



HAL
open science

Conception et réalisation de résonateurs à ondes de surface transverses à réseaux de fines bandes métalliques sur substrat de quartz

E. Gavignet, S. Ballandras, E. Bigler, C. Bonjour, J. Renaud, W. Daniau

► To cite this version:

E. Gavignet, S. Ballandras, E. Bigler, C. Bonjour, J. Renaud, et al.. Conception et réalisation de résonateurs à ondes de surface transverses à réseaux de fines bandes métalliques sur substrat de quartz. *Journal de Physique III*, 1996, 6 (1), pp.105-120. 10.1051/jp3:1996110 . jpa-00249442

HAL Id: jpa-00249442

<https://hal.science/jpa-00249442>

Submitted on 4 Feb 2008

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

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

Conception et réalisation de résonateurs à ondes de surface transverses à réseaux de fines bandes métalliques sur substrat de quartz

E. Gavignet⁽¹⁾, S. Ballandras⁽¹⁾, E. Bigler⁽¹⁾, C. Bonjour⁽¹⁾, J.C. Renaud⁽²⁾ et W. Daniau⁽¹⁾

⁽¹⁾Laboratoire de Physique et Métrologie des Oscillateurs du CNRS associé à l'Université de Franche-Comté, 32 avenue de l'Observatoire, 25044 Besançon Cedex, France

⁽²⁾ Laboratoire d'Optique P.M. Duffieux, Faculté des Sciences et des Techniques la Bouloie, route de Gray, 25030 Besançon Cedex, France

(Reçu le 27 juin 1995, accepté le 10 octobre 1995)

PACS.43.20+g – General linear acoustics

PACS.43.25+y – Nonlinear acoustics, macrosonics

PACS.46.30-i – Structural mechanics of shells, plates, and beams

Résumé. — A l'aide d'un modèle théorique de propagation d'ondes de surface transverses sur substrats piézoélectriques sous réseaux de sillons gravés ou de fines bandes métalliques déposées, une méthode de prédiction de la fréquence de résonance d'un résonateur basé sur ce type d'onde est présentée. Celle-ci fait appel à un modèle de lignes de transmission permettant la prise en compte des propriétés physiques particulières de chaque élément du résonateur. On montre aussi qu'une telle approche théorique permet d'évaluer la sensibilité de la fréquence de résonance aux paramètres technologiques de réalisation du résonateur (angle de coupe du substrat, dimensions du réseau de discontinuité, hauteur des obstacles, etc). La mise en œuvre pratique de tels dispositifs sur substrats de quartz a rendu possible la comparaison entre prédictions théoriques et résultats expérimentaux, qui fait ainsi ressortir l'intérêt des modèles de propagation avec piézoélectricité pour améliorer la fiabilité des calculs théoriques.

Abstract. — Using a theoretical model of surface transverse wave propagation on piezoelectric substrates under shallow groove or thin metal strip gratings, a theoretical method for predicting the resonance frequency of a surface transverse wave resonator is proposed. This method is based on a transmission line model which allows to take into account the physical properties of each component of the resonator. This theoretical approach is used to predict the sensitivity of the resonance frequency to different technological design parameters of the resonator (cut angle of the substrate, grating's dimensions, thickness of the strips, etc). The practical implementation of these devices on quartz substrates allows to compare theoretical predictions and experimental results. It is then possible to emphasize the improvements of theoretical predictions when using piezoelectric model of surface transverse wave propagation.

1. Introduction

La demande industrielle de dispositifs haute-fréquence de grandes stabilité thermique et pureté spectrale a nécessité le développement technologique des composants à ondes élastiques de surface. Selon cette approche, des travaux ont été menés afin de mettre au point de nouveaux principes permettant la réalisation de filtres et résonateurs à ondes de surface dans le

domaine de 1 à 4 GHz. L'utilisation, à cette fin, d'ondes de surface à polarisation purement transverses mises en évidence par Auld [1] puis Plessky [2] a permis des améliorations sensibles des caractéristiques électriques des composants à ondes de surface par rapport à celles obtenues classiquement grâce aux ondes de Rayleigh. En particulier, différents travaux théoriques [3, 4] et expérimentaux [5, 6] ont montré que pour certaines orientations cristallines de plaque de quartz à simple rotation (coupes AT), les ondes de surface transverses se propagent à des vitesses plus élevées de 60 % par rapport à celles des ondes de Rayleigh. De plus, ces ondes de surface transverses de polarisation voisines de celle des ondes de volume de cisaillement offrent des possibilités de compensation en température [7] adéquates pour des applications nécessitant une très grande stabilité en fréquence. Enfin, le fonctionnement en régime d'excitation électrique plus élevé qu'en ondes de Rayleigh [8] permet d'améliorer la pureté spectrale des résonateurs à ondes de surface transverses.

Une fois clairement établi l'intérêt des ondes de surface transverses pour la fabrication de filtres et résonateurs haute-fréquence, il est nécessaire de développer des outils de simulation fiables permettant d'en optimiser les paramètres technologiques tels que l'orientation cristalline du substrat, les dimensions des réseaux de discontinuités, etc. De tels outils existent [9, 10] mais font la plupart du temps appel à des modèles non piézoélectriques insuffisamment précis pour une description fidèle des caractéristiques du résonateur [11]. Les exemples d'analyses incluant les effets piézoélectriques [12, 13] ne font pas l'objet de descriptions théoriques détaillées et s'avèrent donc difficiles à appliquer pour l'étude systématique de résonateurs à ondes de surface transverses.

