52] pour cette application. En effet, la présence d'un plan métallique sous les résonateurs implique un couplage capacitif entre ces derniers qui détériore les performances du filtre, les couches de tungstène du réflecteur de Bragg doivent donc être "découpées" entre chaque résonateur. En 2002, Infineon présente des solutions de filtrage RF pour les standards GSM [51] (GSM900 et DCS1800).

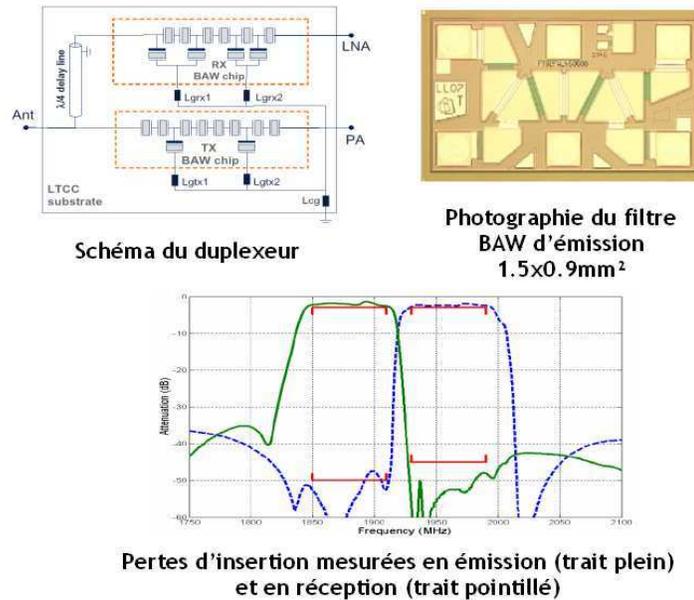


Fig. 1.20: Duplexeur PCS-1900 MHz proposé par Infineon en collaboration avec EPCOS [53]

Puis, en 2003, ils proposent en collaboration avec EPCOS un duplexeur pour le standard américain PCS [53]. Cette structure, représentée sur la figure 1.20, utilise des filtres développés par Infineon qui ont été reportés sur un substrat céramique LTCC (low temperature co-fired Ceramics) chez EPCOS. EPCOS adapte ainsi aux BAW son procédé d'encapsulation CSSP, développé pour les SAW, et lui permettant de bénéficier des composants discrets du LTCC nécessaires à la réalisation du duplexeur.

En 2004, EPCOS a développé sa propre solution BAW et présente [54, 55] une réalisation de duplexeur PCS encapsulé selon son procédé CSSP, et ayant des dimensions de  $3.8 * 3.8 * 1 \text{ mm}^3$ . La solution utilisée par EPCOS, représentée sur la figure 1.21 est très proche de celle que Infineon a développée, à ceci près que les couches de tungstène du réflecteur de Bragg sont gravées par des procédés standards au lieu d'utiliser une technique de polissage dédiée comme Infineon.

### Philips : une autre solution SMR

Philips, quoique très discret sur ses travaux, est l'une des premières entreprises à avoir participé au développement des BAW. En effet, dès 1982, R.F. Milsom publie déjà des résultats de modélisation analytique complexe des résonateurs [56].

Pourtant, ce n'est qu'à la fin des années 90 [57] qu'ils publient des résultats concernant des dépôts de couches piézoélectriques de PZT par procédés sol-gel et d'AlN par pulvérisation. Les

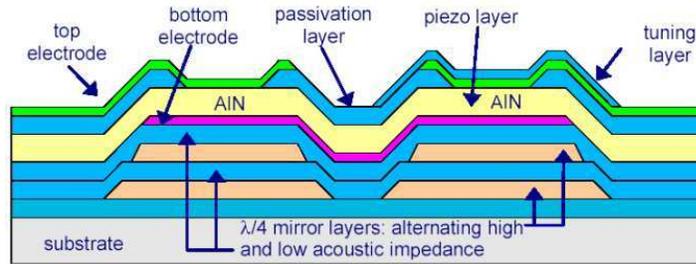


Fig. 1.21: Solution BAW proposée par EPCOS [55]

couches sont déposées et caractérisées pour leurs applications potentielles dans les résonateurs et filtres BAW.

En 2001, dans le cadre du projet Européen MEDCOM (Microwave Electroacoustic Devices for Mobile and Land based Applications), Philips présente [58] des résonateurs de type SMR à 2.6 GHz et 9.2 GHz. Les résonateurs sont réalisés en AIN déposé sur une électrode de platine, et le réflecteur de Bragg est composé de 7 couches dont on ne connaît pas la nature. Cet article présente aussi des résultats intéressants obtenus avec des couches de PZT.

En 2002, les premiers résultats de filtres BAW à 1.95 GHz, 2.8 GHz et 8 GHz sont publiés, toujours dans le cadre du projet IST MEDCOM [59].

Enfin cette année, Philips a annoncé l'entrée en production fin 2005 d'une solution de duplexeur BAW pour la norme américaine PCS, présentée sur la figure 1.22.

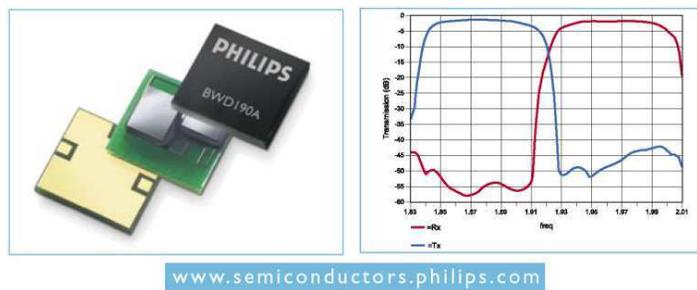


Fig. 1.22: Duplexeur BAW Philips pour la norme PCS-1900 MHz, produit commercialisé fin 2005

Selon les derniers articles publiés [60, 61], la solution serait de type SMR sur un réflecteur de Bragg composé de deux matériaux diélectriques : l'oxyde de silicium ( $\text{SiO}_2$ ) serait le matériau à faible impédance acoustique, tandis que l'oxyde de tantale ( $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ) serait le matériau à haute impédance acoustique. La couche piézoélectrique de nitrure d'aluminium (AIN) serait déposée sur une électrode de platine, tandis que l'aluminium serait utilisé comme électrode supérieure.

### Agilent : La solution à part

La société Agilent s'est différenciée des autres en s'orientant vers une solution commerciale de type FBAR plutôt que SMR. Tout a commencé en 1994, lorsque Ruby et Merchant, qui travaillaient à l'époque pour les laboratoires de recherche de Hewlett-Packard présentent [62]

des résultats de mesure obtenus sur des structures de type FBAR en AlN réalisées grâce à un procédé d'usinage de volume pour des fréquences de 1.5 GHz et 7.5 GHz.

En 1999 [63], la petite équipe qui s'est agrandie présente un premier duplexeur pour le standard PCS 1900 MHz réalisé à partir de ces résonateurs de type FBAR.

En 2000 [64], les auteurs maintenant affiliés à la société Agilent Technologies, présentent le même duplexeur, mais réalisé cette fois par un procédé d'usinage de surface qui présente les avantages dont nous avons discutés précédemment.

L'entreprise commercialisera alors cette solution technologique, proposant aussi bien des filtres individuels que des fonctions de duplexeur, illustrées sur la figure 1.23.

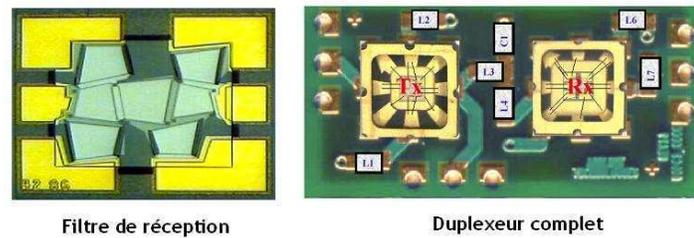


Fig. 1.23: Filtre et duplexeur FBAR Agilent pour le standard US-PCS 1900 MHz [65]

La structure est composée uniquement de la couche de nitrure d'aluminium et de ses électrodes en molybdène et est donc auto-suspendue. Selon Agilent [66], cette solution permet d'atteindre des coefficients de couplage électromécanique et des coefficients de qualité plus élevés que la solution SMR "rivale".

Ainsi, les solutions industrielles proposées aujourd'hui sont nombreuses et variées puisque chacune d'elle est originale. Cependant, on notera que toutes ces solutions sont réalisées à l'aide du même matériau piézoélectrique : l'AlN. Le ZnO présente un champ de claquage assez faible et des courants de fuite assez important, et ainsi, malgré un coefficient de couplage électromécanique plus élevé, il a été progressivement abandonné au profit de l'AlN.

### 1.3.2 Les défis de cette nouvelle technologie

#### Le contrôle des épaisseurs

Pour les résonateurs et filtres à onde acoustique de volume, la fréquence de résonance est liée entre autre à l'épaisseur des couches, typiquement les dispositifs sont constitués de couches d'épaisseurs de quelques centaines de nanomètres à quelques microns. Les dimensions latérales des résonateurs et filtres fixent leur niveau d'impédance et sont typiquement de quelques centaines de microns. Ainsi, contrairement aux dispositifs de type SAW, les BAW ne nécessitent pas de procédés de photolithographie submicronique pour atteindre des fréquences de l'ordre du gigahertz. En revanche, les contraintes en terme d'uniformité et de qualité des couches sont extrêmement fortes dans le domaine des BAW.

En particulier, l'épaisseur de chaque couche doit être très bien maîtrisée pour contrôler la fréquence de résonance des dispositifs.

A titre d'exemple, la figure 1.24 illustre l'impact de ces épaisseurs sur la fréquence de résonance d'un dispositif à onde acoustique de volume. Cette étude ainsi que le modèle qui été utilisé pour cette simulation seront développés dans la seconde partie.

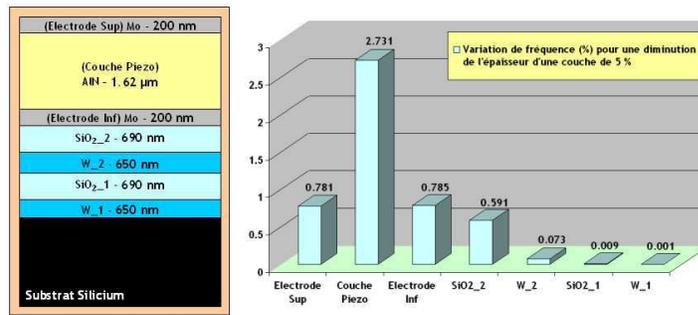


Fig. 1.24: Etude de sensibilité aux épaisseurs de couche de la fréquence de résonance d'une structure SMR

Nous avons choisi dans cet exemple un résonateur SMR ayant une fréquence de résonance de 2 GHz. Le résonateur est formé d'une couche piézoélectrique de nitrure d'aluminium et de deux électrodes en molybdène, et le réflecteur de Bragg est constitué de tungstène et d'oxyde de silicium. L'historgramme représente la variation de la fréquence de résonance de ce dispositif lorsqu'on diminue l'épaisseur de l'une des couches de 5% par rapport à sa valeur nominale. Si chacune des couches a une influence sur la fréquence de résonance, le rôle de la couche piézoélectrique est nettement prépondérant, et on comprend donc que l'uniformité de cette couche doit être extrêmement bien contrôlée lors de son dépôt sur la tranche de silicium (A titre d'exemple, on rappelle que pour le standard américain PCS-1900 MHz, les bandes d'émission et de réception ne sont séparées que de 20 MHz, soit à peine 1% de la fréquence centrale...). On peut certainement affirmer qu'il s'agit ici d'un des principaux défis de la technologie à onde acoustique de volume, et ce problème a fait l'objet de nombreux développements de la part des équipementiers pour pouvoir proposer des machines de dépôt capables d'atteindre ces niveaux d'uniformité. Certains, comme Infineon, ont recours à une technique d'abrasion localisée sur le composant final (appelée trimming) permettant de diminuer localement l'épaisseur d'une couche [52] et corriger ainsi les non-uniformités de fréquence sur la tranche de silicium.

Si cette technique paraît incontournable pour atteindre des niveaux de rendement intéressants, on peut aussi contrôler les épaisseurs tout au long du procédé de fabrication. Par exemple, on peut très bien imaginer compenser un dépôt d'AlN trop fin en déposant une électrode supérieure légèrement plus épaisse que prévue, à condition de disposer d'un outil de métrologie très précis. A cet effet en particulier, nous avons travaillé sur une méthode originale appelée acoustique picoseconde, qui sera développée au chapitre 3.

### Le comportement en température

La fréquence de résonance des composants BAW est liée aux dimensions du dispositif mais aussi aux caractéristiques mécaniques des couches (masse volumique, module d'Young et coefficient de Poisson). Or, ces grandeurs évoluent avec la température, et donc les fréquences de résonance aussi. Les composants utilisés dans un téléphone mobile sont généralement spécifiés entre  $-30^{\circ}\text{C}$  et  $+85^{\circ}\text{C}$ , il faut donc s'assurer que la dérive de la fréquence de résonance des dispositifs est acceptable dans cette gamme de température. Cette dérive étant souvent linéaire avec la température, on la caractérise à l'aide d'un paramètre appelé TCF (Temperature Coefficient

of Frequency) défini par la relation 1.1 et exprimé en ppm/°C.

$$TCF = \frac{1}{\Delta T} \cdot \frac{f_1 - f_0}{f_0} \cdot 10^6 \quad (1.1)$$

Où  $f_0$  et  $f_1$  sont respectivement les fréquences de résonance mesurées à la température nominale  $T$  et à  $T + \Delta T$ .

En pratique, l'évolution en température de la fréquence de résonance des BAW est principalement liée à la variation de vitesse acoustique au sein des matériaux [67]. Pour le nitrure d'aluminium, la vitesse acoustique subit une dérive en température de -25 ppm/°C. Ainsi, si les résonateurs BAW étaient composés uniquement d'AlN, la dérive de leur fréquence de résonance serait elle aussi de -25 ppm/°C, ce qui est faible comparé aux TCF des substrats communément utilisés pour les SAW qui sont de l'ordre de -40 à -45 ppm/°C. [23]

De plus, tout comme pour les SAW, il existe des techniques permettant de compenser cette dérive en température. En fait, l'approche est quasiment identique, puisqu'elle consiste à utiliser un matériau dans lequel la vitesse acoustique augmente avec la température de façon à compenser la diminution de vitesse observée dans l'AlN. Le matériau traditionnellement choisi est le même que pour les SAW, puisqu'il s'agit de l'oxyde de silicium pour lequel l'évolution en température de la vitesse acoustique est de +85 ppm/°C [67]. En pratique, des TCF inférieurs à -19 ppm/°C ont pu être atteints pour la fonction de duplexeur [53], et Dubois et al., une équipe Suisse très active dans le domaine des BAW, a démontré la possibilité de réaliser un résonateur présentant un TCF nul en utilisant cette technique [68].

## L'encapsulation

Les résonateurs et filtres à onde acoustique de volume sont réalisés sur des substrats silicium (par exemple [69]), verre (par exemple [59]) ou encore GaAs (par exemple [44]) et doivent être protégés comme les composants SAW par une étape d'encapsulation. Les composants BAW sont naturellement moins sensibles aux contaminations de surface que les SAW, mais on ne peut cependant déposer aucune couche sur le résonateur car elle modifierait directement ses caractéristiques électriques (fréquence de résonance, couplage électromécanique ...)

Ainsi, des méthodes d'encapsulation dédiées ont du être développées pour ce type de composant. On peut les partager en deux familles : les méthodes d'encapsulation collectives et les méthodes d'encapsulation individuelles.

### les méthodes d'encapsulation collectives

Les figures 1.25 et 1.26 illustrent deux méthodes d'encapsulation collectives développées respectivement par Philips et par Agilent pour les composants BAW.

Ces méthodes, dites WLP (Wafer-Level Packaging) consistent à réaliser l'encapsulation des dispositifs sur une tranche de silicium complète. Autrement dit, toutes les puces d'une même tranche de silicium sont encapsulées simultanément.

Par exemple, Agilent utilise une deuxième tranche de silicium dans laquelle des cavités ont été réalisées, et la reporte sur la tranche portant les FBAR. Les cavités sont ainsi hermétiquement fermées et protègent efficacement les composants, tandis que des billes métalliques assurent la connexion électrique du filtre avec le système.

### les méthodes d'encapsulation individuelles

D'autres sociétés comme EPCOS se sont orientées vers des solutions d'encapsulation individuelles, comme illustré sur la figure 1.27.

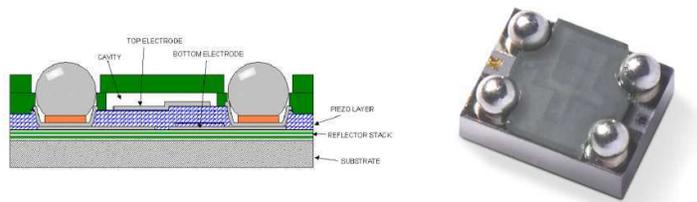


Fig. 1.25: Schéma et photographie de la solution d'encapsulation collective adoptée par Philips pour les composants BAW [61, 60]

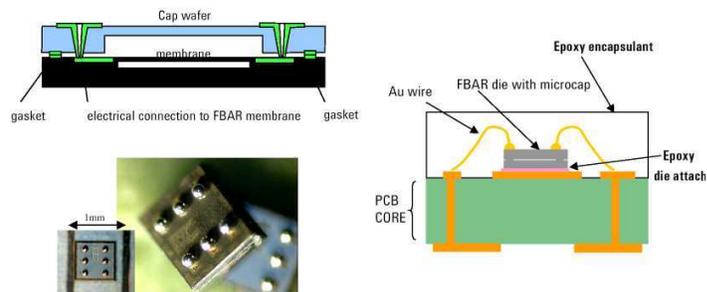


Fig. 1.26: Procédé d'encapsulation Microcap et assemblage sur circuit imprimé d'Agilent [65, 70, 71]

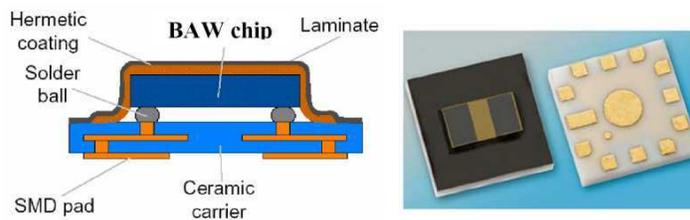


Fig. 1.27: Procédé d'encapsulation individuelle utilisé par EPCOS [54]

EPCOS a profité de son expérience d'encapsulation dans le domaine du SAW et a réutilisé son procédé CSSP (Chip-Sized SAW Package) pour l'encapsulation des BAW. En fait, cette méthode n'est pas tout à fait individuelle, puisque si les puces BAW sont effectivement découpées et reportées individuellement sur le substrat céramique, une couche polymère est ensuite déposée sur l'ensemble des filtres qui se trouvent sur le substrat céramique et donc un ensemble de composants est encapsulé simultanément. La photographie de la figure 1.27 présente une vue de dessus et de dessous d'un duplexeur PCS EPCOS encapsulé selon cette technique.

### La fiabilité

Les performances du composant ne sont pas suffisantes pour prétendre à une solution commerciale, encore faut-il pouvoir en assurer la fiabilité. Autrement dit, est-ce que le composant fonctionnera plusieurs années, malgré des agressions potentielles telles que des chocs thermiques ou mécaniques, un environnement humide ... ?

Le problème de la fiabilité est très complexe car il faut être capable de répondre à la question précédente, sans disposer de plusieurs années pour vérifier la robustesse à long terme du composant.

Les méthodes utilisées habituellement en microélectronique sont basées sur la connaissance des mécanismes de défaillance du composant. On fait alors subir à ce dernier un certain nombre de tests visant à accélérer sont vieillissement et prédire ainsi sa durée de vie.

Certains tests ont été appliqués aux BAW comme, par exemple :

- Des stockages en atmosphère humide [65]
- Des cyclages thermiques (le composant est soumis 50 fois à des variations brutales de température allant de  $-50^{\circ}\text{C}$  à  $+150^{\circ}\text{C}$ ) [65]
- Des tests d'herméticité du boîtier d'encapsulation [67]
- Des tests de vieillissement [67]

Cependant, les mécanismes de défaillance des composants BAW ne sont pas encore bien connus à l'heure actuelle, et étant donné que chaque société a développé sa propre solution technologique, il est possible que certains de ces mécanismes de défaillance soient spécifiques à l'une ou l'autre des solutions choisies.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord retracé la préhistoire puis l'histoire de la téléphonie cellulaire. L'explosion de cette dernière a été rendue possible par les grandes avancées technologiques effectuées ces vingt dernières années. En particulier, la réduction de taille et l'intégration des composants électroniques ont permis la réalisation d'appareils de téléphonie portables et intégrant de plus en plus de fonctions.

La fonction de filtrage RF, indispensable à la réalisation des téléphones mobiles n'a pas échappé à cette règle. Comme on l'a vu la technologie SAW a permis de relever ce défis jusqu'à maintenant, mais présente certaines limitations et n'est pas intégrable directement avec les circuits actifs.

On a alors introduit la technologie BAW en film mince qui s'est développée ces dernières années et est disponible aujourd'hui sur le marché. Les différentes solutions industrielles ont alors été examinées. La société Agilent s'est orientée vers une solution de type FBAR tandis que EPCOS, Infineon, TFR et Philips ont développé une solution SMR.

Dans les chapitres suivants, nous présenterons la méthodologie et les outils développés durant la thèse qui nous ont permis de développer des solutions innovantes et originales pour la réalisa-

tion de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume chez STMicroelectronics. Le chapitre 2 sera consacré aux modèles qui ont été utilisés et aux études de simulation qui ont été faites pour optimiser ces structures. Nous présenterons ensuite, au chapitre 3 une technique originale, l'acoustique picoseconde que nous avons mise à profit pour la caractérisation et la conception des dispositifs. Et enfin, nous présenterons au chapitre 4 les réalisations de résonateurs et filtres BAW faites durant ces trois années.

## Chapitre 2

# Conception des résonateurs BAW pour l'application de filtrage RF

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Caractéristiques électriques d'un résonateur BAW : Présentation et optimisation pour le filtrage</b>	<b>34</b>
2.1.1	Etude du comportement électrique d'un résonateur à onde acoustique de volume	34
2.1.2	Réalisation de filtres et étude de l'influence des paramètres du résonateur sur les performances globales du filtre	38
<b>2.2</b>	<b>Prise en compte des autres couches du résonateur : application à la simulation des FBAR</b>	<b>45</b>
2.2.1	Etude de l'effet des électrodes sur les performances du résonateur	46
2.2.2	Prise en compte des autres couches du résonateur : Application à la simulation des structures de type FBAR	52
<b>2.3</b>	<b>Etude et optimisation des structures de type SMR</b>	<b>59</b>
2.3.1	Etude du réflecteur de Bragg	60
2.3.2	Etude du comportement électrique du résonateur sur un réflecteur de Bragg	64

---

## Introduction

Nous avons retracé au chapitre précédent les développements qui ont permis la réalisation de résonateurs à ondes acoustiques de volume (BAW : Bulk Acoustic Wave) en film mince. Il a été montré que ces résonateurs élémentaires peuvent être connectés entre eux pour réaliser la fonction de filtrage RF indispensable pour les systèmes de téléphonie mobile.

L'objectif de ce chapitre est d'analyser en détail le fonctionnement du résonateur. Les dimensions latérales du résonateur sont généralement grandes devant son épaisseur, et donc une approche unidimensionnelle sera adoptée dans cette partie. Un modèle simplifié nous permettra dans un premier temps d'introduire les caractéristiques électriques d'un résonateur, puis nous présenterons autour d'un exemple les paramètres à optimiser en vue d'une application de filtrage.

Dans les paragraphes suivant nous introduirons un modèle permettant la prise en compte de chacune des couches du résonateur, et étudierons les optimisations possibles de différentes structures (FBAR puis SMR).

## 2.1 Caractéristiques électriques d'un résonateur BAW : Présentation et optimisation pour le filtrage

### 2.1.1 Etude du comportement électrique d'un résonateur à onde acoustique de volume

Comme on l'a vu au chapitre 1, les résonateurs à onde acoustique de volume sont constitués d'un film piézoélectrique pris "en sandwich" entre deux électrodes métalliques comme représenté sur la figure 2.1.

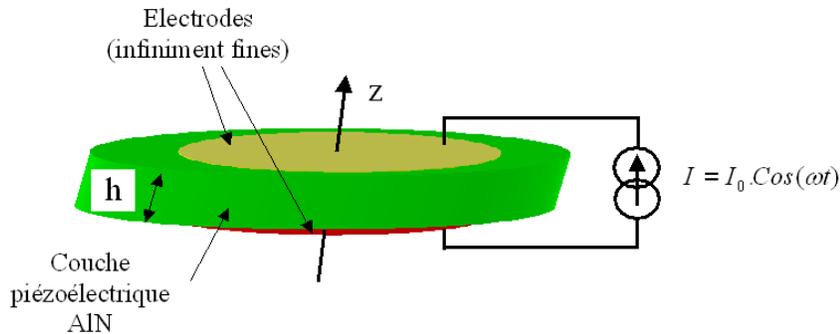


Fig. 2.1: Représentation simplifiée pour la modélisation d'un résonateur BAW

Un matériau piézoélectrique est un matériau qui relie le monde mécanique au monde électrique. L'effet piézoélectrique direct se manifeste par l'apparition de charges électriques sous l'effet d'une déformation mécanique, tandis que l'effet inverse se traduit par la déformation du solide sous l'effet d'un champ électrique. Ces effets couplés peuvent être formalisés par les expressions 2.1 et 2.2.

$$D_3 = e_{33} \cdot S_3 + \epsilon_{33}^S \cdot E_3 \quad (2.1)$$

$$T_3 = C_{33}^E \cdot S_3 - e_{33} \cdot E_3 \quad (2.2)$$

Où :

- $D_3(C.m^{-2})$  est le déplacement (ou induction) électrique
- $S_3$  (sans unité) est la déformation
- $T_3(N.m^{-2})$  est la contrainte mécanique
- $E_3(V.m^{-1})$  est le champ électrique

Les constantes  $e_{33}$ ,  $C_{33}$  et  $\epsilon_{33}^S$  sont les constantes piézoélectriques, mécaniques et diélectriques du matériau piézoélectrique considéré.

Ainsi, si on connecte au résonateur un générateur alternatif comme représenté sur la figure 2.1, la structure entre en vibration : une onde acoustique longitudinale est générée au sein de la structure. La propagation de cette onde acoustique peut-être décrite à l'aide de l'équation de mouvement de Newton :

$$\rho \cdot \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \frac{\partial T_3}{\partial z} \quad (2.3)$$

où  $u_3(z; t)$  est le déplacement des particules dans le plan d'abscisse  $z$  et  $\rho$  est la masse volumique du matériau piézoélectrique. En supposant que le matériau piézoélectrique est un diélectrique parfait, l'équation de Maxwell-Gauss donne :

$$div \vec{D} = \frac{\partial D_3}{\partial z} = 0 \quad (2.4)$$

Ainsi, le déplacement électrique  $D_3(z; t)$  est constant au sein de couche piézoélectrique et peut s'écrire  $D_3^0 \cdot e^{j\omega t}$ . Cette hypothèse permet alors d'obtenir l'équation de propagation :

$$\frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = \frac{C_{33}^D}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 u_3}{\partial z^2} \quad (2.5)$$

Avec  $C_{33}^D = C_{33}^E + \frac{e_{33}^2}{\epsilon_{33}^S}$

On retrouve une équation "traditionnelle" décrivant la propagation d'une onde suivant l'axe  $z$  à la vitesse  $v = \sqrt{C_{33}^D/\rho}$ . Cependant, en y regardant de plus près, le terme  $C_{33}^D$  intervenant dans l'expression de la vitesse acoustique dépend de la constante piézoélectrique  $e_{33}$  de la couche, autrement dit la vitesse du son dans la couche dépend de ses constantes piézoélectriques. On retrouve dans ce phénomène le couplage électromécanique typique pour les matériaux piézoélectriques.

L'onde acoustique ainsi générée se réfléchit aux surfaces libres, et on a donc création d'une onde stationnaire qui peut s'écrire sous la forme :

$$u_3(z; t) = [A.Cos(\Delta z) + B.Sin(\Delta z)] \cdot e^{j\omega t} \quad (2.6)$$

Où  $\Delta = \frac{\omega}{v^D} = \omega \cdot \sqrt{\frac{\rho}{C_{33}^D}}$  est le nombre d'onde et  $v^D$  est la vitesse de propagation de l'onde acoustique. (Afin de prendre en compte les pertes élastiques dans le matériau, une partie imaginaire  $\alpha$  est ajoutée au facteur de propagation sous la forme  $\Delta = \frac{\omega}{v^D} \cdot (1 - j\alpha)$ .) Le résonateur est supposé libre, et donc la contrainte s'annule sur chacune de ses faces, ce qui nous permet de déterminer les constantes A et B, et d'obtenir finalement :

$$u_3(z; t) = \frac{e_{33} \cdot D_3^0 \cdot v^D}{\varepsilon_{33}^S \cdot C_{33}^D \cdot \omega} \cdot \left[ \text{Sin}\left(\frac{\omega \cdot z}{v^D}\right) - \text{Tan}\left(\frac{\omega \cdot h}{2 \cdot v^D}\right) \cdot \text{Cos}\left(\frac{\omega \cdot z}{v^D}\right) \right] \cdot e^{j\omega t} \quad (2.7)$$

Afin d'illustrer ce calcul, nous avons représenté sur la figure 2.2 l'amplitude du déplacement d'une surface d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN de  $2 \mu\text{m}$  d'épaisseur.

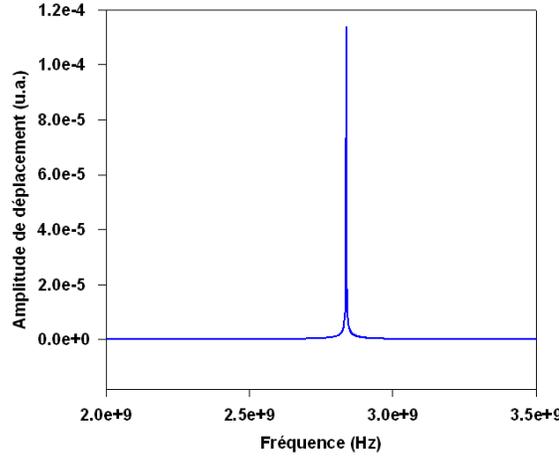


Fig. 2.2: Amplitude du déplacement de la surface libre d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN de  $2 \mu\text{m}$

Cette courbe fait apparaître un maximum de l'amplitude de déplacement pour une fréquence de 2.839 GHz. Ce maximum correspond à une résonance de l'onde acoustique, et on peut aisément montrer que ce phénomène se produit pour toute fréquence donnée par la relation :

$$f = (2n + 1) \cdot \frac{v^D}{2 \cdot h} \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.8)$$

La structure de résonateur que nous avons considérée est symétrique par rapport au plan d'abscisse  $z=h/2$ , ce qui explique qu'on n'observe que des modes impairs, et on remarquera de plus, que le déplacement dans ce plan de symétrie est nul.

Examinons à présent comment se comporte électriquement ce même résonateur. On peut calculer le courant de déplacement par la relation :

$$I = A \cdot \frac{\partial D_3}{\partial t} = j \cdot \omega \cdot A \cdot D_3 \quad (2.9)$$

Et le potentiel aux bornes de ce résonateur est donné par la relation :

$$V = - \int_0^h E_3(z) \cdot dz \quad (2.10)$$

Ainsi, on peut extraire l'impédance électrique du résonateur :

$$Z(\omega) = \frac{1}{j.\omega.C_0} \left( 1 - k_t^2 \cdot \frac{\text{Tan}\left(\frac{\Delta.h}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta.h}{2}\right)} \right) \quad (2.11)$$

Où

$$C_0 = \frac{A.\epsilon_{33}^S}{h} \quad (2.12)$$

$$k_t^2 = \frac{e_{33}^2}{C_{33}^D.\epsilon_{33}^S} \quad (2.13)$$

$C_0$  (capacité statique) est la capacité que le résonateur présenterait s'il était fixé de façon rigide (ou en l'absence d'effet piézoélectrique).

Le coefficient  $k_t^2$  est le couplage électromécanique du matériau piézoélectrique.

Afin d'illustrer cette expression, nous avons tracé sur la figure 2.3 l'évolution de l'impédance électrique du résonateur en fonction de la fréquence, en considérant des électrodes ayant une surface de  $(100\mu m)^2$

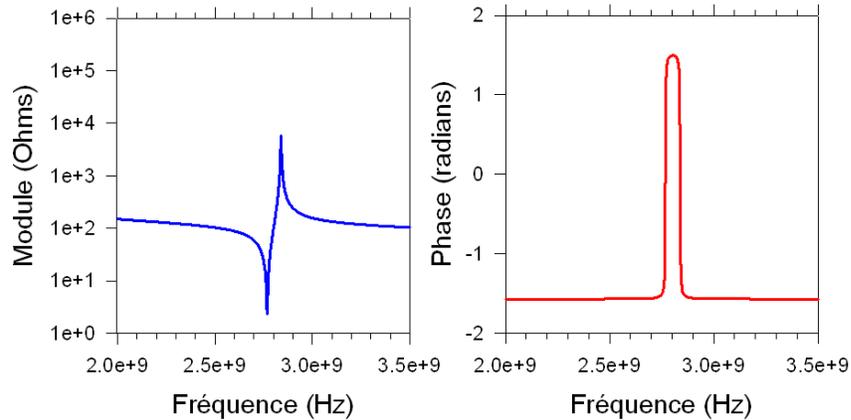


Fig. 2.3: Evolution du module et de la phase de l'impédance pour un résonateur constitué d'une couche d'AlN de  $2\mu m$  et ayant une surface active de  $(100\mu m)^2$

Il semble, sur la figure 2.3 que la résonance acoustique qui vient d'être mise en évidence soit associée à une résonance électrique du résonateur. C'est en fait un peu plus complexe car on observe deux phénomènes résonants, qui se traduisent par un minimum puis un maximum sur l'amplitude de l'impédance, ou par deux annulations de sa phase. D'après la relation 2.11, on peut montrer aisément que la deuxième annulation de la phase correspond exactement à la résonance acoustique. La première annulation en revanche ne correspond pas à une résonance acoustique, mais est liée au couplage électromécanique intrinsèque au matériau piézoélectrique. Dans le domaine des microsystèmes, on retrouve le même phénomène avec les résonateurs à actionnement électrostatique [72]. Ce phénomène est lié au fait que le matériau piézoélectrique

est avant tout diélectrique, et donc si le comportement dynamique de la structure participe à son impédance électrique on retrouve aussi une contribution capacitive. L'addition de ces deux effets donne naissance à ce deuxième phénomène résonant.

La fréquence pour laquelle l'impédance électrique du résonateur passe par un maximum est appelée fréquence d'anti-résonance ( $f_a$ ) et est donnée par la relation 2.8. Naturellement, on observera sur la réponse électrique du résonateur des résonances harmoniques tout comme on l'a mis en évidence pour les résonances acoustiques. La fréquence pour laquelle l'impédance est minimum s'appelle fréquence de résonance ( $f_r$ ).

A chaque phénomène de résonance acoustique sont associées une résonance et une anti-résonance électriques, et on caractérise l'écart entre ( $f_r$ ) et ( $f_a$ ) par le couplage électromécanique effectif  $k_{e\text{effectif}}^2$  du résonateur, défini par la relation 2.14

$$k_{e\text{effectif}}^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \cdot \tan\left(\frac{\pi f_a - f_r}{f_a}\right) \quad (2.14)$$

Dans le cas actuel d'un résonateur constitué d'une couche piézoélectrique seule, et pour le mode fondamental on peut montrer que le couplage électromécanique effectif du résonateur est égal au couplage électromécanique  $k_t^2$  du matériau piézoélectrique et qui a été défini par la relation 2.13.

Dans ce cas, l'écart entre résonance et anti-résonance est donc relié à un paramètre matériau, dans le cas de l'AlN par exemple, le couplage électromécanique  $k_t^2$  est de 6 %.

Rappelons encore une fois que cette expression n'est valable que pour un résonateur constitué d'une couche piézoélectrique seule et on montrera dans les parties qui suivent que l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  évolue lorsqu'on prend en compte les autres couches du résonateur.

Enfin, afin de caractériser les pertes d'un résonateur, on introduit la notion de coefficient de qualité. Ainsi, on définit  $Q_r$  et  $Q_a$ , les coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance, par les relations :

$$Q_r = \frac{f_r}{2} \cdot \left(\frac{\delta\varphi}{\delta f}\right)(f_r) \quad (2.15)$$

$$Q_a = \frac{f_a}{2} \cdot \left(\frac{\delta\varphi}{\delta f}\right)(f_a) \quad (2.16)$$

Où  $\varphi$  est la phase de l'impédance du résonateur.

### 2.1.2 Réalisation de filtres et étude de l'influence des paramètres du résonateur sur les performances globales du filtre

L'application finale des résonateurs à onde acoustique de volume est la réalisation de fonctions de filtrage RF. Ainsi, l'optimisation du résonateur et ses spécifications ne peuvent être faites qu'en examinant précisément les spécifications du filtre. Nous présenterons donc dans ce paragraphe le gabarit permettant de spécifier un filtre, puis nous étudierons l'influence des paramètres du résonateur sur les performances d'un filtre.

#### Quelles sont les spécifications d'un filtre passe-bande ?

Comme on l'a montré au chapitre 1, les filtres RF que l'on souhaite réaliser sont dits filtres passe-bande ; il s'agit de quadripôles électriques dont les caractéristiques en fréquences sont spécifiées à l'aide d'un gabarit comme le présente l'exemple de la figure 2.4

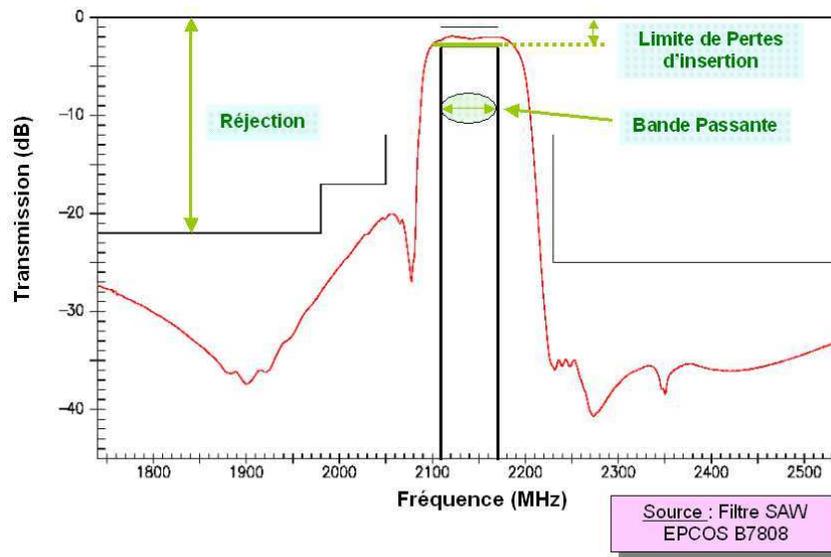


Fig. 2.4: Exemple de gabarit et réponse fréquentielle d'un filtre SAW passe-bande

La courbe rouge présente la transmission (en dB) en fonction de la fréquence pour un filtre passe-bande utilisé en réception pour la norme WCDMA. Les traits noirs représentent le gabarit de ce filtre, caractérisé par :

- Une bande de fréquence (appelée **bande passante du filtre**) dans laquelle l'atténuation du signal, associée aux **pertes d'insertion** du filtre, ne doit pas dépasser une limite fixée par le gabarit. De façon générale, les pertes d'insertion d'un filtre doivent être minimales, puisqu'elles correspondent à une atténuation du signal utile.
- Des plages de fréquences dans lesquelles le signal doit subir une atténuation la plus grande possible. On dit alors que le filtre doit avoir **un niveau de réjection** minimal. La réjection hors de la bande passante doit donc être la plus importante possible de façon à atténuer au maximum les signaux parasites.

Outre les spécifications données par ce gabarit, un filtre passe-bande est aussi caractérisé par :

- Un niveau d'impédance donné en entrée et en sortie
- Un type d'entrée-sortie (elles peuvent être référencées à la masse ou différentielles)
- Un niveau de puissance maximale acceptable en entrée (notamment pour les filtres utilisés en émission)
- La gamme de température dans laquelle on peut l'utiliser (limitée par la tenue et la dérive en température du composant)
- Ses dimensions (paramètre critique pour l'intégration dans les systèmes mobiles)

Voyons à présent comment réaliser la fonction de filtre passe-bande à l'aide de résonateurs BAW.

### Comment réaliser un filtre RF passe-bande à l'aide de résonateurs élémentaires ?

Nous avons vu au premier chapitre qu'un filtre peut être réalisé en assemblant plusieurs résonateurs élémentaires selon un schéma en échelle ou en treillis présentés à la page 14.

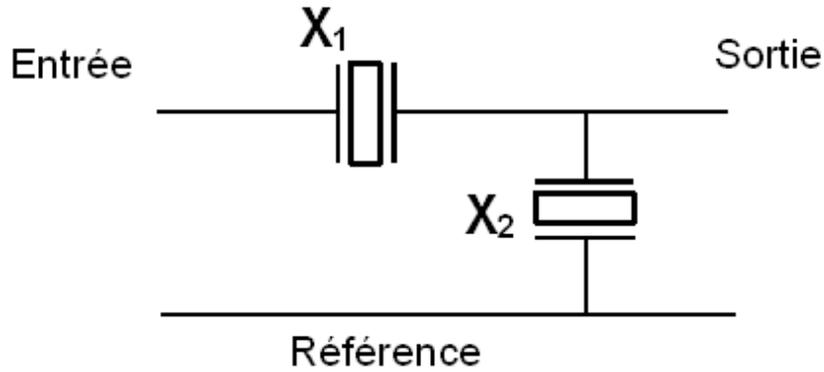


Fig. 2.5: Cellule élémentaire d'un filtre passe-bande à base de résonateurs BAW (architecture de filtre en échelle)

Comme le montre la figure 2.5, la cellule en échelle élémentaire comporte au minimum deux résonateurs. Ces résonateurs ont des fréquences de résonance différentes, et typiquement, la fréquence d'anti-résonance de  $X_2$  est proche de la fréquence de résonance de  $X_1$ .

Au paragraphe 2.1.1, on a vu d'un résonateur BAW présente :

- Un comportement capacitif hors de tout phénomène de résonance
- Une impédance très faible à la résonance
- Une impédance très élevée à l'anti-résonance

De façon schématique, on peut donc représenter le résonateur par une capacité en dehors de tout phénomène de résonance, un interrupteur fermé à la résonance, et ouvert à l'anti-résonance. En considérant ces trois états, et en supposant que la fréquence d'anti-résonance de  $X_2$  est égale à la fréquence de résonance de  $X_1$ , nous avons représenté sur la figure 2.6, le principe de fonctionnement d'un filtre en échelle.

Cette figure fait apparaître, de façon schématique, 5 états du filtre en fonction de la fréquence :

1. En basse fréquence, les résonateurs se comportent comme de simples capacités, est le filtre est alors un simple diviseur capacitif
2. Lorsque  $X_2$  entre en résonance, la sortie du filtre est connectée à la masse, et donc le coefficient de transmission du filtre devient très faible
3.  $X_1$  entre en résonance, connectant ainsi directement l'entrée à la sortie, tandis que  $X_2$  entre en anti-résonance, interdisant ainsi toute fuite vers la masse : le coefficient de transmission du filtre est alors maximum
4.  $X_1$  entre en anti-résonance, empêchant de nouveau toute transmission de l'entrée vers la sortie
5. Les deux résonateurs retrouvent un comportement capacitif

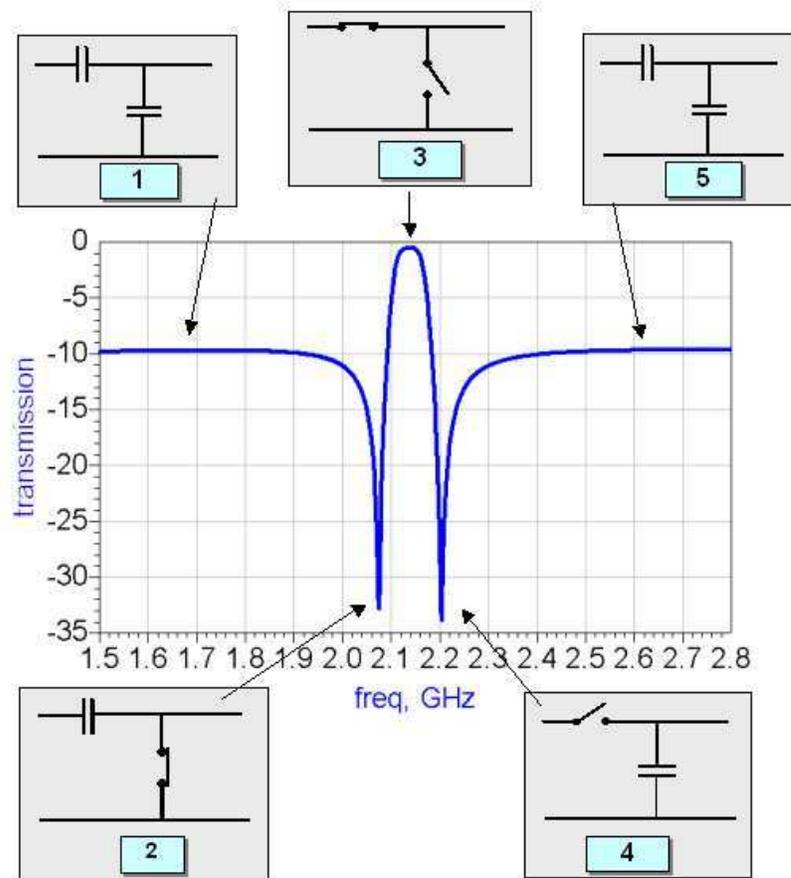


Fig. 2.6: Schématisation du principe de fonctionnement d'un filtre en échelle

Ainsi, ce filtre présente deux pôles associés à la fréquence de résonance de  $X_2$  et à la fréquence d'anti-résonance de  $X_1$ , et un zéro de transmission à la fréquence d'anti-résonance de  $X_2$  (soit à la fréquence de résonance de  $X_1$ ).

