

CFA '18 LE HAVRE ■ 23-27 avril 2018
14^{ème} Congrès Français d'Acoustique



Calcul de flux d'énergie par méthode numérique pour les ondes élastiques guidées

T. Laroche^a, A. Clairet^b et T. Baron^c

^aFREC—N—SYS, 18 rue Alain Savary, 25000 Besançon, France

^binstitut femto-st, 15B Avenue des Montboucons, 25000 Besançon, France

^cinstitut femto-st, 15B Avenue des Montboucons, 25000 Besançon, France

thierry.laroche@frecnsys.fr

Dans un contexte de recherche et de développement de transducteurs électroacoustiques toujours plus performants et répondant aux critères des nouveaux marchés, il est désormais indispensable d'optimiser ces dispositifs en considérant certains phénomènes physiques jusqu'alors peu ou pas étudiés. La possibilité de prendre en compte l'effet de la différence de direction de propagation entre le flux d'énergie et la compression mécanique lors de la conception de transducteurs électroacoustiques est présentée dans ce document. Le vecteur de Poynting est déterminé à l'aide d'une méthode numérique basée sur l'analyse par éléments finis du système élastique étudié. La considération de l'angle de flux d'énergie lors du design de dispositifs à ondes élastiques permet l'optimisation de leurs performances en maximisant le transfert d'énergie entre une source et un transducteur de sortie ou un détecteur. L'effet de la présence de beam steering sur la réponse électrique du système est, dans un premier temps, évalué théoriquement puis validé à l'aide de résultats expérimentaux obtenus pour des filtres à ondes de surface en Tantalate de Lithium pour une application radio-fréquence.

1 Introduction

Les transducteurs électroacoustiques, fondés sur la propagation d'ondes élastiques de surface (SAW, Surface Acoustic Waves) ou de volume (BAW, Bulk Acoustic Waves), sont utilisés dans des domaines d'application aussi divers que le domaine médical, les systèmes de télécommunication ou de géolocalisation... L'augmentation des performances de ces dispositifs est un enjeu crucial pour tous les acteurs du secteur.

Dans cette recherche d'optimisation des transducteurs, l'analyse numérique est un outil inévitable afin d'étudier de nouvelles configurations et d'anticiper le comportement de ces nouvelles structures. Une des méthodes les plus utilisées dans ce genre d'analyse est celle des éléments finis (FEA, Finite Element Analysis). De nombreux outils de conception fondés sur cette méthode existent sur le marché, mais une suite de logiciels, reposant sur la bibliothèque MODULEF développée par l'INRIA [5], est développée depuis de nombreuses années [1-4].

Dans ce travail, nous proposons de prendre en compte la différence de direction de propagation entre le flux d'énergie et la compression mécanique de l'onde générée par un transducteur (cf. Figure 1). Le produit vectoriel entre le vecteur de propagation \vec{k} et le vecteur de Poynting $\vec{\Pi}$ est alors différent de zéro. Cet angle est appelé *angle de flux d'énergie* ou *beam steering*. Ce paramètre est particulièrement important lorsque l'on souhaite maximiser le transfert d'énergie entre deux dispositifs SAW ou augmenter le coefficient de qualité dans les sondes ultrasonores par exemple [6, 7], puisqu'un détecteur ou un transducteur placé en face ne voit pas le champ, mais l'intensité du champ (énergie). Dans le but de déterminer cet angle, nous avons recours au théorème de Poynting que nous transposons dans une analyse par éléments finis.

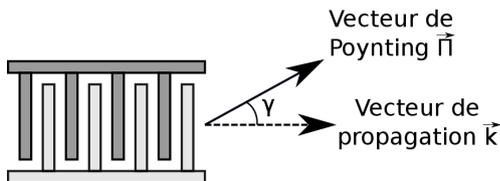


FIGURE 1 – Définition de l'angle de flux d'énergie. Différence entre la direction de propagation de l'énergie et le vecteur de propagation de l'onde.

Dans le cadre de ce travail, une étude de transducteurs à ondes de surface en Tantalate de Lithium LiTaO_3 pour une application de filtrage radio-fréquence (RF) est réalisée. La première étape consiste à déterminer théoriquement la

valeur de l'angle de flux d'énergie pour ce matériau et cette orientation cristalline à l'aide de la méthode numérique évoquée précédemment. L'effet de ce beam steering sur le comportement d'un filtre radio-fréquence est ensuite présenté. La réponse électrique théorique de cette structure est alors calculée sans prendre en compte l'angle de flux d'énergie puis en considérant des transducteurs inclinés d'une valeur équivalente au beam steering afin de comparer leur comportement. Enfin, en se basant sur les résultats théoriques, des dispositifs expérimentaux sont fabriqués et mesurés dans le but de valider la théorie.