On se propose donc de détailler au sein du présent article un modèle théorique de calcul de la fréquence de résonance d'un résonateur à ondes de surface transverses basé sur un modèle de propagation avec piézoélectricité [14] combiné avec une approche de lignes de transmission. On analysera des résonateurs composés d'une cavité résonnante (réseau central) encadrée par deux réseaux miroirs servant à piéger l'énergie électro-acoustique dans la cavité centrale. En particulier, on mettra à profit le phénomène de bande d'arrêt en fréquence lié à la propagation de l'onde de surface transverse sous réseau périodique pour améliorer le piégeage, en imposant des périodes spatiales différentes dans la cavité et les miroirs. Ainsi, un rappel concernant le modèle de propagation piézoélectrique fera l'objet de la première partie de l'article. Par la suite, on explicitera les outils théoriques nécessaires à la prédiction de la fréquence de résonance d'un résonateur à 3 cavités, tout en précisant les limites de validité. En dernière partie, on comparera les résultats théoriques obtenus précédemment aux mesures expérimentales effectuées sur coupes de quartz à simple rotation proches des coupes AT et BT. On conclura sur les perspectives d'applications industrielles de tels dispositifs.

2. Modèle de propagation piézoélectrique

Il n'est pas question dans ce paragraphe de développer toutes les équations du modèle de propagation des ondes de surface transverses sur substrat piézoélectrique dont le détail figure en référence [14]. On rappellera simplement les hypothèses concernant la nature de ces ondes, utilisées pour rendre compte de leurs propriétés physiques d'un point de vue théorique.

Les ondes de surface transverses sont des ondes de polarisation purement transversales pouvant être excitées par couplage piézoélectrique sur des substrats d'orientations cristallines particulières, tels que les coupes de quartz à simple rotation. Dans ce cas, les conditions d'excitation sont remplies pour une direction de propagation de l'onde colinéaire à l'axe Z tourné (noté Z') comme reporté sur la figure 1. On aura affaire alors à une onde proche de l'onde de volume de cisaillement se propageant dans une plaque tournée de 90° autour de l'axe X par rapport à celle représentée en figure 1 [15]. Le champ de déplacement mécanique u_1 et le potentiel électrique

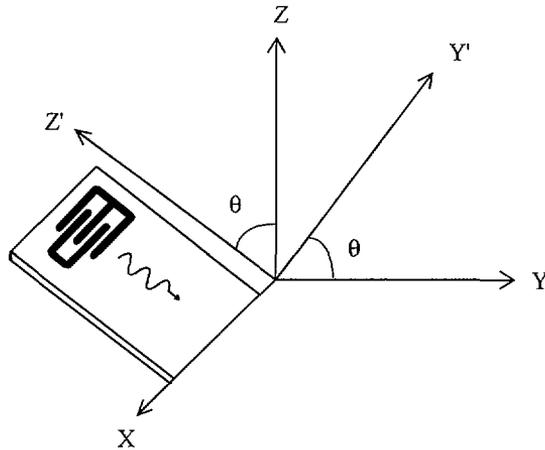


Fig. 1. — Définition des coupes cristallines et direction de propagation pour ondes de surface trans-
verses dans le cas du quartz.

[Definition of crystal cuts and propagation direction for surface transverse waves on quartz.]

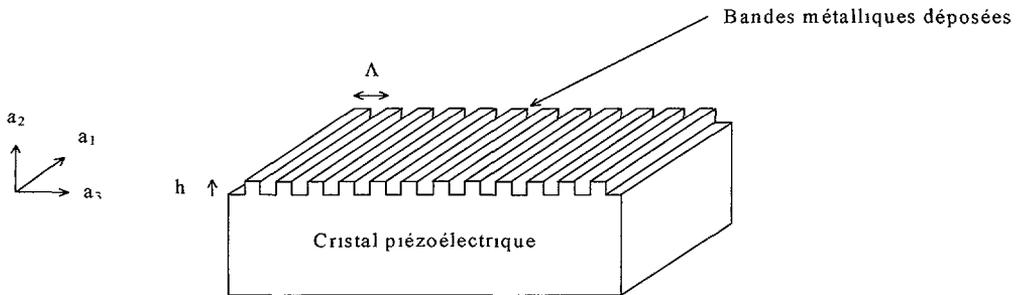


Fig. 2. — Structure d'une cavité à réseau de discontinuités périodiques pour le guidage des ondes de
surface transverse et définition des axes de la plaque.

[Structure of a cavity with a periodical discontinuity grating for guiding surface transverse waves and
definition of the plate axes.]

couplé Φ s'écriront dans les axes (a_1, a_2, a_3) de la plaque comme la somme de deux ondes
partielles, et ce pour chaque mode guidé par la structure (cf. Fig. 2). Si a_2 correspond à l'axe
orienté négativement suivant la profondeur de la plaque et a_3 à la direction de propagation,
les expressions u_1 et Φ sont données par les relations (1a) et (1b).

$$u_1 = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{r=1}^2 A_{nr} e^{-\alpha_{nr} a_2} \right) e^{-j\beta_n a_3} e^{j\omega t} \tag{1a}$$

$$\Phi = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left(\sum_{r=1}^2 C_{nr} A_{nr} e^{-\alpha_{nr} a_2} \right) e^{-j\beta_n a_3} e^{j\omega t} \tag{1b}$$

dans lesquelles A_{nr} représente les termes d'amplitude mécanique, C_{nr} est relatif au couplage
entre le champ de déplacement et le potentiel électrique, α_{nr} est le coefficient de pénétration

de l'onde dans la plaque et β_n le nombre d'onde dont l'expression donnée par le théorème de Bloch-Floquet est $\beta_0 + 2\pi n/\Lambda$ (Λ est la période du réseau et $n \in \mathbb{Z}$). On calcule α_{nr} grâce à l'équation de propagation et la condition de Poisson pour un corps diélectrique, cette dernière donnant également l'expression de C_{nr} [14]. On obtient alors la relation entre β_0 et la fréquence angulaire ω grâce aux conditions aux limites mécaniques et électriques. En ce qui concerne les dispositifs à réseaux de bandes métalliques étudiés dans cet article, ces conditions aux limites sont écrites de façon à ne tenir compte que des effets de surcharge massique induits par les bandes, indépendamment de leur influence sur les propriétés électriques de l'onde.

Celle-ci pourra, en effet, être négligée pour des matériaux faiblement piézoélectrique tels que le quartz.