### La simulation d'un filtre et l'influence des paramètres des résonateurs sur ses performances

Nous avons présenté, au paragraphe 2.1.1, un modèle analytique très simplifié de résonateur, en ne tenant compte que de la couche piézoélectrique. En réalité, les électrodes ainsi que les autres couches constitutives du résonateur modifient ses performances et doivent être prises en compte dans la modélisation. Mais, une telle modélisation devient rapidement assez lourde et inadaptée à la conception de filtres. De ce fait, on utilise généralement un modèle électrique équivalent des résonateurs individuels, appelé modèle de Butterworth-Van-Dyke (BVD) [73]. Le schéma électrique de ce modèle est représenté sur la figure 2.7.

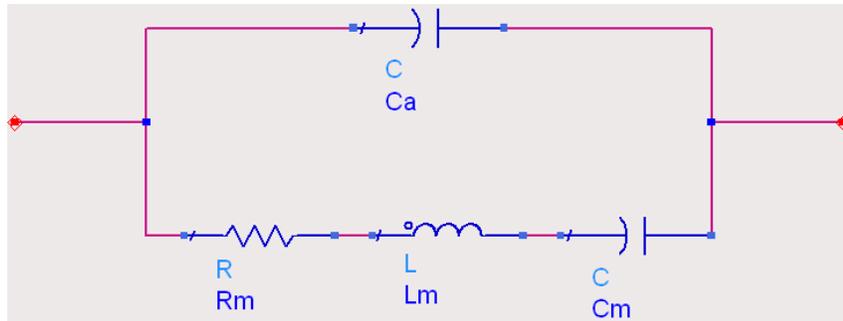


Fig. 2.7: Modèle électrique de BVD utilisé pour la simulation des résonateurs BAW

Ce modèle est constitué de deux branches parallèles :

- La première, dite branche motionnelle, est constituée de  $R_m$ ,  $L_m$  et  $C_m$
- Une deuxième branche, constituée de la capacité  $C_a$ , pourrait être appelée branche diélectrique. Dans le cas du résonateur constitué d'une couche piézoélectrique seule, cette capacité n'est autre que  $C_0$  qui a été introduite précédemment.

On peut relier les éléments électriques du circuit présenté sur la figure 2.7 aux paramètres du résonateur qui ont été introduits précédemment, par les relations :

$$L_m = \frac{1}{C_m \cdot (2\pi f_r)^2}$$

$$C_m = C_{BF} - C_a$$

$$R_m = \frac{L_m \cdot 2\pi \cdot f_r}{Q}$$

$$C_a = C_{BF} \cdot \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2$$

Où  $f_r$  et  $f_a$  sont respectivement les fréquences de résonance et d'anti-résonance du résonateur,  $Q$  est son coefficient de qualité (supposé identique à la résonance et à l'anti-résonance), et  $C_{BF}$  est sa capacité statique. (i.e. la capacité qu'il présente en basse fréquence)

Ce modèle est simpliste puisque, par exemple, il ne tient pas compte des résonances d'ordre supérieur qui ont été mises en évidence au premier paragraphe. De plus, comme on le verra au chapitre 4, ce modèle peut être complété afin de prendre en compte certains phénomènes de pertes ignorés ici.

La conception et l'optimisation des résonateurs ne peut se faire qu'en considérant l'application finale qu'est le filtrage. Ainsi, les spécifications du résonateur doivent être définies en fonction des spécifications du filtre. Afin d'illustrer cela, nous avons repris le gabarit de filtre présenté précédemment sur la figure 2.4 et, en utilisant le modèle de BVD, nous avons recherché une structure de filtre en échelle qui présente des performances conformes à ce gabarit. Les résultats de ces simulations sont représentés sur la figure 2.8.

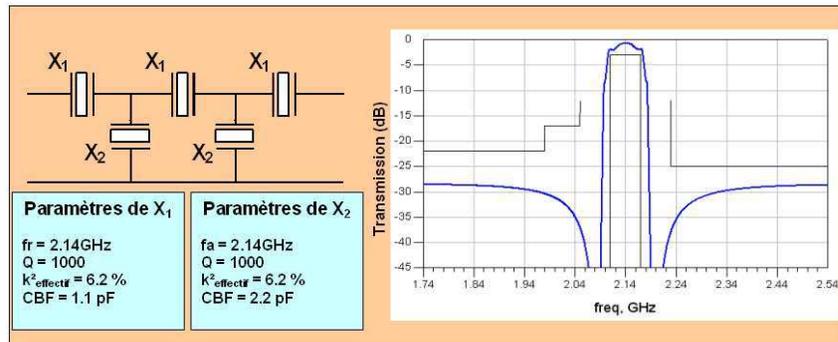


Fig. 2.8: Structure de filtre en échelle retenue pour réaliser le gabarit de la figure 2.4 et résultat de simulation

On retrouve dans cette structure, la cellule élémentaire de filtre en échelle, qui a été répétée plusieurs fois afin d'obtenir les niveaux de réjection hors-bande spécifiés par le gabarit. C'est aussi pour cette raison que la capacité statique des résonateurs parallèles  $X_2$  est plus grande que celle des résonateurs série  $X_1$ . Pour atteindre le gabarit fixé, le couplage électromécanique effectif de chaque résonateur a été fixé à 6.2 %, alors que le coefficient  $k_t^2$  qui a été introduit précédemment est de 6 % pour l'AlN. On verra par la suite, qu'il n'y a pas là d'incohérence, et qu'il est tout à fait possible de réaliser des résonateurs ayant des coefficients  $k_{eff}^2$  plus importants que le coefficient  $k_t^2$  du matériau piézoélectrique utilisé.

En partant de la structure présentée sur la figure 2.8, nous avons réalisé une étude de variation des paramètres des résonateurs afin d'identifier leur impact sur les performances globales du filtre. Ces résultats de simulation sont synthétisés sur la figure 2.9.

On peut résumer les études qui ont été effectuées ainsi :

- Les coefficients de qualité du résonateur doivent être les plus grands possibles car ils fixent les pertes d'insertion du filtre
- Le couplage électromécanique effectif des résonateurs doit être suffisamment important pour pouvoir réaliser la bande passante voulue
- La surface des résonateurs (i.e. leur capacité statique) fixe l'impédance du filtre. De plus il peut être intéressant d'utiliser des résonateurs de surfaces différentes afin d'améliorer le niveau de réjection du filtre

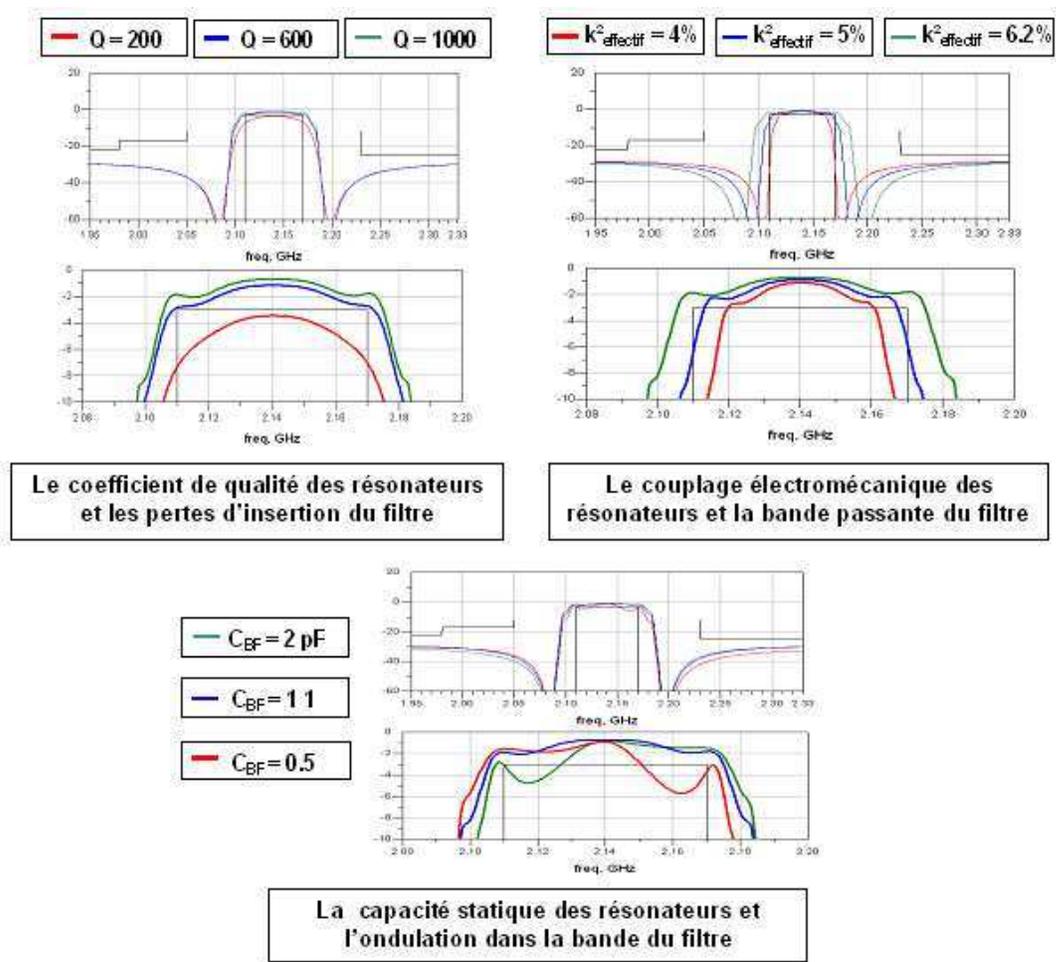


Fig. 2.9: Synthèse sur l'impact des paramètres des résonateurs sur les performances du filtre

## 2.2 Prise en compte et étude de l'effet des électrodes et autres couches du résonateur : application à la simulation de structures de type FBAR

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté les principales grandeurs caractéristiques des résonateurs à onde acoustique de volume et nous avons étudié l'influence des paramètres du résonateur sur les performances globales du filtre. Le modèle analytique du résonateur qui a été présenté est très simpliste, puisqu'il ne tient pas compte que de la couche piézoélectrique. Le résonateur comporte en fait d'autres couches (électrodes, couches de charge ...) et l'onde acoustique générée au sein de la couche piézoélectrique va se propager dans ces couches, et modifier le comportement élastique et électrique du résonateur.

Ainsi, pour prendre en compte ces couches supplémentaires, nous avons introduit un modèle (dont le détail est donné en annexe A) permettant de simuler toute structure comme celle représentée sur la figure 2.10.

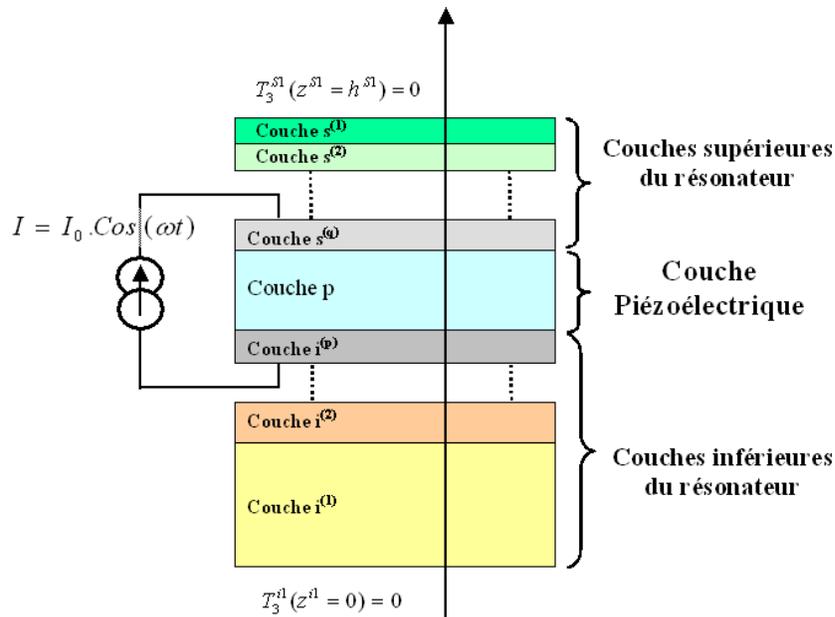


Fig. 2.10: Schéma d'un résonateur BAW constitué d'une couche piézoélectrique prise en "sandwich" entre p couches inférieures et q couches supérieures

Le modèle permet de calculer, en fonction de la fréquence d'excitation, l'impédance électrique du résonateur ainsi que les grandeurs élastiques ( $T_3, S_3, u_3$ ) et électriques ( $D_3, E_3$ ) dans toute la structure.

La démarche adoptée est la suivante :

1. En partant des conditions aux limites au niveau des surfaces libres, on calcule les impédances acoustiques présentées aux surfaces de la couche piézoélectrique
2. Les grandeurs élastiques et électriques au sein de la couche piézoélectrique étant connues : On peut alors calculer l'impédance électrique du résonateur
3. Enfin, connaissant les grandeurs élastiques au sein de la couche piézoélectrique, on peut calculer les grandeurs élastiques dans les couches inférieures et supérieures du résonateur

La première application et illustration que nous proposons pour ce modèle, est l'étude de l'influence des électrodes sur les performances du résonateur. L'étude sera ensuite généralisée à la simulation de structures de type FBAR.

## 2.2.1 Etude de l'effet des électrodes sur les performances du résonateur

### Etude de l'effet des électrodes sur la fréquence d'anti-résonance du résonateur

Dans un premier temps, nous allons utiliser ce nouveau modèle pour étudier l'effet des électrodes sur le comportement élastique et électrique du résonateur en supposant une structure comme celle représentée sur la figure 2.11.

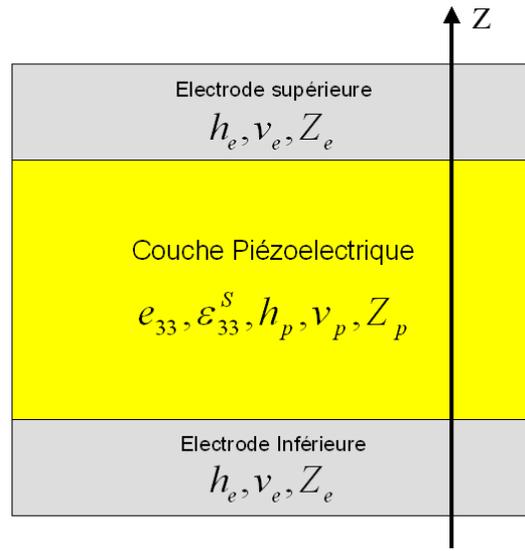


Fig. 2.11: Résonateur ayant deux électrodes identiques (surface active = A)

Les variables du problème sont les suivantes :

- A : La surface active du résonateur
- $h_e, v_e, Z_e, h_p, v_p, Z_p$  : Les épaisseurs, vitesses et impédances acoustiques des électrodes et de la couche piézoélectrique
- $e_{33}$  et  $\varepsilon_{33}^S$  : Les constantes piézoélectriques et diélectriques de la couche piézoélectrique
- On notera  $\Delta_e$  et  $\Delta_p$  les nombres d'ondes dans les électrodes et dans la couche piézoélectrique

En prenant la démarche de modélisation qui vient d'être présentée :

On calcule les impédances acoustiques présentées de part et d'autre de la couche piézoélectrique :

$$Z_{inf} = -Z_{sup} = j.Z_e.tan(\Delta_e.h_e) \quad (2.17)$$

On peut alors calculer l'impédance électrique du résonateur et après simplification on obtient

l'expression :

$$Z(\omega) = \frac{1}{j.\omega.C_0} \cdot \left[ 1 - 2 \cdot \frac{k_t^2}{\Delta_p.h_p} \cdot \frac{\sin(\frac{\Delta_p.h_p}{2})}{\cos(\frac{\Delta_p.h_p}{2} + \theta)} \right] \quad (2.18)$$

Où  $\theta = \arctan\left(\frac{Z_e}{Z_p} \cdot \tan(\Delta_e.h_e)\right)$

Cette expression permet alors de calculer la fréquence d'anti-résonance du résonateur grâce à la relation :

$$\frac{\Delta_p.h_p}{2} + \arctan\left(\frac{Z_e}{Z_p} \cdot \tan(\Delta_e.h_e)\right) = \frac{\pi}{2} + m.\pi \quad m \in N \quad (2.19)$$

On retrouve dans le premier terme de cette expression, la condition d'anti-résonance obtenue pour un résonateur constitué d'un couche piézoélectrique seule. Par contre on remarque un deuxième terme, pondéré par le rapport  $Z_e/Z_p$  et qui dépend de la vitesse du son et de l'épaisseur des électrodes, ou plus précisément, du rapport  $h_e/v_e$ .

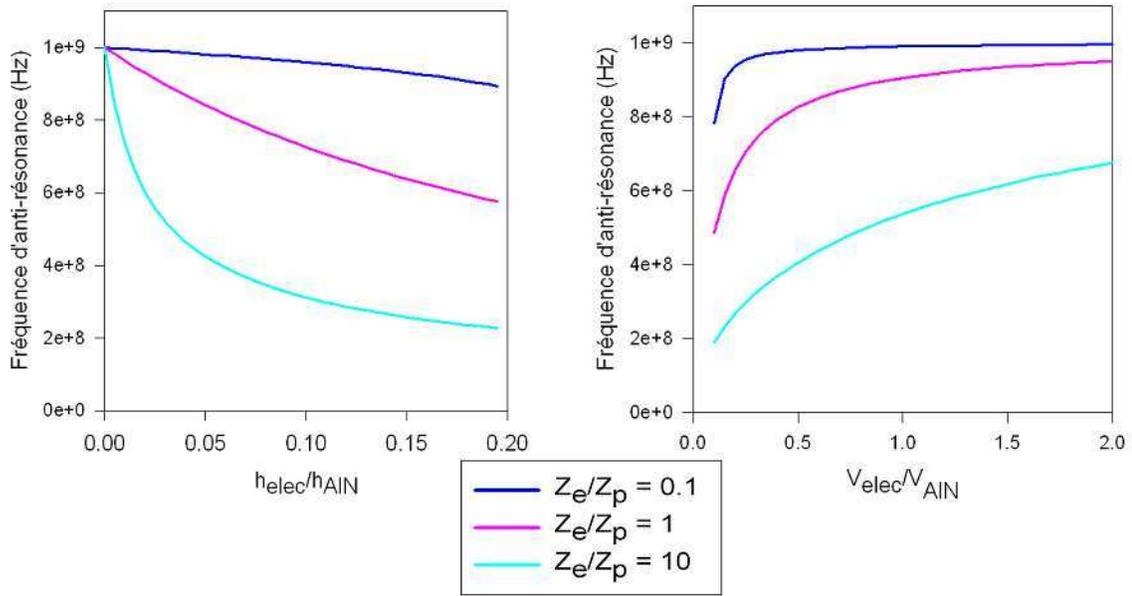


Fig. 2.12: Fréquence d'anti-résonance en fonction de l'épaisseur et la vitesse du son dans les électrodes pour trois impédances acoustiques différentes

Un résonateur constitué d'une couche d'AlN seule de  $5.7 \mu m$  présente une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz. Afin d'illustrer le calcul qui vient d'être effectué, nous avons donc étudié l'évolution de la fréquence d'anti-résonance de ce résonateur lorsqu'on lui ajoute des électrodes.

La figure 2.12 présente cette étude en fonction des paramètres mécaniques des électrodes (épaisseur, vitesse du son, impédance acoustique) . Nous avons considéré trois cas différents :

- L'impédance des électrodes est 10 fois plus petite que l'impédance de l'AlN
- L'impédance des électrodes est égale à l'impédance de l'AlN
- L'impédance des électrodes est 10 fois plus grande que l'impédance de l'AlN

Conformément à l'expression 2.19 on note une baisse de l'anti-résonance lorsque l'épaisseur des électrodes augmente, et cet effet est d'autant plus important que l'impédance acoustique des électrodes est grande.

Naturellement, l'effet contraire est remarqué lorsque la vitesse du son dans les électrodes augmente, puisqu'on a montré qu'on n'est sensible qu'au rapport  $h_e/v_e$  : une augmentation d'épaisseur est équivalente à une diminution de vitesse.

Physiquement, ce terme  $h_e/v_e$  ou plus précisément le terme  $\frac{\omega \cdot h_e}{v_e}$  représente le déphasage subit par l'onde acoustique lors de son trajet dans les électrodes, ainsi lorsque la vitesse du son dans les électrodes est plus grande ou lorsque leur épaisseur est plus petite, ce terme de déphasage diminue et l'impact des électrodes sur la fréquence d'anti-résonance diminue.

On retrouve aussi dans l'expression 2.19 le terme de déphasage dans la couche d'AlN. Autrement dit si l'épaisseur d'AlN augmente,  $f_a$  diminue et vice-versa. Ainsi, on pourrait diminuer l'épaisseur d'AlN et augmenter l'épaisseur des électrodes de façon à conserver une fréquence d'anti-résonance constante, et on peut ainsi imaginer une infinité de couples (épaisseur<sub>électrodes</sub>, épaisseur<sub>AlN</sub>) donnant la même fréquence d'anti-résonance, mais qu'en est-il alors de la fréquence de résonance, et plus particulièrement de l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  ?

### Et la fréquence de résonance dans tout ça ?

On a montré que pour le cas simplifié d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN seule l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  dépend du matériau piézoélectrique utilisé et plus particulièrement de son coefficient de couplage électromécanique  $k_t^2$ . Dans le cas plus général où on prend en considération les électrodes du résonateur, on a montré qu'il existe une infinité de couples (épaisseur<sub>électrodes</sub>, épaisseur<sub>AlN</sub>) donnant la même fréquence d'anti-résonance. Il s'agit dans ce paragraphe d'étudier l'évolution de la fréquence de résonance pour ces différents couples.

Afin d'illustrer cette étude, nous avons pris l'exemple de résonateurs constitués d'une couche d'AlN et d'électrodes en Molybdène, en Aluminium ou encore en Tungstène ayant tous une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz. Les caractéristiques élastiques de ces matériaux sont reprises dans le tableau 2.13 (Attention, il s'agit de données obtenues pour les matériaux massifs, elles sont donc données à titre indicatif, et une caractérisation en film mince serait nécessaire pour affiner ces valeurs).

Matériau	Masse Volumique (kg/m <sup>3</sup> )	Module d'Young (Pa)	Coefficient de Poisson	Vitesse acoustique (m/s)	Impédance acoustique (kg/s/m <sup>2</sup> )
Tungstène	19250	411e9	0.28	5220	10.1e7
Molybdène	10280	329e9	0.31	6660	6.85e7
Aluminium	2700	70e9	0.35	6450	1.74e7

Fig. 2.13: Caractéristiques élastiques des électrodes de Tungstène, Molybdène et Aluminium

La figure 2.14 présente l'évolution de l'épaisseur de la couche d'AlN en fonction de l'épaisseur des électrodes. Les vitesses du son et impédances acoustiques des électrodes considérées sont différentes, et on obtient donc logiquement des couples (épaisseur<sub>électrodes</sub>, épaisseur<sub>AlN</sub>) différents.

Mais la figure 2.14 présente une deuxième courbe très intéressante, sur laquelle nous avons représenté l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  en fonction de l'épaisseur des électrodes ( $f_a$  étant maintenue égale à 1 GHz). En l'absence d'électrodes, on retrouve l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  obtenu dans la

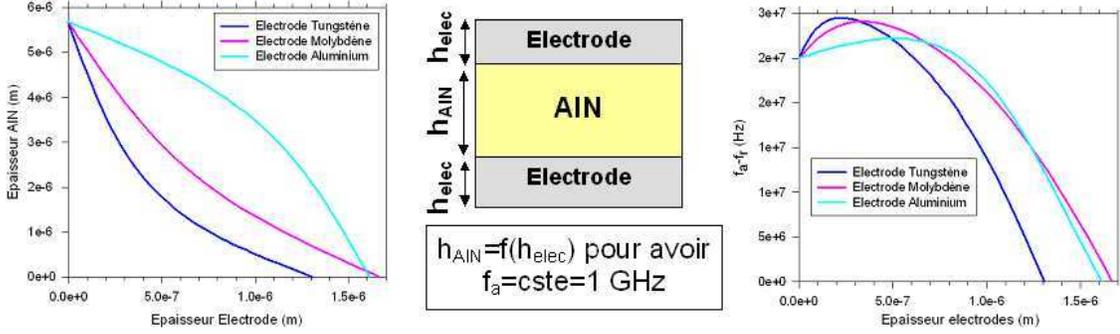


Fig. 2.14: Pour plusieurs électrodes, évolution de l'épaisseur d'AlN et de la fréquence de résonance d'un résonateur ayant une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz

première partie. Dans ce cas particulier, on a montré que le couplage électromécanique effectif ( $k_{eff}^2$ ) du résonateur est égal au couplage électromécanique de l'AlN ( $k_t^2$ ).

Par contre, on remarque que  $(f_a - f_r)$  évolue et est différent pour chaque électrode considérée. De plus on obtient des résonateurs pour lesquels  $(f_a - f_r)$  dépasse la valeur obtenue pour le résonateur constitué d'une couche piézoélectrique seule, et donc comme on l'avait signalé au paragraphe 2.1.2, le coefficient  $k_{eff}^2$  dépasse le couplage électromécanique  $k_t^2$  du matériau piézoélectrique.

Enfin, il semble exister un couple  $(h_{elec}, h_{AlN})$  pour lequel l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  (et donc le  $k_{eff}^2$ ) est maximum. La position de ce maximum ainsi que son amplitude semblent dépendre du type d'électrode utilisé.

Afin d'examiner cet effet, il faut trouver une méthode permettant de relier les caractéristiques élastiques de la structure aux paramètres  $f_r$  et  $f_a$ , qui sont des caractéristiques électriques du résonateur.

**Pourquoi existe-t-il un couple  $(h_{elec}, h_{AlN})$  pour lequel  $f_a - f_r$  est maximum ? De quels paramètres dépend ce maximum ?**

Ulitko a proposé une méthode permettant de définir le couplage électromécanique d'une structure piézoélectrique en dynamique à partir des champs élastiques et électriques. Chang et al. ont montré que ce couplage électromécanique [74] peut-être relié à l'écart entre résonance et anti-résonance. Ainsi, nous avons repris ces travaux et les avons appliqués au cas des résonateurs BAW. L'ensemble de ces résultats sont présentés en Annexe B.

La méthode d'Ulitko nous a permis de définir un couplage électromécanique  $k_e^2(\omega)$  du résonateur en fonction des grandeurs élastiques :

$$k_e^2(\omega) = k_t^2 \cdot \frac{\frac{1}{h_p} \cdot \left( \int_0^{h_p} S_3(z) \cdot dz \right)^2}{\int_0^{h_p} S_3^2(z) \cdot dz + \frac{2 \cdot C_{33e}}{C_{33}^D} \cdot \int_0^{h_e} S_3^2(z) \cdot dz} \quad (2.20)$$

D'autre part la formule de Mason définit le couplage électromécanique dynamique  $k_d^2$  au voisinage d'une résonance à partir des caractéristiques électriques du résonateur par la relation :

$$k_d^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} \quad (2.21)$$

Nous avons montré dans l'annexe B, que ces deux relations peuvent être reliées, et on peut montrer que :

$$k_e^2 \left( \frac{f_r + f_a}{2} \right) = k_d^2$$

La méthode d'Ulitko définit le couplage électromécanique de la structure à partir de son comportement élastique tandis que la formule de Mason définit un coefficient de couplage à partir de la réponse électrique du résonateur. Nous avons donc un lien entre grandeurs élastiques et performances électriques du résonateur.

Nous avons donc repris le cas d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN et de deux électrodes de molybdène qui a été étudié précédemment. Nous avons mis en évidence sur la figure 2.14 que le couple ( $h_{elec} = 340 \text{ nm}, h_{AlN} = 3.7 \mu\text{m}$ ) donne un écart  $f_a - f_r$  optimum, nous avons donc calculé la répartition du champ de déformation dans la structure pour plusieurs de ces couples.

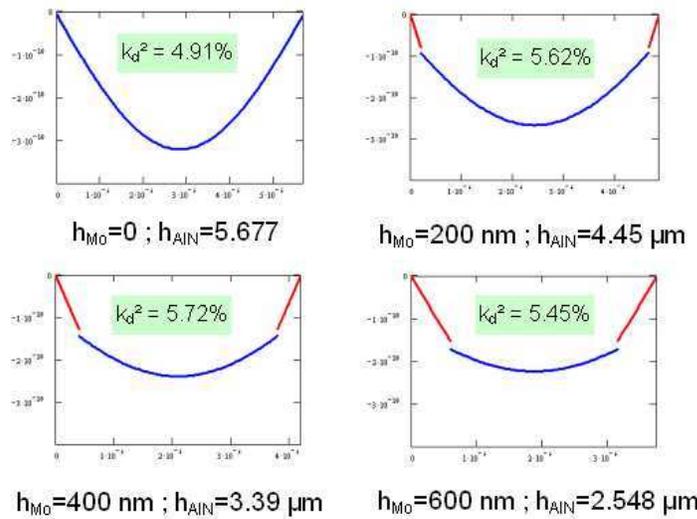


Fig. 2.15: Répartition du champ de déformation pour plusieurs résonateurs constitués d'une couche d'AlN et d'électrodes en molybdène et ayant une fréquence d'anti-résonance à 1 GHz

On représente, sur la figure 2.15 la répartition du champ de déformation pour plusieurs résonateurs AlN-Mo ayant une fréquence d'anti-résonance à 1 GHz.

On peut remarquer que lorsque l'épaisseur des électrodes augmente, le champ de déformation devient plus uniforme dans la couche piézoélectrique. On a montré dans l'annexe B que, à basse fréquence, le champ de déformation est constant dans la couche piézoélectrique et que le couplage électromécanique est alors maximum.

En d'autres termes, plus le champ de déformation est uniforme au sein de la couche piézoélectrique, plus le couplage électromécanique devrait être important. Mais, d'un autre côté, la déformation générée au sein des électrodes fait diminuer le couplage électromécanique du résonateur.

Ainsi, il existe un compromis entre ces deux phénomènes, qui explique pourquoi il existe un couple ( $h_{elec}, h_{AlN}$ ) particulier pour lequel le couplage électromécanique  $k_e^2$  est maximum.

Enfin en examinant différents matériaux pour les électrodes, nous avons remarqué sur la figure 2.14 que l'écart ( $f_a - f_r$ ) maximum atteint et sa position dépendaient du matériau utilisé. Ainsi, nous avons généralisé cette étude en faisant des simulations avec des électrodes ayant différentes impédances et vitesses.

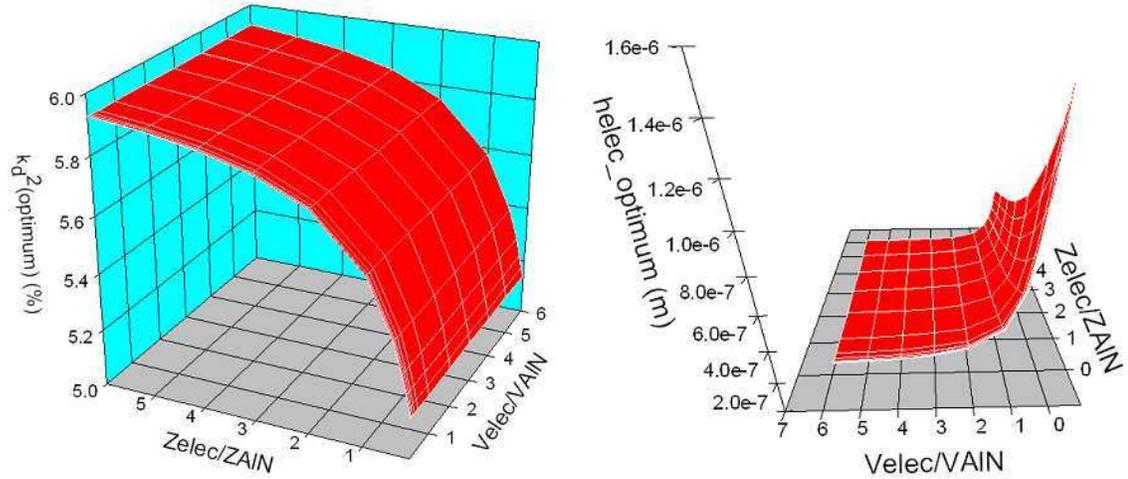


Fig. 2.16: Evolution du coefficient  $k_d^2$  maximum qu'on peut obtenir et de l'épaisseur d'électrode correspondante, en fonction du type d'électrode utilisé

Les résultats de cette étude sont synthétisés sur la figure 2.16. Ces simulations mettent en évidence :

- Que l'écart  $f_a - f_r$  maximum (et donc le  $k_d^2$  ou le  $k_{effective}^2$  maximum) qu'on peut atteindre dépend uniquement de l'impédance acoustique des électrodes. Plus cette impédance est élevée, plus  $(f_a - f_r)_{MAX}$  est grand, ce qu'on avait déjà pu remarquer sur l'exemple de la figure 2.14 en comparant le tungstène, le molybdène et l'aluminium.
- Que l'épaisseur d'électrode pour laquelle  $f_a - f_r$  est maximum dépend de l'impédance des électrodes et de leur vitesse acoustique. Cette épaisseur diminue lorsque l'impédance ou la vitesse augmentent. En particulier, à impédance constante, on remarque que l'épaisseur d'électrode optimale est inversement proportionnelle à la vitesse du son, ce qui est tout à fait logique puisque nous avons montré qu'on n'est sensible qu'au terme de déphasage  $(\omega \cdot h_e)/v_e$ .

### Conclusion sur le choix des électrodes

Nous avons étudié dans cette partie l'effet des électrodes sur les performances du résonateur. En particulier, il a été montré que les électrodes provoquent une baisse de la fréquence de résonance et de la fréquence d'anti-résonance du résonateur. Cet effet est d'autant plus important que l'impédance des électrodes  $Z_{elec}$  est grande ou que leur vitesse acoustique  $v_{elec}$  est faible.

Ensuite, nous avons montré que l'effet des électrodes sur la fréquence d'anti-résonance peut être compensé par une diminution de l'épaisseur d'AIN. Ainsi il existe une infinité de couples  $(h_{elec}, h_{AIN})$  permettant de réaliser un résonateur ayant à une fréquence donnée. Nous avons alors étudié l'évolution de la fréquence de résonance pour différents couples  $(h_{elec}, h_{AIN})$ . En

particulier, nous nous sommes intéressés à l'écart  $f_a - f_r$ , et il a été montré qu'il existe un couple pour lequel cet écart est optimum.

Afin de comprendre l'évolution de  $f_a - f_r$  observée, nous avons réutilisé les travaux d'Ulitko pour proposer une nouvelle méthode permettant de relier  $f_a - f_r$  (caractérisé par la formule du couplage électromécanique dynamique  $k_d^2$  de Mason) aux grandeurs élastiques au sein de la structure. On a pu ainsi montrer que  $f_a - f_r$  est lié à la répartition du champ de déformation  $S_3(z)$  au sein du résonateur.

Enfin, on a montré que la valeur maximale de  $f_a - f_r$  que l'on peut atteindre dépend uniquement du couplage électromécanique  $k_t^2$  du matériau piézoélectrique utilisé et de l'impédance acoustique des électrodes  $Z_{elec}$  (plus  $k_t^2$  et  $Z_{elec}$  sont grands, plus  $(f_a - f_r)_{MAX}$  sera grand).

Cette étude nous amène naturellement au choix des électrodes utilisées pour réaliser les résonateurs BAW. Précisons cependant que ce choix n'est pas ouvert à tout type de métaux, car le dépôt de la couche d'AlN ne peut pas être réalisé sur n'importe quelle électrode. Typiquement, 4 métaux ont été utilisés pour la croissance de films minces de nitrure d'aluminium.

Matériau	Vitesse acoustique (m/s)	Impédance acoustique (kg/s/m <sup>2</sup> )	Résistivité (μOhms.cm)
Tungstène	5220	10.1e7	5.4
Platine	3860	8.14e7	10.58
Molybdène	6660	6.85e7	5.7
Aluminium	6450	1.74e7	2.67

Fig. 2.17: Impédance acoustique, vitesse acoustique et résistivité électrique des principales électrodes sur lesquelles l'AlN peut être déposé

Les caractéristiques mécaniques et électriques essentielles de ces quatre métaux sont représentées sur la figure 2.17. La résistivité du métal utilisée est naturellement à prendre en compte puisqu'elle fixe la résistance électrique d'accès au résonateur, or cette résistance dégrade directement le coefficient de qualité à la résonance. Ainsi, il est avantageux de choisir un matériau ayant une faible résistivité.

Malheureusement, parmi les quatre métaux proposés, l'aluminium présente la plus faible résistivité, mais aussi la plus faible impédance acoustique. Le tungstène et le molybdène représentent un bon compromis entre une impédance acoustique élevée et une résistivité assez faible. Ainsi, ces matériaux se sont naturellement imposés comme électrode pour les résonateurs BAW et sont largement utilisés à l'heure actuelle.

Cependant, si cette étude peut s'appliquer à une structure comme celle adoptée par Agilent et présentée au chapitre 1, il faut de manière générale prendre en compte d'autres couches, comme la couche de passivation ou la membrane utilisée pour la tenue mécanique de la structure. Cette prise en compte sera l'objet du paragraphe qui suit.

## 2.2.2 Prise en compte des autres couches du résonateur : Application à la simulation des structures de type FBAR

On a vu au paragraphe 2.1.2 qu'on doit disposer de deux résonateurs ayant des fréquences de résonance et d'anti-résonance différentes pour réaliser un filtre. En s'inspirant de l'étude qui vient d'être faite, on pourrait naturellement imaginer que ces deux résonateurs soient réalisés avec des épaisseurs d'AlN ou d'électrodes légèrement différentes afin d'obtenir ce décalage en fréquence. Mais, ces résonateurs doivent être réalisés sur le même substrat et cette solution serait technologiquement complexe à réaliser.

Par contre, en s'inspirant de l'étude qui vient d'être faite sur l'effet des électrodes, on pourrait imaginer déposer une couche supplémentaire sur l'un des résonateurs pour réaliser ce décalage. Cette solution a été adoptée, et cette couche supplémentaire est appelée couche de charge.

Ensuite, les structures suspendues dites FBAR sont parfois réalisées sur des membranes qui assurent la tenue mécanique du résonateur, et une couche de passivation est parfois déposée sur le résonateur pour en assurer la fiabilité.

Ainsi, comme on l'a montré dans la partie 1, l'empilement technologique qui constitue un résonateur BAW comporte généralement un grand nombre de couches.

Le modèle que nous avons proposé dans la partie précédente, permet tout à fait la simulation de ce type de structure, mais lorsqu'on souhaite uniquement connaître le comportement électrique du résonateur, l'utilisation du modèle de Mason peut s'avérer beaucoup plus pratique.

Nous présenterons donc dans un premier temps ce modèle, puis nous l'appliquerons à la simulation et l'optimisation d'une structure de type FBAR.

### Présentation du modèle de Mason

Warren P. Mason [75] propose en 1948 un modèle électromécanique équivalent permettant de simuler le comportement électrique des transducteurs piézoélectriques. Afin de pouvoir prendre en compte les couches "passives" du transducteur, comme les électrodes par exemple, Mason propose deux modèles distincts :

- Un circuit ayant deux ports électriques permettant de simuler le comportement d'une couche non-piézoélectrique
- Un circuit comportant trois ports électriques permettant de simuler le comportement d'une couche piézoélectrique

En posant les conditions aux limites pour chaque couche, on peut extraire une matrice dite matrice impédance tel qu'on l'a décrite en annexe A. Cette matrice décrit les forces agissant de part et d'autre de la couche (et, dans le cas d'une couche piézoélectrique, la tension à ses bornes) en fonction des vitesses de déplacement de part et d'autre de la couche (et le courant dans le cas d'une couche piézoélectrique).

En posant l'analogie électro-mécanique suivante :

- Les forces sont représentées par des tensions électriques
- Les vitesses de déplacement sont représentées par des courants électriques

On peut montrer qu'une couche non-piézoélectrique de surface  $A$ , d'impédance acoustique  $Z_e$ , d'épaisseur  $h_e$  et ayant un coefficient de propagation  $\Delta_e = \omega/v_e$  peut-être représentée par le modèle électrique représenté sur la figure 2.18, tandis qu'une couche piézoélectrique de surface  $A$ , d'impédance acoustique  $Z_p$ , d'épaisseur  $h_p$ , ayant un coefficient de propagation  $\Delta_p = \omega/v_p$  et une capacité  $C_0 = (A \cdot \varepsilon_{33}^S)/h_p$  est représentée par le modèle représenté sur la figure 2.19.

Le modèle présenté sur la figure 2.18 est un circuit comportant deux ports électriques qui représentent les conditions aux limites (la force est représentée par une tension, la vitesse est représentée par un courant) de la couche non-piézoélectrique.

Le modèle de la figure 2.19 est un circuit à 3 ports, puisque on a en plus l'excitation électrique de la couche.

Pour modéliser une structure complète (un résonateur avec ses électrodes et une couche de charge par exemple) il suffit donc de connecter entre eux les modèles de chaque couche, puisque les forces et vitesses de déplacement sont continues aux interfaces.

Ce modèle est particulièrement pratique lorsqu'on désire uniquement simuler le comportement électrique (i.e. calculer l'impédance ou l'admittance électrique) du résonateur. Par contre, il ne permet pas de calculer la répartition des grandeurs élastiques ( $T_3, S_3$ ) et électriques ( $D_3, E_3$ )

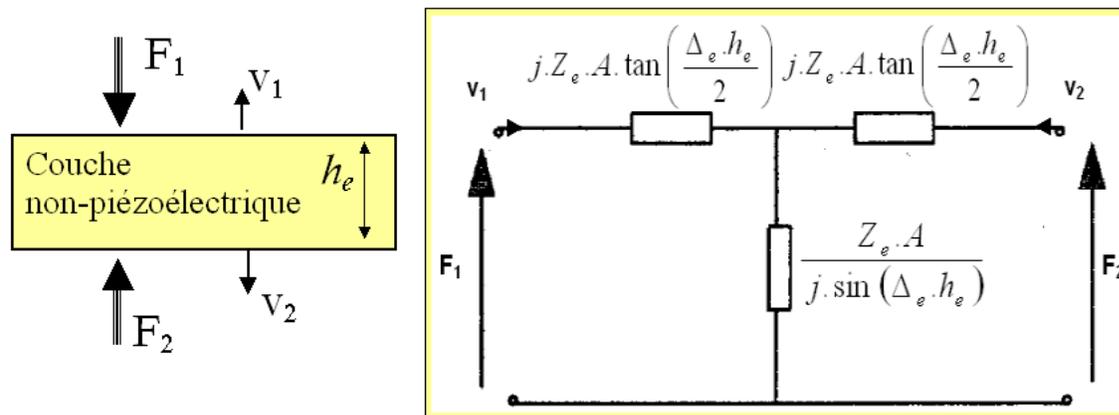


Fig. 2.18: Modèle de Mason d'une couche non-piézoélectrique

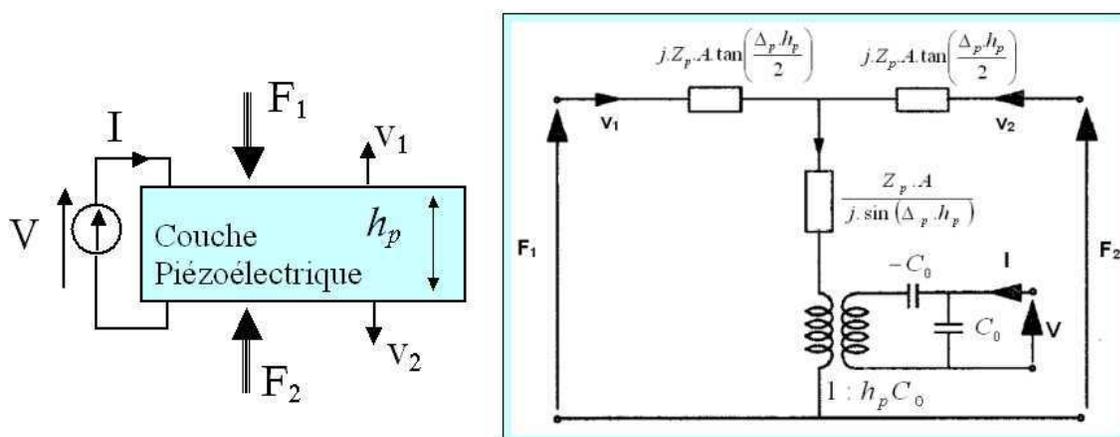


Fig. 2.19: Modèle de Mason d'une couche piézoélectrique

au sein de la structure. On notera de plus, que ce modèle est basé sur les mêmes équations et approximations que celles que nous avons utilisées pour notre modèle (présenté en annexe A) et donc ces deux modèles sont parfaitement équivalents.

### Application à la simulation et l'optimisation d'une structure de type FBAR

Les structures de type FBAR sont généralement plus complexes qu'un résonateur constitué simplement d'une couche piézoélectrique et de deux électrodes comme on vient de l'étudier. Mais, si on reprend le modèle que nous avons développé et détaillé en annexe A, finalement ces couches ne modifient que les impédances acoustiques présentées sur chaque face de la couche piézoélectrique. Ainsi, l'étude qui a été faite précédemment devrait pouvoir être appliquée à ces structures plus complexes. On devrait donc retrouver une infinité de choix possibles pour les épaisseurs des différentes couches permettant de réaliser un résonateur ayant la fréquence d'anti-résonance visée. Et, parmi toutes ces possibilités, l'une d'entre elle devrait être optimum en terme de  $k_{\text{effectif}}^2$ , c'est-à-dire en terme d'écart entre  $f_r$  et  $f_a$ .

Cependant, il est instructif de mener cette étude sur un exemple, car, comme nous allons le voir, le comportement du résonateur peut être assez différent des cas que nous avons étudiés jusqu'alors.

Afin d'illustrer cette étude, nous considérons une structure de type FBAR, constituée :

- D'une membrane en nitrure de silicium
- D'une électrode inférieure en molybdène
- D'une couche piézoélectrique en nitrure d'aluminium
- D'une électrode supérieure en molybdène
- D'une couche de passivation en nitrure de silicium

On suppose que l'épaisseur de la membrane est fixée à  $1.5 \mu\text{m}$ , tandis que l'épaisseur de la couche de passivation est fixée à  $0.5 \mu\text{m}$ . La fréquence d'anti-résonance visée est encore de 1 GHz, et seules les épaisseurs de molybdène et d'AlN peuvent être ajustées. Ainsi, nous avons calculé les couples  $(h_{\text{elec}}, h_{\text{AlN}})$  pour lesquels la fréquence d'anti-résonance est de 1 GHz.