2 Théorème de Poynting

Dans le but de décrire la propagation d'une onde dans un ensemble de matériaux piézoélectriques, nous résolvons l'équation fondamentale de la dynamique donnée par l'équation (1).

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - T_{ij,j} - e_{kij} E_{k,j} - \varepsilon_{ij} \phi_{,j} = F_i \quad (1)$$

où ρ est la masse volumique, u_i et T_{ij} sont respectivement les composantes des tenseurs des déplacements et des contraintes, e_{kij} sont les composantes du tenseur des constantes piézoélectriques du deuxième ordre, E_k est le champ électrique, ε_{ij} sont les composantes du tenseur des constantes diélectriques, ϕ_j est le potentiel électrique et F_i est la force. En ne considérant que le régime linéaire, les équations constitutives de la piézoélectricité sont habituellement définies par les équations (2) et (3).

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} + e_{mij} E_m \quad (2)$$

$$D_m = e_{mij} S_{ij} - \varepsilon_{ij} E_j \quad (3)$$

où D_m et $S_{\alpha\beta}$ sont respectivement les composantes du vecteur de déplacement électrique et du tenseur des déformations. Dans l'équation (2), c_{ijkl} représente les composantes du tenseur des constantes élastiques du deuxième ordre. Dans l'équation (3), ε_{ij} sont les composantes du tenseur de la permittivité linéaire. Les indices i, j, k, l et m peuvent prendre comme valeur 1, 2 ou 3 correspondant aux trois directions dans l'espace X, Y et Z.

La direction de propagation d'une onde émise par un transducteur électroacoustique est déterminée à l'aide du vecteur de Poynting. A l'origine formulé pour une application en électromagnétisme, le théorème de Poynting peut être utilisé en acoustique, par analogie entre

électromagnétisme et acoustique [8], afin de rendre compte de la différence entre le flux d'énergie et les plans de phase de l'onde. En formulant le bilan énergétique [9], il nous est possible de ressortir l'expression du vecteur de Poynting (4).

$$\Pi_i = -T_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \varphi \frac{\partial D_i}{\partial t} \quad (4)$$

où Π_i est la i^e composante du vecteur de Poynting. En considérant une excitation harmonique, nous pouvons déterminer la dérivée des déplacements mécaniques et électriques par rapport au temps. Nous obtenons alors l'équation (5).

$$\Pi_i = j\omega \left(-T_{ij} u_j^* + \varphi D_i^* \right) \quad (5)$$

où le terme j à droite du signe égal est le nombre complexe tel que $j^2 = -1$ et l'exposant $*$ indique le conjugué de la variable associée. Le premier terme entre parenthèses correspond à la partie mécanique du vecteur de Poynting alors que le second représente la partie électrique.

On exprime alors la moyenne temporelle de ce vecteur sous la forme suivante [10] :

$$\Pi_i = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ j\omega \left(-T_{ij} u_j^* + \varphi D_i^* \right) \right\} \quad (6)$$

A partir de l'équation (6), il est possible de déterminer le flux ϕ du vecteur de Poynting au travers d'une surface d'intérêt à l'aide de l'équation (7).

$$\phi_i = \iint_{S_i} \Pi_i \cdot \vec{n}_i dS_i \quad (7)$$

où \vec{n}_i est la normale à la surface S_i sur laquelle est effectuée le calcul.

Dans le cas de matériaux comme le quartz ou le Tantalate de Lithium avec un coefficient de couplage inférieur à 1% (onde de Rayleigh), la partie électrique du vecteur de Poynting peut ne pas être prise en compte dans le calcul, sans perte de précision [11]. Pour des matériaux piézoélectriques tel que le Niobate de Lithium présentant un coefficient de couplage de l'ordre de 4 à 6%, la contribution de la partie électrique est importante et joue sur la valeur théorique de l'angle de flux d'énergie [8, 11].

Nous proposons d'utiliser les équations (6) et (7) afin de déterminer la puissance rayonnée à travers une surface (flux de Poynting) ainsi que la direction de propagation de celle-ci (vecteur de Poynting) pour n'importe quelle structure. Une des principales méthodes utilisée pour résoudre ce type de système est l'analyse par éléments finis (FEA).