Pour ce faire, il suffit d'annuler le potentiel électrique sur toute la surface de propagation et d'appliquer les conditions aux limites mécaniques suivantes :

$$T_{12}(0, a_3) = h \left[\left(\rho' \omega^2 u_1(0, a_3) + C'_{66} \frac{\partial^2 u_1(0, a_3)}{\partial a_3^2} \right) f(a_3) + C'_{66} \frac{\partial u_1(0, a_3)}{\partial a_3} \frac{\partial f(a_3)}{\partial a_3} \right] \quad (2)$$

où les termes primés ρ' et C'_{66} sont relatifs aux propriétés mécaniques du métal de la bande, respectivement la masse volumique et sa constante élastique de cisaillement (le métal est supposé isotrope). T_{12} représente la contrainte de cisaillement d'épaisseur côté substrat. Dans le cas pratique, le profil des bandes est correctement simulé par la forme rectangulaire [11, 12]. La fonction $f(a_3)$ représentative de ce profil sera alors composée de fonctions de Heaviside et son expression sera :

$$f(a_3) = H(a_3) - H\left(a_3 - \frac{\Lambda}{2}\right) \quad (3)$$

Il est important de préciser que la relation (2) n'est valable que pour le cas de bandes d'épaisseur h très fine devant la période du réseau ($h/\Lambda \ll 1$). Cette condition permet également de ne conserver qu'un nombre fini de modes dans les expressions du champ de déplacement et du potentiel électrique pour rendre compte des propriétés des ondes de surface transverses. Dans le cas classique d'une approximation en proximité de la bande d'arrêt [1, 5–9, 12–14], le nombre de modes est limité à 2 ($n = -1, n = 0$) correspondant à des modes progressifs rétrograde et direct. La prise en compte d'un nombre plus important de modes permet bien entendu d'améliorer les prédictions théoriques. Sur la figure 3, on a reporté les courbes de dispersion calculées pour une onde de surface transverse se propageant en surface d'une plaque de quartz de coupe AT ($\theta = 36^\circ$) sous un réseau de bandes d'aluminium d'épaisseur $h = 150$ nm, le pas du réseau étant égal à $4,9 \mu\text{m}$ (fréquence de départ de la bande d'arrêt proche de 500 MHz). On a superposé les résultats obtenus en considérant 2, 4 ou 6 modes pour u_1 et Φ . On note une différence sensible entre les courbes à 2 et 4 modes, celles à 4 et 6 modes étant très voisines l'une de l'autre. Cette comparaison semble indiquer qu'un modèle dit de modes couplés (2 modes) pourrait se révéler insuffisant pour une prédiction théorique précise des propriétés des ondes de surface transverses, mais qu'il n'est pas nécessaire de considérer plus de 4 modes pour tendre vers les propriétés réelles de l'onde. On notera la cohérence de ces résultats avec ceux obtenus par Thompson [3] à l'aide d'un modèle de propagation purement mécanique, négligeant donc les effets piézoélectriques. Ces conclusions théoriques seront vérifiées lors de la confrontation des résultats expérimentaux avec les données issues du calcul détaillé dans le paragraphe suivant.

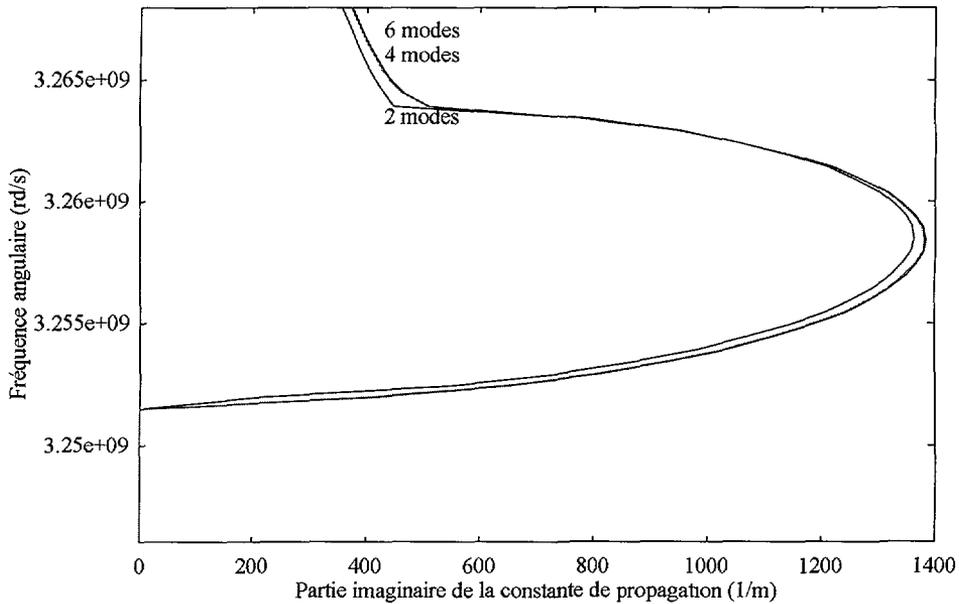


Fig. 3. — Comparaison des courbes de dispersion obtenues pour des modèles à 2, 4 et 6 modes. Propagation sur plaque de coupe AT ($\theta = 36^\circ$) de quartz, $h = 150$ nm, $\Lambda = 4,9$ μm .

[Comparison between dispersion curves obtained using 2, 4 and 6 modes. Propagation on AT cut of quartz ($\theta = 36^\circ$), $h = 150$ nm, $\Lambda = 4.9$ μm .]