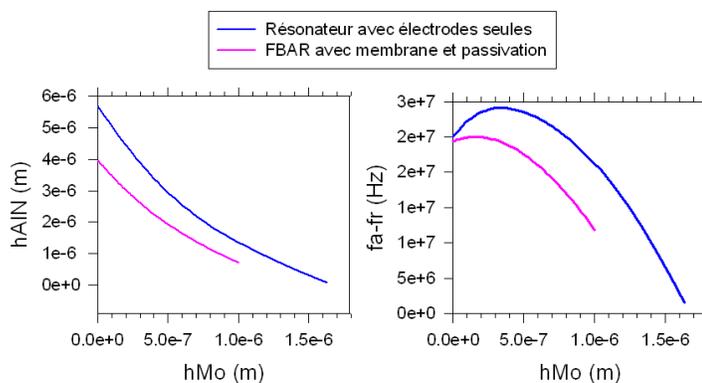


Fig. 2.20: Evolution de l'épaisseur d'AlN et de  $(f_a - f_r)$  pour un résonateur de type FBAR avec membrane et couche de passivation ayant une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz. Comparaison avec un résonateur constitué uniquement d'une couche piézoélectrique et de deux électrodes

La figure 2.20 présente l'évolution de l'épaisseur d'AlN et de l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  en fonction

de l'épaisseur des électrodes. Pour comparaison, nous avons superposé à ces courbes les simulations qui avaient été réalisées précédemment dans le cas d'un résonateur constitué uniquement d'une couche d'AlN et de deux électrodes en molybdène.

Tout d'abord, on peut remarquer que les épaisseurs d'AlN sont plus faibles dans le cas du FBAR sur membrane avec passivation. Nous avons vu dans la partie précédente, que la présence d'une couche supplémentaire au résonateur a pour effet de diminuer la fréquence de résonance et la fréquence d'anti-résonance de ce dernier. Ainsi, la présence d'une membrane et d'une couche de passivation impose une modification conséquente de l'épaisseur de la couche d'AlN pour compenser le décalage de fréquence induite par ces dernières.

Ensuite, la deuxième courbe de la figure 2.20 présente l'évolution de  $f_a - f_r$  en fonction de l'épaisseur des électrodes. On retrouve dans la structure FBAR sur membrane un couple  $(h_{elec}, h_{AlN})$  pour lequel l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  est maximum. Cependant, on notera que ce maximum est plus faible que celui qui avait été obtenu pour un résonateur constitué d'une couche d'AlN et de deux électrodes, et de plus, ces deux maxima ne coïncident pas.

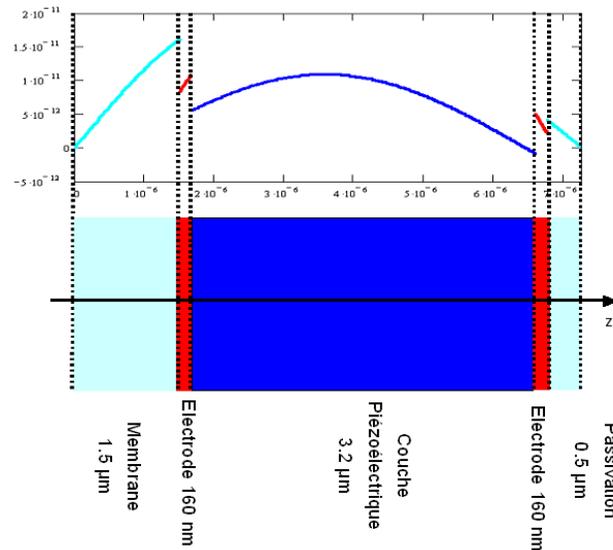


Fig. 2.21: Répartition du champ de déformation dans la structure FBAR ayant un  $k_{effective}^2$  maximum

Nous avons montré précédemment que l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$ , peut être relié à la répartition du champ de déformation dans la structure. Nous avons donc calculé  $S_3(z)$  pour la structure qui présente le couplage maximum, et l'avons représenté sur la figure 2.21. Nous avons montré précédemment que plus le champ de déformation dans la couche piézoélectrique est uniforme, plus le couplage électromécanique peut être élevé. Cependant, il faut aussi s'assurer que la déformation générée dans les couches "passives" (i.e. les électrodes, la couche de passivation et la membrane) soit minimum.

La figure 2.21 fait apparaître clairement un champ de déformation non-uniforme dans la couche piézoélectrique et de plus, la déformation générée dans les couches passives est non négligeable, on comprend donc aisément pourquoi le couplage électromécanique de cette structure est relativement faible.

Enfin, il est intéressant de remarquer sur cette figure que la déformation  $S_3(z)$  a une réparti-

tion très asymétrique dans la structure, ce qui paraît assez logique étant donné l’asymétrie de la structure elle-même. Il est intéressant alors d’explorer les modes de résonance de cette structure.

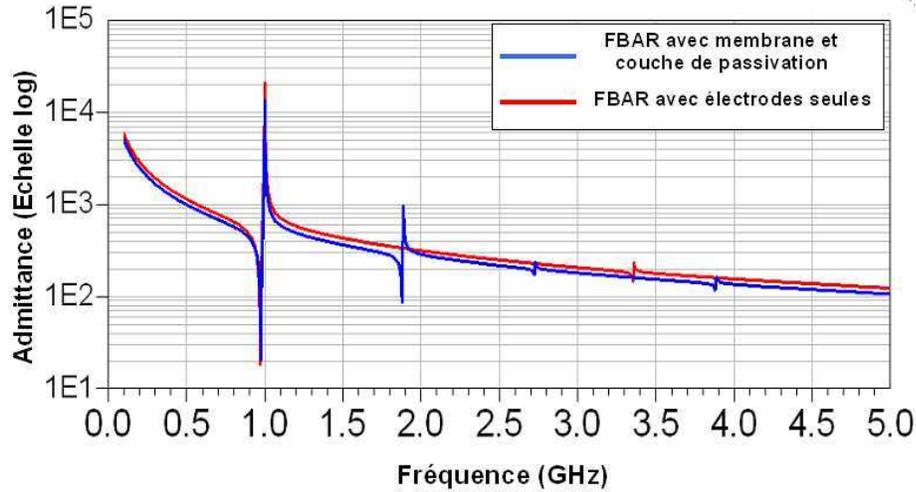


Fig. 2.22: Evolution de l’admittance d’un FBAR avec ou sans membrane et couche de passivation (les cas représentés sont les résonateurs ayant un  $k_{e\text{ffective}}^2$  maximum)

Nous avons donc calculé l’admittance électrique de ce résonateur que nous avons représentée sur la figure 2.22 et superposée à celle du résonateur sans membrane ni passivation. Nous avons choisi les résonateurs présentant le couplage  $k_{e\text{ffective}}^2$  maximum. On retrouve bien une première fréquence d’anti-résonance à 1 GHz, et la première fréquence de résonance est légèrement différente pour les deux résonateurs, puisqu’on a montré que dans le cas sans membrane, on peut atteindre un couplage plus important. Par contre, les fréquences de résonances et anti-résonances suivantes sont complètement différentes. En effet, si dans le cas du résonateur avec électrodes seules, on avait des fréquences d’anti-résonances proches d’harmoniques impairs (c’est-à-dire proche de  $(2n + 1).f_a$ ), ce n’est pas du tout le cas pour le résonateur avec membrane. En effet, le fait d’avoir une structure asymétrique implique l’apparition de fréquences de résonances totalement différentes.

De plus, on remarquera que ces modes parasites ont un couplage très faible pour le résonateur avec électrodes seules, tandis que le premier mode parasite observé pour le résonateur avec membrane a un couplage non-négligeable. Ce dernier point est très important car, lorsque ces parasites ne sont pas suffisamment atténués, ils peuvent créer une ”bande-passante parasite” au niveau du filtre. Or, comme on l’a vu dans la partie 2.1.2, un filtre doit rejeter le signal (c’est-à-dire présenter un niveau de réjection) minimum sur une large bande de fréquence autour de sa bande passante. Ainsi, ces modes parasites doivent être pris en compte pour la conception des filtres afin de satisfaire les spécifications hors de la bande passante.

Dans cette partie, nous avons donc présenté le modèle de Mason, qui permet de réaliser les simulations électriques des résonateurs à onde acoustique de volume. Ce modèle est strictement équivalent à celui que nous avons développé dans la partie 2.2.1, mais est plus pratique à mettre en place pour des structures complexes qui comportent un grand nombre de couches. Par contre, le modèle de Mason ne permet pas de calculer les grandeurs élastiques et électriques au sein de la structure. Nous avons ensuite appliqué ce modèle ainsi que l’étude que nous avons faite précé-

demment à une structure FBAR réalisée sur une membrane et avec une couche de passivation. Il a été montré que la démarche d'optimisation qui a été adoptée dans le cas simple d'un résonateur avec des électrodes seules, est encore valide. Ainsi, on a pu montrer qu'il existe encore un couple  $(h_{elec}, h_{AIN})$  pour lequel le couplage  $k_{effectif}^2$  est maximum. Par contre, il est apparu que les couches supplémentaires dégradent les performances du résonateur, et de plus, la constitution d'une structure asymétrique entraîne l'apparition de nouveaux modes de résonances qui peuvent avoir des couplages non-négligeables et doivent donc être pris en compte pour la conception de filtres.

## 2.3 Etude et optimisation des structures de type SMR

Dans la partie 2.2, nous avons présenté un modèle permettant de calculer l'impédance électrique ainsi que les grandeurs élastiques ( $S_3(z)$  et  $T_3(z)$ ) et électriques ( $E_3(z)$  et  $D_3(z)$ ) d'un résonateur. Nous avons ensuite utilisé ce modèle pour étudier l'influence des électrodes sur les performances d'un résonateur. En particulier, nous avons proposé une méthode permettant de relier le couplage électromécanique effectif d'un résonateur (soit l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$ ), à la répartition du champ de déformation  $S_3(z)$  dans la structure. Le modèle de Mason a ensuite été introduit pour les simulations électriques de structures complexes et enfin, l'étude qui a été présentée a été appliquée à une structure de type FBAR particulière.

Comme nous l'avons mis en évidence, les caractéristiques d'un résonateur sont modifiées à chaque fois qu'on lui ajoute une couche supplémentaire. Ainsi, si on réalise un résonateur directement sur un substrat silicium, l'onde acoustique se propagera dans le substrat, et ce dernier aura un effet très important sur les performances du résonateur. La figure 2.23 présente en bleu l'évolution de l'impédance d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN de  $3.7 \mu\text{m}$  et d'électrodes en molybdène de  $340 \text{ nm}$ . En rouge, l'impédance de ce même résonateur disposé sur un substrat silicium d'une épaisseur de  $725 \mu\text{m}$ .

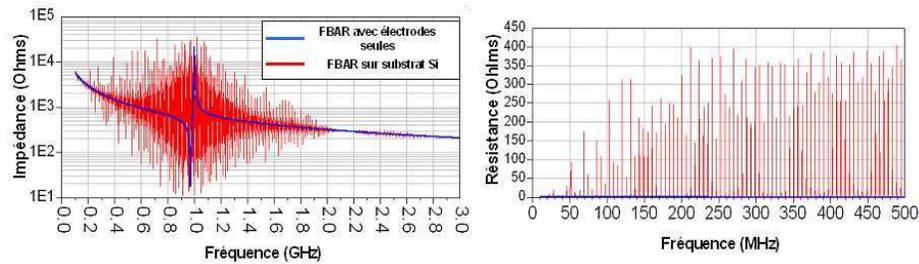


Fig. 2.23: Impédance d'un résonateur réalisé directement sur un substrat silicium et comparaison avec la simulation sans le substrat - Mise en évidence de modes de résonance basse fréquence

Le substrat a pour effet de détruire complètement les performances électriques du résonateur, et si on trace en basse fréquence l'évolution de la partie réelle de l'impédance du résonateur, on observe des pics espacés de  $5.8 \text{ MHz}$  environ. Les ondes longitudinales se propagent à  $8430 \text{ m/s}$  dans le Si orienté  $[100]$ , et l'épaisseur du substrat étant de  $725 \mu\text{m}$ , on retrouve là les résonances en  $n \cdot \lambda/2$  dans le substrat Si.

Afin d'éviter cet effet, on peut suspendre le résonateur (solution FBAR), ou réaliser une structure appelée réflecteur de Bragg permettant de réfléchir l'onde acoustique vers le résonateur (solution SMR).

Le réflecteur de Bragg est une structure multi-couches qui associe deux matériaux ayant des impédances acoustiques différentes et d'épaisseur  $\lambda/4$  (où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique dans le matériau définie à la fréquence de résonance). Afin d'en expliquer le principe de fonctionnement, nous ferons une brève introduction sur la propagation acoustique dans les structures périodiques puis nous étudierons l'influence du réflecteur de Bragg sur les performances du résonateur de type SMR.

### 2.3.1 Etude du réflecteur de Bragg

#### Propagation acoustique dans une structure multi-couches périodique à une dimension

La propagation acoustique en milieu périodique a de nombreuses applications parmi lesquelles l'isolation acoustique des résonateurs BAW. Afin d'introduire ce domaine, on se propose d'étudier la propagation d'une onde acoustique plane dans une structure périodique telle que celle présentée sur la figure 2.24

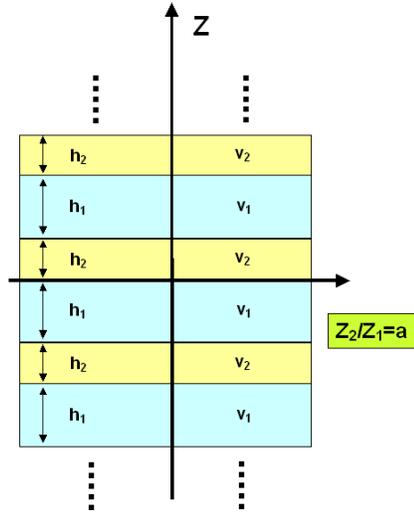


Fig. 2.24: Structure périodique infinie unidimensionnelle constituée de deux matériaux d'épaisseur  $h_1$  et  $h_2$ , ayant des vitesses de propagation acoustique  $v_1$  et  $v_2$  et dont le rapport d'impédance acoustique est  $Z_2/Z_1 = a$

On écrit le déplacement dans les couches 1 et 2 :

$$u_3^{(1)}(z) = A.e^{j.\Delta_1.z} + B.e^{-j.\Delta_1.z}$$

$$u_3^{(2)}(z) = C.e^{j.\Delta_2.z} + D.e^{-j.\Delta_2.z}$$

La structure étant périodique, le déplacement et la contrainte doivent satisfaire les conditions de Bloch-Floquet [76] :

$$u_3^{(1)}(-h_1) = u_3^{(2)}(h_2).e^{j.(h_1+h_2).k}$$

$$T_3^{(1)}(-h_1) = T_3^{(2)}(h_2).e^{j.(h_1+h_2).k}$$

$k$  est le nombre d'onde effectif de la structure : tout se passe comme si l'onde se propageait dans un matériau homogène avec ce vecteur d'onde.

En appliquant les conditions de continuité aux interfaces ainsi que les conditions de Bloch-Floquet, on aboutit à un système linéaire de quatre équations dans lesquelles  $A, B, C, D$  sont les inconnus. Si on omet la solution triviale  $A = B = C = D = 0$ , le déterminant du système doit être nul, et on aboutit ainsi à l'équation de dispersion :

$$\cos((h_1 + h_2).k) = \cos(w.t_1).\cos(w.t_2) - \frac{a^2 + 1}{a}.\sin(w.t_1).\sin(w.t_2) \quad (2.22)$$

Où  $t_1 = h_1/v_1$  et  $t_2 = h_2/v_2$ .

Le réflecteur de Bragg associe deux matériaux ayant des épaisseurs égales à  $\lambda/4$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde acoustique dans le matériau à la fréquence de résonance du résonateur. Prenons donc par exemple, deux couches avec  $v_1 = 5000$  et  $v_2 = 7000$  ayant des épaisseurs égales à  $\lambda/4$  pour une fréquence de 1 GHz. La figure 2.25 présente la courbe de dispersion d'une telle structure pour plusieurs rapports d'impédances  $a$ .

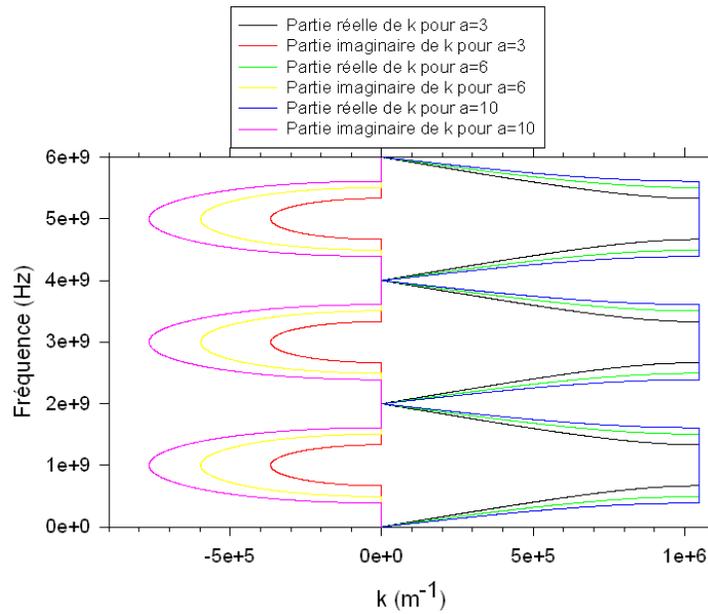


Fig. 2.25: Courbe de dispersion d'une structure multi-couche constituée de deux couches d'épaisseur  $\lambda/4$  pour  $f = 1GHz$ , étude en fonction du rapport d'impédance acoustique  $a$  entre les deux matériaux utilisés

On observe sur cette figure une périodicité dans l'espace des  $k$  : Il existe des bandes de fréquences dans lesquelles le nombre d'onde a une partie imaginaire non nulle tandis que la partie réelle est constante, la première de ces bandes est centrée sur 1 GHz. Dans le cas où  $k$  est imaginaire, l'onde est atténuée et, à l'instar des gaps électroniques qui apparaissent dans la structure de bande des cristaux semiconducteurs, on voit apparaître ici des bandes acoustiques dans lesquelles l'onde est atténuée au sein de la structure.

De plus, on peut remarquer sur la figure 2.25 que l'amplitude de la partie imaginaire de  $k$  ainsi que l'étendue de ces bandes sont d'autant plus importantes que le rapport d'impédance entre les matériaux est important. Ainsi, en utilisant deux matériaux avec un fort contraste acoustique, on pourrait utiliser cette propriété pour empêcher la pénétration de l'onde acoustique dans le substrat et isoler ainsi le résonateur.

### Application à la réalisation du réflecteur de Bragg

Voyons à présent comment se comporte une structure réelle telle que celle que nous avons représentée sur la figure 2.26.

L'idée est de réaliser une structure multi-couches avec deux matériaux ayant des impédances

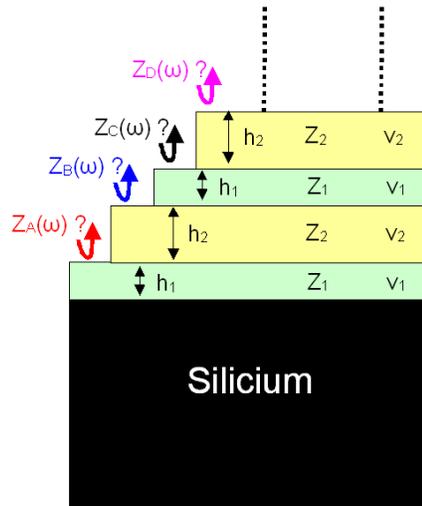


Fig. 2.26: Représentation d'une structure multicouche réalisée sur un substrat silicium. Quelle impédance présentée par une telle structure ?

acoustiques différentes  $Z_1$  et  $Z_2$  et d'utiliser cette structure pour isoler le résonateur du substrat tout comme le ferait la cavité d'air pour le FBAR.

Idéalement, il faudrait donc que la structure représentée sur la figure 2.26 présente une impédance nulle au résonateur.

Comme on l'a présenté au premier chapitre, le W et le  $\text{SiO}_2$  sont deux matériaux couramment utilisés pour réaliser cette fonction, le W ayant une impédance beaucoup plus élevée que celle du  $\text{SiO}_2$ . Après une phase de caractérisation qui sera présentée au chapitre 4, nous avons évalué les constantes de ces matériaux en films minces ; les résultats sont représentés sur la figure 2.27.

Tungstène	$\text{SiO}_2$
Densité = 19250 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 5220 m/s	Densité = 2230 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 6080 m/s

Fig. 2.27: Caractéristiques matériaux du tungstène et du  $\text{SiO}_2$

En utilisant le modèle que nous avons développé et présenté en Annexe A, on peut calculer les impédances acoustique  $Z_A(\omega)$  à  $Z_D(\omega)$  rapportées à la surface de chaque couche de la structure représentée sur la figure 2.26.

Nous avons donc réalisé cette simulation en considérant un empilement de ce type dans lequel le matériau 1 est le W, tandis que le matériau 2 est le  $\text{SiO}_2$ , puis l'inverse. On a choisi une épaisseur en  $\lambda/4$  à 1 GHz pour chacune des couches.

Cette simulation montre que si le W est la dernière couche de l'empilement, ce dernier présente alors une impédance élevée autour de 1 GHz, tandis que si on termine avec une couche de  $\text{SiO}_2$ , l'impédance présentée par l'empilement est faible. De plus, on remarque que ces effets sont accentués par le nombre de couches utilisées.

En utilisant les résultats présentés en Annexe A, il est très aisé de montrer que l'impédance

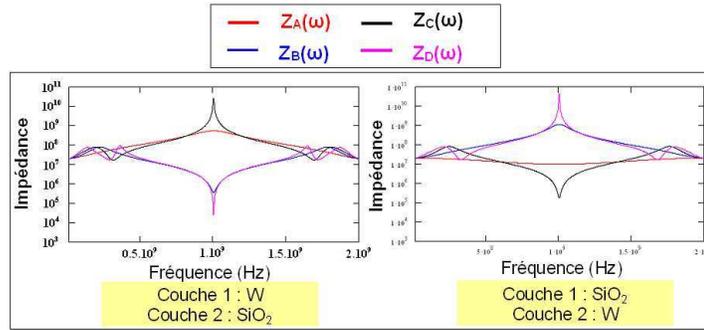


Fig. 2.28: Evolution de l'impédance acoustique présentée par le structure 2.26 en fonction du nombre de couche et de l'ordre des matériaux

$Z_D(\omega)$  présentée à 1 GHz est égale à :

$$Z_D(1GHz) = \frac{(Z_2)^4}{(Z_1)^4} \cdot Z_{Si}$$

Ainsi, comme pour les structures périodiques, on retrouve comme paramètre le rapport d'impédance entre les deux matériaux utilisés. Cependant, le problème n'est pas tout à fait identique, puisque la structure n'est plus infinie et l'ordre des couches a son importance : il faut utiliser deux couches présentant un fort contraste acoustique, et la dernière couche déposée doit-être celle à faible impédance acoustique.

Enfin, l'expression analytique de  $Z_D(\omega)$  révèle encore une différence avec le cas des structures périodiques infinies. En effet, on peut montrer que le rapport d'impédance ne suffit pas à décrire intégralement le problème, il faut naturellement prendre en compte l'impédance du substrat, et la valeur absolue de l'impédance des deux couches utilisées doit aussi être prise en compte. En d'autres termes, on peut montrer que deux couples présentant le même rapport d'impédance ne sont pas équivalents.

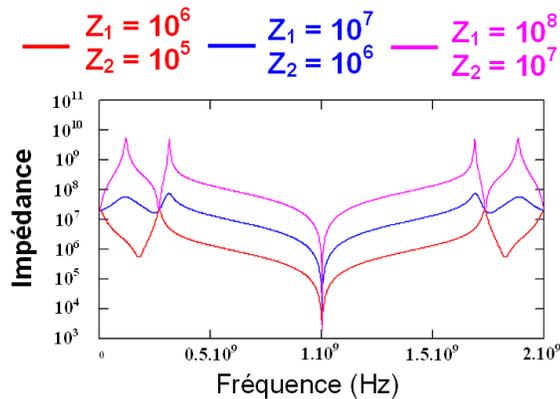


Fig. 2.29: Impédance présentée par différents réflecteurs utilisant des couches ayant le même rapport d'impédance acoustique

Ainsi, la figure 2.29 présente une comparaison de plusieurs réflecteurs ayant tous un rapport d'impédance égal à 10. On retrouve naturellement le même niveau d'impédance à 1 GHz pour les trois réflecteurs considérés, par contre, le niveau d'impédance global est plus faible lorsque les matériaux utilisés ont des impédances globalement plus faibles.

En conclusion, on peut donc dire que le réflecteur de Bragg doit être réalisé à l'aide de matériaux présentant le contraste acoustique le plus élevé possible, et ayant globalement des impédances les plus faibles possibles.

### 2.3.2 Etude du comportement électrique du résonateur sur un réflecteur de Bragg

Voyons à présent quel est le comportement du résonateur lorsqu'il est intégré sur un réflecteur, la structure considérée est celle représentée sur la figure 2.30. Les épaisseurs de Mo et d'AlN avaient été obtenues précédemment pour obtenir un résonateur à 1 GHz présentant le couplage électromécanique  $k_{effectif}^2$  optimum.

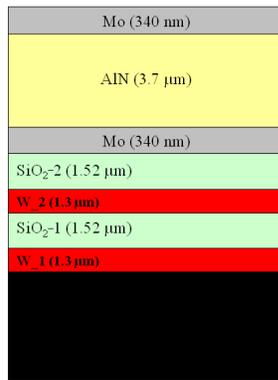


Fig. 2.30: Structure SMR simulée

La figure 2.31 présente la réponse électrique de cette structure SMR complète (en bleu) comparée à la réponse du résonateur Mo-AlN-Mo (en rouge) qui a été étudié précédemment. On remarque ici que les parasites qui avaient été observés sur la figure 2.23 n'apparaissent plus autour de 1 GHz, ce qui traduit donc une bonne isolation du résonateur vis-à-vis du substrat. On notera cependant que ces mêmes parasites apparaissent en basse fréquence, signe que le réflecteur de Bragg n'isole le résonateur que dans une bande de fréquence limitée.

D'autre part, le réflecteur étant ici centré sur 1 GHz, la fréquence d'anti-résonance du résonateur est inchangée. Par contre la fréquence de résonance est modifiée, et le couplage électromécanique effectif de la structure SMR est plus faible que celui du résonateur seul. On comprend assez bien ce phénomène puisque le réflecteur présente une impédance faible mais non nulle aux électrodes, modifiant ainsi la répartition du champ de déplacement  $S_3(z)$  dans la structure et donc son couplage électromécanique.

Mais, puisque l'impédance présentée à la couche piézoélectrique est modifiée par le réflecteur de Bragg, on peut aussi supposer que le  $k_{effectif}^2$  optimum a été décalé. La figure 2.32 représente l'évolution de ce paramètre en fonction de l'épaisseur des électrodes (l'épaisseur d'AlN est modifiée de façon à conserver une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz) pour la structure SMR (courbe rose). Pour comparaison, cette courbe a été superposée à celle que nous avons obtenue pour le résonateur Mo-AlN-Mo (courbe bleue).

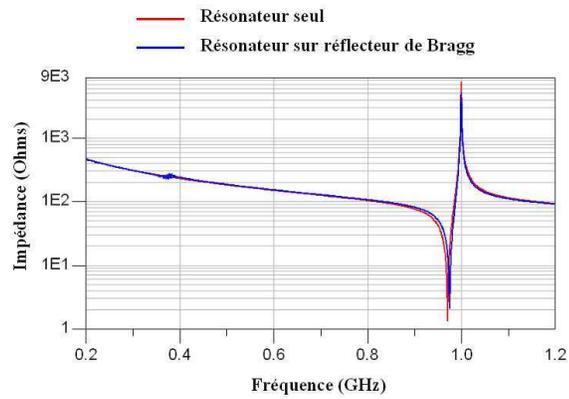


Fig. 2.31: Simulation électrique du résonateur seul et du résonateur intégré sur le réflecteur de Bragg

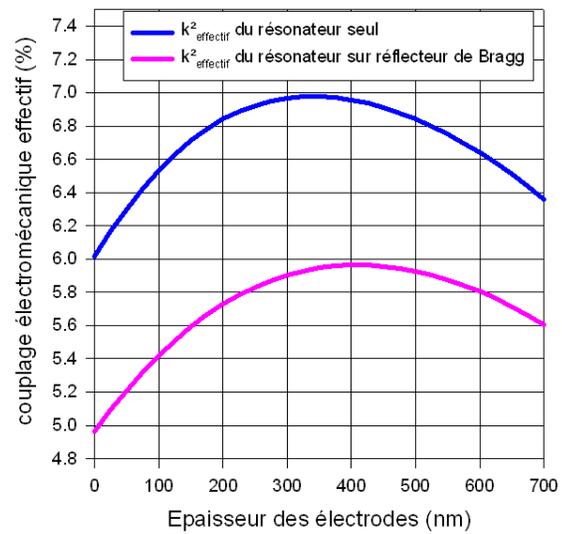


Fig. 2.32: Optimisation du coefficient  $k_{\text{effectif}}^2$  de la structure SMR et comparaison avec la structure sans réflecteur de Bragg

Cette courbe fait apparaître une dégradation du  $k_{\text{effectif}}^2$  dans le cas de la structure SMR, et on observe aussi un décalage de l'épaisseur optimum. Ces résultats sont résumés dans le tableau 2.33.

	Epaisseur Mo (nm)	Epaisseur AlN ( $\mu\text{m}$ )	$f_r$ (MHz)	$f_a$ (MHz)	$k^2_{\text{effectif}}$ (%)
Cas du résonateur Mo-AlN-Mo seul	<b>340</b>	<b>3.69</b>	<b>970.9</b>	<b>1000</b>	<b>6.98</b>
Cas du résonateur Mo-AlN-Mo sur réflecteur de Bragg	<b>410</b>	<b>3.34</b>	<b>975.2</b>	<b>1000</b>	<b>5.96</b>

Fig. 2.33: Comparaison des couplage  $k_{\text{effectif}}^2$  obtenus pour la structure SMR et comparaison avec la structure Mo-AlN-Mo simple

Ainsi, cette étude a montré que le réflecteur de Bragg doit être réalisé avec des matériaux présentant des impédances faibles mais très contrastées. D'autre part, on a vu que le couplage électromécanique de la structure SMR est plus faible que celui d'une structure suspendue, et que les épaisseurs d'électrode et d'AlN optimales sont déplacées.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé le comportement élastique et électrique d'un résonateur à onde acoustique de volume en prenant l'exemple simpliste d'une structure composée d'une couche piézoélectrique seule. Nous avons montré que le résonateur présente une résonance, suivie d'une anti-résonance caractérisées respectivement par un minimum puis un maximum de l'impédance électrique. En dehors de ce phénomène résonant, on a retrouvé un comportement capacitif du résonateur. Dans ce cas simple, il a été montré que l'écart entre résonance et anti-résonance dépend du matériau piézoélectrique utilisé, et en particulier de son couplage électromécanique  $k_t^2$ .

Ensuite, nous avons introduit un modèle permettant la prise en compte des électrodes et autres couches du résonateur. Il a été mis en évidence que l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  est modifié et peut-être supérieur à l'écart  $f_a - f_r$  obtenu précédemment. Une méthode nous a permis d'expliquer ce phénomène en reliant les paramètres élastiques du résonateur à ses performances électriques. Cette analyse a permis de montrer qu'un écart  $f_a - f_r$  optimum peut-être atteint et que cet optimum dépend des matériaux utilisés pour les électrodes et autres couches du résonateur.

Enfin, nous avons analysé la structure de réflecteur de Bragg utilisée pour isoler le résonateur du substrat dans sa version SMR. Nous avons montré que l'efficacité du réflecteur est d'autant plus importante que les impédances acoustiques des matériaux utilisés sont faibles et contrastées.

Les analyses effectuées dans cette partie montrent donc que les voies d'optimisation des résonateurs passent par le choix des matériaux utilisés et des épaisseurs déposées. Cependant, ces choix ne peuvent se faire qu'en connaissant bien les caractéristiques mécaniques (masse volumique, module d'Young, coefficient de Poisson) des matériaux déposés en films minces, nous

allons donc présenter dans la partie suivante la méthode originale que nous avons utilisée à cet effet ainsi que les résultats obtenus.



## Chapitre 3

# Caractérisation des dispositifs à onde acoustique de volume par la méthode d'acoustique picoseconde

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Présentation de la technique d'acoustique picoseconde . . . . .</b>	<b>70</b>
3.1.1	Historique . . . . .	70
3.1.2	Principe de la technique . . . . .	71
3.1.3	Présentation du dispositif expérimental Lillois . . . . .	77
<b>3.2</b>	<b>L'acoustique picoseconde, une technique bien adaptée à la caracté- risation des dispositifs BAW . . . . .</b>	<b>79</b>
<b>3.3</b>	<b>Mise en évidence et étude d'un nouvel effet de longueur d'onde . .</b>	<b>84</b>
3.3.1	Modélisation de l'effet de saut . . . . .	85
3.3.2	Vérification expérimentale du modèle . . . . .	89

---

## Introduction

Nous avons vu dans les parties précédentes que la fréquence de résonance des résonateurs BAW dépend directement de l'épaisseur des couches déposées. De plus, on a montré que les performances électriques des résonateurs dépendent des caractéristiques élastiques de ces couches (vitesse et impédance acoustiques). Une très bonne maîtrise des techniques de dépôt utilisées est donc nécessaire à la réalisation des résonateurs BAW mais encore faut-il avoir une méthode permettant de contrôler a posteriori les caractéristiques (épaisseurs, vitesse et impédance acoustique) des films déposés.

L'acoustique picoseconde est une technique expérimentale pompe-sonde résolue en temps utilisant un laser à impulsions ultracourtes (picoseconde ou femtoseconde) pour générer et détecter une onde acoustique de très haute fréquence au sein des films minces. L'objet de cette partie est de montrer que cette technique originale est particulièrement bien adaptée à la caractérisation des dispositifs BAW en film mince.

Nous présenterons d'abord le principe de la technique, puis une application à la caractérisation d'une structure BAW particulière sera détaillée. Enfin, nous mettrons en évidence un nouvel effet de longueur d'onde qui se révélera particulièrement attrayant pour la mesure d'épaisseur des couches transparentes.

### 3.1 Présentation de la technique d'acoustique picoseconde

#### 3.1.1 Historique

L'histoire de l'acoustique picoseconde est assez récente, et commence en 1984 lorsque H.J. Maris et ses collègues de l'université Brown font une découverte fortuite [77]. Tandis qu'ils étudient la structure électronique de films minces, ils envoient une impulsion laser très brève (environ 1 ps) sur un échantillon d' $As_2Te_3$  ; lorsqu'ils envoient une deuxième impulsion sur cet échantillon pour en mesurer la réflectivité, ils observent une variation périodique de cette dernière au court du temps.

Ils découvrent alors que cette variation de réflectivité est due aux allers et retours successifs d'une onde acoustique dans la couche. Ils appuient leur hypothèse en montrant expérimentalement que la période des oscillations observées varie linéairement avec l'épaisseur de la couche mesurée. Au début des années 60, White [78] avait montré expérimentalement qu'on pouvait générer des ondes acoustiques dans les milieux solides grâce aux ondes électromagnétiques ou à l'aide d'un faisceau d'électron. Il détecte ces ondes acoustiques au moyen de transducteurs piézo-électriques. Mais Maris et son équipe vont encore plus loin en montrant qu'on peut générer, avec des impulsions laser très courtes, des ondes acoustiques de fréquences et de durée inimaginables à l'époque. De plus, l'équipe démontre la possibilité de détecter ces ondes acoustiques avec la même source laser grâce à un schéma pompe-sonde.

De suite, les inventeurs mettent à profit l'excellente résolution temporelle de cette expérience pour mesurer la vitesse du son dans un film mince de silice déposée sur  $As_2Te_3$ . L'énorme intérêt de cette technique pour la mesure non-destructive des films minces en microélectronique se traduit par une forte activité de valorisation (dès 1987, l'équipe de Maris dépose un premier brevet "Optical Generator and detector of stress pulses" - US 4 710 030). Sous l'impulsion de l'université Brown, l'entreprise Rudolph Technologies met au point l'équipement de métrologie Metapulse, très largement utilisé aujourd'hui dans l'industrie de la microélectronique.

L'équipe de l'université Brown étudie à l'époque une grande diversité de systèmes, démontrant ainsi la généralité de la technique et précisant les mécanismes de génération et de détection

mis en jeu. Bientôt Eesley et Clemens, des laboratoires de recherche de General Motors, les rejoignent dans l'aventure et étudient des couches de Ti et Ni [79] ainsi que des multicouches Mo/Ni, Pt/Ni et Ti/Ni [80].

En 1989, la plupart des applications de la méthode ont déjà été citées par Maris [79] :

- Mesure de la vitesse des ondes acoustiques longitudinales
- Mesure de l'atténuation acoustique
- Etude des modes de propagation acoustique dans les systèmes multicouches
- Caractérisation des interfaces (adhésion des couches, impédances acoustiques)
- Mesure de la diffusion thermique et des résistances de Kapitza

Au début des années 90, une équipe est montée au Japon par O. Wright qui propose un nouveau schéma expérimental [81] pour la détection, basé sur la déflexion du faisceau lumineux. Wright travaillera aussi avec Gusev au milieu des 90 sur les mécanismes de génération photo élastiques dans l'or [82] et dans le cuivre [83].

Bernard Perrin et Bernard Bonello introduisent l'acoustique picoseconde en France en 1993, puis proposent en 1996 un montage interférométrique [84] permettant d'enregistrer simultanément l'amplitude et la phase des variations de réflectivité.

Ensuite, on assiste à une "explosion" du nombre d'équipes travaillant sur le sujet, surtout en France, avec le montage à l'IEMN, puis, à la suite de Clément Rossignol, trois laboratoires de Bordeaux IXL, CMPOH et LMP. Au niveau international, on peut citer C.J.K. Richardson [85] à l'université John Hopkins de Baltimore, Chi-Kuang Sun et Hung-Hsuan Lin à Taiwan et J. Vollmann à ETH Zurich [86, 87].

### 3.1.2 Principe de la technique

L'acoustique picoseconde est **une technique expérimentale pompe-sonde résolue en temps** utilisant un laser à impulsions ultracourtes (picoseconde ou femtoseconde) pour **générer** et **détecter** une onde acoustique de très haute fréquence au sein des films minces.

#### Une technique expérimentale pompe-sonde résolue en temps

En 1867, le physicien Allemand August Töpler utilise sa machine électrostatique représentée sur la figure 3.1, pour générer et photographier une onde acoustique. Cette machine génère des étincelles très brèves (de l'ordre de  $10 \mu\text{s}$ ) ; une première étincelle est utilisée pour générer une impulsion acoustique dans l'air, et une seconde étincelle est utilisée pour détecter cette onde acoustique. Töpler met à profit la stroboscopie pour détecter un événement trop rapide pour les détecteurs de l'époque : c'est la première expérience pompe-sonde.

L'acoustique picoseconde reprend cette technique : un faisceau laser à impulsions est séparé en deux faisceaux :

1. Un premier faisceau dit **pompe**
2. Un second faisceau, moins puissant que la pompe, dit **sonde**

L'impulsion pompe permet de générer l'onde acoustique, tandis que l'impulsion sonde permet de la détecter, de "l'observer". La sonde joue le rôle de la seconde étincelle de la machine de Töpler.

On mesure l'intensité de sonde réfléchiée par l'échantillon en fonction du retard temporel entre l'impulsion pompe et l'impulsion sonde. La précision temporelle de la mesure n'est plus limitée par la rapidité du détecteur utilisé, mais par la durée de l'impulsion laser.



Fig. 3.1: Une des nombreuses machines électrostatiques de Töpler, l'inventeur du principe stroboscopique sur lequel sont basées les expériences pompe-sonde

### Générer une onde acoustique ...

Le rôle de l'impulsion optique de pompe est, comme on l'a dit précédemment, de générer une onde acoustique. Pour se faire, l'échantillon étudié doit comporter au moins une couche absorbante (métal, ou semiconducteur) qu'on appelle **transducteur**. En effet, comme nous allons le voir, cette couche permet de convertir l'impulsion optique en une impulsion acoustique.

Lorsque l'impulsion optique atteint la surface du transducteur, elle pénètre la couche d'une profondeur égale à deux fois l'épaisseur de peau, y déposant ainsi une énergie  $W(z)$ , qui est cédée aux électrons du réseau. Cette énergie peut être exprimée par la relation suivante [88] :

$$W(z) = \frac{(1 - R - T) \cdot Q}{2 \cdot A \cdot \zeta} \cdot e^{-\frac{z}{2 \cdot \zeta}} \quad (3.1)$$

- R et T représentent respectivement la réflectivité et la transmission optique de la couche
- Q est l'énergie transportée par l'impulsion pompe
- A est la surface illuminée par le faisceau de pompe sur l'échantillon
- $\zeta$  est l'épaisseur de peau

L'énergie déposée induit une augmentation brutale et localisée de la température. Cet échauffement de l'échantillon génère alors une contrainte et donc une déformation. A l'instant initial, cette déformation présente un profil exponentiel identique à celui de l'énergie déposée au sein de la couche (conformément à l'équation 3.1). Cette déformation se propage alors au sein de l'échantillon sous la forme d'une impulsion acoustique.

Pour étudier la forme de cette impulsion acoustique obtenue au sein de l'échantillon, on distingue deux systèmes :

- Dans le premier cas, représenté sur la figure 3.2, le transducteur est en surface de l'échantillon
- Dans le deuxième cas, représenté sur la figure 3.3, le transducteur est "enterré" sous une ou plusieurs couches transparentes

Dans le premier cas, une partie de la déformation se propage vers le substrat, tandis que l'autre partie se propage vers la surface libre. A la surface libre, la déformation est totalement réfléchiée, et son signe est inversé, donc comme le montre la figure 3.2, on aboutit à une **impulsion bipolaire**.

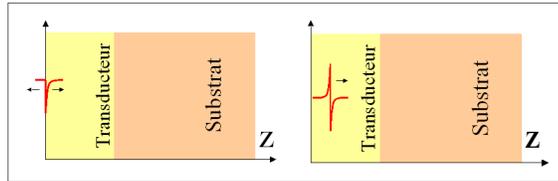


Fig. 3.2: Impulsion acoustique obtenue lorsque le transducteur est en surface de l'échantillon  
L'impulsion générée dans la couche transparente est bipolaire

Dans le second cas, on a encore une partie de la déformation qui se propage vers la surface, tandis qu'une autre se propage vers le substrat. Par contre, cette fois-ci, la surface du transducteur ne présente plus une réflexion acoustique parfaite, et une partie de l'impulsion est réfléchiée tandis que l'autre est transmise à la couche transparente.

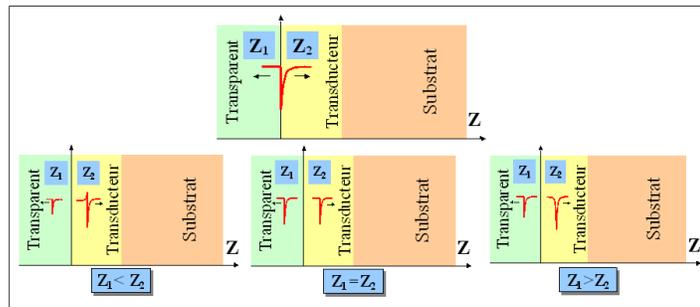


Fig. 3.3: Impulsion acoustique obtenue lorsque le transducteur est "enterré"  
L'impulsion générée dans la couche transparente est monopolaire

Ainsi, comme le montre la figure 3.3, on obtient une impulsion acoustique dans la couche transparente et une autre dans le transducteur. L'amplitude et le signe du coefficient de réflexion à l'interface transparent-métal dépendent des impédances et donc, la forme de l'impulsion qui se propage dans le transducteur dépend des rapports d'impédance acoustique entre la couche transparente et le transducteur. On remarque en revanche, que dans tous les cas, **une impulsion monopolaire** est générée dans la couche transparente, seule son amplitude dépend du rapport des impédances. Ceci aura son importance dans les effets que nous observerons par la suite.

### ... Détecter une onde acoustique

Il s'agit maintenant de détecter l'onde acoustique qui a été générée par l'impulsion pompe. Nous allons étudier trois contributions qui permettent de détecter cette onde acoustique avec le faisceau optique de sonde.

### 1. La détection dans les métaux ou les matériaux absorbants

Le plus "naturel" est de détecter l'onde acoustique dans la couche qui a servi à la générer, c'est-à-dire le transducteur. Dans ce cas, comme pour la pompe lors de la génération, le faisceau sonde ne pénètre dans le transducteur que d'une épaisseur égale à deux fois l'épaisseur de peau : on sonde en "surface" de la couche métallique.

L'onde acoustique qui a été générée induit une déformation de la maille cristalline, qui se traduit par une modification localisée des propriétés optiques (indices optiques) de la couche : c'est le couplage piézo-optique (appelé encore couplage photo-élastique ou élasto-optique).

Ainsi, l'intensité de sonde réfléchi est modifiée au retour de l'onde acoustique : on détecte un écho. La figure 3.4 reproduit le signal mesuré pour un échantillon de platine (200 nm) sur substrat silicium.

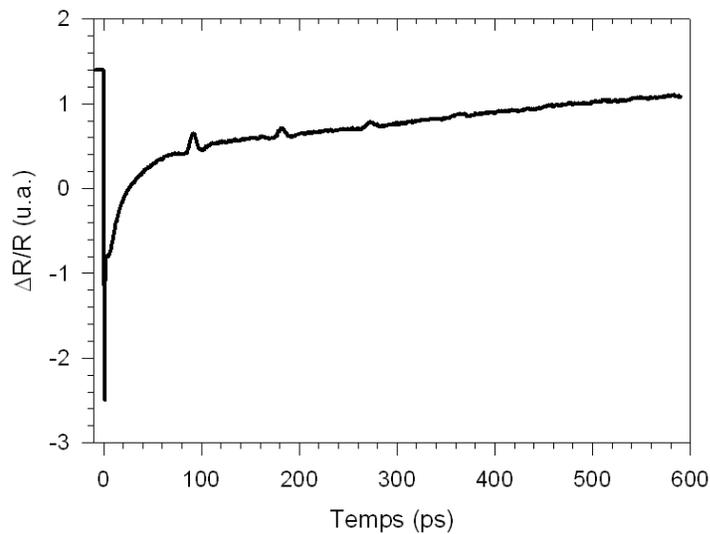


Fig. 3.4: Echos détectés sur un échantillon de platine (200 nm) déposé sur silicium  
 Mesure effectuée avec une pompe rouge (804 nm) et une sonde bleue (402 nm)

On observe aux temps 91 ps, 182 ps et 273 ps ... des échos qui correspondent aux retours successifs de l'onde acoustique à la surface libre. En supposant que l'épaisseur de platine est conforme à celle qui était visée (200 nm), le temps d'arrivée de ces échos nous permet d'extraire une vitesse du son de 4400 m/s pour le platine.