3 Utilisation d'une analyse par éléments finis

L'analyse par éléments finis permet de résoudre un problème d'équations aux dérivées partielles à l'aide d'un maillage composé d'un ensemble d'éléments homogènes ayant une forme géométrique simple. Des nœuds définissent leurs sommets, mais peuvent également exister sur les arêtes et dans le volume des éléments. Toutes les grandeurs physiques (déplacements, potentiel

électrique...), généralement appelées *degrés de liberté* du modèle, sont déterminées en ces nœuds. Nous pouvons écrire l'équation (7) sous la forme :

$$\phi_i = \sum_{e=1}^E \iint_{S_i} \Pi_i^{(e)} \cdot \vec{n}_i dS_i^{(e)} \quad (8)$$

où e représente le numéro de l'élément considéré sur un total de E éléments dans le maillage. L'expression (8) correspond à la formulation faible (ou forme intégrale) du problème [12]. Pour chaque élément, nous devons sommer chaque composante du vecteur de Poynting en chaque nœud, lesquels sont pondérés par une fonction d'interpolation. En effet, dans une formulation par éléments finis, l'interpolation est réalisée grâce à des fonctions d'interpolation qui peuvent être linéaire, quadratique, cubique... Il y a par conséquent autant de fonctions d'interpolation que de nœuds dans un élément. Ainsi, nous avons :

$$A(x) = \sum_n^N A^{(n)} p_n(x) \quad (9)$$

où A est une grandeur physique, n représente le numéro du nœud considéré sur un total de N nœuds dans l'élément et p_n est la fonction d'interpolation au nœud n . Par conséquent, nous pouvons écrire l'équation (8) sous la forme :

$$\phi_i = \sum_{e=1}^E \sum_{n=1}^N \iint_{S_i} \Pi_i^{(e,n)} p_n^{(e)} \cdot \vec{n}_i dS_i^{(e)} \quad (10)$$

Les polynômes d'interpolation des éléments du maillage, dits *réels*, sont complexes et rendent la résolution du calcul plus difficile. C'est pourquoi ces éléments sont ramenés à un élément basique, dit de *référence*, de forme simple et de dimensions unitaires. Le passage d'un élément réel à l'élément de référence se fait en introduisant un terme, appelé *jacobien*, dans l'équation (10). Ce paramètre est obtenu en calculant le déterminant de la matrice J , aussi nommée *matrice jacobienne*.

$$J = \begin{bmatrix} \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial x} x_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial x} y_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial x} z_n \\ \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial y} x_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial y} y_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial y} z_n \\ \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial z} x_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial z} y_n & \sum_n \frac{\partial p_n}{\partial z} z_n \end{bmatrix}$$

où x_n , y_n et z_n sont les coordonnées du nœud n de l'élément réel. L'équation du flux de Poynting devient alors :

$$\phi_i = \sum_{e=1}^E \sum_{n=1}^N \iint_{S_i} \Pi_i^{(e,n)} p_n^{(e)} \cdot \vec{n}_i |det(J)| dS_i^{(e)} \quad (11)$$

Les bornes des intégrales sont alors définies en fonction de l'élément de référence. Notre approche consiste donc à résoudre l'équation (11) afin de déterminer l'angle de flux d'énergie. Le beam steering est alors obtenu en projetant les composantes du flux du vecteur de Poynting suivant le plan d'intérêt (cf. Figure 2).

Les outils d'analyse développés au sein de FEMTO-ST et `frec|n|sys` permettent de faciliter le maillage en deux dimensions de dispositifs à ondes de surface (généralement rendu complexe par la petite taille des électrodes par

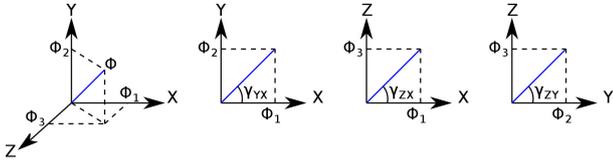


FIGURE 2 – Projection du flux du vecteur de Poynting suivant les plans YX, ZX et ZY afin de déterminer l'angle de flux d'énergie.

rapport aux autres dimensions de la structure) par le biais de conditions de périodicité et de rayonnement. Ainsi, au lieu de mailler l'ensemble des peignes interdigités, il est possible de ne modéliser qu'une seule électrode et d'ajouter de la périodicité de chaque côté de la cellule. De même pour le substrat, il n'est pas nécessaire de le mailler dans son intégralité puisque l'utilisation d'éléments de frontière (BEM, Boundary Element Method) sur la surface inférieure de la cellule permet de réduire la taille du maillage. On ne maillera alors qu'une petite épaisseur de substrat (cf. Figure 3). Le maillage de la cellule est illustré par la Figure 4.