3. Calcul de la fréquence de résonance d'un résonateur à ondes de surface transverses

3.1. MATRICE DE TRANSFERT. — Comme cela a été expliqué précédemment, un résonateur à ondes de surface transverses est composé de deux réflecteurs entre lesquels se trouve une cavité. Chaque réseau, de période spatiale différente, est formé d'une série d'obstacles (sillons gravés ou bandes métalliques) pour laquelle toutes les caractéristiques de propagation sont connues. On se propose donc, en s'inspirant de travaux déjà réalisés [16], de déterminer les coefficients de la matrice de transfert liant les amplitudes mécaniques des ondes incidentes (notées u_{11+} , u_{12-}) et réfléchies (notées u_{11-} , u_{12+}) de part et d'autres d'un réseau. Celui-ci de période Λ est supposé de longueur L et débute à une distance d de l'origine (Fig. 4). Il nous faut connaître les coefficients de la matrice M telle que :

$$\begin{pmatrix} u_{11+} \\ u_{11-} \end{pmatrix} = (M) \begin{pmatrix} u_{12+} \\ u_{12-} \end{pmatrix} \quad (4)$$

Chaque déplacement mécanique est exprimé en $a_2 = 0$ et tient compte, par symétrie du problème, du second mode de Floquet obtenu en remplaçant β_0 par $2\pi/\Lambda - \beta_0$. Ce second mode, lui aussi solution du problème de propagation décrit au paragraphe précédent, correspond en fait à une inversion de sens de l'axe de propagation a_3 . Exprimons alors β_0 de la façon suivante :

$$\beta_0 = \frac{\pi}{\Lambda} + \delta\beta \quad (5)$$

où $\delta\beta$ est réel dans la bande passante, imaginaire dans la partie basse de la bande d'arrêt et complexe dans la partie haute (cf. Fig. 3). Afin de s'affranchir de la dépendance de l'onde

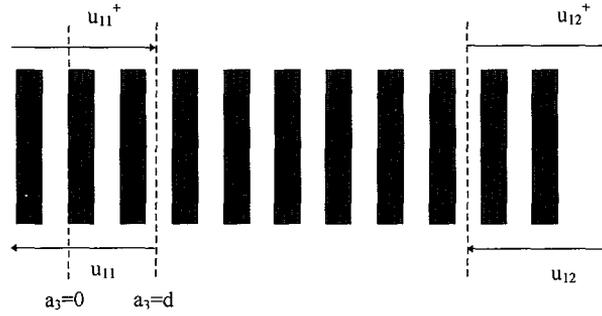


Fig. 4. — Définition de la matrice de transfert pour un réseau périodique de bandes métalliques.

[Definition of the transfer matrix for a periodic grating of metal strips.]

suivant a_2 (voir Éq. (1)), on ne tient compte que des contributions des différentes composantes de l'onde en surface de propagation. Le modèle est également simplifié par le fait que l'on ne s'intéresse qu'à la partie mécanique de l'onde pour laquelle on va appliquer une condition de résonance. La prise en compte de la contribution du potentiel électrique nécessiterait des développements plus compliqués dont la compatibilité avec les conditions aux limites imposées au paragraphe 2 pour résoudre le problème de propagation reste à vérifier.

On obtient ainsi en $a_3 = d$:

$$\begin{aligned} u_{11+} &= \sum_{n=0}^{+\infty} \left\{ A_n e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) + \delta\beta\right)d} + A'_n e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) - \delta\beta\right)d} \right\} \\ u_{11-} &= \sum_{n=-\infty}^{-1} \left\{ A_n e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) + \delta\beta\right)d} + A'_n e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) - \delta\beta\right)d} \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

avec

$$\begin{aligned} A_n &= \sum_{r=1}^2 A_{nr} && \text{pour le 1er mode de Floquet} \\ A'_n &= \sum_{r=1}^2 A'_{nr} && \text{pour le 2ème mode de Floquet.} \end{aligned}$$

En reliant chaque terme d'amplitude A_n et A'_n à A_0 et A'_0 , correspondant à l'harmonique $n = 0$, il vient :

$$\begin{aligned} u_{11+} &= \sum_{n=0}^{+\infty} \left\{ x_n A_0 e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) + \delta\beta\right)d} + x'_n A'_0 e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) - \delta\beta\right)d} \right\} \\ u_{11-} &= \sum_{n=-\infty}^{-1} \left\{ x_n A_0 e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) + \delta\beta\right)d} + x'_n A'_0 e^{-j\left(\frac{\pi}{\Lambda}(2n+1) - \delta\beta\right)d} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

où

$$\begin{aligned} A_n &= x_n A_0 \\ A'_n &= x'_n A'_0 \end{aligned}$$

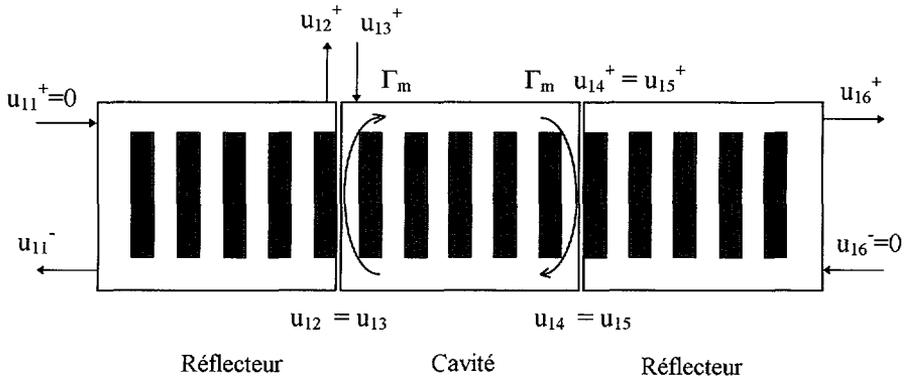


Fig. 5. — Condition de résonance pour une structure réflecteur-cavité-réflecteur.

[Resonance condition for a mirror-cavity-mirror structure.]