D'autre part, comme on l'a vu précédemment, la génération de l'onde acoustique se fait par l'excitation des électrons, qui cèdent ensuite leur énergie au réseau sous forme de chaleur. Cette excitation entraîne une modification très brutale des propriétés optiques du transducteur, ce qui explique le saut observé sur la figure 3.4 au temps 0. Le signal présenté sur cette figure a aussi une variation lente au court du temps, caractéristique du refroidissement de l'échantillon. On retrouve ces deux contributions sur toutes les mesures par acoustique picoseconde, mais il est important de signaler qu'elles n'ont pas une origine acoustique.

### 2. La détection dans les matériaux transparents

Pour certains cas, le faisceau optique de sonde traverse une partie de l'échantillon, c'est le cas des échantillons de type transparent sur métal, ou des échantillons pour lesquels le transducteur est suffisamment fin pour laisser passer une partie du faisceau optique (On sonde alors en profondeur). Dans ce cas, le faisceau optique de sonde coexiste avec l'onde acoustique au sein de la couche transparente. Comme on l'a vu précédemment, l'impulsion acoustique modifie localement l'indice optique des couches (couplage acousto-optique).

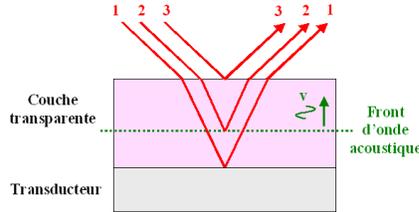


Fig. 3.5: Interaction acousto-optique dans les couches transparentes  
Une partie du faisceau sonde est réfléchi par l'impulsion acoustique

Comme le montre la figure 3.5 une partie du faisceau sonde est alors réfléchi par le front d'onde acoustique (faisceau 2 sur la figure), et interfère avec les réflexions aux interfaces (faisceaux 1 et 3 sur la figure). Le déphasage entre ces faisceaux tourne à la vitesse du son dans la couche transparente. On observe une variation périodique du signal mesuré en fonction du retard pompe-sonde, connue sous le nom d'oscillations Brillouin [89].

On peut montrer que la période de ces oscillations est liée à la longueur d'onde du faisceau sonde ( $\lambda$ ), à la vitesse du son ( $v$ ), à l'indice optique de la couche transparente ( $n(\lambda)$ ), et à l'angle de réfraction ( $\theta$ ) dans la couche, par la relation :

$$T = \frac{\lambda}{2nv \cos \theta} \quad (3.2)$$

La figure 3.6 présente un exemple de mesure réalisée sur un échantillon d'AlN sur Si sur lequel on a déposé un transducteur fin d'aluminium.

On observe un premier groupe d'oscillations jusqu'à 180 ps (interaction acousto-optique dans l'AlN), puis un deuxième groupe d'oscillations (interaction acousto-optique dans le silicium), d'amplitude et de fréquence différentes. Ces deux groupes d'oscillations sont de fréquences différentes en raison des différences d'indice optique des matériaux. On remarque aussi que l'amplitude de ces oscillations est nettement plus élevée dans le silicium que dans l'AlN. Cette différence est liée à une différence des coefficients de couplage piézo-optique, qui dépendent du matériau ainsi que de la longueur d'onde considérée [90].

### 3. Le cas particulier des couches transparentes sur couche absorbante

Dans le cas particulier des échantillons de type transparent sur transducteur, on peut mettre en évidence une troisième contribution à la détection de l'onde acoustique [91, 92, 93]. Pour expliquer ce mécanisme, il faut revenir sur la forme de l'impulsion acoustique générée. On a vu dans la partie précédente, que dans le cas particulier des échantillons transparent sur métal, l'impulsion acoustique générée dans la couche transparente est monopolaire. Autrement dit, la déformation moyenne engendrée par cette impulsion est non

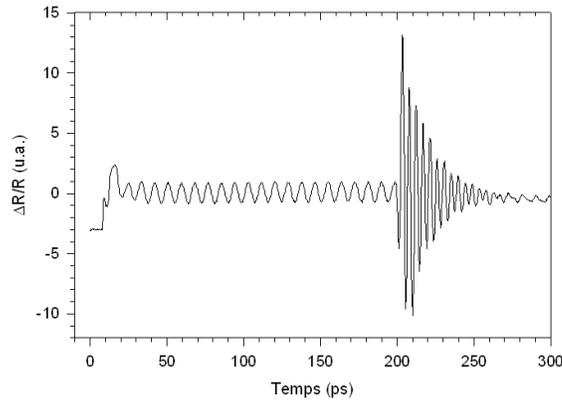


Fig. 3.6: Mesure réalisée sur Al/AIN(2  $\mu\text{m}$ )/Si avec pompe rouge (820 nm) et sonde bleue (410 nm) Oscillations Brillouin, signature de l'interaction acousto-optique dans les couches transparentes et semi-transparentes

nulle, et donc la couche est très légèrement dilatée ou comprimée. Lorsque cette impulsion se réfléchit à la surface libre, elle change de signe; ainsi, une impulsion en compression devient une impulsion en tension (et vice-versa), provoquant une légère modification de l'épaisseur de la couche.

Cette modification de l'épaisseur de la couche transparente entraîne une variation de réflectivité de l'échantillon qui est détectée sous la forme d'un saut.

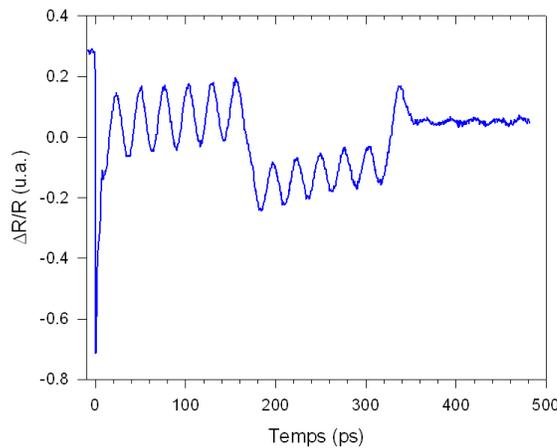


Fig. 3.7: Mesure réalisée sur  $\text{SiO}_2/\text{Al}/\text{Si}$  avec pompe rouge (830 nm) et sonde bleue (415 nm) Détection de sauts de réflectivité, caractéristiques pour les échantillons de type transparent sur métal

La figure 3.7 présente un exemple de mesure réalisée sur un échantillon de silice (860 nm) déposée sur aluminium sur substrat silicium. On remarque un saut au temps 170 ps, qui correspond à l'arrivée de l'impulsion acoustique à la surface libre. On note un deuxième saut, en sens opposé vers 300 ps, qui se superpose avec un écho : c'est le retour

de l'impulsion acoustique à l'interface silice-aluminium.

D'autre part, on remarquera que cette courbe présente les trois effets de détection qu'on vient de présenter :

- les échos (interaction acousto-optique dans les couches absorbantes)
- les oscillations Brillouin (interaction acousto-optique dans les couches transparentes)
- les sauts (dans les échantillons de type transparent sur métal)

Dans les parties qui suivent, nous étudierons plusieurs échantillons de type métal sur transparent. Comme on l'a montré, les signaux mesurés sur ce type d'échantillon sont très riches, puisqu'ils mettent en jeu les trois contributions que l'on vient de présenter. On appliquera dans un premier temps la technique d'acoustique picoseconde à la caractérisation des dispositifs à onde acoustique de volume, puis on présentera une étude plus approfondie sur les effets de sauts rencontrés dans l'AlN et particulièrement sur leur sensibilité à la longueur d'onde.

### 3.1.3 Présentation du dispositif expérimental Lillois

Comme on l'a présenté dans la partie 3.1.2 la technique de caractérisation par acoustique picoseconde consiste en la génération et la détection d'une onde acoustique au moyen d'une impulsion laser très brève. Il s'agit donc avant tout d'une technique optique. Nous allons détailler dans cette partie le dispositif expérimental que nous avons utilisé.

#### Présentation du schéma expérimental

La figure 3.8 présente un schéma du dispositif expérimental utilisé. Le faisceau laser est séparé en deux faisceaux :

1. Un premier faisceau appelé **Pompe**
2. Un second faisceau appelé **Sonde**, de puissance plus faible que le faisceau Pompe

Les deux faisceaux sont ensuite focalisés sur l'échantillon étudié, et on mesure, à l'aide d'une photodiode, l'intensité de sonde réfléchi par l'échantillon. Des miroirs mobiles motorisés permettent de modifier la longueur du trajet de la sonde. Ainsi, on peut retarder l'impulsion optique de sonde par rapport à l'impulsion optique de pompe. Typiquement, si on rallonge le trajet de la sonde de 30 cm par rapport au trajet pompe, les impulsions optiques de sonde arriveront 1 ns après les impulsions pompe.

Les variations relatives de réflectivité que l'on souhaite mesurer sont très faibles ( $10^{-3}$  à  $10^{-7}$ ). Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et pouvoir détecter ces signaux très faibles, on utilise une détection synchrone : un modulateur acousto-optique permet de moduler le faisceau pompe à une fréquence de 100 kHz, la détection synchrone permet alors de démoduler à cette même fréquence le signal électrique capté par la photodiode : on n'enregistre que les variations d'intensité optique qui portent "la signature" de la pompe.

#### Présentation du laser : une grande plage de longueur d'onde utilisable

La figure 3.9 présente la source laser que nous avons utilisée pour les caractérisations par acoustique picoseconde des dispositifs.

Cette source laser est constituée d'un oscillateur Ti-Sa pompé par un laser vert (532 nm) continu de 10 W. L'oscillateur Ti-Sa permet de générer des impulsions optiques très brèves (environ 100 fs), ayant une énergie de 10-20 nJ, soit une puissance moyenne de 1.8 W. Les impulsions sont délivrées par le laser avec un taux de répétition de 76 MHz.

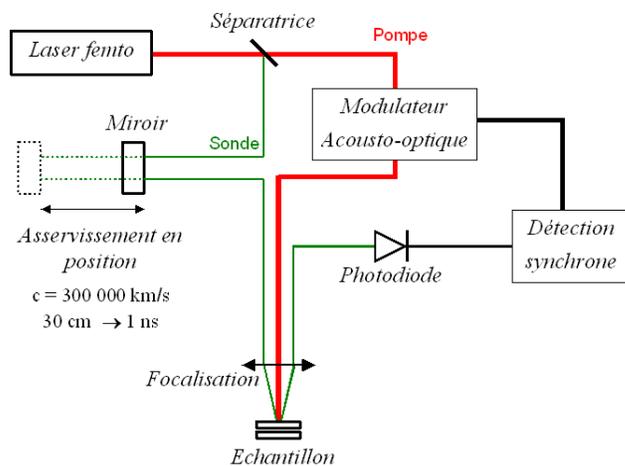


Fig. 3.8: Représentation schématique du dispositif expérimental

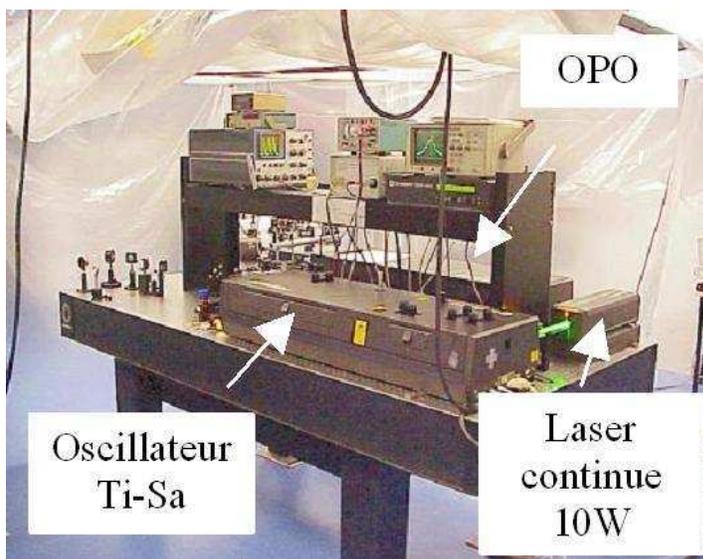


Fig. 3.9: Source laser femtoseconde utilisée à l'IEMN : Un dispositif accordable en longueur d'onde

L'originalité principale de cette source est son accordabilité en longueur d'onde. En effet, l'oscillateur Ti-Sa permet de générer des impulsions ayant une longueur d'onde centrale accordable entre 700 nm et 1000 nm. De plus, un Oscillateur Paramétrique Optique (OPO) permet, grâce à l'utilisation de cristaux non-linéaires (KTP et CTA) d'élargir le spectre de travail à la bande [1050 nm ; 1600 nm]. Enfin, comme on le verra par la suite, on utilise parfois un cristal non-linéaire de BBO sur lequel on focalise le faisceau laser. On profite des non-linéarités de ce cristal pour générer un faisceau à une fréquence double (longueur d'onde divisée par deux). Ainsi, la plage de longueur d'onde couverte s'étend de l'U.V (350 nm) au proche infra-rouge (1600 nm).

### 3.2 L'acoustique picoseconde, une technique bien adaptée à la caractérisation des dispositifs à onde de volume

Dans cette partie, nous allons étudier les applications de l'acoustique picoseconde à la caractérisation des résonateurs à onde acoustique de volume. Comme on l'a montré dans les parties précédentes, un résonateur à onde acoustique de volume est constitué d'une couche piézoélectrique entre deux électrodes métalliques. Afin de travailler sur un échantillon proche de cette structure finale, nous avons donc étudié l'empilement présenté sur la figure 3.10

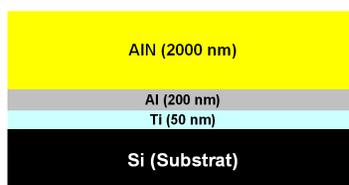


Fig. 3.10: Echantillon d'AlN sur Al caractérisé par acoustique picoseconde

L'échantillon comporte une couche d'AlN de 2  $\mu\text{m}$  déposée sur une électrode d'aluminium de 200 nm. Une couche de Ti de 50 nm a été préalablement déposée sur le substrat silicium de façon à assurer une bonne texturation de l'électrode et donc une bonne croissance de la couche d'AlN. L'AlN est un matériau isolant à grand gap (6.2 eV), il pourra donc être considéré comme transparent aux longueurs d'ondes utilisées dans les mesures suivantes.

#### Première mesure réalisée : pompe (770 nm) - sonde (770 nm)

La figure 3.11 reproduit la variation relative de réflectivité mesurée sur ce premier échantillon avec une longueur d'onde de pompe et de sonde de 770 nm. Le signal est composé d'un saut brutal ; on reconnaît ici le pic électronique, pris comme référence des temps. Quelques picosecondes plus tard, l'énergie de pompe est convertie en chaleur, qui diffuse alors sur une échelle de temps plus importante. Ceci explique la décroissance exponentielle de la courbe.

La figure 3.11 présente aussi plusieurs échos, que nous avons séparés en trois parties :

1. La figure 3.12 présente le premier groupe d'échos. Les structures qui apparaissent dans ce premier groupe, sont les échos qui ont été réfléchis aux interfaces Al/Ti et Ti/Si. Leur temps d'arrivée nous permet d'extraire l'épaisseur de l'électrode d'Al et de la couche de Ti. En supposant que la vitesse des ondes longitudinales dans l'Al et le Ti sont respectivement de 6400 m/s et 6300 m/s, on obtient les épaisseurs suivantes :

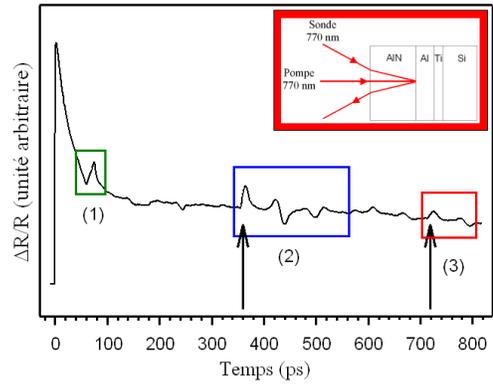


Fig. 3.11: Résultat de mesure obtenu avec des faisceaux pompe et sonde à 770 nm

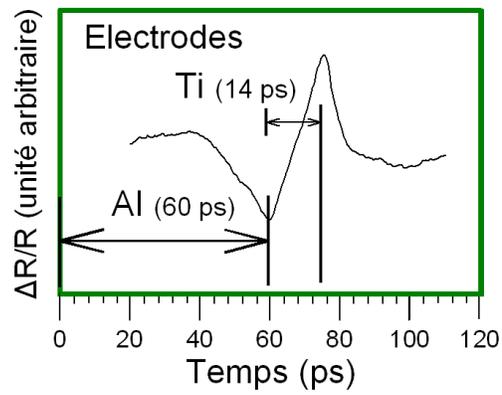


Fig. 3.12: Echos provenant des électrodes

3.2. L'acoustique picoseconde, une technique bien adaptée à la caractérisation des dispositifs BAW

$$h_{Al} = \frac{\text{Temps de vol dans l'Al} \cdot \text{Vitesse du son dans l'Al}}{2} = \frac{60.6, 4}{2} = 192 \text{ nm}$$

$$h_{Ti} = \frac{\text{Temps de vol dans le Ti} \cdot \text{Vitesse du son dans le Ti}}{2} = \frac{14.6, 3}{2} = 44 \text{ nm}$$

Si on suppose des masses volumiques de  $2700 \text{ kg/m}^3$  et  $4500 \text{ kg/m}^3$  pour l'Al et le Ti respectivement, on peut alors calculer les impédances acoustiques de ces matériaux :

$$Z_{Al} = \text{Masse volumique de l'Al} \cdot \text{Vitesse du son dans l'Al} = 2700.6400 = 17,3.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

$$Z_{Ti} = \text{Masse volumique du Ti} \cdot \text{Vitesse du son dans le Ti} = 4500.6300 = 28,4.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

D'autre part, l'impédance acoustique du substrat silicium est donné par :

$$Z_{Si} = \text{Masse volumique du Si} \cdot \text{Vitesse du son dans le Si} = 2330.8430 = 19,6.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

(le substrat a une orientation [100])

Ces valeurs d'impédance nous permettent alors de calculer les coefficients de réflexion acoustique aux interfaces Al/Ti et Ti/Si :

$$R_{Al/Ti} = \frac{Z_{Ti} - Z_{Al}}{Z_{Ti} + Z_{Al}} = +0,24$$

$$R_{Ti/Si} = \frac{Z_{Si} - Z_{Ti}}{Z_{Si} + Z_{Ti}} = -0,18$$

Ces coefficients de réflexions sont de signes opposés, ce qui permet d'expliquer pourquoi les échos acoustiques observés sur la figure 3.12 sont de signes opposés.

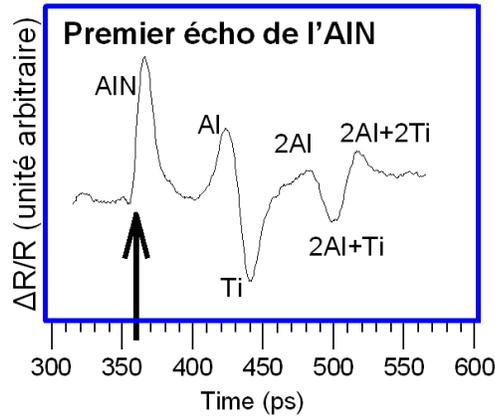


Fig. 3.13: Premier écho de l'AlN et répliques des électrodes

- Le deuxième groupe d'échos est représenté sur la figure 3.13. Dans ce groupe, on détecte au temps 360 ps, l'impulsion acoustique qui a fait un trajet aller-retour dans la couche d'AlN. En supposant, que la vitesse du son dans l'AlN est de  $11000 \text{ m/s}$ , on retrouve une épaisseur pour la couche d'AlN de  $1980 \text{ nm}$ , qui est conforme aux  $2000 \text{ nm}$  visés lors du dépôt.

L'échantillon étudié ici est de type transparent sur métal, ainsi, comme on l'a décrit dans le paragraphe 3.1.2, l'impulsion acoustique générée dans la couche d'AlN est monopolaire. Ceci explique la forme asymétrique de l'écho détecté. Dans ce deuxième groupe, on détecte aussi les échos issus des multiples réflexions aux interfaces Al/Ti et Ti/Si.

- Enfin, représenté sur la figure 3.14, le troisième groupe vers 700 ps contient l'écho qui a traversé deux fois l'AlN. Cet écho s'est réfléchi une fois à l'interface AlN/Al, donc, si on néglige l'atténuation acoustique dans l'AlN ainsi que l'atténuation liée à la réflexion à la surface libre (due à la rugosité de surface), on peut déterminer le coefficient de réflexion acoustique de l'interface AlN/Al.

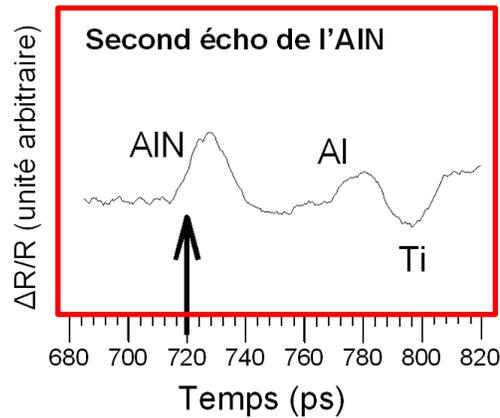


Fig. 3.14: Second écho de l'AlN et répliques des électrodes

Cette méthode nous permet d'extraire un coefficient de réflexion pour l'interface AlN/Al de -0.31. On peut donc en déduire l'impédance acoustique de la couche d'AlN en prenant l'impédance acoustique calculée précédemment pour l'Al :

$$Z_{AlN} = \frac{1 - R_{AlN/Al}}{1 + R_{AlN/Al}} \cdot Z_{Al} = \frac{1 + 0.31}{1 - 0.31} \cdot 17,3 \cdot 10^6 = 32,8 \cdot 10^6 \text{ kg.m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$$

Cette première mesure avec une pompe et une sonde rouge est "classique" dans le domaine de l'acoustique picoseconde et est mise en oeuvre de façon industrielle sur l'équipement *Metapulse* utilisé pour la métrologie des couches minces en microélectronique.

### Deuxième mesure réalisée : pompe (800 nm) - sonde (400 nm)

On peut, comme on l'a expliqué au paragraphe 3.1.3, utiliser un cristal non-linéaire pour obtenir un faisceau laser de longueur d'onde  $\lambda$  à partir d'un faisceau de longueur d'onde  $2\lambda$ . La figure 3.15 reproduit le signal expérimental obtenu sur le même échantillon que précédemment mais, en utilisant ce cristal, nous avons une longueur d'onde de sonde de 400 nm tandis que la longueur d'onde de pompe était de 800 nm.

On remarque que, tout en gardant le même échantillon et une longueur d'onde très proche pour la pompe, on obtient un signal mesuré très différent de celui présenté figure 3.11. Ce phénomène de longueur d'onde a été étudié récemment, et il a été montré que cette configuration permet de favoriser l'interaction acousto-optique dans les semi-conducteurs et dans les couches diélectriques, et donc la détection des oscillations Brillouin [90, 94].

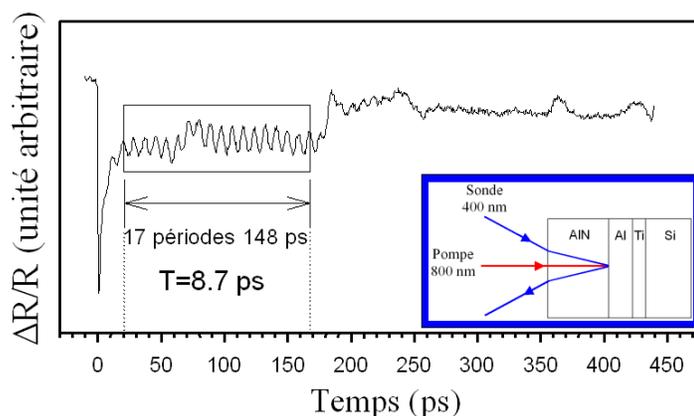


Fig. 3.15: Mesure obtenue avec un faisceau pompe rouge (800 nm) et une sonde bleue (400 nm)

En effet, la figure 3.15 présente des oscillations durant 200 ps qui n'étaient pas détectées lors de la première mesure (figure 3.11). Comme cela a été expliqué au paragraphe 3.1.2, une partie du faisceau sonde est réfléchi par le front d'onde acoustique, interférant alors avec le faisceau sonde réfléchi aux interfaces : on résout temporellement ces franges d'interférences.

Afin de confirmer qu'il s'agit bien d'oscillations Brillouin, nous en avons étudié la période en fonction de la longueur d'onde de la sonde. La figure 3.16 reprend ces résultats expérimentaux.

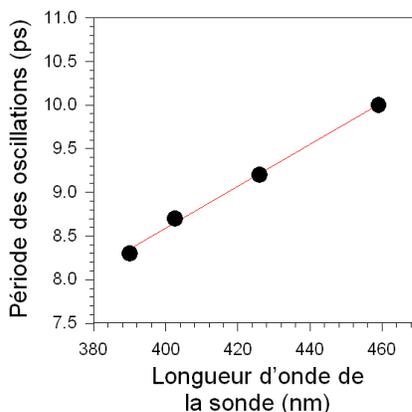


Fig. 3.16: Période des oscillations observées en fonction de la longueur d'onde de la sonde

Conformément à l'expression analytique 3.2 de la période des oscillations Brillouin, on retrouve bien un comportement linéaire en longueur d'onde. (La dispersion de l'indice optique de l'AlN sur cette plage de longueur d'onde est trop faible pour qu'on puisse la distinguer [95])

En prenant un indice optique de 2.15 [95] pour l'AlN, on peut alors calculer la vitesse du son dans l'AlN à partir des points expérimentaux représentés figure 3.16. On obtient ainsi une vitesse de 10 760 m/s.

En reprenant le temps de vol dans la couche d'AlN, mesuré lors de la première expérience (3.13) on peut alors calculer l'épaisseur de cette couche :

$$h_{AIN} = \frac{\text{Temps de vol dans l'AIN} * \text{Vitesse du son dans l'AIN}}{2} = \frac{360 * 10.76}{2} = 1937 \text{ nm}$$

Enfin, en reprenant la valeur de l'impédance acoustique de l'AIN, extraite de la première mesure, on peut évaluer la masse volumique de cette couche grâce à la relation :

$$\rho_{AIN} = \frac{Z_{AIN}}{\text{Vitesse du son dans l'AIN}} = \frac{32.8 * 10^6}{10760} = 3050 \text{ kg.m}^{-3}$$

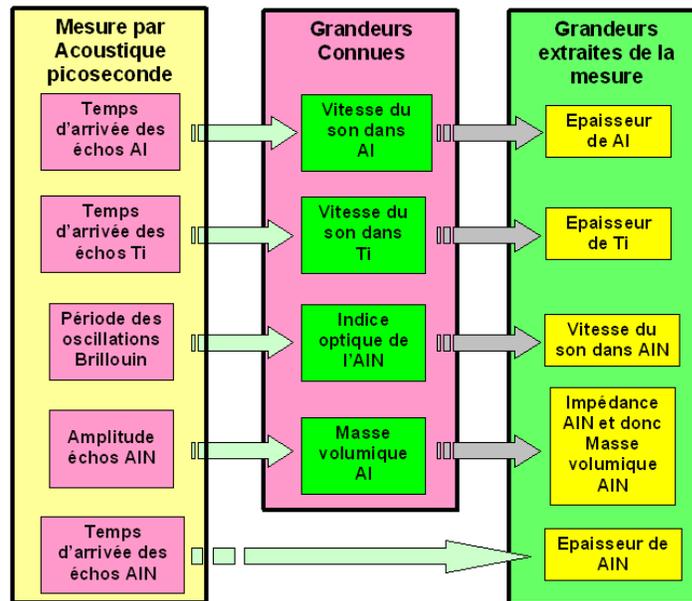


Fig. 3.17: Schéma expérimental adopté pour la caractérisation d'une couche d'AIN sur Al/Ti

La figure 3.17 reprend le schéma expérimental qui a été présenté dans cette partie. Ainsi, en supposant connus la vitesse du son dans l'Al et le Ti, l'indice optique de l'AIN et la masse volumique de l'Al, on a pu évaluer, l'épaisseur, la vitesse du son et la masse volumique de la couche d'AIN, ainsi que les épaisseurs de l'Al et du Ti. On a vu précédemment que la vitesse des ondes longitudinales, la masse volumique ainsi que l'épaisseur des couches sont des paramètres clé dans la conception des résonateurs à onde acoustique de volume. En outre, les mesures ont été réalisées sur des structures réelles, c'est-à-dire des empilements technologiques typiques utilisés pour la réalisation des résonateurs BAW. Ainsi, la technique d'acoustique picoseconde est particulièrement bien adaptée à la caractérisation des dispositifs à onde acoustique de volume.

### 3.3 Mise en évidence et étude d'un nouvel effet de longueur d'onde

Au chapitre 3.1.2, nous avons présenté les mécanismes de détection mis en jeu dans une mesure par acoustique picoseconde. Nous avons montré que l'impulsion acoustique générée modifie localement les propriétés optiques des couches. Ce couplage acousto-optique est détecté

sous forme d'échos dans les couches absorbantes (métaux ou semi-conducteurs) et sous forme d'oscillations Brillouins dans les couches transparentes.

Dans le cas particulier où la couche absorbante (le transducteur) qui est utilisée pour générer l'onde acoustique est recouverte d'une ou plusieurs couches transparentes, il a été montré qu'un troisième mécanisme de détection intervient : l'effet de sauts.

Ce mécanisme a déjà été étudié par O.B. Wright et al. [91] sur des échantillons de silice sur germanium et de silice sur chrome, ainsi que par C. Rossignol, B. Perrin et al. [92, 93] sur des couches de diamant déposées sur des substrats d'alliage de titane.

Comme on l'a présenté au chapitre 3.1.2, dans ces échantillons, l'impulsion acoustique générée dans la couche transparente est monopolaire. Ainsi, lorsqu'une telle impulsion est transmise ou réfléchiée dans la couche transparente, on observe une modification de l'épaisseur de cette couche qui se traduit par un saut de réflectivité optique de l'échantillon.

O.B. Wright ainsi que C. Rossignol et B. Perrin ont montré que le signe de ces sauts dépend fortement de l'épaisseur de la couche transparente ainsi que de l'angle d'incidence du faisceau optique de sonde.

On se propose ici de faire une étude théorique puis expérimentale de la sensibilité de ce phénomène à la longueur d'onde laser. Nous proposerons dans un premier temps un modèle analytique de cet effet, puis nous comparerons ensuite ce modèle aux mesures effectuées sur un échantillon d'AIN déposé sur platine.

### 3.3.1 Modélisation de l'effet de saut

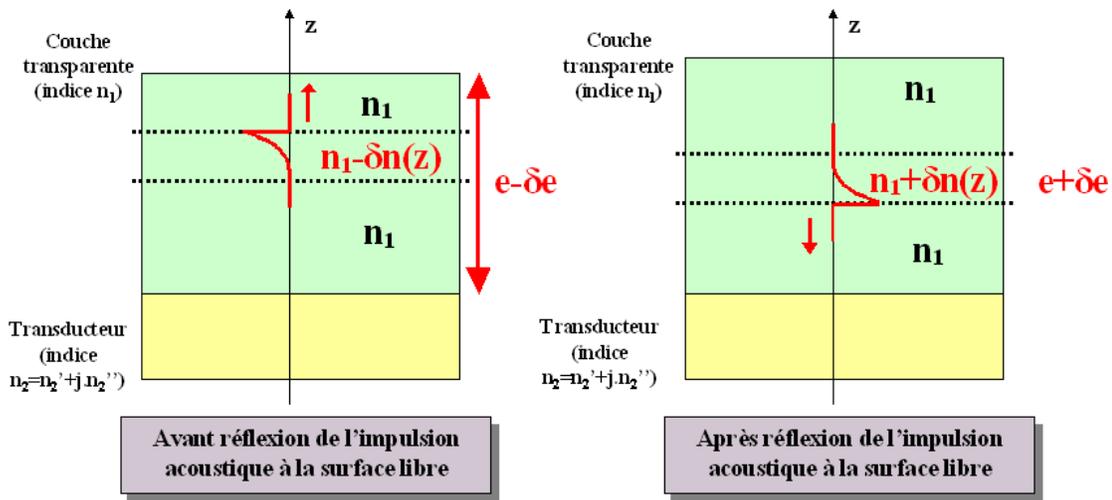


Fig. 3.18: Représentation schématique du retournement de l'onde acoustique  
Une variation d'épaisseur et d'indice optique de la couche

#### Une variation d'épaisseur effective

L'effet de saut est rencontré dans les échantillons de type transparent sur métal. Dans cette configuration particulière, la couche transparente va agir comme un interféromètre de Fabry-

Pérot, et toute variation d'épaisseur de la couche transparente induit alors une modification de la réflectivité de l'échantillon : on observe un saut.

On rencontre cet effet lorsqu'une impulsion asymétrique (i.e. de moyenne non nulle) se réfléchit sur l'une des surfaces de la couche transparente, ou lorsqu'elle "entre" dans la couche transparente. La figure 3.18 illustre le cas particulier de la réflexion d'une impulsion monopolaire à la surface libre. On peut cependant distinguer deux contributions à l'effet de saut :

- Comme on l'a vu au paragraphe 3.1.2, l'impulsion acoustique générée dans la couche transparente est monopolaire, autrement dit, la déformation moyenne engendrée par cette impulsion est non nulle, et donc la couche est très légèrement dilatée ou comprimée. Lorsque cette impulsion se réfléchit à la surface libre, elle change de signe; ainsi, une impulsion en compression devient une impulsion en tension (et vice-versa), provoquant une légère modification de l'épaisseur de la couche  $2.\delta e$ .
- Un autre effet, qui trouve son origine dans l'interaction acousto-optique, est mis en évidence sur ce schéma : l'impulsion acoustique dans la couche transparente entraîne une modification locale de l'indice optique  $\delta n(z)$ . L'impulsion étant monopolaire,  $\delta n(z)$  est de moyenne non nulle et, en fonction du signe des coefficients de couplage acousto-optiques, le chemin optique dans la couche transparente est *allongé* ou *raccourci*.

Lors de la réflexion de l'impulsion acoustique à la surface libre : tout se passe comme si on avait modifié l'épaisseur de la couche d'une grandeur qu'on notera  $2.\delta e_{acousto-optique}$

Ainsi, l'effet de saut est lié à une variation d'épaisseur de la couche transparente et à une contribution acousto-optique qui peut, elle aussi, être vue comme une modification de l'épaisseur de la couche. Tout se passe comme si on avait eu uniquement une variation d'épaisseur de la couche égale à  $2.\delta e + 2.\delta e_{acousto-optique}$  on appellera cette grandeur, variation effective d'épaisseur, et on la notera  $\Delta e_{effectif}$

### La sensibilité d'un Fabry-Pérot à une petite variation d'épaisseur

Nous allons maintenant considérer l'échantillon représenté sur la figure 3.19.

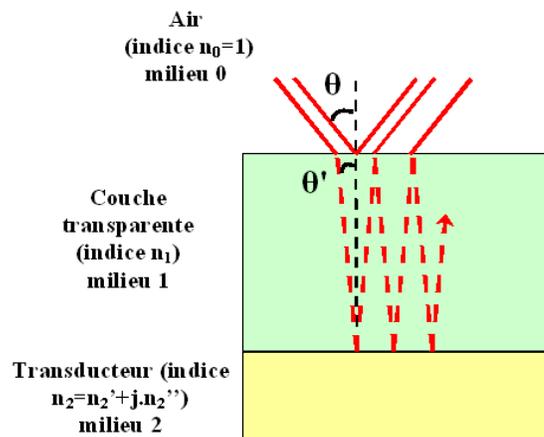


Fig. 3.19: Echantillon considéré pour la modélisation des sauts : Un dispositif de type Fabry-Pérot

On a expliqué précédemment que l'effet de saut observé en acoustique picoseconde pour ce

type d'échantillon, peut-être attribué à une variation d'épaisseur de la couche transparente. La couche transparente agit comme un interféromètre de Fabry-Pérot ce qui confère une très grande sensibilité à cet effet.

On considère l'échantillon représenté sur la figure 3.19. Sa variation relative de réflectivité induite par une petite variation d'épaisseur de la couche transparente peut s'écrire :

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \cdot \frac{\delta R}{\delta e} \cdot \Delta e_{\text{effectif}} \quad (3.3)$$

Ainsi, la variation de réflectivité induite par une modification  $\Delta e_{\text{effectif}}$  de l'épaisseur de la couche transparente est liée à la fonction  $\frac{1}{R} \cdot \frac{\delta R}{\delta e}$  que nous appellerons fonction sensibilité.

Le calcul de cette fonction est détaillé dans l'annexe C, et on peut montrer que cette fonction s'écrit sous la forme :

$$\text{sensibilité} = f(n_1, n_2, \theta, \lambda) \cdot [A \cdot \sin(\alpha e) + B \cdot \cos(\alpha e)] \quad (3.4)$$

Où :

- A et B sont respectivement les parties réelles et imaginaires de  $r_{12}$  le coefficient de réflexion optique à l'interface transparent-métal
- $\alpha \cdot e = \frac{4 \cdot \pi \cdot n_1 \cdot \cos \theta'}{\lambda} \cdot e$  est le déphasage optique lié à la propagation dans la couche transparente

La figure 3.20 présente l'évolution de la fonction sensibilité pour un échantillon d'AIN (600 nm) sur aluminium. On représente sur cette figure, la sensibilité en fonction de l'angle d'incidence pour une longueur d'onde de 450 nm, et en fonction de l'épaisseur, en incidence normale. On peut remarquer que cette fonction s'annule et change de signe pour des valeurs particulières d'angle d'incidence et pour des épaisseurs particulières.

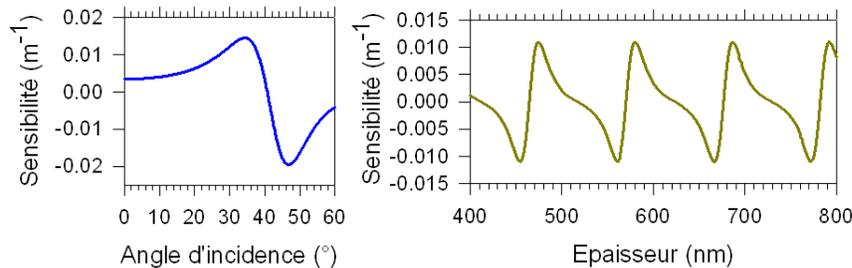


Fig. 3.20: Evolution de la fonction sensibilité d'un échantillon d'AIN sur Al en fonction de l'angle d'incidence et de l'épaisseur de la couche transparente

Ainsi, en fonction de l'épaisseur de la couche transparente ou en fonction de l'angle d'incidence de la sonde  $\theta$ , une même variation d'épaisseur de la couche transparente  $\Delta e_{\text{effectif}}$  pourra induire une variation positive, négative ou même nulle de la réflectivité de l'échantillon : on observera un saut vers le bas, ou un saut vers le haut ou même un saut nul. Cet effet a déjà été mis en évidence par O.B. Wright [91] et C.Rossignol, B. Perrin et al. [92, 93].

### Un effet de longueur d'onde !

On peut montrer, d'après l'expression 3.4, que la fonction sensibilité s'annule pour des valeurs particulières, données par la relation :

$$\alpha e = \frac{4.\pi.n.e.\cos\theta'}{\lambda} = -\arctan\left(\frac{B}{A}\right) + m.\pi \quad m \in N^* \quad (3.5)$$

On reconnaît, dans l'expression 3.5 :

- Le terme  $\alpha e$ , qui représente le déphasage "subit" par le faisceau sonde lors de son trajet dans la couche transparente
- A et B, qui sont respectivement les parties réelles et imaginaires du coefficient de réflexion à l'interface transparent-métal. Ainsi, le terme  $\arctan\frac{B}{A}$  représente le déphasage subit par le faisceau optique lors de sa réflexion à l'interface transparent-métal.

La condition d'annulation des sauts correspond donc à une condition sur le déphasage optique subit par le faisceau lors de son trajet dans la couche transparente.

L'expression 3.5 met donc en évidence la sensibilité de l'effet de saut à l'épaisseur de la couche transparente ainsi qu'à l'angle d'incidence. Mais, cette expression permet aussi de mettre en évidence un nouvel effet : la fonction sensibilité et donc le signe et l'amplitude des sauts sont très dépendants de la longueur d'onde laser.

Afin d'illustrer cet effet, nous avons repris l'échantillon d'AlN (600 nm) sur aluminium simulé sur la figure 3.20 et nous en avons calculé la sensibilité en longueur d'onde.

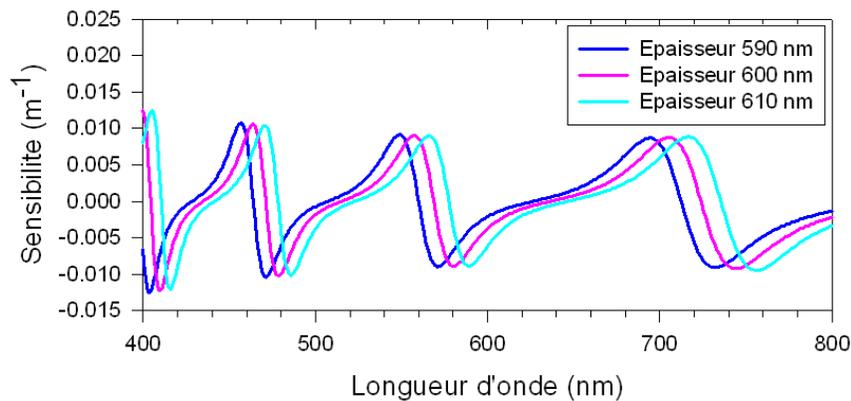


Fig. 3.21: Evolution en longueur d'onde de la fonction sensibilité d'un échantillon d'AlN sur Al pour plusieurs épaisseurs proches d'AlN

La figure 3.21 présente cette fonction sensibilité en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs épaisseurs d'AlN : 590 nm, 600 nm, 610 nm. Cette figure permet de mettre en évidence une sensibilité très forte de l'effet de sauts à la longueur d'onde laser : le signe des sauts s'inverse très brutalement pour certaines longueurs d'onde, ce qui laisse supposer qu'on peut mesurer avec une très bonne précision les longueurs d'onde d'annulation des sauts. De plus, ces longueurs d'ondes particulières dépendent de l'épaisseur de la couche, ce qui ouvre des applications très intéressantes pour la métrologie des couches minces transparentes.

### 3.3.2 Vérification expérimentale du modèle

Afin de vérifier et illustrer le modèle qui vient d'être développé, nous avons réalisé des mesures en angle et en longueur d'onde sur l'échantillon présenté sur la figure 3.22. Il s'agit d'une couche d'AlN de 1220 nm déposée sur une électrode de platine de 100 nm. Une couche de titane de 50 nm ayant été préalablement déposée sur le substrat silicium pour assurer une bonne texturation de l'électrode de platine et donc une bonne orientation de la couche d'AlN. L'orientation et la texturation de la couche d'AlN sont primordiales car elles conditionnent ses propriétés piézoélectriques qui jouent directement sur le comportement des résonateurs BAW.

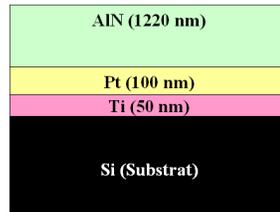


Fig. 3.22: Echantillon de type transparent sur métal étudié pour la validation du modèle sur les sauts

#### Mesure des sauts en longueur d'onde

Dans un premier temps, nous avons réalisé plusieurs mesures sur cet échantillon, pour différentes longueurs d'onde (en incidence normale). La figure 3.23 présente les résultats de mesure obtenus pour des longueurs d'onde de sonde de 391 nm, 392 nm et 392.5 nm. On reconnaît sur cette courbe, le pic de coïncidence des impulsions pompe et sonde au temps 0, caractéristique de l'excitation des électrons par l'impulsion pompe. On distingue aussi les oscillations Brillouin, signature de l'interaction acousto-optique dans la couche d'AlN ainsi que des sauts de réflectivité à différents instants. Si on reprend la vitesse du son dans l'AlN mesurée dans la partie 3.2, on attend un retournement de l'impulsion acoustique à la surface libre au temps  $1220/10,76=113,4$  ps. Conformément à ce calcul, on retrouve sur la figure 3.23, un saut de la réflectivité au temps 113 ps. On peut remarquer d'autres sauts, en particulier vers 60 ps, provoqués par l'arrivée dans la couche d'AlN des impulsions qui se sont propagées dans l'électrode de platine et dans le titane (Ces sauts sont très rapprochés étant donnée la faible épaisseur de titane déposée). Ces impulsions se réfléchissent à la surface libre vers 170 ps, provoquant un autre saut qu'on distingue aussi sur la figure 3.23.

On remarque que le signe de ces sauts est inversé entre la mesure effectuée à une longueur d'onde de 391 nm et celle effectuée à 392.5 nm et une quasi-annulation des sauts est observée pour une longueur d'onde de 392 nm. Ces mesures mettent en évidence la très grande sensibilité de l'effet de sauts à la longueur d'onde laser.

Des mesures par ellipsométrie spectroscopique ont été effectuées sur l'échantillon pour évaluer les indices optiques des couches. Ces données ont alors été utilisées pour calculer la fonction sensibilité représentée sur la figure 3.24 en fonction de la longueur d'onde.

La mesure que nous avons effectuée en longueur d'onde sur cet échantillon a montré que le signe des sauts s'inverse pour une longueur d'onde comprise entre 391 nm et 392.5 nm. On retrouve par simulation cet ordre de grandeur, puisque le calcul de la fonction sensibilité présenté sur la figure 3.24, prévoit une inversion du signe des sauts pour une longueur d'onde comprise entre 390 nm et 395 nm.

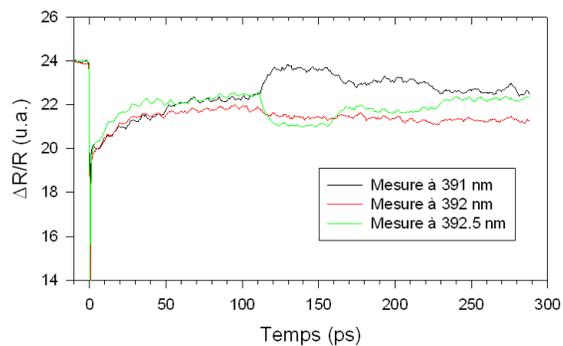


Fig. 3.23: Résultat de mesure obtenu à différentes longueurs d'onde, en incidence normale

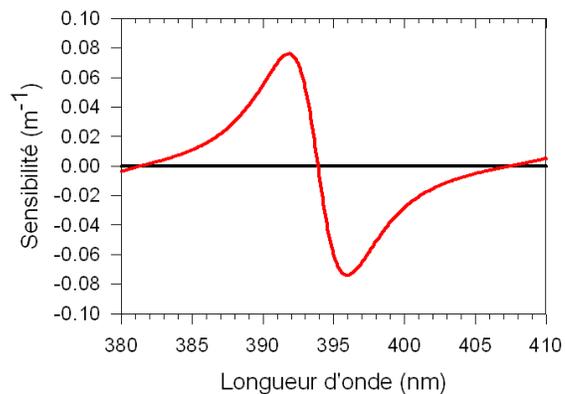


Fig. 3.24: Evolution de la fonction sensibilité pour un échantillon de nitrure d'aluminium (1220 nm) sur platine

Cependant, on peut noter un léger décalage entre la longueur d'onde d'annulation mesurée (comprise entre 391 nm et 392.5 nm) et calculée (comprise entre 393 nm et 394 nm). Nous avons donc refait le calcul de la fonction sensibilité en recherchant les épaisseurs d'AlN pour lesquelles on observe une annulation des sauts entre 391 nm et 392.5 nm, conformément à la mesure.