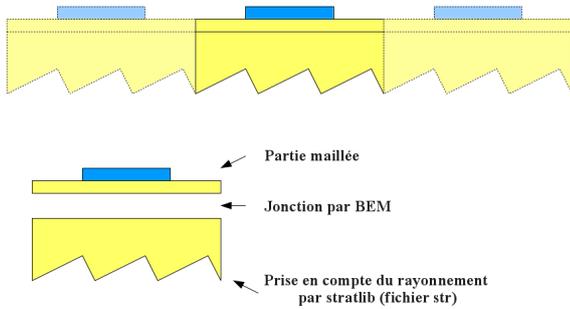


FIGURE 3 – Simplification du maillage d'un dispositif à ondes de surface à l'aide de conditions de périodicité sur les bords et de rayonnement au niveau de la surface inférieure [15].

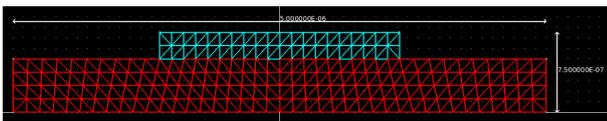


FIGURE 4 – Maillage d'une cellule. Représentation d'une seule électrode avec utilisation de conditions de périodicité à chaque extrémité et de rayonnement au niveau de la surface inférieure.

Le calcul des trois composantes du flux du vecteur de Poynting est effectué sur trois surfaces distinctes, orthogonales par rapport aux trois directions (cf. Figure 5). La surface S_1 (suivant l'axe X) est définie comme étant l'arête verticale au bord de la cellule, la surface S_2 (suivant l'axe Y) correspond à l'arête supérieure du substrat et la surface S_3 (suivant l'axe Z) représente la surface totale du sous-domaine relatif au matériau piézoélectrique. Les trois composantes sont calculées sur chacune des surfaces, mais seule la composante associée à la surface est conservée (cf. équations (12) et (13)).

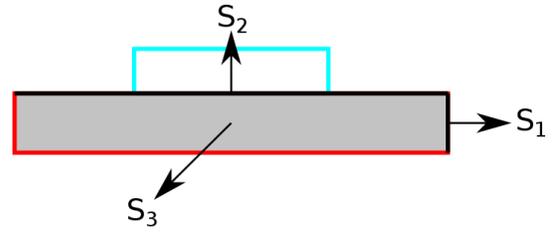


FIGURE 5 – Illustration des trois surfaces de calcul des composantes du flux du vecteur de Poynting.

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \int_{S_1} \Pi_1^{(e,n)} n_{1,1}^{(e)} dS_1^{(e)} + \int_{S_1} \Pi_2^{(e,n)} n_{2,1}^{(e)} dS_1^{(e)} + \int_{S_1} \Pi_3^{(e,n)} n_{3,1}^{(e)} dS_1^{(e)} \\ \phi_2 &= \int_{S_2} \Pi_1^{(e,n)} n_{1,2}^{(e)} dS_2^{(e)} + \int_{S_2} \Pi_2^{(e,n)} n_{2,2}^{(e)} dS_2^{(e)} + \int_{S_2} \Pi_3^{(e,n)} n_{3,2}^{(e)} dS_2^{(e)} \\ \phi_3 &= \int_{S_3} \Pi_1^{(e,n)} n_{1,3}^{(e)} dS_3^{(e)} + \int_{S_3} \Pi_2^{(e,n)} n_{2,3}^{(e)} dS_3^{(e)} + \int_{S_3} \Pi_3^{(e,n)} n_{3,3}^{(e)} dS_3^{(e)}\end{aligned}\quad (12)$$

avec

$$\begin{aligned}n_1^{(e)} &= \begin{bmatrix} n_{1,1}^{(e)} = \pm 1 \\ n_{2,1}^{(e)} = 0 \\ n_{3,1}^{(e)} = 0 \end{bmatrix}, \\ n_2^{(e)} &= \begin{bmatrix} n_{1,2}^{(e)} = 0 \\ n_{2,2}^{(e)} = \pm 1 \\ n_{3,2}^{(e)} = 0 \end{bmatrix} \text{ et} \\ n_3^{(e)} &= \begin{bmatrix} n_{1,3}^{(e)} = 0 \\ n_{2,3}^{(e)} = 0 \\ n_{3,3}^{(e)} = \pm 1 \end{bmatrix}\end{aligned}$$