Une démarche analogue en $d + L$ permet d'écrire :

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u_{11+} \\ u_{11-} \end{pmatrix} &= (P(d)) \begin{pmatrix} A_0 \\ A'_0 \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u_{12+} \\ u_{12-} \end{pmatrix} &= (P(d + L)) \begin{pmatrix} A_0 \\ A'_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \tag{8}$$

La matrice $P(d)$ étant exprimée par :

$$P(d) = \begin{pmatrix} \sum_{n=0}^{+\infty} x_n e^{-j(\frac{\pi}{\lambda}(2n+1)+\delta\beta)d} & \sum_{n=0}^{+\infty} x'_n e^{-j(\frac{\pi}{\lambda}(2n+1)-\delta\beta)d} \\ -1 & -1 \\ \sum_{n=-\infty}^{-1} x_n e^{-j(\frac{\pi}{\lambda}(2n+1)+\delta\beta)d} & \sum_{n=-\infty}^{-1} x'_n e^{-j(\frac{\pi}{\lambda}(2n+1)-\delta\beta)d} \end{pmatrix} \tag{9}$$

Les termes de la matrice $P(d + L)$ sont alors déduits de ceux de $P(d)$ en remplaçant dans chaque terme exponentiel d par $d + L$. La matrice de transfert M prend donc la forme suivante :

$$(M) = (P(d))(P(d + L))^{-1} \tag{10}$$

Afin de s'affranchir de l'écriture de lourdes expressions, nous ne développerons pas le produit de matrices précédent et nous nous contentons donc de donner à la relation (4) la forme ci-dessous :

$$\begin{pmatrix} u_{11+} \\ u_{11-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & c \\ b & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{12+} \\ u_{12-} \end{pmatrix} \tag{11}$$

3.2. CONDITION DE RÉSONANCE. — On suppose que le résonateur est intégralement représenté par une simple structure de type réflecteur-cavité-réflecteur qui ne tient pas compte des transducteurs à peignes interdigités (Fig. 5). On peut alors appliquer à chaque réseau la relation (11), ce qui donne pour la cavité :

$$\begin{pmatrix} u_{13+} \\ u_{13-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_r & c_r \\ b_r & d_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_{14+} \\ u_{14-} \end{pmatrix} \tag{12}$$

De plus, on considère que le système est parfaitement isolé, de telle sorte qu'aucune onde ne puisse pénétrer par les extrémités libres des réseaux réflecteurs. L'onde se propageant dans la structure est engendrée uniquement par les transducteurs à peignes interdigités inclus dans les réseaux réflecteurs.

Il vient ainsi :

$$\begin{aligned} u_{11+} &= 0 \\ u_{16-} &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

Leur coefficient de réflexion Γ_m est naturellement défini par :

$$\Gamma_m = \frac{u_{14-}}{u_{14+}} = \frac{u_{12+}}{u_{12-}} \quad (14)$$

ce qui donne, à l'aide des relations (11) et (13) :

$$\Gamma_m = \frac{b_m}{a_m} \quad (15)$$

où a_m et b_m sont les coefficients de la matrice de transfert d'un réflecteur.

La condition de résonance est obtenue à partir de l'équation (12) en combinant les expressions de la relation (14), et en imposant des déplacements mécaniques identiques entre les accès 2 et 3 soit $u_{12+} = u_{13+}$. Cette condition prend alors la forme suivante :

$$1 = \Gamma_m \frac{b_r + d_r \Gamma_m}{a_r + c_r \Gamma_m} \quad (16)$$

Cette expression correspond en fait à une généralisation de celle établie par Bigler *et al.* [10] pour un modèle non piézoélectrique ne comportant que 2 harmoniques ($n = 0$ et -1). Elle dépend uniquement des termes des matrices de transfert de la cavité et des réflecteurs pour lesquels on impose dans la relation (9) :

$$\begin{aligned} d &= d_m = 0 && \text{pour les réflecteurs} \\ d &= d_r = -\frac{\Lambda_r}{2} && \text{pour la cavité} \end{aligned} \quad (17)$$

Les origines de chaque réseau sont ainsi choisies au début d'un obstacle.

Le principe du calcul de la fréquence de résonance consiste alors à balayer les valeurs de ω dans la bande d'arrêt des réflecteurs et à retenir la valeur de la pulsation qui vérifie la relation (16). Il est ainsi possible d'obtenir les variations de la fréquence du résonateur suivant ses principaux paramètres constitutifs. Cette démarche sera mise en œuvre dans le chapitre suivant afin de définir les structures de résonateur retenues pour la réalisation de dispositifs expérimentaux.

4. Résultats expérimentaux

4.1. CONCEPTION DES RÉSONATEURS. — Un des principaux paramètres à déterminer pour la réalisation de masques optiques destinés à la fabrication de résonateurs à onde de surface transverses sur substrat piézoélectrique est le nombre d'obstacles à l'intérieur de la cavité résonnante. Dans le cas du quartz, on a utilisé le modèle décrit précédemment pour déterminer les conditions optimales de résonance sur des coupes à simple rotation voisine des coupes AT et BT (respectivement $\theta = 36^\circ$ et $\theta = -54^\circ$ avec propagation suivant l'axe tourné Z'). Les constantes élastiques, piézoélectriques, diélectriques et la masse volumique du quartz utilisés

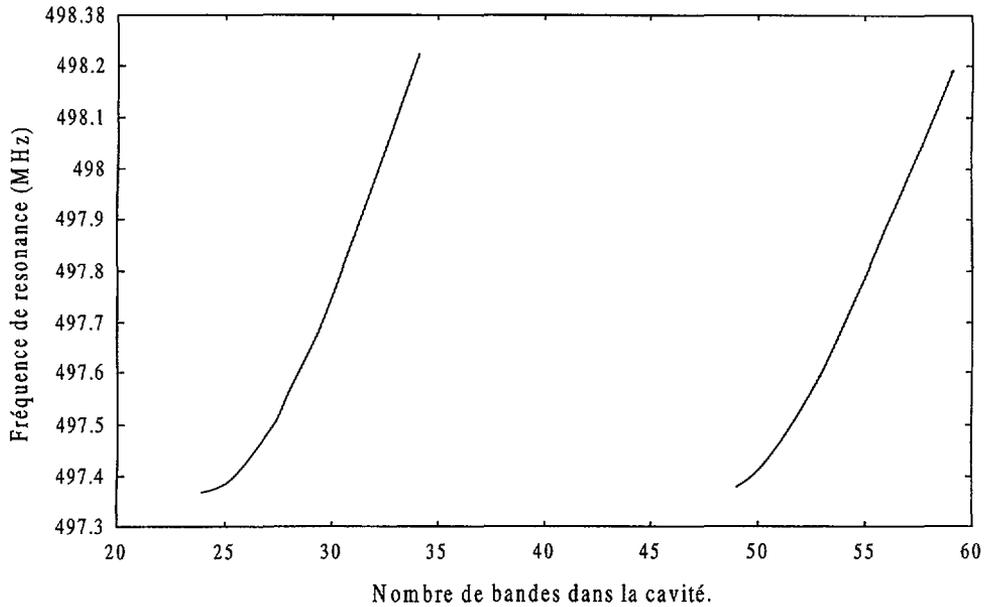


Fig. 6. — Influence du nombre de bandes métalliques dans la cavité sur la fréquence de résonance.