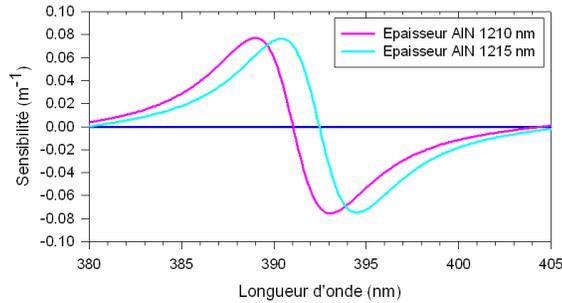


Fig. 3.25: Calcul de la fonction sensibilité pour un échantillon d'AlN (1210 nm) sur platine et pour un échantillon d'AlN (1215 nm) sur platine

Ce calcul montre qu'on retrouve un annulation des sauts conforme à la mesure pour une épaisseur d'AlN comprise entre **1210 nm** et **1215 nm**. La figure 3.25 présente la fonction sensibilité obtenue pour ces deux valeurs extrêmes.

Ainsi, cette mesure à différentes longueurs d'onde nous a permis de montrer expérimentalement la sensibilité de l'effet de saut à la longueur d'onde laser, et de retrouver des valeurs d'annulation proches de celles calculées à l'aide du modèle. De plus, à l'aide du modèle, la longueur d'onde d'annulation mesurée nous a permis d'obtenir un encadrement très précis de l'épaisseur de la couche d'AlN.

### Mesure des sauts en angle d'incidence variable

Dans un second temps, nous avons effectué plusieurs mesures en angle, pour une longueur d'onde de la sonde de 402.5 nm. La figure 3.26 reproduit les trois mesures réalisées pour des valeurs d'angle d'incidence proches (38.7°, 40.7°, 42.7°).

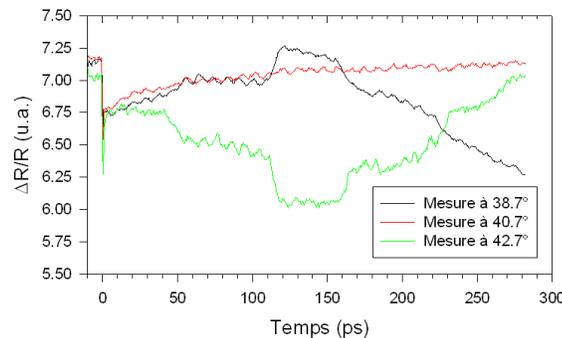


Fig. 3.26: Mesures effectuées pour plusieurs angles d'incidences à 402.5 nm sur un échantillon d'AlN (1220nm) sur platine

On remarque que le signe de ces sauts s'inverse entre  $38.7^\circ$  et  $42.7^\circ$ . En reprenant la démarche suivie pour les mesures en longueurs d'onde, nous avons identifié les épaisseurs d'AlN pour lesquelles le modèle prévoit un angle d'annulation compris entre  $38.7^\circ$  et  $42.7^\circ$ .

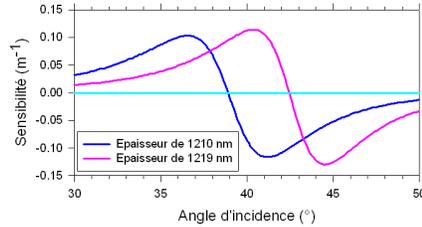


Fig. 3.27: Calcul de la fonction sensibilité en fonction de l'angle d'incidence pour différentes épaisseurs d'AlN déposé sur platine

La figure 3.27 présente les résultats de simulation obtenus pour les valeurs extrêmes d'épaisseur.

Ainsi, on obtient de nouveau un encadrement pour l'épaisseur de la couche :

$$1210 \text{ nm} < \text{Epaisseur AlN} < 1219 \text{ nm}$$

Cette mesure en incidence variable a donc permis de valider une fois encore le calcul analytique, et de trouver un encadrement pour l'épaisseur de la couche d'AlN, cohérent avec celui qui a été obtenu à partir des mesures en longueur d'onde.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une méthode originale particulièrement bien adaptée à la caractérisation des couches utilisées dans les résonateurs BAW. Nous avons montré à l'aide d'un exemple que cette méthode peut de plus être utilisée pour caractériser les couches directement sur une structure réelle. Ceci est très important, car on sait que les caractéristiques du film piézoélectrique par exemple sont très dépendantes de la couche sur laquelle il est déposé.

Au cours de ces mesures nous avons remarqué un effet de saut qui avait déjà été mis en évidence pour des échantillons de type transparent sur métal. Il avait été montré que cet effet est sensible à l'angle d'incidence du faisceau sonde ainsi qu'à l'épaisseur de la couche transparente, et ici nous avons pu mettre en évidence un nouvel effet de sensibilité à la longueur d'onde laser utilisée.

Cet effet a pu être modélisé et le modèle a été validé expérimentalement. Les longueurs d'onde d'annulation des sauts nous ont permis, grâce au modèle, d'obtenir un encadrement très précis de l'épaisseur d'une couche d'AlN.

Cet encadrement peut aussi être obtenu par une mesure en angle, mais dans certains cas défavorables, cette mesure n'est pas possible. La figure 3.28 présente le calcul de la fonction sensibilité pour un échantillon d'AlN (350 nm) sur platine. La première courbe est calculée en fonction de l'angle d'incidence pour une longueur d'onde de 630 nm, tandis que la deuxième présente le comportement de la fonction en longueur d'onde (en incidence normale). On remarque que la fonction ne s'annule pas en angle, et donc seule une mesure en longueur d'onde permettrait d'évaluer l'épaisseur de la couche transparente dans ce cas particulier. Ainsi, l'effet de longueur

mis en évidence ici présente un très grand intérêt, notamment pour la métrologie des couches minces transparentes et à fait l'objet d'une demande de brevet [96].

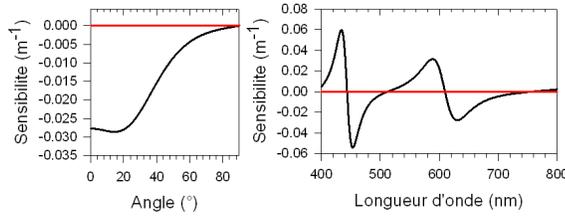


Fig. 3.28: Cas de mesure dans lequel on n'observe pas d'annulation en angle

En effet, la technique "standard" en acoustique picoseconde, telle qu'elle est implémentée sur les équipements industriels de la société Rudolph Technologies, consiste à déduire l'épaisseur d'une couche à partir du temps d'arrivée d'un écho et de la vitesse du son dans la couche (supposée connue). On voit donc l'avantage de la technique présentée ici, qui ne nécessite pas de connaître a priori la vitesse du son, et permet même de l'extraire à partir de l'épaisseur mesurée et du temps d'arrivée du saut.

Enfin, l'effet de saut présenté ici est aussi avantageux dans certains cas "défavorables", où les couplages piézo-optiques sont faibles dans le transducteur et dans la couche transparente. En effet, dans un tel cas, on ne détectera ni les oscillations Brillouin dans la couche transparente, ni les échos dans le transducteur, et alors, seul l'effet de saut permet de détecter l'impulsion acoustique.

Dans la partie qui suit, nous présenterons les structures de résonateurs et filtres qui ont été fabriquées durant la thèse, et nous verrons à cette occasion encore d'autres applications de l'acoustique picoseconde au domaine des dispositifs BAW en films minces.



## Chapitre 4

# Réalisations et mise en oeuvre

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Les structures de test de résonateurs et de filtres : procédés de fabrication et méthodes de mesure associés . . . . .</b>	<b>99</b>
4.1.1	Description des technologies de fabrication utilisées pour la réalisation des résonateurs et filtres à onde acoustique de volume . . . . .	99
4.1.2	Structures de test : conception et méthode de caractérisation électrique associées . . . . .	101
4.1.3	Conception d'une structure de filtre . . . . .	103
<b>4.2</b>	<b>Résonateurs et filtres SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> . .</b>	<b>106</b>
4.2.1	Simulations et caractérisations réalisées pour le choix des épaisseurs des couches . . . . .	106
4.2.2	Validations expérimentales . . . . .	108
4.2.3	Etudes génériques menées sur un réflecteur centré à 2.14 GHz : effets de la forme et de la taille des résonateurs et étude de la bande passante du réflecteur . . . . .	113
4.2.4	Caractérisation de la structure de filtre et mise en évidence d'un effet de couplage capacitif . . . . .	117
<b>4.3</b>	<b>Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg . . . . .</b>	<b>120</b>
4.3.1	Choix des matériaux utilisés pour le réflecteur et définition de l'empilement technologique . . . . .	121
4.3.2	Caractérisation et performances des résonateurs . . . . .	122
4.3.3	Modélisation électrique des résonateurs . . . . .	124
4.3.4	Mesures et rétro-simulations du filtre : mise en évidence d'un effet de couplage par le substrat . . . . .	128

---

## Introduction

Le projet BAW a démarré au sein de STMicroelectronics en 2002. Le premier travail a été de mettre en place une filière technologique pour la fabrication des dispositifs. Ce travail a été réalisé en collaboration très étroite avec les équipes du CEA-LETI où ont été fabriqués les dispositifs que j'ai conçus tout au long de ma thèse.

Les premières réalisations furent de type FBAR, fabriquées par usinage de volume, technologie de fabrication qui a été présentée au chapitre 1. La figure 4.1 présente la photographie de l'un de ces premiers résonateurs.

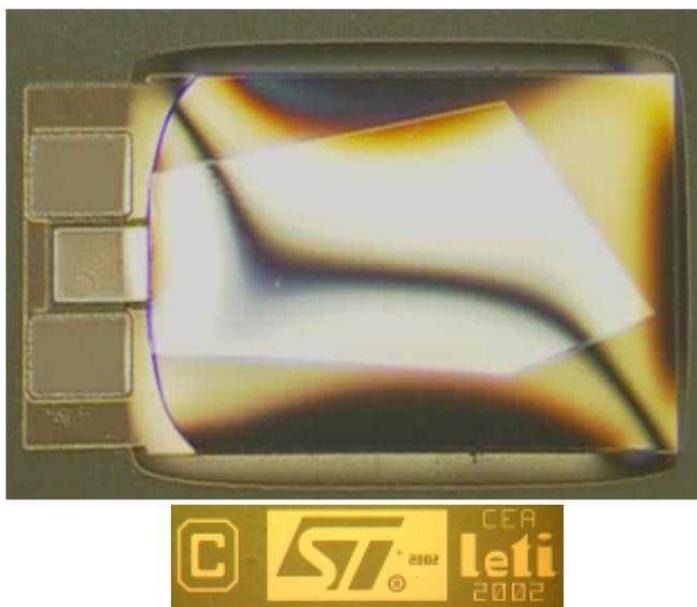


Fig. 4.1: Résonateur de type FBAR réalisé par usinage de volume au CEA-LETI

Nous avons d'abord utilisé cette technologie de fabrication car elle est bien maîtrisée, et permet d'obtenir très rapidement des dispositifs fonctionnels. Ainsi, ces premières réalisations nous ont permis de valider certaines étapes technologiques (gravure des électrodes et de la couche d'AlN avec sélectivités ...) ainsi que des structures de test que nous avons ensuite pu réutiliser.

En outre, nous avons aussi réalisé ces structures en utilisant une couche de PZT déposée au CEA-LETI comme couche piézoélectrique. Ceci nous a permis d'étudier le potentiel de ce matériau pour l'application de résonateurs BAW et les mesures RF des dispositifs nous ont permis d'extraire certaines propriétés ferroélectriques de ce matériau [97].

Enfin, ce projet nous a permis de tester plusieurs équipementiers et d'identifier rapidement un fournisseur pour une machine de dépôt de nitrure d'aluminium (AlN) que nous ne possédions pas à l'époque.

Comme on l'a présenté au premier chapitre, l'usinage de volume présente cependant de nombreux inconvénients et n'est pas un procédé industriel envisageable pour l'intégration des filtres BAW. D'autres réalisations technologiques ont donc été faites de FBAR par usinage de surface et de SMR respectivement dans une approche de type SoC (System on Chip) et une approche SiP (System in Package).

---

## L'approche System-on-chip (SoC)

L'approche SoC consiste à intégrer directement les résonateurs et filtres BAW sur le même substrat silicium que les éléments actifs (transistors ...).

Durant le projet Européen MARTINA (Monolithic Above IC Resonator Technology for Integrated Novel Architectures in mobile and wireless communication), un filtre BAW a été intégré au dessus d'éléments actifs d'un circuit BiCMOS (intégration Above-IC : au-dessus des niveaux d'interconnexions) en ayant recours à une technologie de type usinage de surface [98]. Cette réalisation technologique a été faite :

- Chez STMicroelectronics pour la partie active
- Au CEA-LETI pour la réalisation de la membrane par un procédé d'usinage de surface
- Au CSEM pour la réalisation du résonateur (électrodes et couche piézoélectrique)

La photographie de la figure 4.2 présente la réalisation monolithique d'un amplificateur faible bruit (LNA), d'un filtre BAW et d'un mélangeur pour une chaîne de réception UMTS.

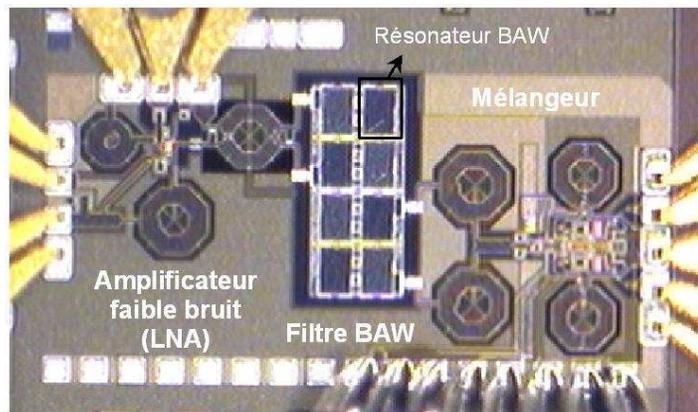


Fig. 4.2: Réalisation monolithique d'une chaîne de réception UMTS - Un filtre BAW est réalisé au-dessus des interconnexions d'un circuit en technologie BiCMOS de STMicroelectronics

Nous avons aussi exploité la technologie d'usinage de surface dans le cadre d'un autre projet, afin d'étudier les modes parasites qui sont observés sur la réponse électrique du résonateur lorsque ses dimensions latérales deviennent petites, comme l'illustre la figure 4.3.

Comme on l'a déjà précisé, la surface active du résonateur fixe son niveau d'impédance, et pour réaliser des filtres ayant des impédances élevées (par exemple 200 Ohms) les dimensions latérales des résonateurs devront être réduites, et on sera confronté à ce problème de résonances parasites.

Dans le cadre de son stage de fin d'étude, Alexandre Volatier a donc réalisé une étude de simulation par éléments finis de ces modes parasites, qui ont été attribués à la mise en résonance de modes de Lamb. Il nous est alors paru intéressant de profiter de ces modes particuliers pour réaliser un nouveau type de résonateurs, qui pourraient être parfaitement compatibles avec la technologie utilisée pour les BAW.

Comme l'illustre la figure 4.4, nous avons aussi étudié dans le cadre de ce projet des effets thermiques dans les résonateurs BAW, et la possibilité d'utiliser la couche piézoélectrique d'AlN pour actionner des capacités variables ou des micro-commutateurs MEMS (Micro-Electromechanical Systems). Malheureusement, un problème technologique est survenu lors du retrait de la couche

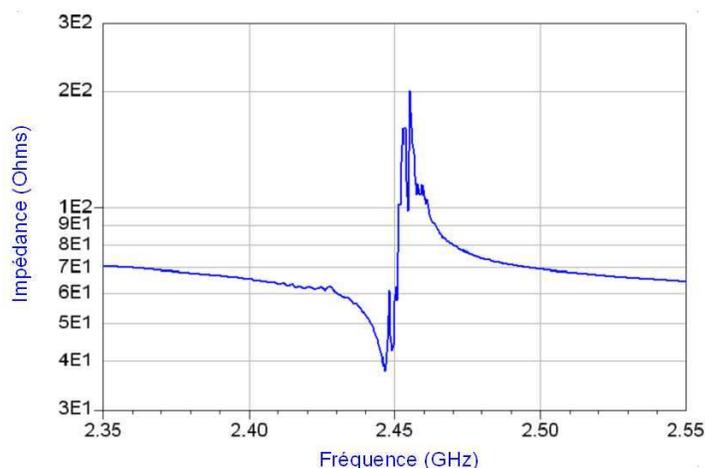
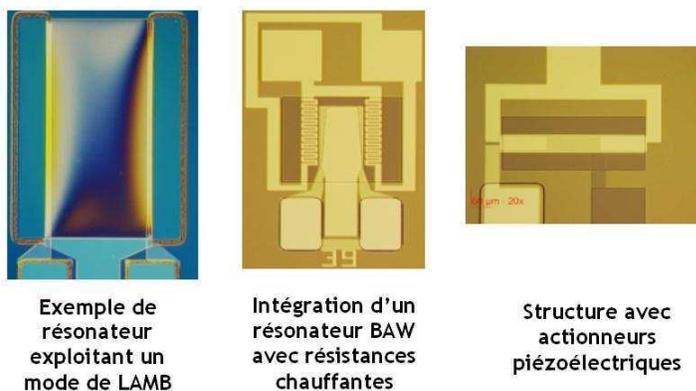


Fig. 4.3: Mesure de l'impédance d'un résonateur présentant de nombreuses résonances parasites

sacrificielle, et les résultats obtenus sur les structures FBAR étaient difficilement exploitables. En revanche, on a pu démontrer la fonctionnalité de structures actionnées par la couche piézoélectrique d'AlN, et des études sont actuellement menées dans cette direction. D'autre part, l'utilisation des modes de Lamb nous a permis de réaliser des résonateurs autour de 100 MHz avec des coefficients de qualité de l'ordre de 2000 [99].



Exemple de résonateur exploitant un mode de LAMB

Intégration d'un résonateur BAW avec résistances chauffantes

Structure avec actionneurs piézoélectriques

Fig. 4.4: Réalisation de structure BAW, de résonateurs à onde de LAMB et de structures actionnées par AlN par usinage de surface

### L'approche System-in-package (SiP)

Parallèlement, nous avons étudié une solution de résonateurs BAW pouvant être intégrés dans une approche de type SiP. Dans l'approche SiP, il ne s'agit plus d'intégrer le système sur une puce unique, mais plutôt d'assembler plusieurs puces au sein d'un même boîtier.

A court terme, il nous est apparu que la structure SMR était la plus mature pour une telle

approche d'intégration. En effet, contrairement à une structure FBAR, elle est fixée rigidement au substrat et donc plus fiable d'un point de vue mécanique.

Dans les paragraphes suivants, nous développerons donc les travaux réalisés sur ce type de structure. En particulier, nous présenterons les résultats obtenus avec un réflecteur de Bragg constitué de tungstène et d'oxyde de silicium, puis après avoir analysé les limitations de ce réflecteur, nous expliquerons la méthodologie qui a été adoptée pour aboutir à une solution innovante de réflecteur de Bragg.

Mais, dans un premier temps, nous allons présenter de façon générale les procédés technologiques qui ont été utilisés pour réaliser les résonateurs. Les structures de tests ainsi que les méthodes de caractérisation électrique associées seront ensuite détaillées.

## 4.1 Les structures de test de résonateurs et de filtres : procédés de fabrication et méthodes de mesure associés

### 4.1.1 Description des technologies de fabrication utilisées pour la réalisation des résonateurs et filtres à onde acoustique de volume

Durant la thèse, nous avons réalisé des structures de test de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume afin de valider les simulations ainsi que les choix technologiques effectués. Ces réalisations ont été faites en utilisant des procédés de fabrication de la microélectronique que nous nous proposons de présenter brièvement dans ce paragraphe.

Les procédés de fabrication utilisés dans l'industrie de la microélectronique sont souvent appelés collectifs, en ce sens qu'ils permettent de réaliser plusieurs structures simultanément sur un même substrat (typiquement en silicium). En fait, un motif élémentaire, appelé "puce" et comportant un ensemble de structures est répété sur ce substrat, qui a des dimensions typiques de 4 à 12 pouces (soit 100 mm à 300 mm) de diamètre. De façon très simplifiée, on peut définir l'ensemble du procédé de fabrication comme une répétition de six étapes élémentaires que nous avons représentées sur la figure 4.5 :

1. Tout d'abord une couche est déposée sur le substrat : ce dépôt peut être réalisé par plusieurs techniques comme par exemple des méthodes de PVD (Plasma Vapor Deposition) ou de CVD (Chemical Vapor Deposition) ...
2. L'étape suivante est l'enduction et le recuit d'une résine photo-sensible
3. Cette résine est ensuite insolée au travers d'un masque sur lequel certaines zones sont recouvertes de chrome et la protègent de l'insolation
4. La quatrième étape est la révélation de la résine, dans le cas représenté sur la figure 4.5, cette résine étant positive, les zones insolées sont retirées (dans le cas d'une résine négative, ce sont les zones qui ont été protégées lors de l'insolation qui sont retirées à la révélation)
5. Ensuite la couche qui a été déposée est gravée. Autrement dit, on attaque le matériau déposé (soit à l'aide d'une solution chimique, et on parle alors de gravure humide, soit par voie gazeuse et on parle alors de gravure sèche), et seules les zones protégées par la résine ne sont pas retirées
6. Finalement, la résine est retirée de la plaque

Cette succession d'étapes permet de définir des structures en 2 dimensions (dans la troisième dimension, seule l'épaisseur est contrôlée) et on peut ainsi empiler plusieurs couches pour réaliser un résonateur ou un filtre à onde acoustique de volume. D'autres procédés technologiques peuvent

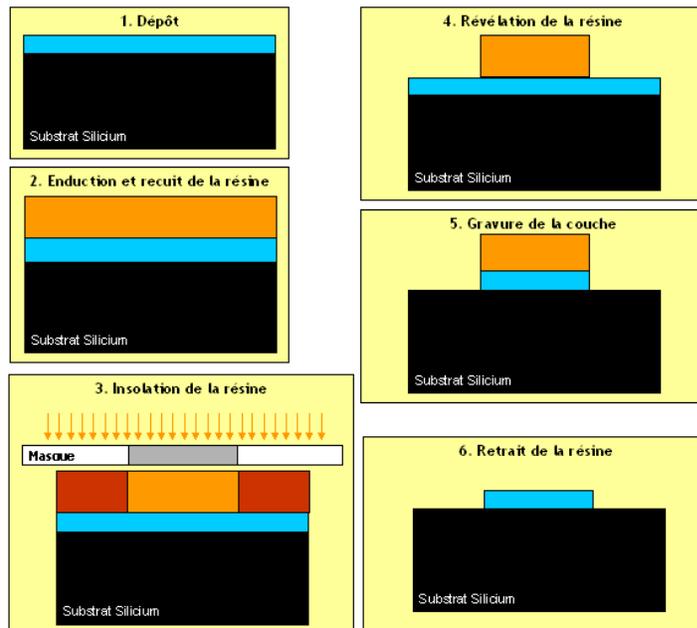


Fig. 4.5: Présentation des étapes technologiques élémentaires de la microélectronique utilisées pour les réalisations de résonateurs BAW

parfois être utilisés (comme le polissage par CMP (Chemical Mechanical Polishing) dont nous avons déjà parlé dans la première partie par exemple) mais nous ne les détaillerons pas ici.

Le travail du concepteur est de dessiner ces structures en deux dimensions, qui définiront les zones des masques sur lesquelles le chrome est déposé. A chaque couche déposée, on peut définir un niveau de masque associé, et un ensemble de masques permet de définir une structure complète.

A titre d'exemple, voyons comment a été définie l'une des structures de résonateur qui sera étudiée par la suite. La figure 4.6 présente les premières étapes technologiques ainsi qu'une vue de dessus de la structure et le niveau de masque correspondant. Les premières étapes sont les dépôts des couches constitutives du réflecteur de Bragg. Ces couches ne sont pas gravées, et donc aucun niveau de masque n'est requis pour ces étapes.



Fig. 4.6: Première suite d'étapes technologiques pour la réalisation des résonateurs de type SMR

Les étapes suivantes, représentées sur la figure 4.7 sont le dépôt, l'étape de photolithographie et de gravure de l'électrode inférieure du résonateur. Ces étapes sont réalisées par la succession

des six étapes élémentaires que nous avons présentées précédemment.

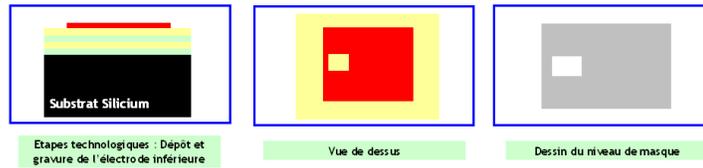


Fig. 4.7: Deuxième suite d'étapes technologiques pour la réalisation des résonateurs de type SMR

Après avoir déposé la couche piézoélectrique, un deuxième métal est déposé et gravé de la même façon pour définir l'électrode supérieure du résonateur. Ces étapes sont représentées sur la figure 4.8.



Fig. 4.8: Troisième suite d'étapes technologiques pour la réalisation des résonateurs de type SMR

Enfin, pour pouvoir tester électriquement la structure réalisée, la couche piézoélectrique est gravée de façon à offrir un accès électrique à l'électrode inférieure comme représenté sur la figure 4.9.

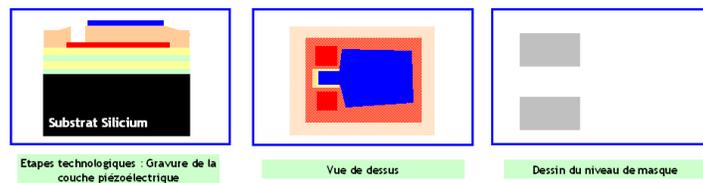


Fig. 4.9: Dernière suite d'étapes technologiques pour la réalisation des résonateurs de type SMR

Un niveau doit être ajouté pour définir la couche de charge nécessaire à la réalisation des filtres, mais les trois niveaux de masque que nous venons de présenter sont suffisants pour réaliser une structure de test de résonateur. Nous allons maintenant présenter plus en détail la méthode de test utilisée ainsi que les structures associées.

#### 4.1.2 Structures de test : conception et méthode de caractérisation électrique associées

Afin d'obtenir un maximum d'informations sur les structures de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume réalisées, nous avons utilisé essentiellement deux types de mesures électriques : des mesures basse fréquence (inférieures à 1 MHz) et des mesures à hautes fréquences (jusqu'à 10 GHz), dites mesures RF (RadioFréquence).

Les premières ont été réalisées sur des structures permettant de caractériser les matériaux (résistivité des métaux, permittivité diélectrique du nitrure d'aluminium ...). De plus, ces tests étant réalisés de façon automatique sur l'ensemble de la tranche de silicium, permettent d'obtenir des informations concernant l'uniformité des dépôts ou même de caractériser certaines étapes technologiques (surgravures ...)

Les mesures radiofréquences sont plus délicates à réaliser en ce sens qu'elles nécessitent à la fois une étape de calibration minutieuse et la conception de structures de test dédiées.

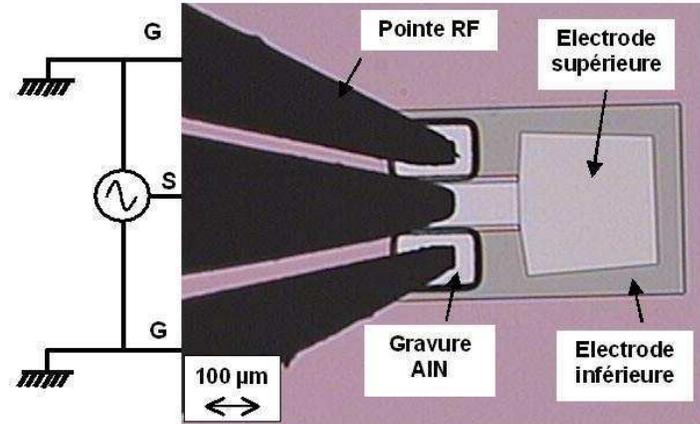


Fig. 4.10: Exemple de structure de test pour la mesure RF d'un résonateur SMR

La structure de résonateur qui a été présentée au paragraphe précédent est une structure que nous avons conçue spécialement pour le test RF, pour illustration, on donne une photographie de cette structure sur la figure 4.10. Cette photographie fait apparaître les pointes utilisées pour la caractérisation RF des résonateurs. Ces pointes ont une configuration de type GSG (Ground-Signal-Ground) et sont reliées à un analyseur vectoriel qui réalise une mesure de la structure. Le résultat de cette mesure est une matrice de paramètres S en fonction de la fréquence d'excitation. La dimension de cette matrice dépend du type de structure mesurée :

- Pour une structure n'ayant qu'un port comme un résonateur, seul un paramètre S suffit à caractériser son comportement en fréquence. L'analyseur vectoriel est un générateur qui fournit un signal à une fréquence donnée et ayant une puissance fixée et connue. Ce générateur a une impédance caractéristique de 50 ohms, et l'analyseur mesure la puissance réfléchi par la structure sous test. Le paramètre  $S_{11}$  qui en ressort est défini comme étant l'évolution en fréquence du coefficient de réflexion du résonateur, et si on note  $Z(f)$  l'impédance électrique de ce dernier, on peut donc écrire :

$$S_{11}(f) = \frac{Z(f) - 50}{Z(f) + 50}$$

Et donc

$$Z(f) = 50 \cdot \frac{1 + S_{11}(f)}{1 - S_{11}(f)}$$

- Dans le cas d'un filtre, la mesure est réalisée en deux ports (ou même parfois en quatre ports) et dans ce cas la matrice S contient quatre termes (ou plus dans le cas d'une mesure

quatre ports) :  $S_{11}$  et  $S_{22}$  représentent les coefficients de réflexion vus sur chacun des ports tandis que  $S_{12}$  et  $S_{21}$  sont les coefficients de transmission entre chacun des ports. Le coefficient  $S_{12}$  est le coefficient de transmission de la structure et est utilisé en particulier pour évaluer les pertes d'insertion du filtre et son niveau de réjection hors bande

Ainsi, les mesures réalisées avec l'analyseur vectoriel permettent d'obtenir l'évolution de l'impédance (ou de l'admittance) d'un résonateur en fonction de la fréquence ou les performances (pertes d'insertion, niveau de réjection, adaptation ...) d'un filtre.

Cependant, ces mesures demandent certaines précautions. En effet, l'analyseur vectoriel ne réalise pas par défaut une mesure directement au niveau du résonateur, mais au niveau de ses ports internes : le plan de référence n'est pas situé à l'entrée du dispositif. En d'autres termes, on mesure par défaut le résonateur (ou le filtre) connecté avec les pointes ainsi que les câbles de connexion qui induisent une erreur au niveau de la mesure. Une méthode de calibration est donc prévue pour éviter ce problème. La méthode de calibration que nous avons adoptée est de type SOLT, qui repose sur la mesure :

- D'un court-circuit (Short)
- D'un circuit ouvert (Open)
- D'une charge de 50 ohms (Load)
- D'une ligne reliant le port 1 au port 2 (Thru)

Cette méthode permet à l'analyseur de se calibrer et donc de corriger les pertes ou effets parasites associés aux câbles ou aux pointes de mesures.

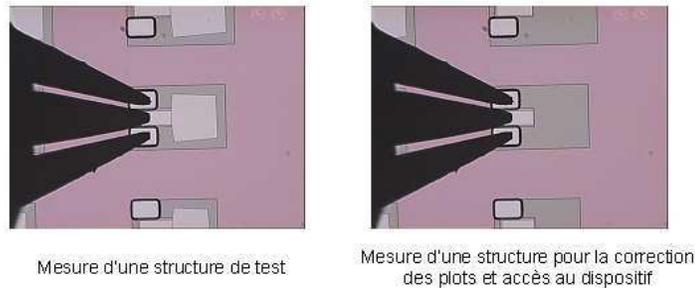


Fig. 4.11: Photographie d'un résonateur et de la structure utilisée pour la correction des plots de test RF

Enfin, comme le montre la figure 4.10, la structure de test d'un résonateur comporte nécessairement des plots sur lesquels on pourra poser les pointes de mesure. Comme nous le verrons dans la partie suivante, ces plots peuvent perturber de façon non négligeable la réponse électrique du résonateur, et il est donc nécessaire de les corriger. Une méthode est prévue à cet effet, elle repose sur l'hypothèse que les parasites associés aux plots de test sont électriquement en parallèle avec le résonateur. Ainsi, comme l'illustre la figure 4.11, une structure ne contenant que les plots et les accès est mesurée, et on retire ensuite par opération mathématique la contribution de ces plots de tests.

### 4.1.3 Conception d'une structure de filtre

Nous avons montré à la page 14 qu'on peut réaliser des filtres passe-bande en connectant électriquement plusieurs résonateurs élémentaires. En particulier, deux topologies ont été introduites, l'une dite en échelle et l'autre en treillis. Ces architectures de filtre utilisent deux

types de résonateurs présentant des fréquences de résonance différentes. Typiquement, la fréquence de résonance de l'un est proche de la fréquence d'anti-résonance de l'autre. Dans la partie 2.1.2, nous avons étudié plus en détail l'influence des paramètres électriques des résonateurs sur les performances d'un filtre en échelle. Par contre les réalisations qui seront présentées par la suite reposent sur une architecture en treillis, choisie pour sa nature différentielle. En effet pour diminuer les parasites au niveau des chaînes de réception et d'émission, les architectures radiofréquences différentielles s'imposent de plus en plus. Nous avons visé les spécifications d'un filtre de réception pour la norme WCDMA, nous donnant ainsi la possibilité de comparer les résultats obtenus avec ceux du projet MARTINA.

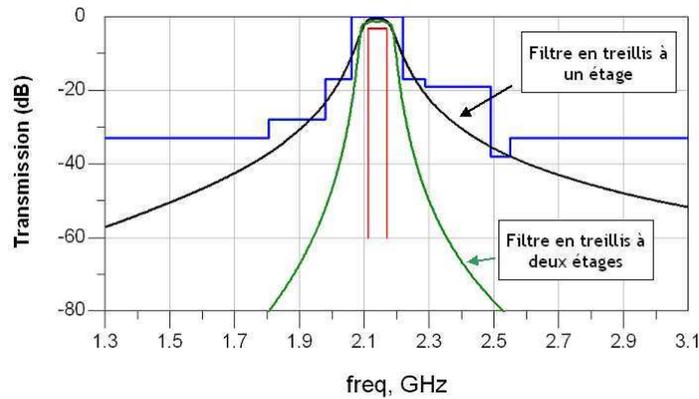


Fig. 4.12: Réponse électrique d'un filtre en treillis à un étage et à deux étages

On retrouve dans le comportement du filtre en treillis certains aspects présentés pour le filtre en échelle. Ainsi, l'impédance d'entrée et de sortie du filtre est fixée par la valeur de la capacité statique de chaque résonateur et, comme l'illustre la figure 4.12, le fait de cascader deux étages permet d'améliorer la coupure du filtre et d'atteindre ainsi les spécifications visées. L'architecture finale retenue est donc un filtre en treillis à deux étages dont le schéma électrique est représenté sur la figure 4.13.

Une optimisation de cette architecture est cependant encore possible. En effet, comme l'indique la courbe de la figure 4.14, la réjection hors-bande du filtre à deux étages est très bonne, mais la coupure est aux limites des spécifications visées, et en tenant compte de la dérive en température, on risque de ne plus tenir les spécifications. Pour le moment, on a considéré que les capacités statiques des résonateurs  $R_{s_i}$  et  $R_{p_i}$  étaient identiques, en modifiant ces dernières il est possible d'introduire deux pôles dans la réponse électrique du filtre. En particulier, ces deux pôles peuvent être introduits en diminuant les capacités statiques de  $R_{p_3}$  et  $R_{p_4}$  et on peut ainsi obtenir des coupures plus nettes en bord de bande passante. Cependant, le fait de déséquilibrer ainsi le filtre en détériore les réjections hors-bande et augmente l'ondulation dans la bande passante et un compromis est donc à trouver.

Après optimisation de la valeur de la capacité statique de  $R_{p_3}$  et  $R_{p_4}$ , on obtient les paramètres indiqués sur la figure 4.14 pour les différents résonateurs du filtre. Certains de ces paramètres ont été fixés suite à des mesures préliminaires effectuées sur des résonateurs élémentaires (écart entre  $f_r$  et  $f_a$ , valeur des coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance  $Q_r$  et  $Q_a$ ). De plus une résistance électrique de 0.6 Ohms a été ajoutée en série avec chaque résonateur afin de tenir compte des pertes ohmiques dans les électrodes.

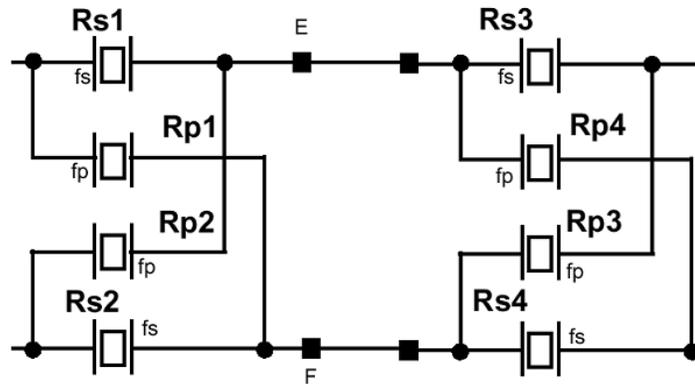


Fig. 4.13: Architecture de filtre en treillis à deux étages retenue pour réaliser un filtre de réception pour la norme WCDMA

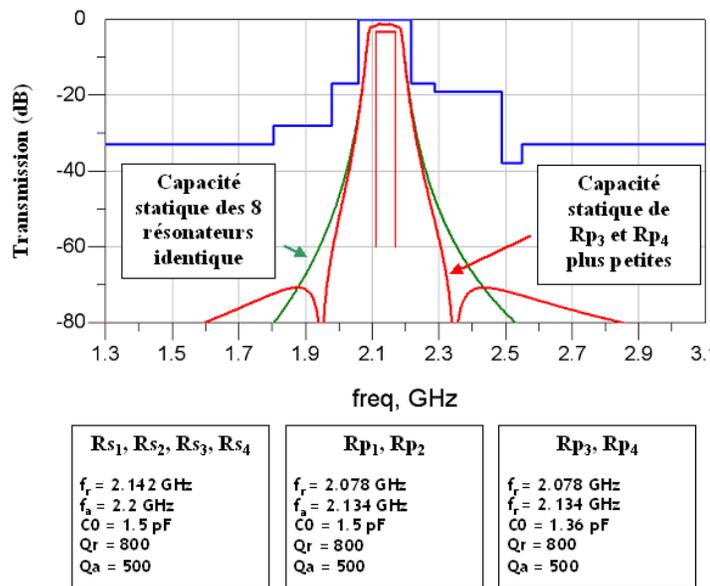


Fig. 4.14: Réponse électrique du filtre en treillis à deux étages après optimisation

La figure 4.14 présente la réponse électrique de ce filtre (en rouge) obtenue par simulation après optimisation. Pour comparaison, cette courbe est superposée à la réponse électrique du filtre lorsque toutes les capacités statiques sont identiques (en vert).

## 4.2 Résonateurs et filtres SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>

Il nous est apparu que la structure SMR était la meilleure solution à court terme pour une approche d'intégration de type SiP. Dans un premier temps, nous avons donc choisi d'évaluer une solution connue, dans laquelle le W et le SiO<sub>2</sub> sont utilisés pour réaliser le réflecteur de Bragg (solution utilisée par Infineon et EPCOS par exemple, et présentée au premier chapitre).

Nous présenterons dans un premier temps la démarche suivie pour la conception des résonateurs, puis nous montrerons les résultats électriques obtenus sur les résonateurs élémentaires. Ensuite, nous présenterons quelques études génériques effectuées avec cette technologie (étude de la taille et forme du résonateur, et évaluation de la bande d'utilisation du réflecteur de Bragg). Nous présenterons enfin les résultats de mesure électrique obtenus pour le filtre en treillis qui vient d'être présenté.

### 4.2.1 Simulations et caractérisations réalisées pour le choix des épaisseurs des couches

#### Un Bragg accordé au diapason grâce à l'acoustique picoseconde

Le réflecteur de Bragg est une alternance de couches à haute et faible impédances acoustiques. Ces couches ont une épaisseur égale à  $\lambda/4$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde acoustique dans la couche définie à la fréquence centrale du réflecteur.

Les résonateurs que l'on souhaite réaliser ont une fréquence centrale de 2.14 GHz. En réunissant des données matériaux, nous avons évalué les caractéristiques du W et du SiO<sub>2</sub> comme représenté sur la figure 4.15.

Tungtène	SiO <sub>2</sub>
Densité = 19250 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 5560 m/s	Densité = 2230 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 6420 m/s

Fig. 4.15: Données matériaux préliminaires utilisées pour la conception d'un premier réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>

Comme on l'a montré au chapitre 2, le très bon contraste acoustique entre le W et le SiO<sub>2</sub> permet de réaliser un réflecteur de bonne qualité avec uniquement quatre couches. Ainsi, nous avons dans un premier temps réalisé l'empilement représenté sur la figure 4.16.

Afin de vérifier l'accord en fréquence de cette structure, la technique d'acoustique picoseconde nous a été une fois de plus d'une très grande utilité. On peut réaliser une mesure par acoustique picoseconde directement sur la structure représentée sur la figure 4.16 : la couche de SiO<sub>2</sub> est transparente, donc le faisceau de pompe la traverse, et l'impulsion acoustique est générée en profondeur dans la couche de tungstène notée W-2.

Ensuite, une partie de l'impulsion générée se propage vers la surface libre tandis que l'autre se propage vers le substrat, et on détectera des échos lorsque ces impulsions auront fait respectivement un aller-retour dans la couche SiO<sub>2</sub>-2 et dans la couche W-2. Mais quel est le temps d'arrivée de chacun de ces échos ?

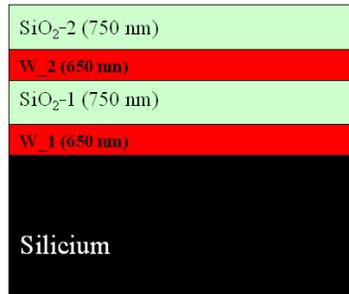


Fig. 4.16: Première structure de Bragg W/SiO<sub>2</sub> réalisée et analysée par acoustique picoseconde

On peut calculer très simplement le temps T, mis par une impulsion acoustique pour effectuer un aller-retour dans une couche d'épaisseur  $\lambda/4$  :

$$T = \frac{2h}{v} = \frac{\lambda}{2v} = \frac{v}{f} \cdot \frac{1}{2v} = \frac{1}{2f}$$

L'expression ci-dessus met en évidence une caractéristique très intéressante : le temps de propagation dans la couche ne dépend que de la fréquence à laquelle cette dernière est accordée. Ainsi, si les couches sont bien accordées, on observera une collision parfaite des échos issus des différentes couches, et de plus le temps de collision nous permet de mesurer directement la fréquence centrale du réflecteur de Bragg.

Une mesure a donc été effectuée sur la structure représentée sur la figure 4.16, et a montré une bonne coïncidence temporelle des échos. Avec un temps de vol moyen dans les couches de 247.2 ps, on peut estimer que la structure représentée sur la figure 4.16 a une fréquence centrale d'environ 2.02 GHz, tandis que la fréquence centrale visée était de 2.14 GHz. Les mesures d'épaisseur effectuées sur cette structure ont montré un assez bon accord avec les valeurs visées, par conséquent, les données matériau du W et du SiO<sub>2</sub> ont été incriminées, et en particulier leurs vitesses acoustiques ont été revues à la baisse. Les valeurs obtenues après correction sont reprises sur la figure 4.17.

Tungstène	SiO <sub>2</sub>
Densité = 19250 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 5220 m/s	Densité = 2230 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 6080 m/s

Fig. 4.17: Nouvelles données matériaux du tungstène et du SiO<sub>2</sub> après mesure par acoustique picoseconde d'une structure de réflecteur de Bragg

Ainsi, cette mesure nous a permis de corriger nos données matériaux. Les épaisseurs du réflecteur ont pu être corrigées : l'épaisseur de SiO<sub>2</sub> est passée de 750 nm à 710 nm tandis que l'épaisseur de W est passée de 650 nm à 610 nm.

#### Optimisation des épaisseurs pour les électrodes et la couche piézoélectrique

Il s'agit ensuite de réaliser les électrodes et la couche piézoélectrique du résonateur. Après une phase d'évaluation, nous nous sommes orientés vers un équipementier particulier pour le

dépôt de la couche piézoélectrique d'AlN. La qualité de cette couche dépend fortement du type de métal utilisé pour les électrodes, nous avons donc adopté le molybdène, matériau très bien maîtrisé par l'équipementier, et qui présente en outre des caractéristiques intéressantes :

- Une impédance acoustique assez élevée (environ  $70.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.s^{-1}$ ), qui permet, comme on l'a montré dans la partie 2, d'atteindre des couplages électromécaniques effectifs élevés
- Une résistivité électrique assez faible (environ  $6 \mu\Omega.\text{cm}$ ), limitant les pertes ohmiques au niveau du résonateur

La conception du SMR passe donc par le choix des épaisseurs de Mo et d'AlN à déposer.

En utilisant le modèle développé dans la seconde partie, nous avons recherché les couples (épaisseur-electrode; épaisseur-AlN) permettant de réaliser un résonateur à 2.14 GHz. Pour chacun de ces couples, le couplage électromécanique effectif a été calculé et est représenté sur la figure 4.18 en fonction de l'épaisseur des électrodes en Mo. Dans chaque cas, un réflecteur W 610 nm/SiO<sub>2</sub> 710 nm a été considéré.