On obtient

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \int_{S_1} \Pi_1^{(e,n)} n_{1,1}^{(e)} dS_1^{(e)} \\ \phi_2 &= \int_{S_2} \Pi_2^{(e,n)} n_{2,2}^{(e)} dS_2^{(e)} \\ \phi_3 &= \int_{S_3} \Pi_3^{(e,n)} n_{3,3}^{(e)} dS_3^{(e)}\end{aligned}\quad (13)$$

Dans le cas de notre maillage en deux dimensions, les surfaces S_1 et S_2 sont normalisées à 1 m suivant l'axe Z. Pour éviter tout problème lié à une différence d'ordre de grandeur entre les surfaces de calcul, nous normalisons chaque composante par rapport à sa surface. Ainsi, chaque composante sera déterminée sur une surface unitaire permettant de faire le rapport des flux.

Bien que les surfaces S_1 et S_2 considérées pour le calcul soit représentées par des segments (éléments 1D), le vecteur de Poynting Π suivant ces deux directions doit être déterminé à l'aide des éléments 2D formant ces surfaces. En effet, comme nous utilisons des valeurs nodales (déplacements, potentiel électrique), donc pondérées pour chaque élément, il est nécessaire de prendre en compte l'ensemble de l'élément considéré et pas seulement une seule de ses arêtes. De plus, chaque nœud de la surface pouvant appartenir à plusieurs

éléments, la contribution de chaque élément sur chaque nœud doit être sommée. Ainsi la valeur totale au nœud n sera obtenue à partir des éléments e , $e + 1$, $e + 2$... tel que $n_{total} = n^{(e)} + n^{(e+1)} + n^{(e+2)} + \dots$. Contrairement au vecteur de Poynting, le flux d'énergie ϕ est déterminé sur l'arête de calcul à l'aide des éléments 1D en utilisant les valeurs de Π_i calculées précédemment en chaque nœud.

4 Analyse numérique d'un transducteur électroacoustique

La structure utilisée pour cette étude est un filtre RF constitué de transducteurs à ondes élastiques de surface, réalisés sur un substrat de Tantalate de Lithium (YXwt)/90°/-112° et fonctionnant aux alentours du gigahertz. L'application du potentiel électrique est effectuée par le biais d'électrodes en aluminium. L'architecture choisie est un filtre à couplage longitudinal (DMS) pour laquelle deux résonateurs SAW sont placés l'un à côté de l'autre (cf. Figure 6).

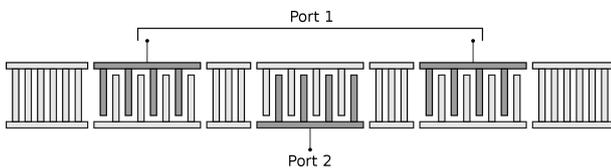


FIGURE 6 – Illustration de l'architecture du filtre utilisé pour cette étude.

Pour ce matériau et pour cette orientation cristalline, la littérature donne un beam steering de 1,5° [16]. Avant de déterminer théoriquement la valeur de cet angle à l'aide de la méthode numérique exposée à la section 3, nous calculons la réponse électrique théorique (paramètre S_{21}) de notre filtre, sans correction du beam steering. Ces données nous serviront de point de référence afin d'observer l'effet d'une telle conception sur le comportement des transducteurs.

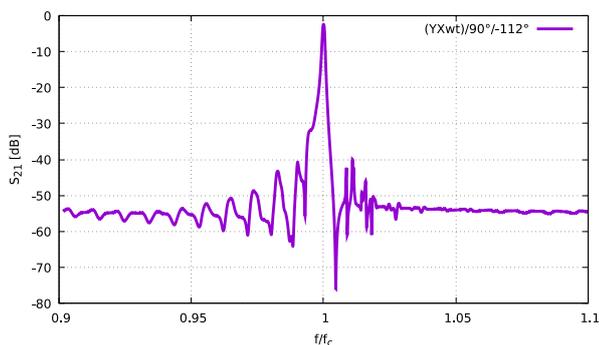


FIGURE 7 – Réponse électrique théorique de notre filtre sans correction du beam steering.