[Influence of the number of metal strips within the cavity on the resonance frequency.]

pour les calculs sont données par Slobodnik [17]. On a tracé sur la figure 6 la dépendance de la fréquence de résonance d'un résonateur à ondes de surface transverses en fonction du nombre ν de bandes métalliques à l'intérieur de la cavité. Le métal des bandes correspond à de l'aluminium polycristallin tel qu'il est obtenu par dépôt en pulvérisation cathodique. La constante élastique de cisaillement d'épaisseur C'_{66} a été fixée à 25 GPa et sa masse volumique à 2695 kg/m³. L'épaisseur d'aluminium considérée est égale à 1 000 Å. La longueur de la cavité est alors définie par $L_r = (2\nu + 1)\Lambda_r/2$ dans le cas des bandes rectangulaires de largeur $\Lambda_r/2$. Le piégeage de l'énergie électro-acoustique étant maximum en bas de la bande d'arrêt, il est impératif de choisir un nombre de bandes correspondant à une valeur minimale de la fréquence de résonance. On minimise ainsi les pertes de radiation du dispositif.

Les réseaux réflecteurs comporteront eux un nombre d'obstacles très grand ($N = 750$) de façon à ce que toute l'énergie électro-acoustique soit emmagasinée dans la cavité résonnante. D'autre part, on fixe la période spatiale dans les réflecteurs à une valeur supérieure à celle de la cavité de façon à ce que la fréquence de résonance de cette dernière tombe dans leur bande d'arrêt. On obtient alors un confinement optimal de l'énergie électro-acoustique dans la cavité en tirant partie de l'atténuation de l'onde dans les réflecteurs du fait d'un nombre d'onde β_0 complexe. La figure 7 illustre cette démarche en montrant la position du point de fonctionnement sur les courbes de dispersion relatives aux réflecteurs et à la cavité. Les transducteurs interdigités d'excitation et de détection sont composés de 67 paires de doigts. Cette valeur représente un compromis entre l'efficacité d'excitation sur un matériau faiblement piézoélectrique comme le quartz, qui requiert un nombre de paires de doigts important (supérieur à 50) et les dimensions du résonateur compte tenu de contraintes technologiques liées au générateur de masques utilisé.

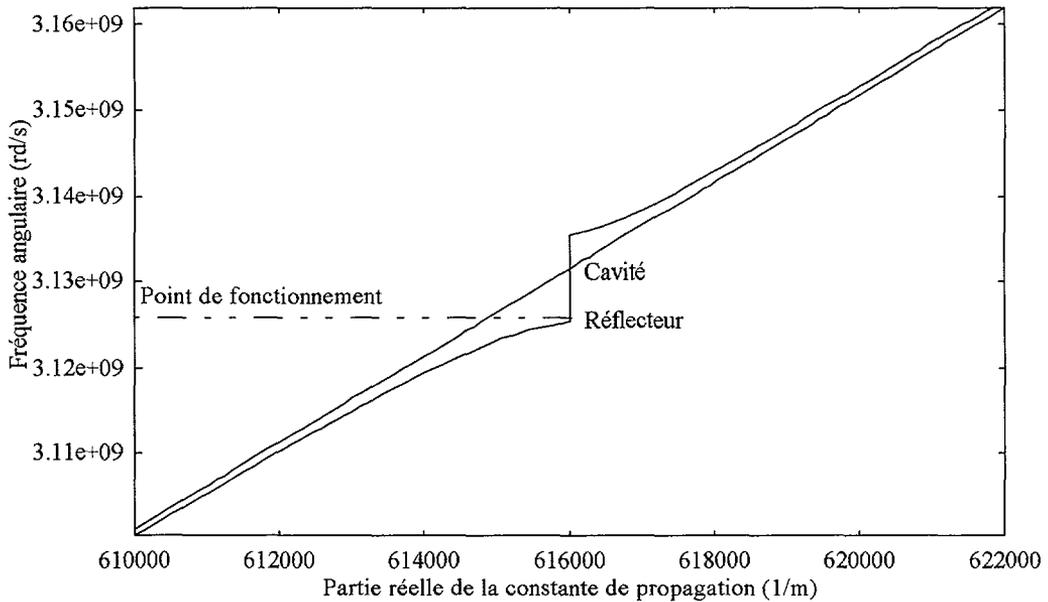


Fig. 7. — Superposition des courbes de dispersion pour la cavité et le réflecteur d'un résonateur à ondes de surface transverses sur quartz coupe AT ($\theta = 36^\circ$), $h = 1000 \text{ \AA}$, $\Lambda_r = 4,9 \text{ \mu m}$ et $\Lambda_m = 5,1 \text{ \mu m}$.

[Superimposition of dispersion curves within the cavity and the mirror for a surface transverse wave resonator built on an AT cut of quartz ($\theta = 36^\circ$), $h = 1000 \text{ \AA}$, $\Lambda_r = 4.9 \text{ \mu}$ et $\Lambda_m = 5.1 \text{ \mu m}$.]