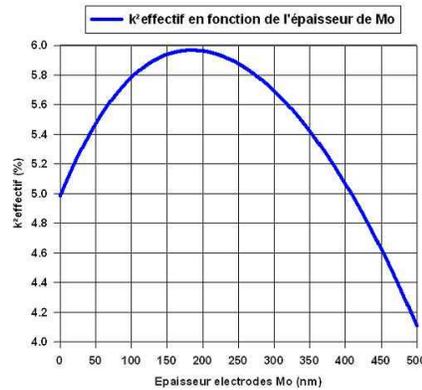


Fig. 4.18: Etude du couplage électromécanique effectif d'une structure SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> centré sur 2.14 GHz en fonction de l'épaisseur des électrodes

On retrouve une courbe typique semblable à celles obtenues au second chapitre, et on peut identifier un couple (épaisseur électrode; épaisseur AlN) particulier pour lequel le coefficient  $k_{effectif}^2$  du résonateur atteint un maximum de 5.97 % . Cet optimum est obtenu pour une épaisseur d'électrode de 175 nm (soit une épaisseur d'AlN de  $1.57 \mu\text{m}$ ).

Dans la suite, nous allons tout d'abord vérifier expérimentalement ces résultats de simulation ainsi que la fonctionnalité de ce réflecteur. Nous présenterons ensuite des études génériques qui ont été menées sur la taille et la forme des résonateurs ainsi que sur la bande passante du réflecteur. Enfin, une mesure électrique de filtre sera présentée et les limitations du réflecteur W/SiO<sub>2</sub> seront mises en avant.

## 4.2.2 Validations expérimentales

Afin de vérifier expérimentalement la fonctionnalité des résonateurs sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> ainsi que l'optimum en  $k_{effectif}^2$  prédit par le modèle, nous avons réalisé deux structures, que nous appellerons smr200 et smr300, qui ont chacune une surface active de  $(200 \mu\text{m})^2$ . Les épaisseurs de couche utilisées pour ces résonateurs sont représentées sur la figure 4.19.

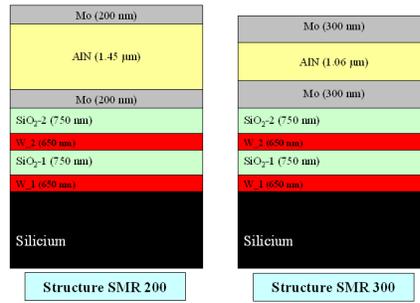


Fig. 4.19: Premières structures SMR réalisées sur réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>

### Comment se comportent des résonateurs sur un réflecteur de Bragg désaccordé ?

Les analyses par acoustique picoseconde qui ont été effectuées sur le réflecteur de Bragg, ont été menées parallèlement à ces réalisations. Ainsi, lorsqu'on a conçu les résonateurs smr200 et smr300, le réflecteur de Bragg était supposé centré sur 2.14 GHz. Les mesures par acoustique picoseconde ont montré que le réflecteur de smr200 et smr300 a en fait une fréquence centrale de 2.02 GHz, par conséquent, nous avons voulu étudier par simulation l'impact de ce décalage.

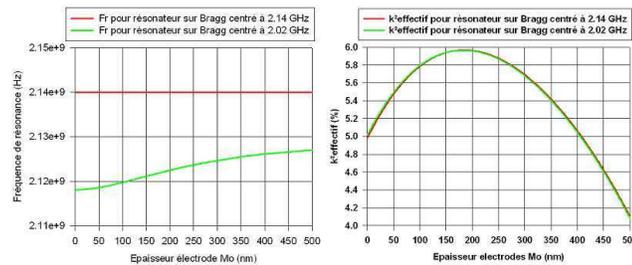


Fig. 4.20: Simulation de l'impact du décalage de la fréquence centrale du réflecteur de Bragg sur les performances du résonateur

La figure 4.20 présente les résultats de deux simulations l'une effectuée pour un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> centré à 2.14 GHz et l'autre pour un réflecteur centré à 2.02 GHz. Dans ces deux simulations, les épaisseurs des électrodes et de la couche d'AlN sont inchangées, seul le réflecteur de Bragg est différent.

On observe une faible variation de la fréquence de résonance (une variation de plus de 5 % des épaisseurs de toutes les couches du réflecteur a induit une baisse inférieure à 1 % de la fréquence de résonance).

La figure 4.20 présente aussi l'évolution du couplage électromécanique effectif du résonateur dans les deux cas. On remarque sur cette courbe que le décalage du réflecteur a une influence négligeable sur l'évolution du  $k_{effectif}^2$ .

Cette étude préliminaire nous permet de dire que si on peut s'attendre à un décalage en fréquence des résonateurs, la structure smr200 devrait cependant avoir un  $k_{effectif}^2$  proche de l'optimum et en particulier supérieur à celui de smr300. Ainsi, malgré le décalage du réflecteur, on pourra utiliser ces structures pour valider l'évolution du  $k_{effectif}^2$  du résonateur en fonction

de l'épaisseur des électrodes.

### Présentation et analyse du résultat de mesure d'un smr200. L'effet des plots de test.

La figure 4.21 présente le résultat de mesure obtenu sur une structure smr200, en particulier, on a tracé l'évolution de l'amplitude et de la phase de l'impédance de la structure entre 1 GHz et 3 GHz (Nous n'avons pour le moment pas effectué la correction des plots de test).

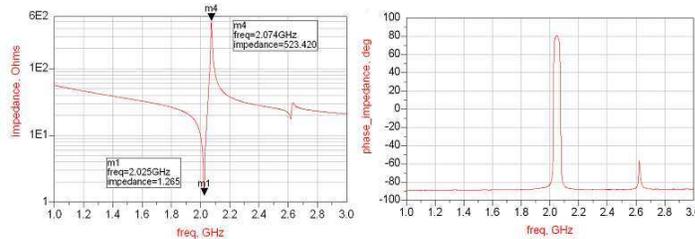


Fig. 4.21: Résultat d'une mesure RF obtenue sur une structure smr200 (sans correction des plots de test)

Cette courbe fait clairement apparaître une résonance et anti-résonance autour de 2 GHz, validant ainsi la fonctionnalité de la structure. On peut déterminer avec précision la position de la résonance et de l'anti-résonance en recherchant les annulations de la phase :

$$f_r = 2.0244 \text{ GHz}$$

$$f_a = 2.0741 \text{ GHz}$$

Soit un couplage électromécanique effectif,  $k_{\text{effectif}}^2$  de 5.8 %. D'après la relation donnée dans la seconde partie, on peut extraire les coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance :

$$Q_r = 410$$

$$Q_a = 330$$

Ces résultats sont très bons puisque, en particulier, le coefficient  $k_{\text{effectif}}^2$  est proche de la valeur attendue par simulation qui était de 5.95 %. Par contre, on avait prévu une fréquence de résonance inférieure à 2.14 GHz en raison du décalage du réflecteur de Bragg, mais d'après les résultats de simulation rapportés figure 4.20, on attendait plutôt cette fréquence de résonance vers 2.12 GHz. Autrement dit l'écart entre fréquence de résonance mesurée et fréquence de résonance visée est de l'ordre de 5.4 % au lieu des 1 % attendus. Cet écart ne pouvant être attribué au simple décalage du réflecteur de Bragg, on pense à un dépôt trop épais des couches du résonateur. En supposant que les épaisseurs déposées pour les électrodes et l'AlN sont 5.7 % supérieures aux épaisseurs visées, on obtient le résultat de simulation rapporté sur la figure 4.22 et comparé au résultat de mesure.

Des mesures d'épaisseur ont été effectuées par la suite et ont confirmé cette hypothèse. La figure 4.22 montre donc qu'en tenant compte de cette erreur, on obtient un assez bon accord entre mesure et simulation, par contre, on remarque que le niveau global de l'impédance est légèrement décalé entre mesure et simulation et surtout, une résonance apparaît vers 2.6 GHz qui n'est pas prédite par le modèle.

Pour comprendre l'origine de cette résonance parasite, il faut revenir à la structure de test qui a été utilisée. La figure 4.23 représente une vue de cette structure de test et en particulier une coupe au niveau des plots utilisés pour poser les pointes de mesure. Elle fait apparaître un résonateur parasite à ce niveau. La couche de tungstène du réflecteur de Bragg joue le rôle

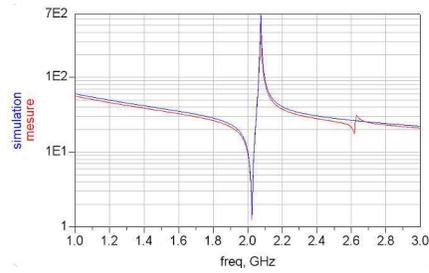


Fig. 4.22: Comparaison entre la mesure de smr200 (sans correction des plots de test) et la simulation

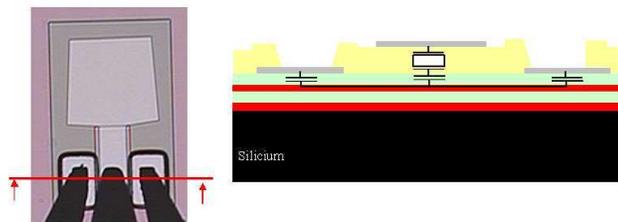


Fig. 4.23: Structure de test utilisée et vue en coupe des plots de mesure

d'électrode inférieure pour ce résonateur et le SiO<sub>2</sub> présente une capacité en série avec ce dernier. Ce résonateur parasite est connecté en parallèle avec le résonateur que l'on souhaite mesurer et donc la mesure du plot de test peut permettre de corriger cet effet parasite. Nous avons donc effectué cette correction et comparé de nouveau la mesure corrigée avec la simulation, ces résultats sont présentés sur la figure 4.24.

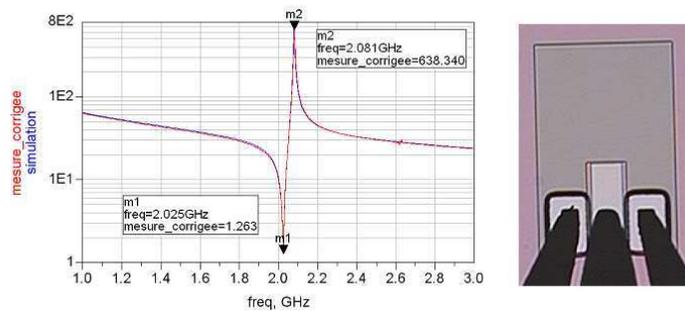


Fig. 4.24: Résultat de mesure corrigée du plot et photographie de la structure utilisée pour la correction

La courbe rouge présentée sur la figure 4.24 est la réponse électrique du résonateur corrigée des plots de mesure. Cette fois on trouve un très bon accord avec la simulation (courbe bleue) et on remarque que la résonance parasite observée précédemment a quasiment disparue.

On peut noter cependant que la fréquence d'anti-résonance a été déplacée après correction du plot de test, et se retrouve légèrement supérieure à la simulation. Cet effet est dû à la

capacité présentée par le plot en parallèle avec le résonateur, et qui a pour effet de diminuer sa fréquence d'anti-résonance. Après correction, la fréquence d'anti-résonance est de 2.0813 GHz, soit un coefficient  $k_{effectif}^2$  de 6.56 %. La structure présente un couplage électromécanique effectif meilleur que prévu par la simulation (5.96 %), ce qui traduit certainement que la couche d'AlN déposée est de très bonne qualité et que ses constantes piézoélectriques sont meilleures que celles utilisées lors de la simulation.

**Le  $k_{effectif}^2$  du smr300 est-il moins bon que celui du smr200 comme prévu par la simulation ?**

Nous venons de voir que la structure smr200 présente de très bonnes performances, son couplage électromécanique effectif dépassant même la valeur simulée. Nous avons montré qu'il est indispensable de corriger la mesure des plots de test car ceux-ci présentent une impédance parasite en parallèle avec le résonateur et modifient de façon notable ses caractéristiques (diminution de la fréquence d'anti-résonance, modification du niveau d'impédance global et apparition d'une résonance parasite). Par conséquent, tous les résultats de mesures électriques présentés par la suite seront systématiquement corrigés. Enfin, il a été montré par simulation que, malgré le décalage du réflecteur de Bragg, on s'attend à obtenir un  $k_{effectif}^2$  optimum pour la structure smr200. Afin de vérifier cette prédiction, nous avons donc mesuré la structure smr300, et sa réponse électrique (corrigée des plots de mesure) est représentée sur la figure 4.25.

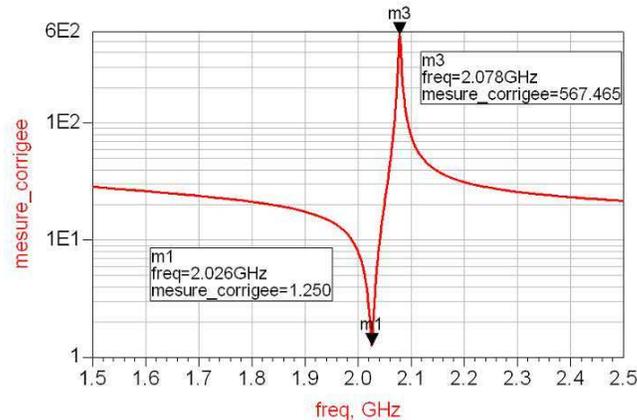


Fig. 4.25: Impédance électrique corrigée de la structure smr300

Les performances de la structure smr300 sont :

$$f_r = 2.0254 \text{ GHz}$$

$$f_a = 2.0779 \text{ GHz}$$

$$\text{Soit } k_{effectif}^2 = 6.08 \%$$

$$Q_r = 380$$

$$Q_a = 450$$

Cette mesure permet de valider la simulation effectuée puisqu'on observe un couplage électromécanique  $k_{effectif}^2$  plus faible que celui du smr200. En outre, on remarquera que ce couplage électromécanique est une fois encore plus élevé que celui prédit par la simulation (5.69 %), ce qui nous conforte dans l'hypothèse que les couches d'AlN déposées ont des qualités piézoélectriques supérieures à celles supposées dans la simulation.

### Quel comportement en température ?

Pour finir la caractérisation de notre technologie SMR sur réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>, nous avons effectué des mesures en température sur une structure smr200. La courbe représentée figure 4.26 présente les résultats de ces mesures.

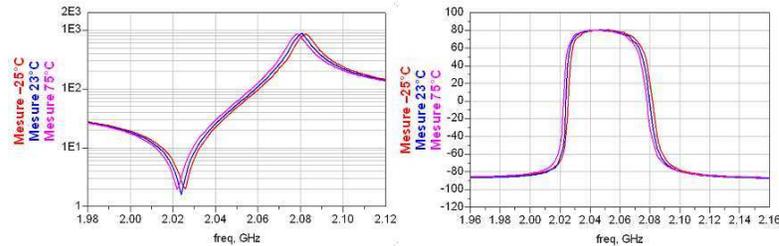


Fig. 4.26: Evolution en température du module et de la phase de l'impédance d'un résonateur smr200

Les mesures ont été effectuées pour trois points de température (-25°C, 23°C et 75°C). Le coefficient de dérive en température de l'AlN étant de -25 ppm/°C, on observe naturellement une baisse des fréquences de résonance et d'anti-résonance lorsque la température augmente.

Sur la structure smr200, nous avons observé une dérive de la fréquence de résonance de -16 ppm/°C et de la fréquence d'anti-résonance de -18 ppm/°C. La différence de TCF (défini à la page 29) entre la fréquence de résonance et la fréquence d'anti-résonance est liée à l'évolution en température des constantes piézoélectrique et diélectrique de l'AlN, ainsi comme ce phénomène a déjà été reporté dans le cas de résonateurs ZnO [100], le couplage électromécanique  $k_{effectif}^2$  du résonateur diminue lorsqu'on augmente la température.

On remarque que les coefficients de dérive en température obtenus sont plus faibles que la dérive en température de l'AlN, ceci peut-être attribué au comportement du SiO<sub>2</sub>, qui a un TCF de + 80 ppm/°C [101], et compense donc partiellement l'évolution en température de la couche piézoélectrique.

### 4.2.3 Etudes génériques menées sur un réflecteur centré à 2.14 GHz : effets de la forme et de la taille des résonateurs et étude de la bande passante du réflecteur

Nous avons présenté les performances de résonateurs élémentaires réalisés sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>. Ces résonateurs ayant des dimensions latérales grandes devant leurs épaisseurs, l'approche unidimensionnelle qui a été présentée dans la partie 2 a pu être validée par les mesures. En particulier, on a montré que le modèle permet de prédire de façon assez fidèle le comportement général du résonateur et qu'en tenant compte du décalage entre épaisseurs déposées et épaisseurs visées, on retrouve la fréquence de résonance de ces derniers. D'autre part, comme prédit par le modèle, la structure smr200 présente un coefficient  $k_{effectif}^2$  plus important que la structure smr300. Enfin, la structure smr200 a été caractérisée en température et a montré un TCF de sa fréquence de résonance et d'anti-résonance respectivement de -16 ppm/°C et de -18 ppm/°C.

Ces résultats très encourageants nous ont poussés à réaliser de nouveaux résonateurs sur ce même réflecteur de Bragg, afin de mener des études génériques pour la conception des structures à venir. Ainsi, dans le paragraphe qui suit, nous présenterons des études menées dans deux directions :

- Dans un premier temps, nous étudierons l'évolution des caractéristiques des résonateurs avec leur surface active

- Dans une deuxième partie, on explorera la bande passante ou plutôt la "bande isolante" du réflecteur W/SiO<sub>2</sub>

### Etude des performances des résonateurs en fonction de leur surface active

Afin de réaliser une étude des performances du résonateur en fonction de sa surface active, nous avons réalisé de nouvelles structures, en utilisant les épaisseurs représentées sur la figure 4.27.

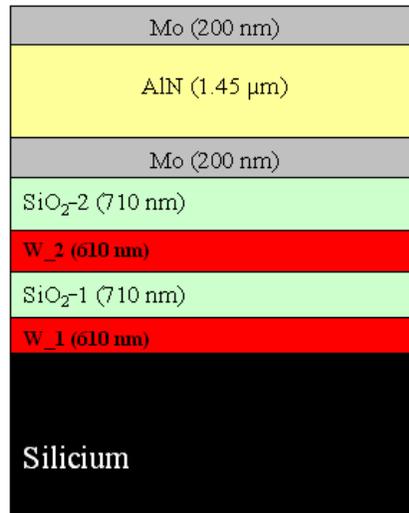


Fig. 4.27: Résonateur SMR réalisé pour l'étude des performances en fonction de la surface active

Profitant de l'expérience acquise avec les réalisations précédentes, nous avons repris une structure du type de smr200, et les épaisseurs du réflecteur de Bragg ont été modifiées conformément aux résultats de mesure obtenus par acoustique picoseconde.

La figure 4.28 présente l'évolution des fréquences de résonance et d'anti-résonance en fonction de la surface active (i.e. leur capacité basse fréquence) des résonateurs. On peut remarquer que, bien que les épaisseurs du réflecteur de Bragg aient été corrigées, on retrouve un écart entre fréquence de résonance mesurée ( $\approx 2.024$  GHz) et fréquence de résonance visée (2.14 GHz). Comme on l'a déjà précisé, un écart entre les épaisseurs de Mo et d'AlN déposées et les épaisseurs visées a été remarqué et permet d'expliquer ce décalage.

La figure 4.28 montre que la fréquence de résonance dépend très peu de la surface active du résonateur, tandis que sa fréquence d'anti-résonance augmente avec la surface active de ce dernier. Ce résultat se traduit par une augmentation du couplage électromécanique effectif du résonateur lorsque sa surface active augmente. Le modèle unidimensionnel qui a été développé durant la thèse ne permet pas de simuler cet effet. En revanche, les études menées par Alexandre Volatier ont permis de mettre en évidence la présence de modes acoustiques parasites au niveau de la réponse du résonateur, qui peuvent être attribués à des ondes de Lamb se propageant dans la structure. Le couplage de ces modes est d'autant plus important que les dimensions latérales du résonateur sont petites, et on peut donc comprendre que dans ce cas le couplage électromécanique du mode d'épaisseur diminue. Comme on l'a déjà précisé, il peut être intéressant de réaliser des filtres ayant des impédances élevées, et on sera alors amené à utiliser des résonateurs plus petits,

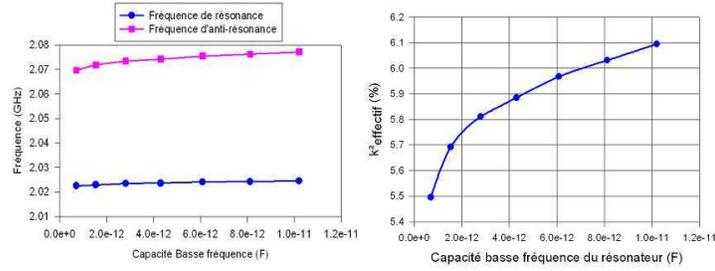


Fig. 4.28: Evolution des fréquences de résonance et d'anti-résonance d'un SMR sur Bragg W/SiO<sub>2</sub> en fonction de sa surface active. Extraction du coefficient  $k_{eff}^2$

ces aspects sont donc importants à prendre en compte. Enfin, on peut remarquer sur la figure 4.28, que le couplage électromécanique effectif atteint est inférieur à celui qu'on avait obtenu avec la structure smr200 (6.56 %), ceci peut être attribué à une couche d'AlN déposée de moins bonne qualité que dans la réalisation précédente. Cependant, on notera que les résultats obtenus pour les plus grandes structures (6.1 %) dépassent encore la valeur prédite par simulation pour cet empilement (5.96 %).

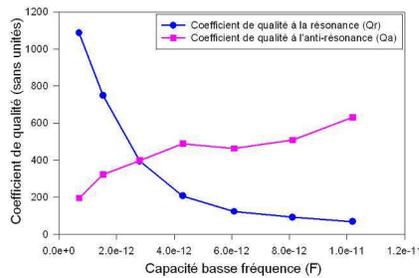


Fig. 4.29: Evolution des coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance d'un SMR sur Bragg W/SiO<sub>2</sub> en fonction de sa surface active

La figure 4.29 présente l'évolution des coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance des résonateurs mesurés en fonction de leur surface active. Cette figure fait apparaître que le coefficient de qualité à la résonance ( $Q_r$ ) diminue avec la taille de la surface active du résonateur, tandis que le coefficient de qualité à l'anti-résonance ( $Q_a$ ) augmente.

Rappelons que les mesures effectuées ici sont celles d'un résonateur avec ses électrodes. Or, les électrodes présentent une résistance électrique en série avec le résonateur et modifient donc ses performances. On a vu dans la seconde partie que le résonateur se comporte comme une résistance faible à la résonance. Intuitivement, un résonateur deux fois plus grand (i.e. ayant une capacité basse fréquence deux fois plus importante) présentera une résistance deux fois plus faible lors de sa résonance. Le lecteur pourra se persuader de ce fait en examinant l'expression de cette résistance, qui n'est autre que la résistance  $R_m$  du modèle de BVD présenté au second chapitre (page 42).

La résistance des électrodes évolue légèrement lorsque la taille du résonateur augmente, mais

en fait, on comprend que même si cette résistance est constante, elle sera d'autant plus visible que le résonateur sera grand. Afin d'illustrer ceci, nous avons simulé le comportement d'un résonateur ayant un coefficient de qualité intrinsèque de 1000 et connecté en série avec une résistance de 0.7 Ohms. La figure 4.30 présente l'évolution du coefficient de qualité extrinsèque de ce résonateur en fonction de sa capacité basse fréquence.

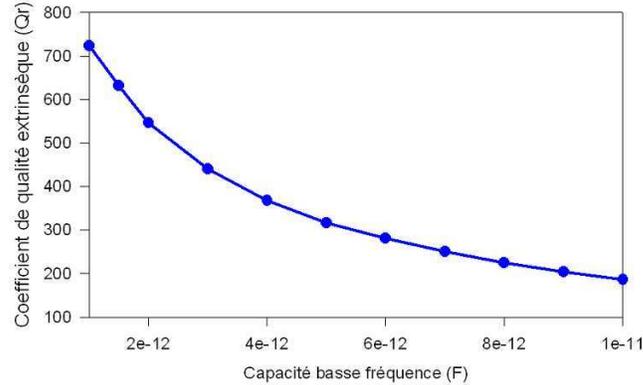


Fig. 4.30: Evolution du coefficient de qualité extrinsèque d'un résonateur en fonction de sa surface active (i.e. de sa capacité basse fréquence). Dans cette simulation, le  $Q_{intrinsèque}$  est de 1000 et la résistance électrique en série est de 0.7 ohms.

Cette figure montre une dégradation du coefficient de qualité  $Q_r$  extrinsèque avec l'augmentation de la capacité basse fréquence du résonateur. Puisque la résistance présentée par les électrodes du résonateur augmente légèrement lorsque ses dimensions augmentent, la dégradation du coefficient de qualité  $Q_r$  observée expérimentalement est plus accentuée, mais la simulation présentée ici montre qu'en réalité le coefficient de qualité  $Q_r$  intrinsèque du résonateur n'évolue pas fortement avec sa taille, et c'est plutôt l'impact de la résistance des électrodes sur le  $Q_r$  extrinsèque de ce dernier qui s'accroît lorsque sa taille augmente.

En revanche, ceci ne permet pas d'expliquer l'évolution du coefficient de qualité  $Q_a$  observé sur la figure 4.29. De la même façon que pour le couplage  $k_{effectif}^2$ , on peut cependant émettre l'hypothèse que lorsque la taille du résonateur diminue, les modes parasites sont davantage couplés, et donc l'énergie est dissipée dans ces modes, entraînant une chute du coefficient de qualité.

Nous venons d'étudier l'évolution des performances des résonateurs avec leur surface active. Cette étude a permis de montrer que lorsque la taille du résonateur augmente :

- Le coefficient de qualité mesuré à la résonance diminue. En fait, il a été montré que le coefficient de qualité  $Q_r$  intrinsèque du résonateur évolue peu, mais que l'impact des électrodes sur le coefficient de qualité  $Q_r$  mesuré (extrinsèque) dépend fortement de la taille du résonateur.
- Le coefficient de qualité à l'anti-résonance ainsi que le couplage électromécanique  $k_{effectif}^2$  augmentent. La modélisation unidimensionnelle ne nous permet pas de reproduire cet effet, mais nous l'avons attribué à un couplage plus élevé des modes parasites pour les structures de petites dimensions.

Ces études ont ensuite été généralisées et ces phénomènes ont été remarqués sur différentes technologies (lors des réalisations de FBAR dans le cadre du projet MARTINA par exemple).

La réalisation de filtres peut nécessiter l'utilisation de résonateurs de dimensions différentes, si bien que la prise en compte des effets qui viennent d'être présentés est essentielle.

### Réalisation de résonateurs ayant différentes fréquences de résonance sur le même réflecteur

L'objet de cette partie est de présenter une étude plus amont qui a été faite dans la perspective de pouvoir co-intégrer des filtres à des fréquences différentes sur le même réflecteur de Bragg. La figure 4.31 présente en fonction de la fréquence l'évolution de l'impédance acoustique présentée par notre réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>.

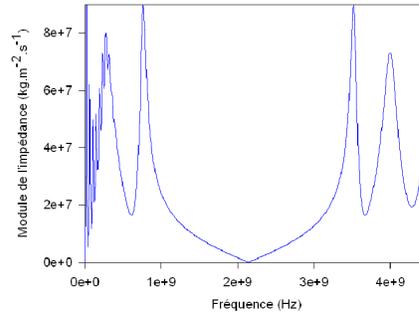


Fig. 4.31: Impédance présentée par un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> centré sur 2.14 GHz

Au niveau de sa fréquence centrale, le réflecteur présente une impédance minimale, mais on remarque que ce dernier présente une impédance assez faible sur une certaine bande de fréquence. On peut donc imaginer réaliser des résonateurs ayant des fréquences de résonance dans cette bande sur le même réflecteur de Bragg. Nous avons fabriqué les trois structures dont les empilements et les résultats de simulation sont représentés sur la figure 4.32.

Les trois résonateurs représentés sur la figure 4.32 et appelés SMR214, SMR180 et SMR150 ont été conçus pour avoir des fréquences de résonance respectives de 2.14 GHz, 1.8 GHz et 1.5 GHz.

Les résultats de mesure présentés sur la figure 4.33 sont très encourageants puisqu'on observe que les structures sont fonctionnelles et les couplages électromécaniques effectifs obtenus sont proches de ceux prédits par la simulation. On notera cependant qu'un examen plus précis de la structure SMR150 révèle la présence de parasites comme l'illustre la figure 4.34.

Ces parasites sont liés à des résonances dans le substrat silicium et traduisent une mauvaise isolation entre le résonateur et le substrat (ces mêmes résonances ont été mises en évidence dans l'étude basse fréquence du SMR présentée dans la partie 2.3). Ainsi, la structure SMR150 bien que fonctionnelle met en évidence une limitation de la bande passante, ou plutôt de "la bande isolante" du réflecteur de Bragg.

#### 4.2.4 Caractérisation de la structure de filtre et mise en évidence d'un effet de couplage capacitif

Nous avons étudié dans les parties précédentes les performances de résonateurs à onde acoustique de volume réalisés sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>. Une analyse par acoustique picoseconde nous a tout d'abord permis de déterminer précisément la fréquence centrale du réflecteur. Puis les mesures nous ont permis de retrouver expérimentalement les épaisseurs de Mo et d'AlN optimales en terme de coefficient  $k_{\text{effectif}}^2$ . Le comportement en température de la structure

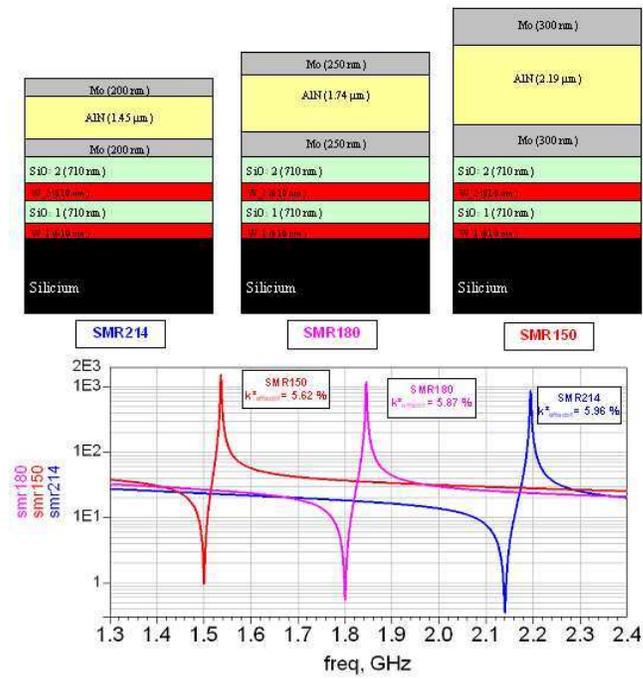


Fig. 4.32: Présentation des structures et des simulations de résonateurs SMR réalisés à différentes fréquences sur le même réflecteur de Bragg.

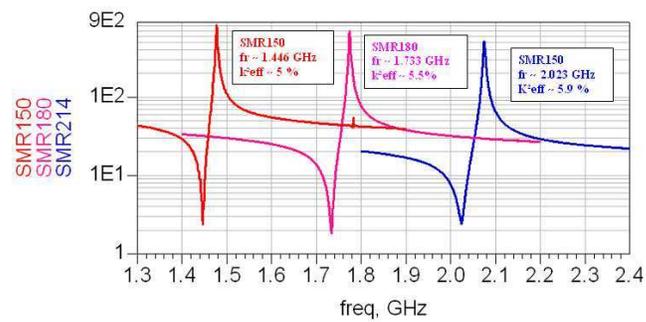


Fig. 4.33: Résultats de mesure obtenus sur des résonateurs ayant des fréquences de résonance différentes sur le même réflecteur de Bragg

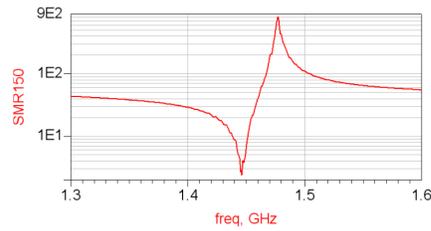


Fig. 4.34: Présence de parasites liés au substrat observés sur la réponse de la structure SMR150

smr200 a ensuite été évalué, et enfin nous avons testé expérimentalement la réalisation de résonateurs de tailles différentes et à différentes fréquences sur le même réflecteur de Bragg.

La fonction finale des résonateurs étant la réalisation de filtres, il était naturel de terminer cette partie en présentant les résultats de mesure obtenus sur la structure de filtre dont la conception a été présentée au paragraphe 4.1.3. La figure 4.35 présente une photographie de ce filtre ainsi que son coefficient de transmission mesuré en fonction de la fréquence.

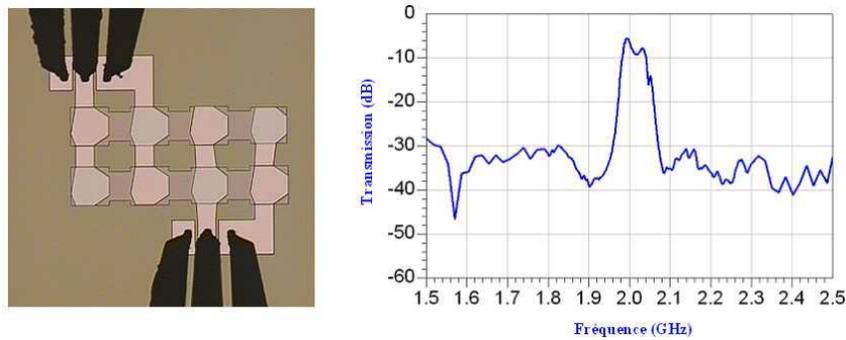


Fig. 4.35: Photographie et réponse électrique du filtre réalisé à l'aide de résonateurs SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>

La figure 4.35 fait apparaître de mauvaises performances du filtre, en particulier au niveau de ses pertes d'insertion. Afin de comprendre l'origine de ces pertes, nous avons modélisé chacun des résonateurs et réalisé une simulation globale de la structure. Les résultats obtenus, représentés sur la figure 4.36 montrent un écart important entre cette simulation (courbe rouge) et la mesure (courbe bleue). Nous avons alors soupçonné un effet de couplage capacitif à l'origine de ces pertes. Ainsi, comme le représente la figure 4.36, nous avons pris en compte dans la simulation le couplage capacitif principal dans cette structure de filtre, c'est-à-dire celui qu'on trouve entre les deux bandes métalliques réalisées sur le niveau d'électrode inférieur et représentées sur la figure 4.36. La courbe verte représente le résultat de simulation obtenu en tenant compte de ce couplage. Naturellement, un travail de rétro-simulation approfondie serait à faire pour prendre en compte tous les couplages parasites intervenant au niveau de cette structure de filtre, ce qui explique que cette nouvelle simulation ne soit pas en accord parfait avec la mesure, mais on retrouve nettement la tendance et surtout on notera une très nette dégradation des performances du filtre liée à ce couplage.

Ainsi, la couche de tungstène utilisée dans le réflecteur de Bragg introduit un couplage

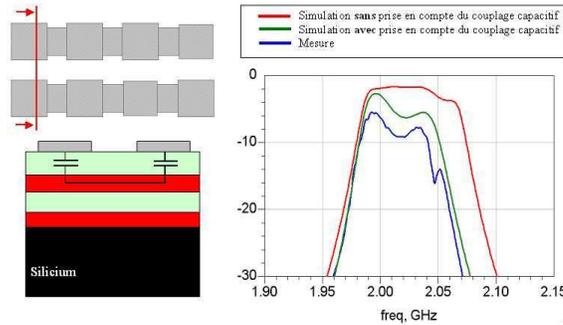


Fig. 4.36: Photographie et réponse électrique du filtre réalisé à l'aide de résonateurs SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>

entre les résonateurs qui détériore de façon inacceptable les performances électriques du filtre. On comprend ainsi mieux l'orientation prise par les sociétés EPCOS et Infineon d'adopter une structure de type SMR sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> dans lequel les couches de W ont été gravées. Ce type de solution implique cependant des développements technologiques très importants. Une alternative consisterait à utiliser un réflecteur de Bragg isolant, mais les matériaux diélectriques utilisés jusqu'alors (tels que AlN, SiO<sub>2</sub> ou Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) ont des impédances acoustiques peu contrastées, et il faut alors intégrer un grand nombre de couches pour obtenir une bonne isolation.

De façon à concilier les avantages de chacune de ces solutions, nous avons effectué des recherches afin d'identifier un nouveau couple de matériaux diélectriques qui pourrait présenter un contraste acoustique comparable à celui du W/SiO<sub>2</sub>. Nous présenterons dans la partie qui suit la méthodologie que nous avons suivie pour identifier ces matériaux ainsi que les résultats électriques obtenus grâce à cette nouvelle structure de réflecteur isolant.

### 4.3 Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg

Dans les paragraphes précédents, nous avons présenté les résultats de mesures obtenus sur un réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>. Ces résultats expérimentaux nous ont permis de montrer des résonateurs ayant de très bonnes performances notamment en terme de couplage  $k_{\text{effectif}}^2$ . Cependant, la réponse du filtre nous a permis de mettre en évidence une dégradation très importante des performances liée à la présence des couches de tungstène sous les résonateurs. Les solutions couramment utilisées pour contrer ces effets sont la gravure de la couche métallique ou le recours à un réflecteur isolant, au prix de gros efforts pour réaliser le dépôt des nombreuses couches de ce type de réflecteur (jusqu'à plus de 10 couches pour AlN/SiO<sub>2</sub> par exemple [102]).

Afin d'éviter un développement technologique très lourd, nous nous sommes donc lancés à la recherche d'un nouveau couple de matériaux diélectriques présentant un contraste acoustique élevé.

Dans le paragraphe qui suit, nous présenterons la démarche adoptée pour identifier ce nouveau couple puis une première structure de résonateur sera conçue afin de valider cette nouvelle solution de réflecteur de Bragg. Le second paragraphe sera consacré aux résultats électriques

obtenus, et nous proposerons une méthode originale de modélisation des résonateurs. Le modèle électrique ainsi réalisé sera enfin utilisé pour la simulation d'une structure de filtre, et sera utilisé pour l'analyse des résultats de mesure obtenus.

#### 4.3.1 Choix des matériaux utilisés pour le réflecteur et définition de l'empilement technologique

Afin de rechercher ce nouveau couple de matériaux pour l'application de réflecteur de Bragg, nous nous sommes fixé un "cahier des charges" :

- On s'oriente vers deux matériaux diélectriques
- Ces deux matériaux doivent présenter un contraste acoustique maximum
- Les matériaux choisis doivent pouvoir être déposés en film mince grâce à une méthode de dépôt standard de la microélectronique
- Au vue de la vitesse acoustique dans ces matériaux, on vérifiera qu'il est possible de déposer des couches d'épaisseurs  $\lambda/4$  aux fréquences qui nous intéressent (typiquement entre 1 et 2 GHz dans un premier temps)
- En se projetant dans une perspective d'intégration above-IC d'une structure SMR, on vérifiera que les procédés de dépôt utilisés sont compatibles avec une telle approche (en particulier, un budget thermique inférieur à 400°C sera à respecter)

Dans un premier temps, nous avons répertorié les matériaux disponibles en salle blanche, et à partir des caractéristiques des matériaux massifs, nous avons classé ces matériaux selon leurs impédances acoustiques. Cette première étape nous a permis d'éliminer un certain nombre de candidats, mais les caractéristiques mécaniques des matériaux déposés en couches minces diffèrent souvent de celles du matériau massif et dépendent des paramètres et des méthodes de dépôt utilisés. Ainsi, pour aller plus loin dans cette recherche, il nous fallait faire appel à une méthode permettant d'évaluer les performances de ces matériaux en film mince. Quoi de plus naturel que de faire de nouveau appel à l'acoustique picoseconde ! En effet, nous avons montré au chapitre 3 que cette méthode est parfaitement adaptée à la caractérisation des dispositifs à onde acoustique de volume, puisque dans un domaine de fréquence différent, elle exploite le même type d'ondes acoustiques que les résonateurs BAW. De plus, il a été montré au paragraphe 4.2.1, que cette méthode permet d'accorder précisément le réflecteur de Bragg en ayant comme critère une collision parfaite de deux échos acoustiques (pour déterminer si les deux couches sont bien en  $\lambda/4$ ) ainsi que le temps d'arrivée de cette collision (pour déterminer à quelle fréquence est accordé précisément le Bragg).

Ainsi, de nombreuses mesures par acoustique picoseconde ont été effectuées afin d'affiner les données matériaux (ou même dans certains cas, pour évaluer un matériau qui n'existe qu'en film mince). Cette démarche ainsi que les résultats obtenus ont fait l'objet d'une présentation à la conférence internationale IEEE Ultrasonics [103].

Au terme de cette recherche, un nouveau couple de matériaux a pu être identifié pour l'application de réflecteur de Bragg : le SiOC et le SiN. Les caractéristiques de ces matériaux sont présentées sur la figure 4.37. Le nitrure de silicium joue le rôle du matériau à haute impédance acoustique ( $23.76.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ), et le SiOC celui du matériau à faible impédance acoustique ( $3.6.10^6 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ).

Le rapport d'impédance obtenu avec ces deux matériaux est de 6.6, ce qui est très bon puisque le W/SiO<sub>2</sub> atteint un rapport d'impédance de 7.4. On peut montrer par simulation que, comme dans le cas W/SiO<sub>2</sub>, seules 4 couches (2 couches SiN et 2 couches SiOC) suffisent à isoler efficacement le résonateur du substrat.

De plus, le SiOC est utilisé comme diélectrique à faible permittivité dans les niveaux interconnexions des circuits intégrés, et le SiN est la couche de passivation qui est déposée sur

SiN	SiOC
Densité = 2400 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 9900 m/s	Densité = 1500 kg/m <sup>3</sup> Vitesse = 2400 m/s

Fig. 4.37: SiN/SiOC un nouveau couple de matériaux diélectriques pour le réflecteur de Bragg

la dernière couche d'interconnexion pour assurer la fiabilité du circuit. Ainsi, les dépôts de ces matériaux sont très bien maîtrisés chez STMicroelectronics, et de plus les procédés utilisés pour les dépôts sont parfaitement compatibles avec une approche d'intégration above-IC.

Afin de concevoir un résonateur pour tester les performances de ce nouveau réflecteur de Bragg, nous avons repris la démarche qui a été présentée pour le W/SiO<sub>2</sub>. Ainsi, à l'aide des paramètres matériaux décrits ci-avant, nous avons recherché le couple épaisseur Mo, épaisseur AlN donnant le meilleur couplage électromécanique effectif. Nous avons considéré dans ces simulations un résonateur ayant une fréquence de résonance de 2.14 GHz, soit un réflecteur de Bragg constitué de deux couches de 280 nm de SiOC et de deux couches de 1.16 μm de SiN.

Ces simulations font apparaître un optimum pour une épaisseur de Mo de 150 nm, ce qui correspond à une épaisseur d'AlN 1.65 μm, pour un résonateur à 2.14 GHz avec un couplage électromécanique effectif de 6,7 %.

### 4.3.2 Caractérisation et performances des résonateurs

Afin de valider le nouveau couple SiN/SiOC pour la réalisation d'un réflecteur de Bragg, et au vu des résultats de simulation qui viennent d'être présentés, nous avons réalisé la structure de résonateur présentée sur la figure 4.38.

Les structures de test dessinées pour le réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub> ont été réutilisées pour valider ce nouveau réflecteur de Bragg. La figure 4.39 présente les performances électriques du résonateur de (200 μm)<sup>2</sup> isolé avec notre nouveau réflecteur acoustique.

En particulier, cette figure présente l'évolution de la phase de l'impédance du résonateur en fonction de la fréquence. On distingue sur cette figure la mesure brute du résonateur (courbe bleue) et la mesure corrigée des plots de test (courbe rouge). On retrouve sur la courbe bleue le phénomène de résonateur parasite qui a été présenté précédemment, et qui peut être corrigé en retirant la contribution des plots de test. Cependant cet effet parasite est très nettement atténué par rapport au cas précédent (réflecteur W/SiO<sub>2</sub>). Ceci est dû au fait que le couplage entre les plots de tests ne se fait plus via une couche du réflecteur de Bragg, mais via le substrat Si qui, dans le cas présent, a une résistivité de l'ordre de 6.67 Ω.cm.

La courbe présentée figure 4.39 permet d'extraire les performances du résonateur :

$$\begin{aligned}
 f_r &= 2.024 \text{ GHz} \\
 f_a &= 2.0725 \text{ GHz} \\
 \text{Soit } k_{eff}^2 &= 6.4 \% \\
 Q_r &= 220 \\
 Q_a &= 320
 \end{aligned}$$

Le couplage électromécanique effectif mesuré (6.4 %) est légèrement inférieur à la valeur prédite par simulation (6.7 %), mais ce résultat est cependant très encourageant puisqu'on obtient des performances tout à fait comparables aux résultats obtenus sur W/SiO<sub>2</sub>. Cette mesure permet donc de démontrer la fonctionnalité et les performances de notre nouveau réflecteur acoustique.

4.3. Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg

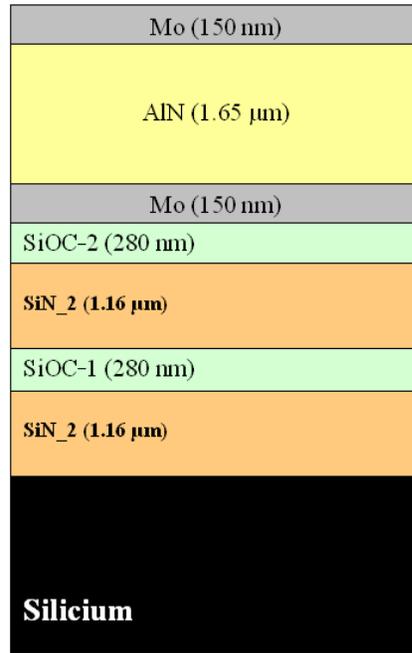


Fig. 4.38: Structure de réflecteur de Bragg SiN/SiOC accordée à 2.14 GHz

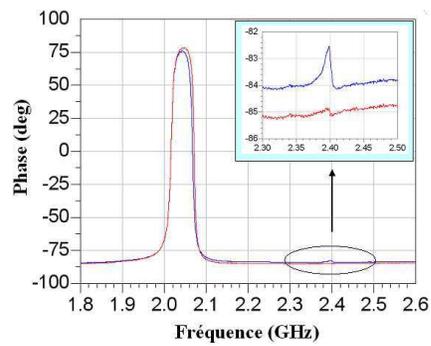


Fig. 4.39: Evolution de la phase de l'impédance d'un résonateur de  $(200 \mu\text{m})^2$  sur le réflecteur de Bragg SiN/SiOC résonateur parasite très nettement atténué

Dans la partie précédente, nous avons montré que les performances des résonateurs évoluent avec la taille de leur zone active. Il était donc intéressant de refaire cette étude sur le réflecteur SiN/SiOC. La figure 4.40 présente l'évolution du couplage  $k_{eff}^2$  d'une part et des coefficients de qualité d'autre part des résonateurs en fonction de leur capacité basse fréquence.