Nous observons sur les Figures 7 et 8 que notre filtre a des pertes d'insertion inférieure à 3 dB. L'optimisation du transfert d'énergie en inclinant les bus d'un angle équivalent au beam steering doit avoir un effet sur le niveau maximal de transmission de notre filtre en réduisant ces pertes [17].

En utilisant la méthode numérique exposée à la section 3, nous déterminons un angle de flux d'énergie de -1,1° pour

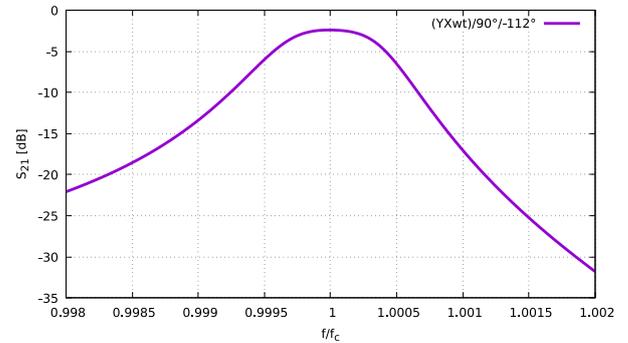


FIGURE 8 – Réponse électrique théorique de notre filtre sans correction du beam steering. Agrandissement autour de la fréquence centrale.

cette orientation cristalline. Cette valeur est en accord avec le beam steering donné dans [16], au signe près. Le changement de signe s'explique probablement par un choix d'axes différent par rapport à celui de notre étude. La réponse électrique théorique du dispositif a de nouveau été calculée en prenant en compte cette fois-ci le beam steering. Afin d'observer l'effet d'une telle correction sur le système et celui d'un désalignement des transducteurs, les calculs ont été effectués avec un angle de flux d'énergie de -1,1° et +1,1° (cf. Figures 9 et 10).

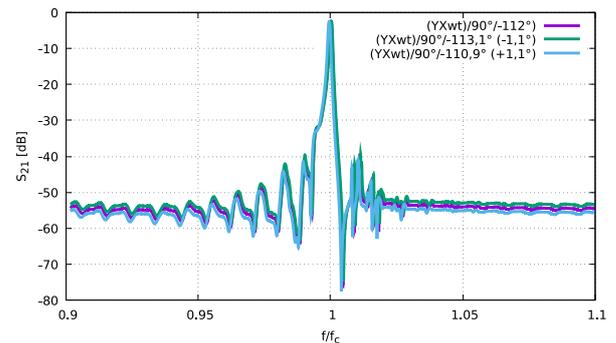


FIGURE 9 – Réponse électrique théorique de notre filtre avec correction du beam steering de -1,1° et +1,1°.

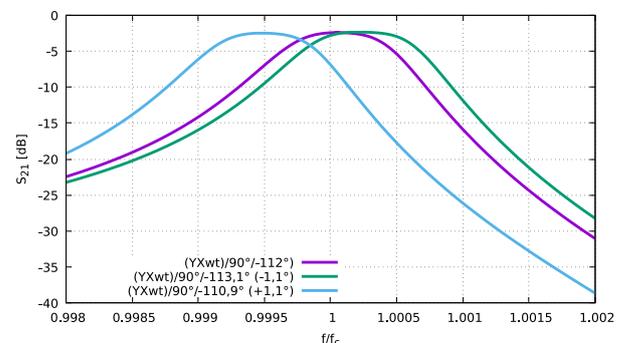


FIGURE 10 – Réponse électrique théorique de notre filtre avec correction du beam steering de -1,1° et +1,1°. Agrandissement autour de la fréquence centrale.

On constate à l'aide de ces courbes que l'inclinaison des transducteurs a un effet sur la réponse électrique du système. On peut noter que le changement d'orientation cristalline

modifie la fréquence centrale des filtres (cf. Figure 10). Ainsi, une correction du beam steering de $-1,1^\circ$ augmente la fréquence de 170 ppm alors que la prise en compte d'un angle de flux d'énergie de $+1,1^\circ$ diminue cette fréquence de 560 ppm. Comme attendu, l'inclinaison des bus de $-1,1^\circ$ permet d'augmenter le niveau maximal de transmission. Cette optimisation des pertes d'insertion se présente, dans ce cas de figure, sous la forme d'une augmentation du niveau maximal de transmission de 0,07 dB par rapport à la structure sans correction. Dans le cas où l'inclinaison est de $+1,1^\circ$, on remarque que le niveau de pertes d'insertion s'accroît de 0,07 dB par rapport à la structure de référence. Grâce à ces courbes, nous observons bien l'effet du beam steering sur le niveau maximal de transmission, avec une diminution des pertes d'insertion dans le cas où l'inclinaison des transducteurs est équivalente à l'angle de flux d'énergie et une augmentation de ces pertes lorsque l'orientation est inversée.