On remarquera également sur la figure 6 un certain nombre de configurations ne donnant pas lieu à une estimation théorique de la fréquence de résonance. Ceci indique que la condition (16) n'a pu être respectée dans ces conditions. Ce résultat suggère qu'il existe des structures à ondes de surface transverses qui ne permettent pas le piégeage de l'énergie électro-acoustique dans la cavité pour une coupe de cristal donnée. Cependant, des ondes pourront se propager dans un tel guide, mais on s'attend à mesurer alors un coefficient de qualité du dispositif nettement inférieur à celui d'un résonateur respectant la condition de phase. Cette hypothèse, déjà vérifiée par Bigler *et al.* [10], peut être validée expérimentalement en choisissant des nombres d'obstacles v dans la cavité correspondant respectivement au cas le plus favorable théoriquement ($v = 25$ pour la coupe AT, 26 pour la coupe BT) et au cas ne satisfaisant pas la condition de résonance (16) ($v = 10$ à 24 pour la coupe AT, 10 à 25 pour la coupe BT). La figure 8 rappelle de manière synthétique les différentes structures utilisées en fonction de la coupe de quartz utilisée et de la fréquence de travail. La figure 9 montre un des dispositifs réalisés sur coupe AT ($\theta = 36^\circ$), fonctionnant à une fréquence proche de 500 MHz.

4.2. COMPARAISON ENTRE MESURES ET PRÉDICTIONS THÉORIQUES. — Grâce à un analyseur de réseau, on a pu mesurer la réponse en fréquence des résonateurs réalisés précédemment. La fréquence de résonance est mesurée en faisant correspondre le zéro de phase (modulo 2π) au pic d'amplitude le plus important. Un exemple de réponse en fréquence est présenté sur la figure 10 pour un résonateur sur coupe AT ($\theta = 38^\circ$) dont les caractéristiques dimensionnelles sont précisées dans le tableau I. Ce tableau permet la comparaison des résultats obtenus pour différentes variantes de résonateurs sur coupe AT de quartz à des fréquences voisines de 500 MHz et de 1 GHz, ainsi que sur coupe BT de quartz à une fréquence proche de 325 MHz. On peut souligner immédiatement la concordance des fréquences de résonance théoriques et expérimentales.

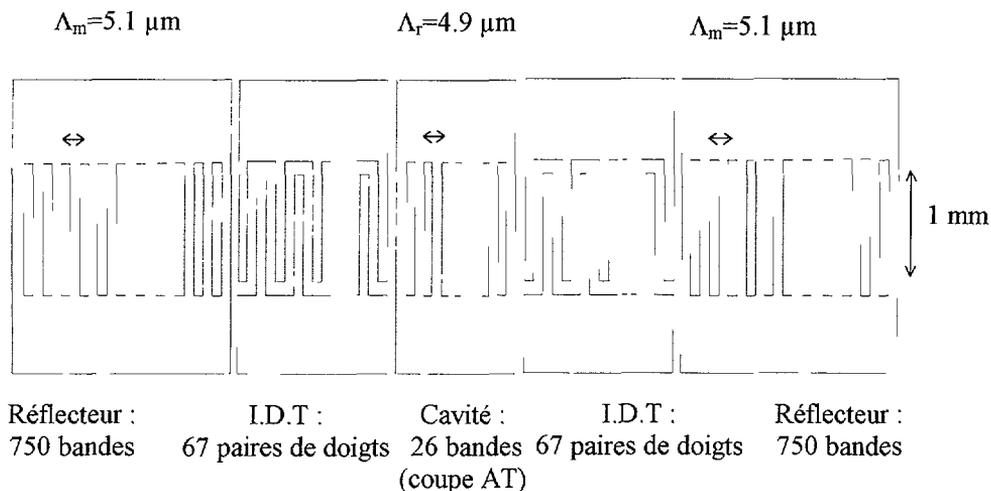


Fig. 8. — Schéma des structures de résonateur mis en œuvre suivant les coupes de cristal et les fréquences de travail.

[Scheme of resonator structures implemented *versus* crystal cut angles and working frequencies.]

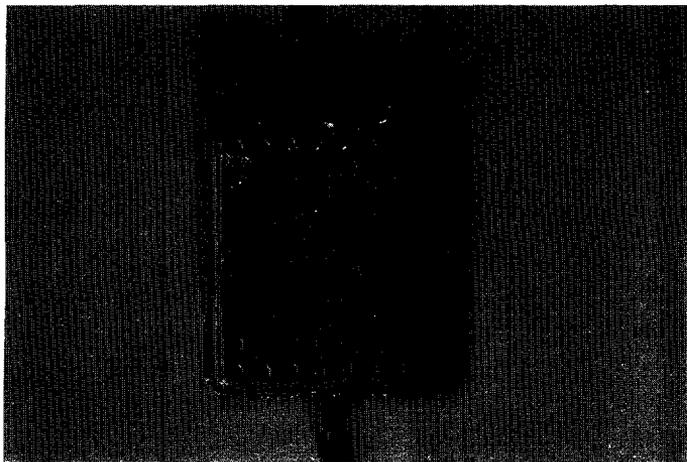


Fig. 9. — Résonateur à ondes de surface transverses sur quartz sur coupe AT ($\theta = 38^\circ$) $F \simeq 500$ MHz.

[Surface transverse wave resonator built on an AT cut of quartz ($\theta = 38^\circ$) $F \simeq 500$ MHz.]

qui met en évidence l'importance de la prise en compte des effets piézoélectriques par rapport à de précédents modèles les négligeant [10]. Il existe également, comme prévu, des configurations pour lesquelles le modèle n'autorise pas de prédictions de fréquence de résonance. Si expérimentalement il est possible d'obtenir une réponse en fréquence, la faible valeur du coefficient de qualité témoigne d'un moins bon piégeage de l'énergie électro-acoustique dans la cavité. On peut donc considérer que l'information délivrée par l'analyse théorique concernant le respect de la condition (16) est bien représentative de la faculté du dispositif à emmagasiner l'énergie électro-acoustique dans la cavité, et donc sa qualité en tant que résonateur.