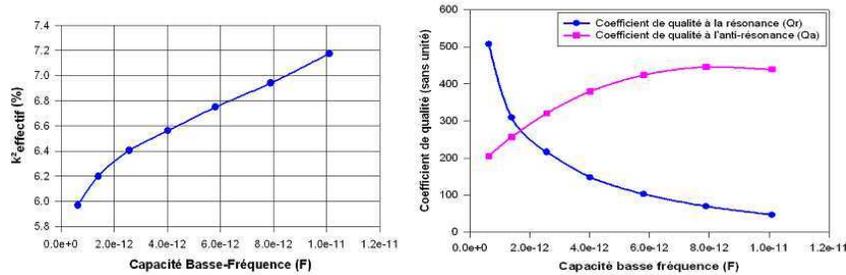


Fig. 4.40: Evolution de  $k_{eff}^2$ ,  $Q_r$  et  $Q_a$  de SMR sur Bragg SiN/SiOC en fonction de leur capacité basse fréquence

De nouveau on retrouve l'évolution qui a été montrée pour les résonateurs SMR sur W/SiO<sub>2</sub>.

Enfin, pour valider complètement la solution SiN/SiOC pour l'application de réflecteur de Bragg, nous avons effectué des caractérisations en température des résonateurs.

Ces mesures ont été réalisées pour trois points de température -25°C, +25°C et +75°C. On retrouve un comportement semblable à celui observé sur les structures SMR réalisées sur W/SiO<sub>2</sub>. Ces mesures nous permettent d'extraire un TCF du résonateur à la résonance de - 17 ppm/°C et de - 18 ppm/°C à l'anti-résonance. Ces résultats sont tout à fait comparables à ceux obtenus sur W/SiO<sub>2</sub> qui étaient respectivement de -16 ppm/°C et de - 18 ppm/°C à la résonance et à l'anti-résonance.

L'ensemble des résultats expérimentaux qui viennent d'être présentés permettent de valider la solution de réflecteur SiN/SiOC qui a été proposée, puisque cette solution permet d'atteindre, avec un nombre identique de couches, des performances comparables à celles obtenues avec un réflecteur W/SiO<sub>2</sub>. De plus, le réflecteur n'est composé que de matériaux isolants, ce qui permet de résoudre les problèmes soulevés dans la partie 4.2.4 liés à la couche conductrice de tungstène.

De la même façon que pour le réflecteur W/SiO<sub>2</sub>, il nous reste à valider cette solution dans une fonction de filtrage complète. Comme on l'a vu précédemment, la conception de filtres se fait à l'aide d'un modèle électrique. Dans un premier temps, les paramètres utilisés dans ce modèle peuvent être évalués grâce au modèle unidimensionnel que nous avons développé, mais comme on l'a vu, tous les effets ne sont pas pris en compte dans ce modèle, notamment l'évolution des paramètres du résonateur avec sa surface active. Ainsi, une deuxième étape est nécessaire dans laquelle on construit un modèle électrique du résonateur à partir des mesures RF.

Dans la partie suivante nous proposerons donc une technique originale permettant d'extraire ce modèle équivalent. Ce modèle sera ensuite utilisé pour effectuer les rétro-simulations du filtre dont les résultats électriques seront présentés en dernière partie.

### 4.3.3 Modélisation électrique des résonateurs

On peut simuler le comportement électrique des résonateurs en utilisant le modèle de Butterworth Van Dyke présenté à la page 42, mais ce modèle admet certaines hypothèses parmi lesquelles l'égalité des coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance. Or, on a pu

#### 4.3. Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg

observer expérimentalement que pour des structures SMR sur W/SiO<sub>2</sub> ou sur SiN/SiOC, cette hypothèse est fautive.

Afin de tenir compte de cet effet, et pour prendre en considération les résistances électriques extérieures au résonateur (résistance de contact des pointes lors de la mesure et résistance des électrodes), Larson et al. de la société Agilent [104] ont complété le modèle de BVD et proposé le schéma représenté sur la figure 4.41.

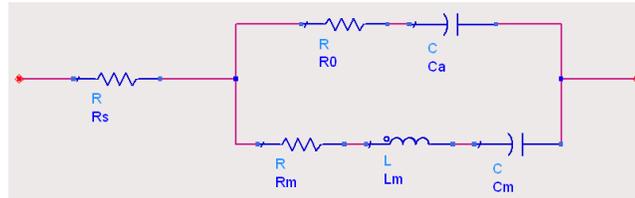


Fig. 4.41: Modèle MBVD utilisé pour la simulation électrique des résonateurs

Dans ce modèle, appelé modèle MBVD (Modified Butterworth Van Dyke), on retrouve les éléments  $R_m, L_m, C_m, C_a$  du modèle de BVD, auxquels ont été ajoutés une résistance  $R_0$  qui permet de prendre en compte les pertes diélectriques associées à l'AlN et une résistance  $R_s$  qui représente les résistances électriques extérieures au résonateur.

Larson et al. proposent une méthode permettant d'extraire à partir de la mesure d'un résonateur son modèle MBVD équivalent. Cette technique permet d'obtenir une modélisation proche de la mesure, mais aboutit parfois à des résultats surprenants. En effet, on obtient dans certains cas des valeurs de résistance négatives, ce qui remet alors en cause le sens physique des éléments du circuit. Dans la partie qui suit nous allons proposer une méthode originale pour l'extraction de ce modèle électrique permettant d'éviter cette perte de sens physique.

Le modèle électrique équivalent qui a été retenu est le même que celui présenté précédemment, simplement, comme l'illustre la figure 4.42, nous avons renommé certains éléments du circuit.

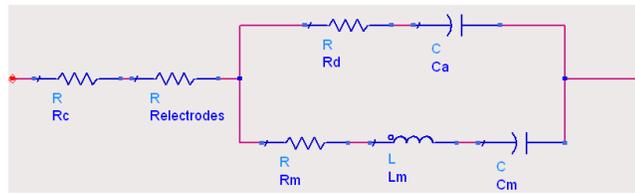


Fig. 4.42: Schéma électrique utilisé pour la modélisation des résonateurs

On distingue :

- $R_c$  : Résistance de contact des pointes utilisées lors de la mesure
- $R_{electrodes}$  : Résistance des électrodes du résonateur
- $R_d$  : Résistance de pertes diélectriques

La méthode d'extraction que nous allons proposer suppose que l'on dispose de mesures de résonateurs de tailles différentes et que la résistance de contact des pointes évolue peu lors de la mesure de ces différentes structures. De plus, la mesure RF devra être effectuée sur une large bande en particulier en basse fréquence et autour de la résonance.

Ensuite, on suppose (et on pourra vérifier a posteriori) que  $R_m$  et  $R_d$  sont du même ordre de grandeur et que, à basse fréquence :

$$L_m \cdot \omega \ll \frac{1}{C_m \cdot \omega}$$

$$C_a \gg C_m$$

Dans ce cas, le modèle basse fréquence d'un résonateur de surface active  $A_1$  se réduit à celui présenté sur la figure 4.43.

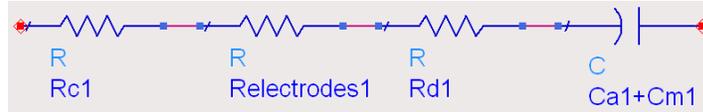


Fig. 4.43: Schéma électrique équivalent basse fréquence d'un résonateur de surface active  $A_1$

On peut montrer que pour un résonateur 2, de surface active  $A_2$  avec  $A_2=2.A_1$ , on a le modèle basse fréquence présenté sur la figure 4.44.



Fig. 4.44: Schéma électrique équivalent basse fréquence d'un résonateur de surface active  $A_2=2.A_1$

Dans lequel :

$$R_{c2} \approx R_{c1} = R_{c_{moyen}}$$

$$R_{d2} = \frac{R_{d1}}{2}$$

$$C_{a2} + C_{m2} = 2.(C_{a1} + C_{m1})$$

Les résistances d'électrode  $R_{electrodes_1}$  et  $R_{electrodes_2}$  peuvent être calculées par simulation électromagnétique. Ainsi, la mesure de la partie réelle présentée par l'impédance du résonateur en basse fréquence permet d'extraire  $R_C+R_d$ .

Nous avons donc ainsi extrait de la mesure  $R_C+R_d$  pour les résonateurs suivants :

- REF 100 (surface active  $10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 150 (surface active  $2,25 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 200 (surface active  $4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 250 (surface active  $6,25 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 300 (surface active  $9 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 350 (surface active  $12,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )
- REF 400 (surface active  $16 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$ )

Sur la figure 4.45, la courbe bleue représente les valeurs de  $R_C+R_d$  mesurées sur ces résonateurs en fonction de la surface de la zone active. Vu les hypothèses faites précédemment,

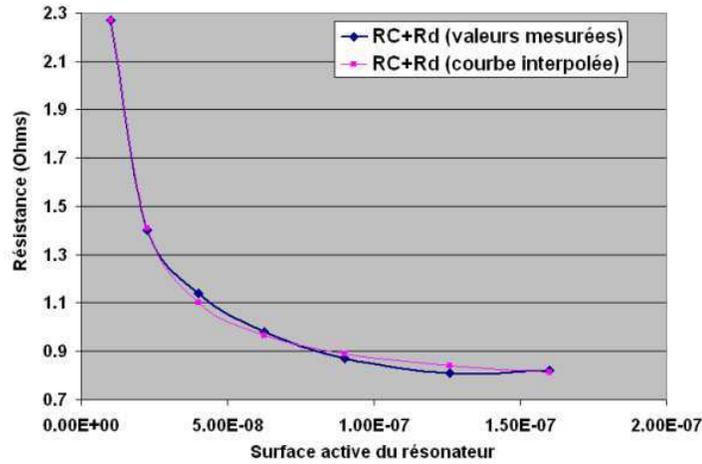


Fig. 4.45: Extraction à partir de la mesure de  $R_C+R_d$  pour les résonateurs de différentes tailles et courbe interpolée

$R_d$  est inversement proportionnelle à la surface du résonateur. Autrement dit, la courbe bleue suit une loi de la forme  $R_c+b/S$  où  $R_c$  et  $b$  sont les deux inconnues et  $S$  est la surface active du résonateur. Ainsi, en interpolant la courbe bleue par une courbe suivant cette loi, on peut déterminer  $R_c$  et  $b$ , et donc  $R_d$ . La courbe rose est le résultat de cette interpolation, la résistance de contact n'étant pas parfaitement reproductible, l'écart entre mesure et courbe interpolée peut être attribué à la fluctuation de ce paramètre.

Structure	Relectrode (extraits de la simulation électromagnétique)	$R_d$	$R_C$
REF100	1.03	1.56	0.71
REF150	1.2	0.69	0.71
REF200	1.36	0.39	0.75
REF250	1.47	0.25	0.73
REF300	1.6	0.17	0.70
REF350	1.72	0.12	0.69
REF400	1.83	0.10	0.72

Fig. 4.46: Valeurs de  $R_C$  et  $R_d$  obtenues après extraction pour chaque résonateur

Cette première extraction effectuée, on obtient donc  $R_{electrodes}$ ,  $R_d$  et  $R_C$  pour les différents résonateurs considérés, comme résumé dans le tableau de la figure 4.46.

Les paramètres  $L_m$ ,  $C_m$  et  $C_0$  sont ensuite extraits pour chacun des résonateurs, en fonction de leur capacité basse fréquence et de leurs fréquences de résonance et d'anti-résonance.

Enfin, la valeur de  $R_m$  est fixée en fonction des coefficients de qualité à la résonance et à l'anti-résonance.

Ayant suivi cette méthode d'extraction, on peut montrer que la valeur de  $R_m$  n'est pas la même à la résonance et à l'anti-résonance. Cette valeur est systématiquement plus importante à

l'anti-résonance. Autrement dit, il semble qu'il y ait une source de pertes plus importante autour de l'anti-résonance.

Structure	C0	Rms	Rmp	Lm	Cm
REF100	4.944E-13	6	15.5	2.431E-07	2.561E-14
REF150	1.121E-12	2.4	4.1	1.047E-07	5.944E-14
REF200	1.990E-12	1.15	1.815	5.654E-08	1.101E-13
REF250	3.103E-12	0.76	1.1	3.517E-08	1.771E-13
REF300	4.459E-12	0.5	0.665	2.389E-08	2.609E-13
REF350	6.232E-12	0.35	0.41	1.650E-08	3.783E-13
REF400	7.905E-12	0.29	0.305	1.263E-08	4.949E-13

Fig. 4.47: Valeurs de  $C_0, R_{ms}, R_{mp}, L_m$  et  $C_m$  obtenues après extraction pour chaque résonateur

On définit donc  $R_m$  comme étant une résistance dont la valeur dépend de la fréquence ( $R_m=R_{ms}$  à la résonance et  $R_m=R_{mp}$  à l'anti-résonance). Les paramètres de chacun des résonateurs ainsi obtenus sont repris dans le tableau de la figure 4.47.

Dans les parties précédentes, on a expliqué que le coefficient de qualité  $Q_r$  intrinsèque du résonateur semble évoluer peu avec sa taille et l'évolution de  $Q_r$  mesuré a été attribué à l'impact de la résistance des électrodes sur les performances du résonateur à la résonance. On retrouve cette hypothèse dans le tableau 4.47 : en effet,  $R_{ms}$  évolue quasiment en  $a/S$  (où  $S$  est la surface active du résonateur), et donc le  $Q_r$  intrinsèque du résonateur évolue peu.

Enfin, lorsque la taille du résonateur augmente,  $R_{mp}$  converge vers  $R_{ms}$ , et on converge donc vers une structure pour laquelle les pertes acoustiques sont identiques à la résonance et à l'anti-résonance.

#### 4.3.4 Mesures et rétro-simulations du filtre : mise en évidence d'un effet de couplage par le substrat

Finalement, nous avons réalisé une structure de filtre complète afin de valider le réflecteur de Bragg SiN/SiOC dans son application finale. A cet effet, nous avons réutilisé le dessin (le jeu de masques) qui avait été défini pour tester le réflecteur de Bragg W/SiO<sub>2</sub>. Signalons que la surface des résonateurs avait été calculée pour une épaisseur d'AlN de 1.45  $\mu\text{m}$ ; or dans le cas présent, nous avons déposé 1.65  $\mu\text{m}$  d'AlN, on peut donc s'attendre à des performances légèrement en-deçà des simulations réalisées dans la partie 4.1.3. (en particulier, l'impédance du filtre ne sera pas de 50 Ohms).

Si on reprend la conception du filtre qui a été présentée au paragraphe 4.1.3, les résonateurs  $Rs_i$  ont été réalisés à l'aide d'une structure appelée WCDMA, tandis que  $Rp_1, Rp_2$  et  $Rp_3, Rp_4$  ont été respectivement réalisés à l'aide des structures WCDMA-LOAD1 et WCDMA-LOAD2.

Structure	RC	Relectrode (structure de test)	Relectrode (structure filtre)	Rd	Rms	Rmp	Lm	Cm	C0
WCDMA	0.63	1.39	0.6	0.68	2.45	3.8	1.003E-07	6.208E-14	1.138E-12
WCDMA-LOAD1	0.62	1.39	0.6	0.68	2.33	4.25	1.079E-07	6.187E-14	1.144E-12
WCDMA-LOAD2	0.86	1.34	0.6	0.75	2.55	4.65	1.186E-07	5.625E-14	1.003E-12

Fig. 4.48: Paramètres du modèle extrait de la mesure des trois résonateurs utilisés dans la structure de filtre

Suivant la méthodologie présentée dans la partie précédente, nous avons extrait le modèle

#### 4.3. Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg

électrique de ces trois résonateurs, et les résultats de cette extraction sont reportés dans le tableau de la figure 4.48.

On notera deux valeurs pour  $R_{\text{électrodes}}$  dans ce tableau : elles correspondent à la résistance des électrodes du résonateur dans sa structure de test (lorsqu'il est mesuré individuellement) et lorsqu'il est inséré dans le filtre.

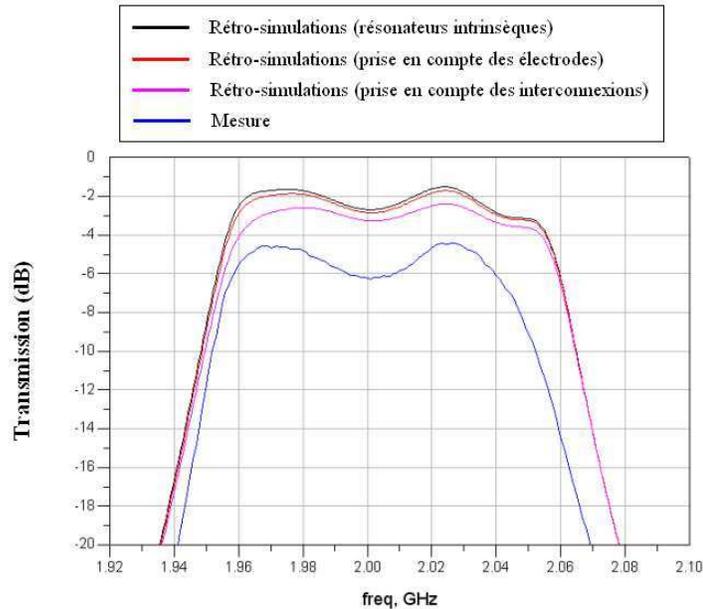


Fig. 4.49: Mesure (bleu) et rétro-simulations (noir, rouge, rose) du filtre WCDMA réalisé sur un réflecteur SiN/SiOC, effet de différentes contributions parasites

La simulation de la structure de filtre complète a alors pu être réalisée, et les résultats sont représentés sur la figure 4.49.

Les limitations de performances d'un filtre BAW peuvent être liées aux caractéristiques intrinsèques des résonateurs, mais aussi à d'autres effets parasites (pertes ohmiques, effets inductifs, etc). De façon à comparer ces différents effets, les simulations représentées sur la figure 4.49 ont été réalisées en plusieurs temps :

- Courbe noire : on ne prend en compte que les performances intrinsèques des résonateurs (les pertes ohmiques ne sont pas prises en compte, et les interconnexions entre résonateur sont considérées comme idéales)
- Courbe rouge : on ajoute la résistance des électrodes pour chaque résonateur (mais les interconnexions entre chaque résonateur sont encore considérées comme idéales)
- Courbe rose : on prend en compte résistances et inductances parasites associées à chaque interconnexion entre résonateurs
- Courbe bleue : résultat de mesure

On peut noter sur cette figure, un impact important des interconnexions sur les performances du filtre. Cependant, la prise en compte de ces effets parasites ne semble pas permettre d'expliquer les résultats obtenus en mesure. On se souvient que dans le cas du réflecteur W/SiO<sub>2</sub>, un effet similaire avait été rencontré et attribué à un fort couplage capacitif via le plan métallique de tungstène. Ici nous n'avons pas de couche métallique dans le réflecteur, mais le couplage

peut très bien passer par le substrat silicium qui a dans le cas présent une faible résistivité ( $6.67 \Omega \cdot \text{cm}$ ).

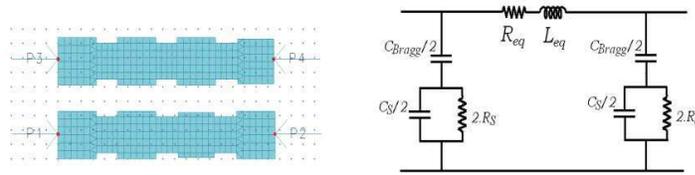


Fig. 4.50: Simulation et modélisation du couplage substrat au niveau du filtre réalisé sur bragg SiN/SiOC

Afin de modéliser ce couplage, nous avons effectué une simulation de la structure représentée sur la figure 4.50 à l'aide du simulateur électromagnétique *Momentum*. En posant le schéma équivalent de cette structure, représenté sur la figure 4.50, on peut extraire de cette simulation numérique les valeurs de la capacité équivalent présentée par les couches diélectriques du réflecteur ( $C_{\text{bragg}}$ ) ainsi que  $C_s$  et  $R_s$  qui modélisent le "chemin" électrique dans le substrat silicium.

Ce modèle peut alors être utilisé pour évaluer l'influence de ce couplage sur les performances du filtre. La courbe verte de la figure 4.51 représente ce résultat de simulation.

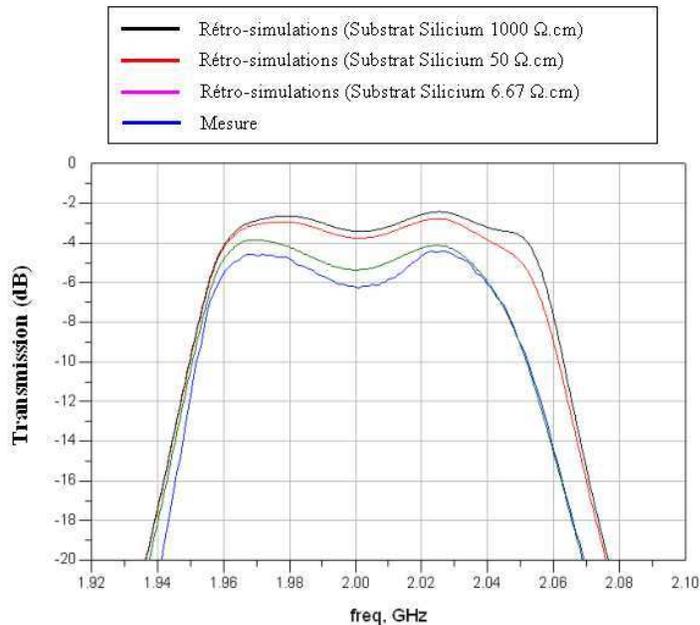


Fig. 4.51: Effet du couplage substrat sur les performances du filtre, et étude de l'impact de la résistivité du substrat sur cet effet

Cette simulation montre une très nette influence du substrat sur les performances du filtre et on retrouve quasiment la mesure du filtre (courbe bleue). En ayant recours à un substrat

#### 4.3. Etude des performances de résonateurs et filtres réalisés sur un nouveau réflecteur de Bragg

plus résistif, on peut imaginer diminuer ce couplage. Nous avons donc refait les simulations en prenant un substrat ayant une résistivité de  $50 \Omega \cdot \text{cm}$  et de  $1000 \Omega \cdot \text{cm}$ . Ces résultats sont reportés respectivement sur les courbes rouge et noir. On observe une amélioration impressionnante des performances du filtre puisque l'utilisation d'un substrat de résistivité  $50 \Omega \cdot \text{cm}$  (courbe rouge) permet de gagner plus de 1 dB sur les pertes d'insertion, et de plus on retrouve quasiment la bande passante originale du filtre. On remarquera que le passage à un substrat de  $1000 \Omega \cdot \text{cm}$  (courbe noire) permet d'améliorer encore ces performances, même si cette amélioration devient très sensible.

Nous avons présenté dans cette partie une solution originale et innovante de réflecteur acoustique pour les filtres BAW. Cette solution présente à la fois l'avantage d'être isolante et de comporter peu de couches comparativement aux solutions existantes. De plus, les résonateurs réalisés sur ce nouveau réflecteur SiN/SiOC ont présenté des performances identiques voire meilleures que celles obtenues sur un réflecteur W/SiO<sub>2</sub>, qui est l'état de l'art actuel dans le domaine.

Il a été montré que ce réflecteur étant isolant, un couplage avec le substrat peut cependant survenir au niveau de la structure de filtre et dégrader ses performances. Nous avons montré par simulation que cet effet peut être supprimé en utilisant un substrat ayant une haute résistivité.

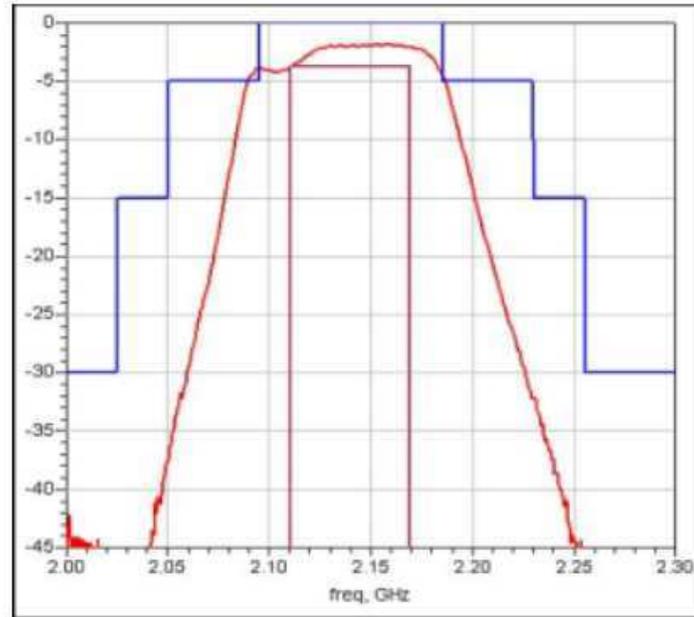


Fig. 4.52: Mesure effectuée sur un filtre SMR réalisé sur un réflecteur SiN/SiOC et en utilisant un substrat haute résistivité

Cette solution a été récemment testée et les résultats de mesure obtenus sont représentés sur la figure 4.52. Cette structure respecte le gabarit de filtre que l'on s'était fixé pour la norme WCDMA, et valide donc la solution de réflecteur SiN/SiOC dans son application finale qu'est le filtrage RF. Ces travaux ont fait l'objet d'une présentation à la conférence internationale IEEE Ultrasonics [105].

## Conclusion

Nous avons montré et analysé dans cette dernière partie les résultats expérimentaux obtenus sur des structures de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume. Des structures de type FBAR ont été étudiées dans une approche d'intégration de type SoC (System on Chip) dans le cadre d'un projet interne et du projet Européen MARTINA. Cette solution ainsi que les résultats obtenus ouvrent des perspectives très intéressantes avec la possibilité à terme de réaliser des systèmes d'émission-réception radiofréquence intégrés sur une puce unique.

Cependant, à court terme une structure de type SMR pour une intégration dans une approche SiP (System in Package) nous est apparue plus facilement réalisable et nous nous sommes donc concentrés sur cette solution.

Nous avons tout d'abord étudié une structure réalisée sur un réflecteur de type W/SiO<sub>2</sub>, qui nous a permis de valider le modèle développé au chapitre 2 et mettre en évidence les limitations de ce dernier. Ces réalisations ont de plus servi à vérifier les performances piézoélectriques des films d'AlN déposés. Cependant, la présence des couches métalliques de tungstène ont provoqué une dégradation importante des performances électriques des filtres réalisés. Il a été rappelé à cette occasion que certains concurrents ont développé une solution technologique consistant à graver ces couches de tungstène entre chaque résonateur.

Afin d'éviter ce lourd développement technologique, nous avons choisi de nous orienter vers des matériaux diélectriques pour la réalisation du réflecteur de Bragg. Les études menées au chapitre 2 ont permis d'orienter nos choix, tandis que la technique d'acoustique picoseconde présentée au chapitre 3, a été utilisée pour identifier ces matériaux. En outre, il a été montré que cette méthode est très bien adaptée à l'ajustement d'épaisseur des couches du réflecteur de Bragg. Au terme de cette démarche originale nous avons pu identifier et valider un nouveau couple de matériaux, le SiN/SiOC pour la réalisation du réflecteur de Bragg.

Enfin, des structures de résonateurs et filtres présentant d'excellentes performances ont été réalisées à l'aide de ce nouveau réflecteur. Une étude approfondie de modélisation a permis de mettre en évidence un effet du substrat silicium sur les performances du filtre, effet qui a pu être corrigé par l'utilisation de substrats haute résistivité.

# Conclusion générale et perspectives

Dans le travail qui a été présenté, nous avons modélisé et analysé le comportement des résonateurs à onde acoustique de volume réalisés en films minces. Cette analyse nous a permis de montrer que la structure peut être optimisée pour l'application de filtrage RF. En particulier, une étude approfondie a permis de relier le comportement élastique de la structure à ses performances électriques et on a pu montrer comment et dans quelles limites le coefficient  $k_{\text{effectif}}^2$  des résonateurs peut être optimisé. Ce coefficient est très important pour la réalisation de filtres RF puisqu'il en détermine la bande passante.

Au cours de cette étude, on a montré que les performances électriques des résonateurs sont liées aux caractéristiques mécaniques des couches (épaisseur, masse volumique, module d'Young et coefficient de Poisson). L'accès à ces grandeurs est donc fondamental pour le contrôle des performances des résonateurs, et nous avons utilisé alors la technique de caractérisation par acoustique picoseconde à cet effet. Il a été montré que cette technique est particulièrement bien adaptée à la caractérisation de ce type de dispositif, et au cours des mesures réalisées un nouvel effet de longueur d'onde a été mis en évidence. Cet effet a été modélisé, et nous avons montré son application potentielle pour la métrologie des couches minces transparentes.

Enfin, ces travaux de modélisation et de caractérisation nous ont permis de concevoir et réaliser plusieurs dispositifs de résonateurs et filtres à onde acoustique de volume. Une approche FBAR pour l'intégration de type SoC (System on Chip) a été étudiée dans le cadre d'un projet interne ainsi que du projet européen MARTINA. Cette voie a cependant été étudiée comme une approche à long terme, tandis qu'en parallèle nous avons développé une solution de type SMR pour une intégration de type SiP (System in Package).

Nous avons tout d'abord réalisé une structure de l'état de l'art utilisant un réflecteur de Bragg de type W/SiO<sub>2</sub>. Les épaisseurs des couches utilisées dans cette structure ont été optimisées grâce à des mesures réalisées par acoustique picoseconde, et les mesures électriques ont permis de valider notre modèle et d'en mettre en évidence les limitations. Une structure de filtre a alors été réalisée, et on a montré que la présence du plan métallique de W sous les résonateurs en détériore fortement les performances. Nous avons alors adopté une démarche originale pour résoudre ce problème. En utilisant la méthode d'acoustique picoseconde, nous avons étudié plusieurs matériaux afin de pouvoir réaliser un réflecteur de Bragg isolant présentant les performances comparables à celles du W/SiO<sub>2</sub>.

A l'issue de cette étude, un nouveau couple de matériaux a été identifié pour l'application de réflecteur de Bragg, le SiN/SiOC. Ce couple a alors été validé expérimentalement dans des structures de résonateurs et de filtres. Un travail de modélisation électrique approfondie des résonateurs a alors été réalisé, et dans la structure de filtre nous avons pu mettre en évidence un effet de couplage entre résonateurs par le substrat silicium. Il a été montré par simulation que ce couplage peut être réduit en utilisant un substrat haute résistivité, et ce résultat a alors été

validé expérimentalement par la réalisation d'un filtre respectant le gabarit fixé.

Ces travaux ont donc permis de valider une nouvelle "brique de base" pour la réalisation en films minces de résonateurs piézoélectriques à onde acoustique de volume. Ces résultats ouvrent donc de nombreuses perspectives. Dans un premier temps, on peut imaginer utiliser cette structure élémentaire pour réaliser une fonction plus complexe que celle d'un filtre élémentaire, comme la fonction de duplexeur par exemple. D'autre part, nous avons limité dans un premier temps l'étude des résonateurs BAW à l'application de filtrage RF, mais on pourrait parfaitement imaginer utiliser ce type de résonateur pour réaliser d'autres fonctions comme celle d'oscillateur par exemple. D'autre part, on peut aussi utiliser cette "brique de base" pour la réalisation de structures plus complexes comme des structures de filtres monolithiques de type SCF ou CRF.

Ensuite, en collaboration avec Alexandre Volatier, des résonateurs de type FBAR ont été réalisés et co-intégrés avec des résonateurs utilisant les ondes de Lamb. Ce type de résonateur présente des fréquences de résonance plus basses que celles des FBAR, et ouvre donc une perspective à la réalisation de filtres pour fréquences intermédiaires, co-intégrés avec les filtres RF. Ce projet nous a permis aussi de tester le potentiel du matériau électroactif AlN pour des applications de type MEMS (micro commutateurs ou capacités variables), et des études sont actuellement en cours dans cette direction.

Enfin, nous avons montré que l'acoustique picoseconde est un excellent outils pour la caractérisation mais aussi pour l'optimisation des structures à ondes acoustiques de volume. Les premiers travaux réalisés avec cette méthode sont très prometteurs et ouvrent de nombreuses perspectives. En particulier, on pourra coupler cette méthode avec l'ellipsométrie dans une approche de métrologie, mais on pourra aussi l'utiliser pour évaluer l'évolution en température des caractéristiques mécaniques des couches ...

## Annexe A

# Modélisation unidimensionnelle des résonateurs BAW : calcul des grandeurs élastiques et électriques

L'objet de cette annexe est de présenter un modèle permettant :

- Le calcul de l'impédance électrique d'un résonateur BAW en tenant compte de toutes les couches qui le constituent
- Le calcul des grandeurs élastiques ( $T_3, S_3, u_3$ ) et électriques ( $D_3, E_3$ ) dans toute la structure

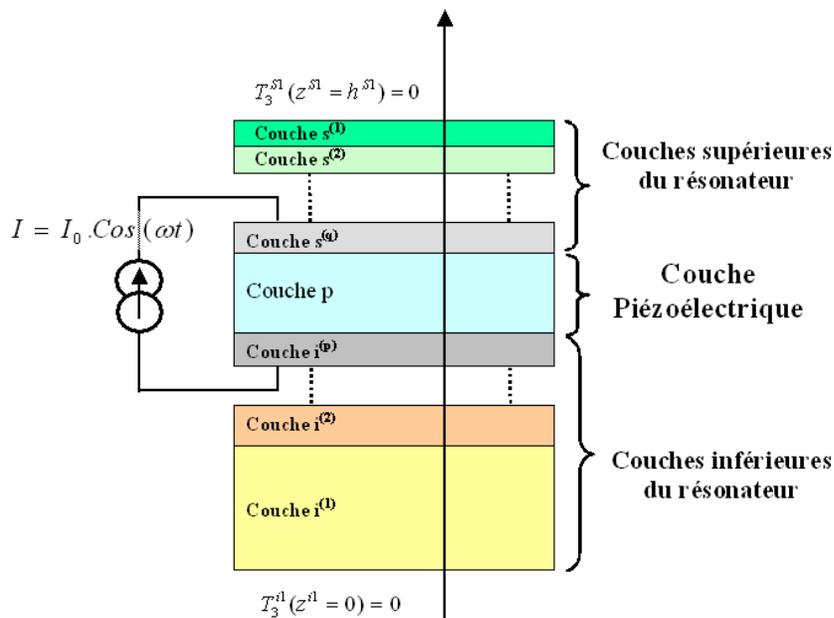


Fig. A.1: Schéma d'un résonateur BAW constitué d'une couche piézoélectrique prise en "sandwich" entre p couches inférieures et q couches supérieures

La structure générale qui est modélisée est représentée sur la figure A.1. Il s'agit d'une structure de résonateur constitué d'une couche piézoélectrique prise en "sandwich" entre p couches

inférieures et q couches supérieures. La méthode de résolution adoptée est la suivante :

1. En partant des conditions aux limites au niveau des surfaces libres, on calcul les conditions imposées aux surfaces de la couches piézoélectriques
2. Les grandeurs élastiques et électriques au sein de la couche piézoélectrique sont alors connues. On peut dès lors calculer l'impédance électrique du résonateur
3. En connaissant les grandeurs élastiques au sein de la couche piézoélectrique, on peut alors calculer les grandeurs élastiques dans les couches inférieures et supérieures du résonateur

## A.1 "Transfert" des conditions aux limites au niveau de la couche piézoélectrique

Dans un premier temps, nous allons calculer l'impédance acoustique présentée sur chacune des surfaces de la couche piézoélectrique. Pour ce faire, considérons une couche (n) non-piézoélectrique, d'épaisseur  $h^{(n)}$ , de masse volumique  $\rho^{(n)}$  et de rigidité élastique  $C_{33}^{(n)}$  comme représentée sur la figure A.2.

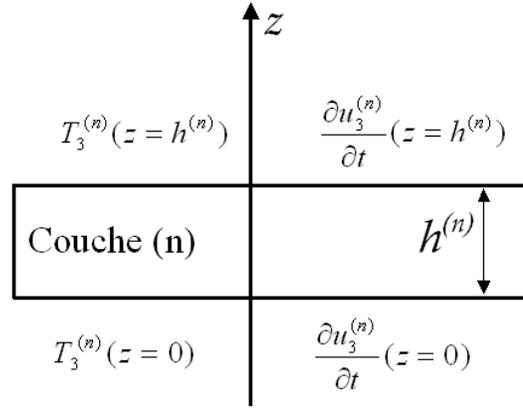


Fig. A.2: Couche non piézo - Quelles relations entre les conditions aux limites sur chacune des faces ?

Dans le cas à une dimension, on peut écrire la loi de Hooke :

$$T_3^{(n)} = C_{33}^{(n)} \cdot S_3^{(n)}$$

D'où l'équation de propagation

$$C_{33}^{(n)} \cdot \frac{\delta^2 u_3^{(n)}}{\delta z^2} = \frac{\delta^2 u_3^{(n)}}{\delta t^2}$$

On recherche des solutions de la forme :

$$u_3^{(n)}(z; t) = \left( A^{(n)} \cdot \sin(\Delta^{(n)} \cdot z) + B^{(n)} \cdot \cos(\Delta^{(n)} \cdot z) \right) \cdot e^{(j \cdot \omega \cdot t)}$$

Où  $\Delta^{(n)}$  est le nombre d'onde dans la couche (n) avec la relation :

$$\Delta^{(n)} = \frac{\omega}{v^{(n)}} = \omega \cdot \sqrt{\frac{\rho^{(n)}}{C_{33}^{(n)}}}$$

En appliquant la loi de Hooke il est alors aisé de montrer que :

$$T_3^{(n)}(h^{(n)}) = -\frac{Z_0^{(n)}}{j.\sin(\Delta^{(n)}.h^{(n)})}.u_3'^{(n)}(0) + \frac{Z_0^{(n)}}{j.\tan(\Delta^{(n)}.h^{(n)})}.u_3'^{(n)}(h^{(n)})$$

$$T_3^{(n)}(0) = -\frac{Z_0^{(n)}}{j.\tan(\Delta^{(n)}.h^{(n)})}.u_3'^{(n)}(0) + \frac{Z_0^{(n)}}{j.\sin(\Delta^{(n)}.h^{(n)})}.u_3'^{(n)}(h^{(n)})$$

Avec

$$u_3'^{(n)}(z) = \frac{\delta u_3^{(n)}}{\delta t}(z)$$

$$Z_0^{(n)} = \rho^{(n)}.v^{(n)}$$

$u_3'^{(n)}(z)$  est la vitesse de déplacement des particules dans le plan d'abscisse z, et  $Z_0^{(n)}$  est l'impédance caractéristique de la couche (n).

On obtient alors les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} T_3^{(n)}(h^{(n)}) \\ u_3'^{(n)}(h^{(n)}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^{(n)} & B^{(n)} \\ C^{(n)} & A^{(n)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_3^{(n)}(0) \\ u_3'^{(n)}(0) \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

$$\begin{pmatrix} T_3^{(n)}(0) \\ u_3'^{(n)}(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A^{(n)} & -B^{(n)} \\ -C^{(n)} & A^{(n)} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} T_3^{(n)}(h^{(n)}) \\ u_3'^{(n)}(h^{(n)}) \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

En posant

$$Z^{(n)}(z) = \frac{T_3^{(n)}(z)}{u_3'^{(n)}(z)}$$

On peut écrire encore deux autres relations :

$$Z^{(n)}(h^{(n)}) = \frac{A^{(n)}.Z^{(n)}(0) + B^{(n)}}{C^{(n)}.Z^{(n)}(0) + A^{(n)}} \quad (\text{A.3})$$

$$Z^{(n)}(0) = \frac{-A^{(n)}.Z^{(n)}(h^{(n)}) + B^{(n)}}{C^{(n)}.Z^{(n)}(h^{(n)}) - A^{(n)}} \quad (\text{A.4})$$

Avec :

$$A^{(n)} = \cos(\Delta^{(n)}.h^{(n)})$$

$$B^{(n)} = j.Z_0^{(n)}.sin(\Delta^{(n)}.h^{(n)})$$

$$C^{(n)} = \frac{j.sin(\Delta^{(n)}.h^{(n)})}{Z_0^{(n)}}$$

Les relations A.3 et A.4 permettent de calculer l'impédance acoustique présentée par l'une des surfaces de la couche (n) connaissant l'impédance présentée sur l'autre face.

La contrainte est nulle au niveau de toute surface libre, ainsi, si on reprend le schéma A.1 du résonateur complet, les impédances acoustiques présentées aux surfaces libres (i.e. la face supérieure de la couche  $s^{(1)}$  et la face inférieure de la couche  $i^{(1)}$ ) sont donc nulles. En appliquant les relations A.3 et A.4 pour les couches inférieures et supérieures du résonateur, il est donc possible de calculer les impédances acoustiques présentées de part et d'autre de la couche piézoélectrique.

## A.2 Calcul des grandeurs élastiques et électriques au sein de la couche piézoélectrique

Dans le paragraphe précédent, nous avons proposé une méthode qui permet de calculer les impédances acoustiques présentées de part et d'autre de la couche piézoélectrique. Nous noterons  $Z_{inf}$  l'impédance présentée sur la face inférieure de la couche piézoélectrique et  $Z_{sup}$  l'impédance présentée sur la face supérieure de la couche piézoélectrique.

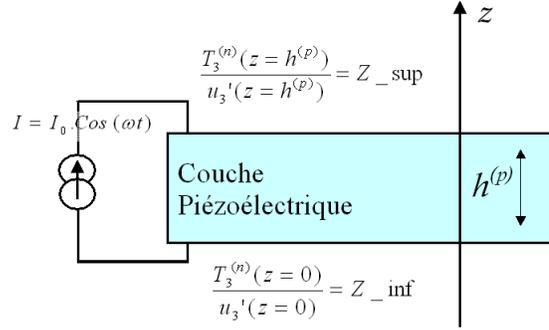


Fig. A.3: Couche piézoélectrique - Calcul des grandeurs élastiques et électriques connaissant les impédances acoustiques présentées sur chaque face

Comme on l'a présenté au chapitre 2.1, les grandeurs élastiques et électriques au sein de la couche piézoélectrique, sont couplées par les équations :

$$D_3^{(p)} = e_{33}^{(p)} \cdot S_3^{(p)} + \epsilon_{33}^S \cdot E_3^{(p)} \quad (\text{A.5})$$

$$T_3^{(p)} = C_{33}^E \cdot S_3^{(p)} - e_{33}^{(p)} \cdot E_3^{(p)} \quad (\text{A.6})$$

On a montré que l'onde acoustique qui se propage dans la couche piézoélectrique vérifie l'équation de propagation :

$$\rho \cdot \frac{\delta^2 u_3}{\delta t^2} = C_{33}^D \cdot \frac{\delta^2 u_3}{\delta z^2} \quad (\text{A.7})$$

De la même façon que dans le paragraphe précédent, on peut montrer que :

$$T_3^{(p)}(h^{(p)}) = -\frac{Z_0^{(p)}}{j \cdot \sin(\Delta^{(p)} \cdot h^{(p)})} \cdot u_3'(0) + \frac{Z_0^{(p)}}{j \cdot \tan(\Delta^{(p)} \cdot h^{(p)})} \cdot u_3'(h^{(p)}) - \frac{e_{33}^{(p)}}{j \cdot \omega \cdot A^{(p)} \cdot \epsilon_{33}^S} \cdot I_0$$

$$V = \frac{e_{33}^{(p)}}{j \cdot \omega \cdot \epsilon_{33}^S} \cdot (u_3'(0) - u_3'(h^{(p)})) + \frac{h^{(p)}}{j \cdot \omega \cdot A^{(p)} \cdot \epsilon_{33}^S} \cdot I_0$$

$$T_3^{(p)}(0) = -\frac{Z_0^{(p)}}{j \cdot \tan(\Delta^{(p)} \cdot h^{(p)})} \cdot u_3'(0) + \frac{Z_0^{(p)}}{j \cdot \sin(\Delta^{(p)} \cdot h^{(p)})} \cdot u_3'(h^{(p)}) - \frac{e_{33}^{(p)}}{j \cdot \omega \cdot A^{(p)} \cdot \epsilon_{33}^S} \cdot I_0$$

Où  $A^{(p)}$  est la surface active du résonateur,  $Z_0^{(p)}$  est l'impédance caractéristique de la couche piézoélectrique ( $Z_0^{(p)} = \rho^{(p)} \cdot v^{d(p)}$  et  $v^{d(p)} = \sqrt{C_{33}^D / \rho^{(p)}}$ )

D'autre part, puisque la contrainte et la vitesse de déplacement sont continus aux interfaces :

$$\frac{T_3^{(p)}(h^{(p)})}{u_3'^{(p)}(h^{(p)})} = Z_{sup}$$

$$\frac{T_3^{(p)}(0)}{u_3'^{(p)}(0)} = Z_{inf}$$

On a donc le système d'équation :

$$-a.u_3'^{(p)}(0) + (b - Z_{sup}).u_3'^{(p)}(h^{(p)}) - c.I_0 = 0$$

$$(-b - Z_{inf}).u_3'^{(p)}(0) + a.u_3'^{(p)}(h^{(p)}) - c.I_0 = 0$$

$$V = c.A^{(p)}.(u_3'^{(p)}(0) - u_3'^{(p)}(h^{(p)})) + d.I_0$$

Avec :

$$a = \frac{Z_0^{(p)}}{j.\sin(\Delta^{(p)}.h^{(p)})} \quad b = \frac{Z_0^{(p)}}{j.\tan(\Delta^{(p)}.h^{(p)})} \quad c = \frac{e_{33}^{(p)}}{j.\omega.A^{(p)}.e_{33}^S{}^{(p)}} \quad d = \frac{h^{(p)}}{j.\omega.A^{(p)}.e_{33}^S{}^{(p)}}$$

Si le résonateur est excité par un générateur délivrant un courant alternatif d'amplitude  $I_0$  connue, on peut alors déterminer :

$$u_3'^{(p)}(h^{(p)}) = \left( \frac{a - b - Z_{inf}}{a^2 - (b + Z_{inf})(b - Z_{sup})} \right) .c.I_0 \quad (\text{A.8})$$

$$u_3'^{(p)}(0) = \left( \frac{-a + b - Z_{sup}}{a^2 - (b + Z_{inf})(b - Z_{sup})} \right) .c.I_0 \quad (\text{A.9})$$

$$Z(\omega) = d + c^2.A^{(p)}. \frac{-2.a + 2.b + Z_{inf} - Z_{sup}}{a^2 - (b + Z_{inf}).(b - Z_{sup})} \quad (\text{A.10})$$

On obtient ainsi l'impédance électrique du résonateur, et, connaissant  $u_3'^{(p)}(h^{(p)})$  et  $u_3'^{(p)}(0)$ , il est alors aisé de déterminer  $u_3^{(p)}(z; t)$ ,  $S_3^{(p)}(z; t)$ ,  $T_3^{(p)}(z; t)$  et  $E_3^{(p)}(z; t)$ .