D'après ces résultats théoriques, deux versions du filtre ont été fabriquées : sans correction de l'angle de flux d'énergie et avec une inclinaison des transducteurs d'une valeur égale à celle du beam steering. La réponse électrique de ces deux dispositifs a été mesurée et tracée sur les Figures 11 et 12.

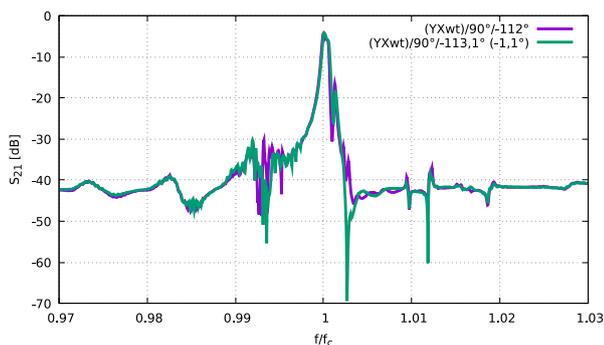


FIGURE 11 – Réponse électrique mesurée des deux versions du filtre (sans correction du beam steering et avec un angle de $-1,1^\circ$).

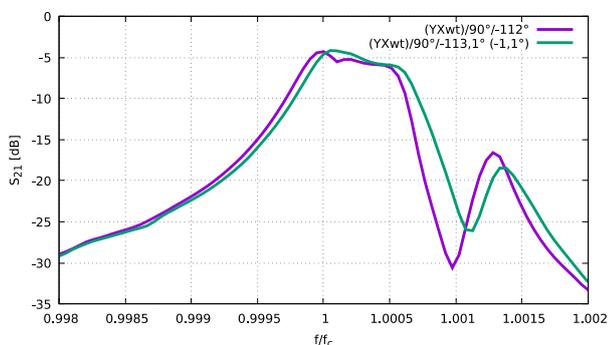


FIGURE 12 – Réponse électrique mesurée des deux versions du filtre (sans correction du beam steering et avec un angle de $-1,1^\circ$). Agrandissement autour de la fréquence centrale.

Comme nous pouvons le constater, le même effet de la correction du beam steering sur le paramètre S_{21} expérimental de nos filtres est visible. Nous notons un décalage de la fréquence centrale plus faible qu'en

théorie avec +75 ppm contre +170 ppm par calcul. Comme précédemment, nous remarquons également une modification des pertes d'insertion avec un niveau de pertes de transmission de -4,15 dB contre -4,3 dB sans correction, soit un écart de 0,15 dB (pour rappel, 0,07 dB en théorie). Bien que proche, nous constatons un facteur d'ordre 2 entre la théorie et la pratique. Cet écart est sans doute dû à la dispersion technologique lors de fabrication de nos dispositifs. En effet, la précision sur l'angle de propagation est d'environ $0,1^\circ$. Un tel décalage des transducteurs entraîne inévitablement une modification de la fréquence centrale du filtre et des pertes d'insertion ce qui peut expliquer l'écart que nous observons. Afin de vérifier cette hypothèse, des calculs sont en cours pour évaluer et tracer la variation du beam steering en fonction de l'angle de propagation. Malgré un possible désalignement en pratique des transducteurs par rapport à la direction de propagation souhaitée, nous pouvons noter un bon accord entre théorie et expérience.

5 Conclusion

Dans le but de prendre en compte l'angle de flux d'énergie au moment de la conception de transducteurs électroacoustiques, nous avons recouru à une méthode numérique fondée sur l'analyse par éléments finis afin de déterminer le beam steering. Le fait de connaître la valeur de cet angle va permettre d'incliner les transducteurs de manière optimale afin de maximiser le transfert d'énergie ou bien d'utiliser des matériaux ou des orientations cristallines ayant un faible angle de flux d'énergie [18–20]. Grâce à cette méthode numérique, nous avons pu déterminer l'écart théorique entre la direction de propagation de l'énergie et la compression mécanique de l'onde dans le cas d'un dispositif en Tantalate de Lithium de coupe $(YXwt)/90^\circ/-112^\circ$. Cette valeur ($-1,1^\circ$), en accord avec la littérature, a été considérée afin de calculer la réponse électrique d'un filtre radio-fréquence. La comparaison des données obtenues sans et avec compensation du beam steering met en évidence une modification du niveau maximal de transmission (diminution des pertes d'insertion lorsque l'inclinaison est équivalente à l'angle de flux d'énergie) ainsi qu'un décalage de la fréquence centrale du filtre (de +170 ppm). En partant des résultats théoriques, deux versions du filtre ont été fabriquées et mesurées. En pratique, l'effet du beam steering sur la réponse électrique du système a également pu être observé. Une diminution des pertes d'insertion est visible tout comme un décalage en fréquence. Une possible variation de la direction de propagation des transducteurs, due à la précision de fabrication, par rapport au design d'origine est sans doute à l'origine du facteur 2 que nous avons constaté entre les données théoriques et expérimentales. Une analyse numérique est en cours afin de vérifier cette hypothèse. Néanmoins, ces résultats expérimentaux valident notre approche et la méthode mise en œuvre pour déterminer le beam steering d'un dispositif électroacoustique.

Références

- [1] Y. Fusero, *Étude théorique et expérimentale de dispositifs à ondes de surface à haute vitesse et fort couplage : application aux filtres télécom haute*

- fréquence., PhD. thesis, Université de Franche-Comté, 2001.
- [2] T. Pastureauud, *Étude de nouvelles structures pour la conception et la fabrication de filtres à ondes acoustiques guidées haute fréquence*, PhD. thesis, Université de Franche-Comté, 2002.
- [3] M. Wilm, *Étude et réalisation de transducteurs composites pour l'imagerie acoustique et le contrôle non-destructif*, PhD. thesis, Université de Franche-Comté, 2004.
- [4] A. Reinhardt, *Simulation, conception et réalisation de filtres à ondes de volume dans des couches minces piézoélectriques*, PhD. thesis, Université de Franche-Comté, 2005.
- [5] <https://www.rocq.inria.fr/modulef>
- [6] A. J. Slobodnik, E. D. Conway, The effect of beam steering on the design of microwave acoustic surface wave devices, *IEEE Int. Microw. Symp.* (1970).
- [7] T. L. Szabo, A. J. Slobodnik, The effect of diffraction on the design of acoustic surface wave design, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* **SU-20(3)**, 240-251 (1973).
- [8] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solid, vol. 1*, Wiley (1973).
- [9] D. Royer, E. Dieulesaint, *Ondes élastiques dans les solides 1 - Propagation libre et guidée*, Elsevier Masson (1996).
- [10] G. A. Coquin, H. F. Tiersten, Analysis of the excitation and detection of piezoelectric surface waves in quartz by means of surface electrodes, *J. Acoust. Soc. Am.* **41(4)**, 921-939 (1967).
- [11] J. F. Havlice, W. L. Bond, L. B. Wigton, "Elastic" Poynting vector in a piezoelectric medium, *IEEE Trans. Sonics Ultrason.* **SU-17(4)**, 246-249 (1970).
- [12] O. C. Zienkiewicz, R. L. Taylor, J. Z. Zhu, *The Finite Element Method : Its basis and fundamentals*, 6th edition, Butterworth-Heinemann (2005).
- [13] B. D. Zaitsev, I. E. Kuznetsova, The energy density and power flow of acoustic waves propagating in piezoelectric materials, *Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **50(12)**, 1762-1765 (2003).
- [14] G. W. Farnell, Acoustic surface waves, *Topics in Applied Physics* **24**, 31-34 (1978).
- [15] <http://teams.femto-st.fr/equipe-cosyma/simulation-tools>
- [16] W. Steichen, S. Ballandras, *Composants acoustiques utilisés pour le filtrage - Matériaux pour l'électronique et dispositifs associés*, Techniques de l'Ingénieur (2008).
- [17] A. J. Slobodnik, Microwave acoustic surface wave investigations using laser light deflection, *Proceeding of the IEEE* **58(3)**, 488-490 (1970).
- [18] A. J. Slobodnik, E. D. Conway, New high frequency, high coupling, low beam steering cut for acoustic surface waves on LiNbO₃, *Electron. Lett.* **6(6)**, 171-173 (1970).
- [19] N. Naumenko, L. Solie, Optimal cuts of Langasite, La₃Ga₅SiO₁₄ for SAW devices, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* **48(2)**, 530-537 (2001).
- [20] D. Morgan, *Surface Acoustic Wave filters with applications to electronic communications and signal processing*, Elsevier (2007).