## Annexe B

# Le couplage électromécanique des résonateurs BAW : études électriques et acoustiques

Lorsque, au chapitre 2, nous avons présenté le modèle très simplifié d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN seule, nous avons montré que la fréquence d'anti-résonance ( $f_a$ ) de ce résonateur est égale à  $v^D/2h$ , et que la fréquence de résonance est liée au paramètre matériau  $k_t^2$  de l'AlN par la relation :

$$\frac{\pi}{2} \frac{f_r}{f_a} \cdot \tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{f_a - f_r}{f_a}\right) = \frac{e33^2}{C_{33}^D \cdot \varepsilon_{33}^S} = k_t^2$$

Par contre, lorsqu'on prend en compte dans le modèle les électrodes et autres couches du résonateur, on montre que l'écart entre ( $f_a$ ) et ( $f_r$ ) évolue. Par analogie au cas précédent, on définit alors le couplage électromécanique effectif du résonateur par la relation :

$$k_{\text{effectif}}^2 = \frac{\pi}{2} \frac{f_r}{f_a} \cdot \tan\left(\frac{\pi}{2} \frac{f_a - f_r}{f_a}\right)$$

Au niveau de la fonction de filtre, nous avons montré au paragraphe 2.1.2 que ce coefficient  $k_{\text{effectif}}^2$  fixe la bande passante réalisable. Ainsi, ce paramètre est très important, et on cherchera à obtenir un résonateur ayant le couplage électromécanique effectif le plus grand possible. Les études qui ont été menées au chapitre 2 ont montré que l'épaisseur et le matériau utilisé pour les électrodes joue un rôle très important sur ce paramètre. Ainsi, afin de mieux comprendre cet effet, nous avons recherché une méthode permettant de relier le paramètre  $k_{\text{effectif}}^2$  extrait des caractéristiques électriques du résonateur aux grandeurs élastiques.

### La méthode d'Ulitko et le $k_d^2$ de Mason : Quand la piézo rejoint l'électricité

Ulitko a proposé une méthode [74] permettant de calculer le couplage électromécanique d'une structure en dynamique, et quelle que soit la fréquence de travail. Ce paramètre est important puisqu'il permet d'évaluer l'efficacité d'une structure piézoélectrique, c'est-à-dire sa capacité à convertir une énergie électrique en énergie mécanique (et vice-versa). Ulitko définit le couplage électromécanique par la relation B.1 :

$$k_e^2(\omega) = \frac{U^{c.o.}(\omega) - U^{c.c.}(\omega)}{U^{c.o.}(\omega)} \quad (\text{B.1})$$

où  $U^{c.o.}(\omega)$  et  $U^{c.c.}(\omega)$  sont respectivement l'énergie interne du système en circuit ouvert et en court-circuit.

Le standard IEEE de la piézoélectricité [106] définit le couplage électromécanique pour un système dynamique au voisinage d'une résonance par la formule de Mason :

$$k_d^2 = \frac{f_a^2 - f_r^2}{f_a^2} \quad (\text{B.2})$$

Or, il a été démontré que le couplage électromécanique  $k_e^2(\omega)$  défini par la méthode d'Ulitzko est égal au  $k_d^2$  défini par la formule de Mason pour une fréquence égale à la moyenne de  $f_r$  et  $f_a$  [74]. C'est-à-dire que :

$$k_e^2\left(\frac{f_r + f_a}{2}\right) = k_d^2 \quad (\text{B.3})$$

L'énergie interne d'un système de volume  $v$  étant définie à partir des grandeurs élastiques et électriques au sein de la structure par la relation B.4 :

$$U = \frac{1}{2} \cdot \int_v (T_{ij} \cdot S_{ij} + E_i \cdot D_i) \cdot dv \quad (\text{B.4})$$

La méthode d'Ulitzko et la formule de Mason permettent de relier les grandeurs électriques et élastiques au sein de la structure et l'écart entre résonance et anti-résonance. Nous avons donc appliqué cette méthode aux résonateurs à onde acoustique de volume.

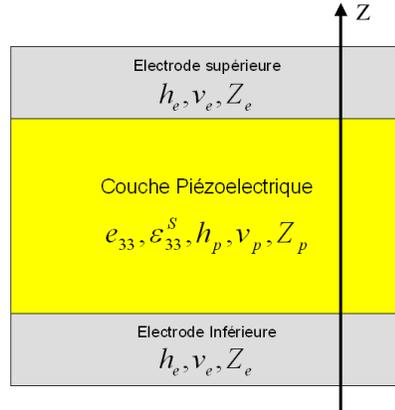


Fig. B.1: Résonateur ayant deux électrodes identiques (surface active = A)

En considérant un résonateur BAW constitué d'une couche piézoélectrique et de deux électrodes identiques comme représenté sur la figure B.1, et en utilisant les relations de la piézoélectricité données au chapitre 2, on peut écrire :

– En circuit ouvert :

$$D_3^{c.o.} = 0$$

Donc

$$E_3^{c.o.} = -\frac{e_{33}}{\epsilon_{33}^S} \cdot S_3$$

Et

$$T_3^{c.o.} = C_{33}^D \cdot S_3$$

– En court-circuit :

$$V = \int_0^{h_p} E_3(z).dz = \frac{D_3.h_p}{\varepsilon_{33}^S} - \frac{e_{33}}{\varepsilon_{33}^S}.(u_3(h) - u_3(0)) = 0$$

Et donc,

$$\begin{aligned} D_3^{c.c.} &= \frac{e_{33}}{h_p}.(u_3(h_p) - u_3(0)) \\ E_3^{c.c.} &= \frac{e_{33}}{\varepsilon_{33}^S} \cdot \left( \frac{u_3(h_p) - u_3(0)}{h_p} - S_3 \right) \\ T_3^{c.c.} &= C_{33}^D.S_3 - \frac{e_{33}}{\varepsilon_{33}^S}.D_3^{c.c.} \end{aligned}$$

En prenant en compte l'énergie interne stockée dans les électrodes :

$$U = C_{33e} \int_0^{h_e} S_3^2(z).dz$$

où  $C_{33e}$  est la rigidité des électrodes, on peut finalement montrer que :

$$k_e^2(\omega) = k_t^2 \cdot \frac{\frac{1}{h_p} \cdot \left( \int_0^{h_p} S_3(z).dz \right)^2}{\int_0^{h_p} S_3^2(z).dz + \frac{2.C_{33e}}{C_{33}^D} \cdot \int_0^{h_e} S_3^2(z).dz} \quad (\text{B.5})$$

L'expression finale B.5 que nous avons obtenue après simplification, ne fait apparaître que le champs de déformation au sein de la structure. Ainsi, on a une expression qui permet de relier la déformation générée au sein du résonateur en  $f = 1/2(f_r + f_a)$  et l'écart entre résonance et anti-résonance.

On remarquera que, en quasi-statique (i.e. à basse fréquence), le champs de déformation  $S_3(z)$  est uniforme au sein de la couche piézoélectrique et nul dans les électrodes, donc, on a :

$$\begin{aligned} \left( \int_0^{h_p} S_3(z).dz \right)^2 &= S_3^2(0).h_p^2 \\ \int_0^{h_p} S_3^2(z).dz &= S_3^2(0).h_p \\ \int_0^{h_e} S_3^2(z).dz &= 0 \end{aligned}$$

Donc

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} k_e^2(\omega) = k_t^2$$

A basse fréquence, le couplage électromécanique du résonateur est donc égal au couplage électromécanique du matériau piézoélectrique. On notera d'ailleurs que le couplage électromécanique du résonateur  $k_e^2(\omega)$  est majoré par  $k_t^2$ . Par contre, comme on l'a déjà montré, le couplage électromécanique effectif  $k_{e\text{effectif}}^2$  peut dépasser le  $k_t^2$  du matériau piézoélectrique. Cependant,  $k_e^2(\omega)$  étant majoré,  $k_d^2$  l'est aussi, et on peut montrer que :

$$k_{e\text{effectif}}^2 \leq \frac{\frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{1 - k_t^2}}{\tan\left(\frac{\pi}{2} \cdot \sqrt{1 - k_t^2}\right)}$$

### Mise en application et illustration autour d'un exemple

Afin d'illustrer la méthode et l'étude qui viennent d'être présentées, nous l'avons appliqué au cas particulier d'un résonateur ayant des électrodes en molybdène de 200 nm et une couche d'AlN de 4.45  $\mu\text{m}$  (i.e. Une première fréquence d'anti-résonance de 1 GHz). En utilisant notre modèle que nous avons présenté en annexe A, on peut calculer l'admittance électrique de ce résonateur. Nous avons représenté en échelle logarithmique l'évolution de son admittance en fonction de la fréquence sur la figure B.2.

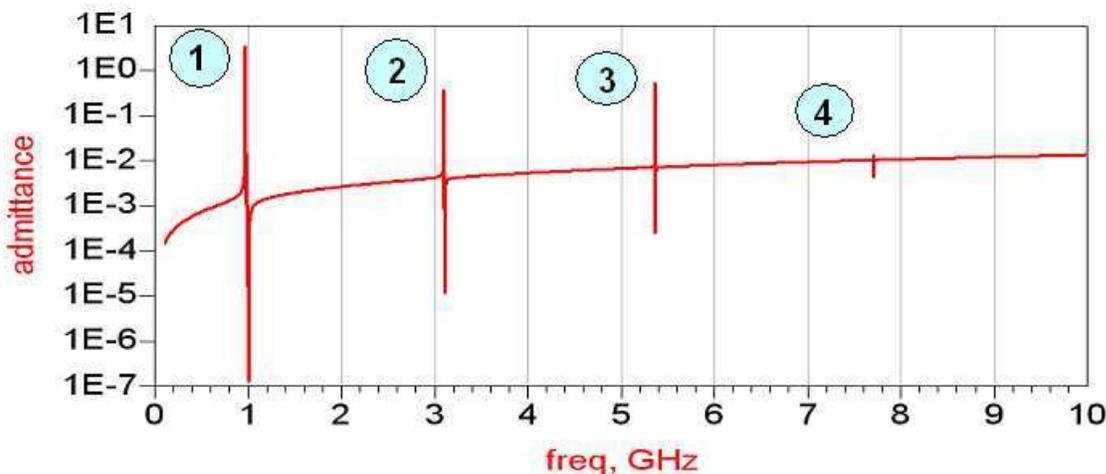


Fig. B.2: Evolution de l'admittance d'un résonateur ayant des électrodes en molybdène de 200 nm et une couche d'AlN de 4.45  $\mu\text{m}$

On peut observer un premier phénomène de résonance avec une fréquence d'anti-résonance de 1 GHz. Ensuite, on observe trois autres phénomènes de résonance proches de 3 GHz, 5 GHz, 7 GHz. On remarquera que, contrairement au cas d'un résonateur constitué d'une couche d'AlN seule, ces fréquences d'anti-résonances ne sont pas des multiples de la première fréquence d'anti-résonance. Ceci étant d'ailleurs tout à fait conforme à l'expression 2.19.

Ensuite, nous avons calculé à l'aide de notre modèle, la répartition du champ de déformation  $S_3(z)$  dans la structure. La figure B.3 présente cette répartition au voisinage des 4 modes de résonances qu'on vient de mettre en évidence. Le résonateur ayant une structure symétrique, on retrouve naturellement une répartition du champ de déformation symétrique dans la structure.

Enfin, le calcul de l'admittance nous permet d'extraire les fréquences de résonance et d'anti-résonance et donc de définir le couplage électromécanique dynamique  $k_d^2$ , tandis que le calcul du champ de déformation nous permet de calculer le coefficient  $k_e^2(\omega)$  pour n'importe quelle fréquence.

Ainsi, en utilisant la relation B.5 que nous avons calculée grâce à la méthode d'Ulitzky, nous avons représenté sur la figure B.4 l'évolution du coefficient  $k_e^2(f)$  en fonction de la fréquence d'excitation. Ce coefficient est comparé au  $k_d^2$  défini pour chaque mode de résonance par la formule de Mason et au  $k_t^2$  de l'AlN.

Ainsi, cette dernière courbe permet de valider l'étude qui a été faite précédemment :

- Le couplage électromécanique  $k_e^2(\omega)$  tend vers le couplage électromécanique de l'AlN lorsque la fréquence de travail tend vers 0.

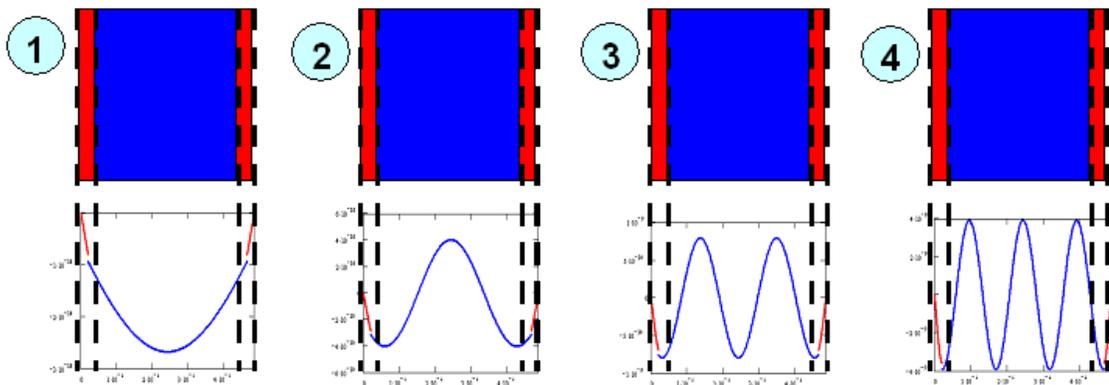


Fig. B.3: Calcul du champ de déformation  $S_3(z)$  au sein du résonateur pour les 4 premiers modes de résonance

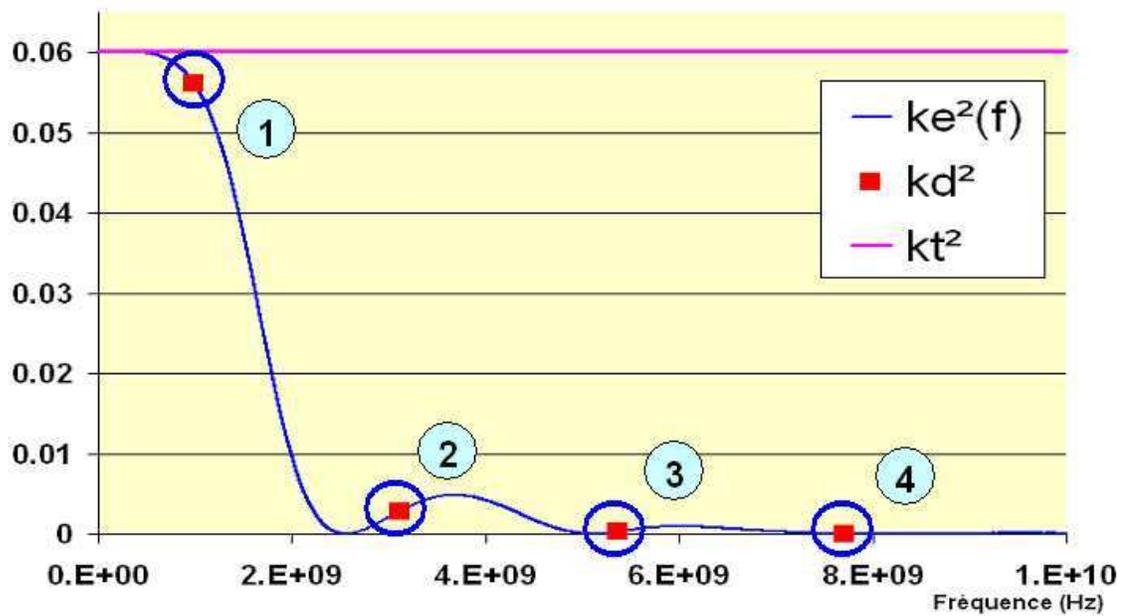


Fig. B.4: Evolution du coefficient  $k_e^2(\omega)$  déterminé par la méthode d'Ulitko et comparaison avec le  $k_d^2$  défini par la formule de Mason et le  $k_t^2$  de l'AIN

– On retrouve exactement l'égalité de  $k_e^2$  et de  $k_d^2$  en  $1/Z(f_r + f_a)$

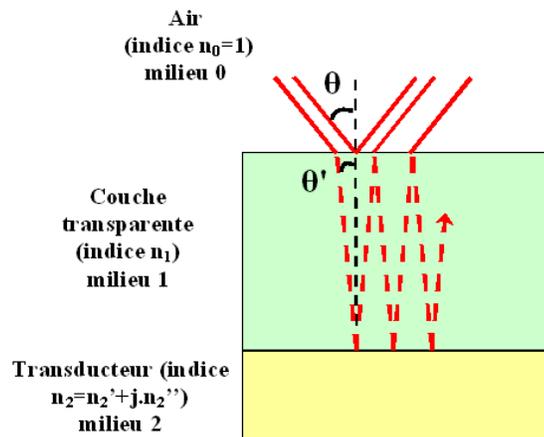
On a donc une méthode permettant de relier l'écart entre  $f_r$  et  $f_a$  et les propriétés élastiques de la structure. On remarquera d'ailleurs que la décroissance de couplage électromécanique observée pour les modes 1 à 4 représentés sur la figure B.2, est bien en accord avec la répartition du champ de déformation représentée sur la figure B.3. En effet, on remarque que plus le mode est élevé, plus la déformation moyenne générée au sein de la couche piézoélectrique est faible. Ainsi, le numérateur dans la relation B.5 diminue et le couplage électromécanique aussi.

## Annexe C

# Calcul de la sensibilité d'un Fabry-Pérot à une variation d'épaisseur

Le calcul présenté dans cette annexe s'inscrit dans l'étude de l'effet de saut rencontré en acoustique picoseconde, présenté dans la partie 3.3

On considère l'échantillon présenté sur la figure suivante :



En considérant les multiples réflexions aux interfaces, on peut exprimer la réflectivité de cet échantillon par la relation C.1.

$$R = |r|^2 = \left| r_{01} + \sum_{n=0}^{\infty} \left[ t_{01} r_{12} e^{2jk \cos \theta' e} \cdot \left( r_{10} r_{12} e^{2jk \cos \theta' e} \right)^n \cdot t_{10} \right] \right|^2 \quad (\text{C.1})$$

Dans laquelle :

- $k$  est le nombre d'onde dans la couche transparente, avec  $k = \frac{2\pi n_1}{\lambda}$
- $r_{ij}$  et  $t_{ij}$  sont respectivement les coefficients de réflexion et transmission optiques à l'interface  $ij$ , pour un rayon incident du milieu  $i$
- $\theta'$  est l'angle de réfraction du faisceau sonde dans la couche transparente, relié à l'angle d'incidence  $\theta$  par la loi de Descartes :  $\sin \theta = n \cdot \sin \theta'$

On peut simplifier l'expression C.1 par :

$$R = |r|^2 = \left| r_{01} + \frac{t_{01}r_{12}e^{2jk \cos \theta' e} \cdot t_{10}}{1 - r_{10}r_{12}e^{2jk \cos \theta' e}} \right|^2 \quad (\text{C.2})$$

En remarquant que :

$$\begin{aligned} r_{10} &= -r_{01} \\ t_{10} \cdot t_{01} &= 1 - r_{01}^2 \end{aligned}$$

Et en posant  $\alpha = 2k \cos \theta' = \frac{4\pi n \cos \theta'}{\lambda}$ , il vient :

$$R = |r|^2 = \left| \frac{r_{01} + r_{12}e^{j\alpha e}}{1 + r_{01}r_{12}e^{j\alpha e}} \right|^2 \quad (\text{C.3})$$

On peut alors calculer la fonction sensibilité :

$$\frac{1}{R} \frac{\delta R}{\delta e} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot r_{01} \cdot (1 - r_{01}^2) \cdot (A^2 + B^2 - 1) \cdot [A \cdot \sin(\alpha e) + B \cdot \cos(\alpha e)]}{denum1 \cdot denom2} \quad (\text{C.4})$$

Où :

$$\begin{aligned} denom1 &= [r_{01}^2 + A^2 + B^2 + 2 \cdot r_{01} \cdot (A \cdot \cos(\alpha e) - B \cdot \sin(\alpha e))] \\ denom2 &= [1 + r_{01}^2 \cdot (A^2 + B^2) + 2 \cdot r_{01} \cdot (A \cdot \cos(\alpha e) - B \cdot \sin(\alpha e))] \end{aligned}$$

A et B sont respectivement les parties réelles et imaginaires de  $r_{12}$  le coefficient de réflexion optique à l'interface transparent-métal.

## Annexe D

# Liste de publications et brevets

### D.1 Publications avec comité de lecture

1. A. Devos, R. Cote, G. Caruyer et A. Lefebvre, « A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects », *Applied Physics Letters* **86**, 21, 211903 (2005) .

### D.2 Conférences internationales avec actes

1. A. Devos, G. Caruyer, C. Zinck et P. Ancey, « A novel approach using picosecond ultrasonics at variable laser-wavelength for the characterization of AlN films used for microsystem applications », World Congress on Ultrasonics (Paris 7-10 Septembre 2003) , pp. 793-796.
2. C. Zinck, G. Caruyer, A. Volatier, E. Defaÿ, D. Pelissier-Tanon, L. Figuière, M. Aid, « Design, fabrication and characterization of tunable PZT film bulk acoustic resonators », IEEE Ultrasonics (Montréal 26-28 Août 2004).
3. J.F. Carpentier, A. Cathelin, C. Tilhac, P. Garcia, L. Persechini, P. Conti, P. Ancey, G. Bouche, G. Caruyer, D. Belot, T. Arnaud, C. Billard, G. Parat, J.B. David, P. Vincent, M.A. Dubois, C. Enz, « SiGe :C BiCMOS WCDMA Zero-IF RF Front-END using an above-IC BAW Filter », International Solid-State Circuits Conference (San Francisco 6-10 Février 2005).
4. J.F. Carpentier, C. Tilhac, G. Caruyer, F. Dumont, G. Parat, P. Ancey, « A Tunable bandpass BAW-Filter architecture and its application to WCDMA filter », International Microwave Symposium 2005.
5. G. Caruyer, A. Devos, J.F. Carpentier, R. Vélard, N. Casanova, A. Lefevre, F. Dumont, G. Parat, P. Ancey, « Design of Bulk Acoustic Wave RF resonators and filters based on advanced Bragg reflector », IEEE Ultrasonics Symposium, Rotterdam 2005.
6. A. Volatier, G. Caruyer, E. Defaÿ, D. Pelissier-Tanon, P. Ancey, B. Dubus, « IF resonators using Lamb waves co-integrated with Bulk Acoustic Wave resonators », IEEE Ultrasonics Symposium, Rotterdam 2005.
7. P. Emery, A. Devos, G. Caruyer, R. Vélard, N. Casanova, P. Ancey, « Picosecond Ultrasonics : an original tool for physical characterization of Bragg reflectors in Bulk Acoustic Wave resonators », IEEE Ultrasonics Symposium, Rotterdam 2005.

8. A. Devos, G. Caruyer, P. Emery et P. Ancey, « Picosecond ultrasonics : a powerful tool for materials characterization in Bulk Acoustic Wave resonators », présentation orale acceptée à World Congress on Ultrasonics merged with Ultrasonic International, 28 Août-1er septembre 2005, Pékin.

### D.3 Autres séminaires

1. G. Caruyer, Journées Nationales du Réseau des Doctorants en Microélectronique (JNRDM), Toulouse, 2003 Poster : "Modélisation du comportement de résonateurs à onde acoustique de volume pour intégration dans les circuits RF de téléphonie mobile"
2. A. Volatier, G. Caruyer, E. Defaÿ, C. Zinck, B. Dubus, 148<sup>th</sup> meeting of the Acoustical Society of America, San Diego 2004, "Lamb waves in BAW resonators : an analysis of spurious resonances and design of resonators in the UHF-VHF frequency range"
3. C. Zinck, A. Volatier, G. Caruyer, E. Defaÿ, D. Pelissier-Tanon, L. Figuière, M. Aid, 8<sup>ième</sup> Journées des matériaux ferroélectriques, Besançon 2004, "Design, Fabrication and Characterization of Film Bulk Acoustic Resonators based on PZT"
4. B. Dubus, A. Devos, G. Caruyer, A. Volatier, E. Defay, Bulk acoustic wave (BAW) resonators and filters, communication invitée, Anglo-French Physical Acoustics Conference, Le Havre, (2005).

### D.4 Brevets

1. A. Devos et G. Caruyer, « DISPOSITIF ET PROCÉDÉ DE CARACTÉRISATION DE STRUCTURE PAR EFFET DE LONGUEUR D'ONDE DANS UN SYSTÈME PHOTO-ACOUSTIQUE », demande de brevet FRANCE N°05/51673 en date du 20 juin 2005.
2. G. Caruyer, P. Ancey, G. Bouche, P. Robert, « METHOD TO REALIZE ELECTROSTATICALLY TUNABLE RESONATORS », FR 2852165, US 20040174091.
3. G. Caruyer, P. Ancey, G. Bouche, « LOW-K DIELECTRIC ACOUSTIC ISOLATION », FR 2848036, WO 2004051848.
4. G. Caruyer, P. Ancey, G. Bouche, N. Smears, « CO-INTEGRATION OF TWO RESONATORS DEDICATED TO PRECISE FREQUENCIES BY MEANS OF RESPECTIVELY MATCHED BOTTOM ELECTRODE MATERIAL », FR 2853473, US 2005001698.
5. G. Caruyer, P. Ancey, G. Bouche, « METHOD TO REALIZE RESONATOR TUNING USING A TUNING LAYER », EP 1468960A2, US 2004251781.
6. G. Caruyer, P. Ancey, P. Robert, « BULK ACOUSTIC WAVE RESONATOR WITH MATCHED RESONANCE FREQUENCY AND FABRICATION PROCESS », EP 1499018, US 2005028336.

# Bibliographie

- [1] Gian Carlo Corazza. Marconi's history. *Proc. Of the IEEE*, pp. 1307-1311, 1998.
- [2] Richard F. Bellaver. Wireless : from marconi to mccaaw. *IEEE International Symposium on Technology and Society*, pp. 197-200, 2000.
- [3] Harold Sobol. Microwave communications - an historical perspective. *IEEE Transactions on microwave theory and Techniques*, Vol. 32, N°9, pp. 1170-1181, 1984.
- [4] Qi Bi, G.L. Zysman, and H. Menkes. Wireless mobile communications at the start of the 21st century. *IEEE Communications Magazine*, Vol.39, N°1, pp. 110-116, 2001.
- [5] F.G. Harrison and P. Bishop. Cellular radio-just ten short years. *IEEE International Conference on 100 Years of Radio*, pp. 193-198, 1995.
- [6] Kai Chang. *RF and Microwave Wireless Systems*. John Wiley And Sons, 2000.
- [7] L.D. Olavarrieta and A.A. Nava. Wireless communications : a bird's eye view of an emerging technology. *IEEE International Symposium on Communications and Information Technologies*, Vol.1, pp. 541-546, 2004.
- [8] Lord Rayleigh. On waves propagating along the plane surface of an elastic solid. *Proc. London Math. Soc.*, Vol. 17, pp. 4-11, 1885.
- [9] W.S. Mortley. Improvements in or relating to wave-energy delay cells. *British patent*, 988102, 1963.
- [10] J.H. Rowen. Tapped ultrasonics delay line and uses therefor. *US PATENT*, 3289114, 1963.
- [11] R.M. White and F.W. Voltmer. Direct piezoelectric coupling to surface elastic waves. *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 7, pp. 314-316, 1965.
- [12] R.H. Tancrell, M.B. Schulz, H.H. Barrett, L. Davies, and M.G. Holland. Dispersive delay lines using ultrasonic surface waves. *Proc. IEEE*, Vol. 57, pp. 1211-1213, 1969.
- [13] D.P. Morgan. History of saw devices. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 439-460, 1998.
- [14] Y. Ebata and H. Satoh. A completer. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 195-202, 1988.
- [15] R.W. Whatmore, N.M. Shorrocks, C.O'Hara, F.W. Ainger, and L.M. Young. A completer. *Electronics letters*, Vol. 17, pp. 11-12, 1981.
- [16] J.H. Collins. A short history of microwave acoustics. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 32, N°9, pp. 1127-1140, 1984.
- [17] M.F. Lewis and C.L. West. A completer. *Electronics letters*, Vol. 12, pp. 1211-1212, 1985.
- [18] J. Heighway, S.N. Kondratiev, and V.P. Plessky. A completer. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 27-30, 1994.

- [19] Peter Selmeier, Richard Grnuwald, Andreas Przadka, Hans Kruger, Gregor Feiertag, and Clemens Ruppel. Recent advances in saw packaging. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 283-292, 2001.
- [20] Michio Kadota, Takeshi Nakao, Norio Taniguchi, Eiichi Takata, Masakazu Mimura, Kenji Nishiyama, Takuo Hada, and Tomohisa Komura. Saw duplexer for pcs in us with excellent temperature stability. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 2105-2109, 2003.
- [21] Jun Tsutsumi, Shogo Inoue, Yasuhide Iwamoto, Michio Miura, Takashi Matsuda, Yoshio Satoh, Toshio Nishizawa, Masanori Ueda, and Osamu Ikata. A miniaturized 3\*3 mm saw antenna duplexer for the us-pcs band with temperature-compensated litao3/sapphire substrate. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 954-958, 2004.
- [22] R. Takayama, H. Nakanishi, Y. Iwasaki, T. Sakuragawa, and K. Fujii. Us-pcs saw duplexer using high-q saw resonator with sio2 coat for stabilizing temperature characteristics. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 959-962, 2004.
- [23] G. Kovacs, W. Ruile, M. Jakob, U. Rosler, E. Maier, U. Knauer, and H. Zottl. A saw duplexer with superior temperature characteristics for us-pcs. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 974-977, 2004.
- [24] Osamu Nakagawara, Masahiko Saeki, Akihiro Teramoto, Masayuki Hasegawa, and Hideharu Ieki . High power durable saw filter with epitaxial aluminium electrodes on 38.5 rotated y-x litao3 by two-step process sequence in titanium intermediate layer. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 1734-1737, 2003.
- [25] Hans Meier, Thomas Beier, and Gerd Riha. Miniaturization and advanced functionalities of saw devices. *IEEE Transactions on microwave theory and Techniques*, Vol. 49, N°4, pp. 743-748, 2001.
- [26] Robert G. Kinsman. A history of crystal filters. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 563-570, 1998.
- [27] W.G. Cady. The piezo-electric resonator. *Proc. IRE*, Vol. 10, 1922.
- [28] L. Espenschild. Electrical wave filter. *US PATENT*, 1795204, 1931.
- [29] C.W. Hansell. Filter. *US PATENT*, 2005083, 1935.
- [30] W.P. Mason. Electrical wave filters employing quartz crystals elements. *Bell. System Tech Journal*, Vol. 13, 1934.
- [31] L. Storch. Type nb bandpass crystal filters. *IEEE frequency control symposium*, pp. 500-516, 1958.
- [32] Robert G. Kinsman. *Crystal filters : Design, Manufacture and application*. Wiley series on filters, 1987.
- [33] David Salt. *Handbook of quartz Crystal devices*. Van Nostrand Reinhold, 1987.
- [34] A. Ballato and T. Luckaszek. Stacked-crystal filters. *Proceedings of the IEEE*, vol.61, N°10, pp. 1495-1496, 1973.
- [35] Foster-NF. Piezoelectricity in thin film materials. *Journal-of-the-Acoustical-Society-of-America.*, Vol. 70, N° 6, pp. 1609-1614, 1981.
- [36] G.C. Coussot. Bulk wave resonator for the 100-300 mhz frequency range. *Proc. IEEE*, pp. 590-591, 1974.
- [37] N.F. Foster. Ultra-high frequency cadmium sulphide transducers. *IEEE Transactions of symposium on sonics and ultrasonics*, pp. 63, 1964.

- 
- [38] J. De Klerk and E.F. Kelly. Coherent phonon generation in the gigacycle range via insulating cadmium sulphide films. *Appl. Phys. Lett.*, 5 (1) ,2, 1964.
- [39] R.M. White and C.T. Chuang A.C.C. Lee. Bulk ultrasonic transducers employing piezoelectric film on thin metal sheets. *IEEE Transactions of symposium on sonics and ultrasonics*, 1981.
- [40] K.M. Lakin and J.S. Wang. Uhf composite bulk acoustic wave resonators. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 834-837, 1980.
- [41] T.W. Grudkowski, J.F. Black, T.M. Reeder, D.E. Cullen, and R.A. Wagner. Fundamental-mode vhf/uhf bulk acoustic wave resonators and filters on silicon. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 829-833, 1980.
- [42] K. Nakamura, H. Sasaki, and H. Shimizu. Zno/sio2 diaphragm composite resonator on a silicon wafer. *Electronics letters*, Vol.17, N° 14, pp. 507-509, 1981.
- [43] H. Satoh, Y. Ebata, H. Suzuki, and C. Narahara. An air gap type piezoelectric composite resonator. *IEEE frequency control symposium*, pp. 361-366, 1985.
- [44] R. B. Stokes. X-band thin film acoustic filters on gaas. *IEEE Transactions on microwave theory and Techniques*, Vol. 41, N°6/7, pp. 1075-1080, 1993.
- [45] Lawrence N. Dworsky and Lule C.B. Mang. Thin film resonator having stacked acoustic reflecting impedance matching layers and method. *US PATENT*, US5373268, 1994.
- [46] W.E. Newell. Face-mounted piezoelectric resonators. *Proceedings of the IEEE*, pp. 575-581, 1965.
- [47] W.E. Newell. Ultrasonics in integrated electronics. *Proceedings of the IEEE*, Vol. 53,N° 10, pp. 1305-1309, 1965.
- [48] Kenneth M. Lakin, GERAL R. Kline, and Kevin T. McCarron. Development of miniature filters for wireless applications. *IEEE Transactions on microwave theory and Techniques*, Vol. 43, N°12, pp. 2933-2939, 1995.
- [49] K.M. Lakin. Coupled resonator filters. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 901-908, 2002.
- [50] K.M. Lakin. A review of thin-film resonator technology. *IEEE Microwave Magazine*, pp. 61-67, 2003.
- [51] R. Aigner, J. Ella, H.-J. Timme, L. Elbrecht, W. Nessler, and S. Markesteiner. Advancement of mems into rf-filter applications. *IEDM 2002*, None, 2002.
- [52] R. Aigner, J. Kaitila, J. Ella, L. Elbrecht, W. Nessler, M. Handtmann, T.R-Herzog, and S. Marksteiner. bulk acoustic wave filters : performance optimization and volume manufacturing. *IEEE MTT-S Digest*, Vol. 3, pp. 2001-2004, 2003.
- [53] S. Marksteiner, M. Handtmann, H.-J. Timme, R. Aigner, R. Welzer, J. Portmann, and U. Bauernschmitt. A miniature baw duplexer using flip-chip on ltcc. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 1794-1797, 2003.
- [54] F. Maximilian Pitschi, Jürgen E. Kiwitt, Bernhard Bader, and Karl Ch. Wagner. On the design of an fbar pcs duplexer in ltcc chip-sized package. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 1525-1528, 2004.
- [55] Habbo Heinze, Edgar Schmidhammer, Christian Diekmann, and Thomas Metzger. 3.8\*3.8 mm<sup>2</sup> pcs-cdma duplexer incorporating thin film resonator technology. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 425-428, 2004.
- [56] Milsom-RF. Two-dimensional theory of thin-film zno resonators on silicon. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 484-489, 1982.

- [57] H.P. Löbl, M. Klee, O. Wunnicke, R. Kiwitt, R. Dekker, and E.v. Pelt. Piezo-electric aln and pzt films for micro - electronic applications. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 1031-1036, 1999.
- [58] H.P. Löbl, M. Klee, C. Metzmacher, W. Brand, R. Milsom, P. Lok, and F. van Straten. Piezoelectric materials for baw resonators and filters. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 807-811, 2001.
- [59] H-P. Lobl, C. Metzmacher, D.N. Peligrad, R. Mauczok, M. Klee, W. Brand, R.F. Milsom, P. Lok, F. van Straten, A. Tuinhout, and J-W. Lobeek. Solidly mounted bulk acoustic wave filters for the ghz frequency range. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 919-923, 2002.
- [60] H.P. Loebel, C. Metzmacher, R.F. Milsom, R. Mauczok, W. Brand, P.Lok, A. Tuinhout, and F.Vanhelmont. Narrow band bulk acoustic wave filters. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 411-415, 2004.
- [61] H.K.J. ten Dolle, J.W. Lobeek, A. Tuinhout, and J. Foekema. Balanced lattice-ladder bandpass filter in bulk acoustic wave technology. *IEEE MTT-S Digest*, pp. 391-394, 2004.
- [62] R. Ruby. Micromachined thin film bulk acsoutic resonators. *IEEE International Frequency Control Symposium*, pp. 135-138, 1994.
- [63] John D. Larson, SM, Richard C. Ruby, Paul Bradley, and Yury Oshmyansky. A baw antenna duplexer for the 1900 mhz pcs band. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 887-890, 1999.
- [64] John D. Larson, Richard C. Ruby, Paul D. Bradley, Joe Wen, Shong-Lam KOK, and Allen Chien. Power handling and temperature coefficient studies in fbar duplexers for the 1900 mhz pcs band. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 869-874, 2000.
- [65] R. Ruby, A. Barfknecht, C. Han, F. Geefay, G. Gan, M. Gat, and T. Verhoeven. High-q fbar filters in a wafer-level chip-scale package. *ISSCC 2002*, Part 11.3, 2002.
- [66] Rich Ruby, Paul Bradley, Doug Clark, Dave Feld, Tiberiu Jamneala, and Kun Wang. Acoustic fbar for filters, duplexers and front end modules. *IEEE MTT-S Digest*, pp. 931-934, 2004.
- [67] K.M. Lakin, K.T. McCarron, and J.F. McDonald. Temperature compensated bulk acoustic thin film resonators. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 855-858, 2000.
- [68] M.A. Dubois. Baw resonators based on aluminium nitride thin films. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 907-910, 1999.
- [69] H.P. Loebel, C. Metzmacher, R.F. Milsom, A. Tuinhout, P.Lok, and F.van Straten. Solidly mounted bulk acoustic wave filters. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. (Materials research society)*, B4.1.1, 2004.
- [70] D. Feld, P. Bradley, A. Barfknecht, and R. Ruby. A wafer level encapsulated fbar chip molded into a 2.0 mm \* 1.6 mm plastic package for use as a pcs full band tx filter. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 1798-1801, 2003.
- [71] K. Wang, M. Frank, P. Bradley, R. Ruby, W. Mueller, A. Barfknecht, and M. Gat. Fbar rx filters for handset front-end modules with wafer-level packaging. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 162-165, 2003.
- [72] John R. Clark, Wan-Thai Hsu, and Clark T.-C Nguyen. Measurement techniques for capacitively-transduced vhf-to-uhf micromechanical resonators. *International Conf. On solid-state sensors AND actuators*, pp. 1118-1121, 2001.

- 
- [73] K.M. Lakin. Modeling of thin film resonators and filters. *IEEE MTT-S Digest*, pp. 149-152, 1992.
- [74] S.H. Chang, N.N. Rogacheva, and C.C. Chou. Analysis of methods for determining electromechanical coupling coefficients of piezoelectric elements. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, And Frequency control*, Vol. 42, N°4, pp. 630-640, 1995.
- [75] W.P. Mason. *Electromechanical transducers and wave filters*. 2nd Ed. Van Nostrand-Reinhold, 1948.
- [76] L. Brillouin and M. Parodi. *Propagation des ondes dans les milieux périodiques*. Masson, 1956.
- [77] C. Thomsen, J. Strait, Z. Vardeny, H.J. Maris, J. Tauc, and J.J. Hauser. Coherent phonon generation and detection by picosecond light pulses. *Physical Review Letters*, Vol. 53, N°10, 1984.
- [78] R.M. White. Generation of elastic waves by transient surface heating. *Journal of applied physics*, Vol. 34, N°12, pp. 3559-3567, 1963.
- [79] H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Picosecond ultrasonics. *IEEE Journal of quantum electronics*, Vol. 25, N°12, pp. 2562-2569, 1989.
- [80] Bruce M. Clemens and Gary L. Eesley. Relationship between interfacial strain and the elastic response of multilayer metal films. *Mat. Res. Soc. Symp. Proc. (Materials research society)*, Vol. 130, pp. 307-314, 1989.
- [81] O.B. Wright and K. Kawashima. Coherent phonon detection from ultrafast surface vibrations. *Physical Review Letters*, Vol. 69, N°11, pp. 1668-1671, 1992.
- [82] Oliver B. Wright and Vitakyi Gusev. Ultrafast acoustic phonon generation in gold. *Physica B*, Vol. 219-220, pp. 770-772, 1996.
- [83] Oliver B. Wright and Vitakyi Gusev. Ultrafast generation of acoustic waves in copper. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, And Frequency control*, Vol. 42, N° 3, pp. 331-338, 1995.
- [84] B. Perrin, B. Bonello, J.-C. Jeannet, and E. Romatet. Interferometric detection of hypersonic waves in modulated structures. *Prog. Natural Sci.*, pp. 444-448, 1996.
- [85] C.J.K. Richardson, M.J. Ehrlich, and J.W. Wagner. Interferometric detection of ultrafast thermoelastic transients in thin films : theory with supporting experiment. *J. Opt. Soc. Am. B.*, Vol. 16, N°6, pp. 1007-1015, 1999.
- [86] Dieter M. Profunser, Jacqueline Vollmann, and Jurg Dual. Measurement of the bulk acoustic wave propagation ultra-thin membranes. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 969-972, 2002.
- [87] D.M. Profunser, J. Vollmann, and J. Dual. Determination of the material properties of microstructures by laser based ultrasound. *Ultrasonics, A COMPLETE*, 2004.
- [88] C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Physical Review B*, Vol. 34, N°6, pp. 4129-4138, 1986.
- [89] C. Thomsen, H.T. Grahn, H.J. Maris, and J. Tauc. Picosecond interferometric technique for study of phonons in the brillouin frequency range. *Optics Communications*, Vol. 60, N°1-2, pp. 55-58, 1986.
- [90] A. Devos and R. Cote. Strong oscillations detected by picosecond ultrasonics in silicon : Evidence for an electronic-structure effect. *Physical Review B*, Vol. 70, 2004.

- 
- [91] O.B. Wright and T. Hyoguchi. Ultrafast vibration and laser acoustics in thin transparent films. *Optics Letters*, Vol. 16, N°19, pp. 1529-1531, 1991.
- [92] C. Rossignol, B. Perrin, S. Laborde, L. Vandenbulcke, and M.I. De Barros. Caractérisation non-destructive de films de diamant par une technique d'acoustique picoseconde interférométrique. *Actes du 6ème congrès d'Acoustique*, pp. 300-303, 2002.
- [93] Rossignol C., Perrin, B., Laborde, S., Vandenbulcke, L., De Barros, M.I., Djemia, and P. Nondestructive evaluation of micrometric diamond films with an interferometric picosecond ultrasonics technique. *Journal of applied physics*, Vol. 95, N°8, pp. 4157-4162, 2004.
- [94] A. Devos, R. Cote, G. Caruyer, and A. Lefebvre. A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects. *Applied Physics Letters*, A COMPLETE, 2005.
- [95] N. Antoine-Vincent, F. Natali, M. Mihailovic, A. Vasson, J. Leymarie, P. Disseix, D. Byrne, F. Semond, and J. Massies. Determination of the refractive indices of aln, gan, and alxga1-x grown on (111) si substrates. *Journal of applied physics*, Vol. 93, N°9, 2003.
- [96] A. Devos and G. Caruyer. Dispositif et procédé de caractérisation de structure par effet de longueur d'onde dans un système photo-acoustique. *Demande de brevet*, France, N°05/51673, juin 2005.
- [97] C. Zinck, E. Defay, G. Caruyer, A. Volatier, and L. Figuiere. Design, integration and characterization of pzt tunable fbar. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 29-32, 2004.
- [98] J.F. Carpentier, A. Cathelin, C. Tilhac, P. Garcia, P. Persechini, P. Conti, P. Ancey, G. Bouche, G. Caruyer, D. Belot, C. Arnaud, C. Billard, G. Parat, J.B. David, P. Vincent, M.A. Dubois, and C. Enz. A sigc bicmos wcdma zero-if rf front-end using an above-ic baw filter. *IEEE International Solid-State Circuits Conference*, pp. 394-395, 2005.
- [99] A. Volatier, G. Caruyer, E. Defay, D. Pellissier Tanon, P. Ancey, and B. Dubus. Intermediate frequency resonators using lamb waves co-integrated with bulk acoustic wave resonators. *IEEE Ultrasonics symposium*, à paraître, 2005.
- [100] Shawn L. Pinkett, William D. Hunt, P. Bradley, and Peter L. Gammel. Determination of zno temperature coefficients using thin film bulk acoustic wave resonators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, And Frequency control*, Vol.49, N°11, pp. 1491-1496, 2002.
- [101] C.W. Seabury, P.H. Kobrin, and R. Addison. Thin film zno based bulk acoustic mode filters. *IEEE MTT-S Digest*, pp. 181-184, 1997.
- [102] M.A. Dubois, P. Mural, H. Matsumoto, and V. Plessky. Solidly mounted resonator based on aluminium nitride thin film. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 909-912, 1998.
- [103] P. Emery, A. Devos, G. Caruyer, R. Vélard, N. Casanova, and P. Ancey. Picosecond ultrasonics : an original tool for physical characterization of bragg reflectors in bulk acoustic wave resonators. *IEEE Ultrasonics symposium*, à paraître, 2005.
- [104] John D. Larson, SM, Paul D. Bradley, Scott Wartenberg, and Richard C. Ruby. Modified butterworth-van dyke circuit for fbar resonators and automated measurement system. *IEEE Ultrasonics symposium*, pp. 863-868, 2000.
- [105] G. Caruyer, P. Emery, A. Volatier, A. Devos, J.F. Carpentier, R. Vélard, N. Casanova, A. Lefevre, F. Dumont, G. Parat, and P. Ancey. Design of bulk acoustic wave rf resonators and filters based on advanced bragg reflector. *IEEE Ultrasonics symposium*, à paraître, 2005.

---

[106] Ieee standard on piezoelectricity. *IEEE*, std-176, 1988.