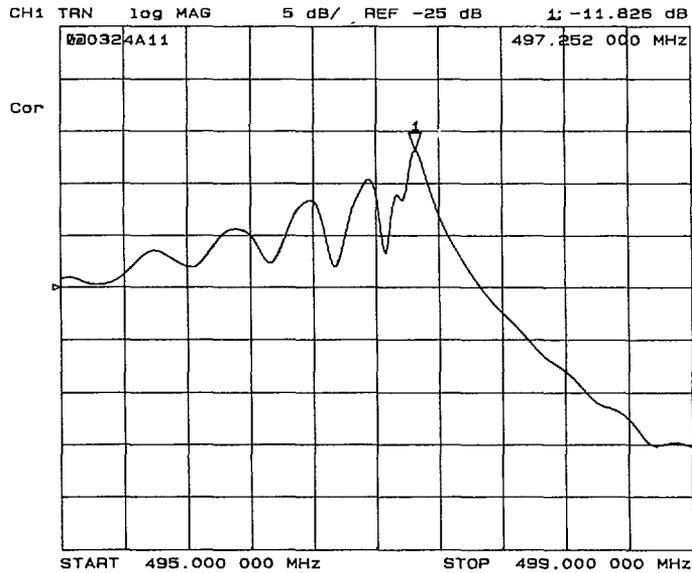


Fig. 10. — Réponse en fréquence d'un résonateur ($F \simeq 500$ MHz) sur quartz sur coupe AT ($\theta = 38^\circ$).
[Frequency response of a resonator built on an AT cut of quartz ($\theta = 38^\circ$, $F \simeq 500$ MHz).]

On a vérifié d'autre part la sensibilité des prédictions théoriques au nombre de modes pris en compte pour l'onde de surface transverse. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau II pour un résonateur sur coupe AT ($\theta = 37^\circ$) de fréquence voisine de 500 MHz, les conclusions tirées de cette analyse étant généralisables aux autres structures. Malgré les différences relevées sur les courbes de dispersion au chapitre 2, on montre que celles-ci n'influencent guère la fréquence de résonance calculée théoriquement. Ceci peut s'expliquer en remarquant que la condition $h/\lambda_{\text{acoustique}} \ll 1$ sur laquelle est basée une bonne partie du modèle de propagation [14] est largement respectée. Comme cela a été démontré déjà [3, 4, 9, 12], un modèle de modes couplés s'avère très fidèle au cas réel pour une telle situation. On relèvera cependant la cohérence des résultats du tableau II. On s'est intéressé enfin à l'influence des paramètres dimensionnels des obstacles sur la fréquence de résonance, déjà étudiée expérimentalement par Avramov [7]. Sur la figure 11 est reportée la courbe de variation de la fréquence d'un résonateur sur coupe AT ($\theta = 36^\circ$) en fonction de h . Il s'agit d'un résonateur de fréquence proche de 620 MHz, dont on connaît le nombre de bandes intracavités ainsi que les périodes spatiales des différents réseaux. L'épaisseur de métallisation n'étant fournie qu'en valeur relative par rapport à la longueur d'onde acoustique dans la référence [7], on ne pourra comparer que la tendance générale des deux courbes qui indiquent très nettement une diminution de la fréquence de résonance avec l'augmentation de la hauteur des obstacles. Ceci traduit l'effet de surcharge massique qui a tendance à ralentir les ondes se propageant en surface. On peut s'attendre à une meilleure concordance des résultats pour un dispositif dont on serait capable d'identifier exactement tous les paramètres dimensionnels, mais, on note malgré toute la fiabilité des prédictions obtenues grâce au modèle théorique. Sur ce même type de résonateur, Avramov a mesuré également l'influence du rapport de métallisation par période intracavité [7]. Cette influence étant prévisible grâce au modèle théorique, on a superposé en figure 12 les résultats

Tableau I. — *Comparaison des fréquences de résonance théoriques et expérimentales pour différentes configurations de résonateur.*

[Comparison of experimental and theoretical resonance frequencies for different configurations of resonators.]

Cut angle (degree)	37	37	38	38	-54	-54	36	36
Number of strips in the cavity	25	31	22	25	26	27	25	31
Aluminium thickness (nm)	110	110	100	100	100	100	80	80
Λ_r in the cavity (μm)	4,9	4,9	4,9	4,9	4,9	4,9	2,45	2,45
Λ_m in the reflectors (μm)	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1	2,55	2,55
Theoretical frequency (MHz)	496,2	496,8	/	495,4	325,1	325,2	991,2	993,2
Experimental frequency (MHz)	497,7	498,0	495,3	497,3	325,2	325,3	998,4	996,4
Q loaded	/	/	1 811	3 825	2 970	3 600	2 400	2 500
Q unloaded	6 900	2 980	2 515	5 100	3 095	3 770	2 610	2 690
Insertion loss (dB)	-9,1	-11,4	-11	-12	-28	-27	-22	-23

Tableau II. — *Sensibilité de la valeur théorique de fréquence de résonance au nombre de modes composant l'onde de surface transverse prise en compte pour le calcul, résonateur sur coupe AT ($\theta = 37^\circ$), $\Lambda_r = 4,9 \mu\text{m}$, $\Lambda_m = 5,1 \mu\text{m}$, $h = 110 \text{ nm}$.*

[Sensitivity of the theoretical resonance frequency versus the number of mode taken into account for the propagation calculation. for a resonator built on an AT cut ($\theta = 37^\circ$), $\Lambda_r = 4.9 \mu\text{m}$, $\Lambda_m = 5.1 \mu\text{m}$, $h = 110 \text{ nm}$.]

Nombre de bandes dans la cavité	25	31
Fréquence mesurée expérimentalement (en MHz)	497,7	498,0
Fréquence théorique calculée avec 2 modes (en MHz)	496,228	496,797
Fréquence théorique calculée avec 4 modes (en MHz)	496,192	496,752
Fréquence théorique calculée avec 6 modes (en MHz)	496,187	496,747
Fréquence théorique calculée avec 8 modes (en MHz)	496,185	496,745

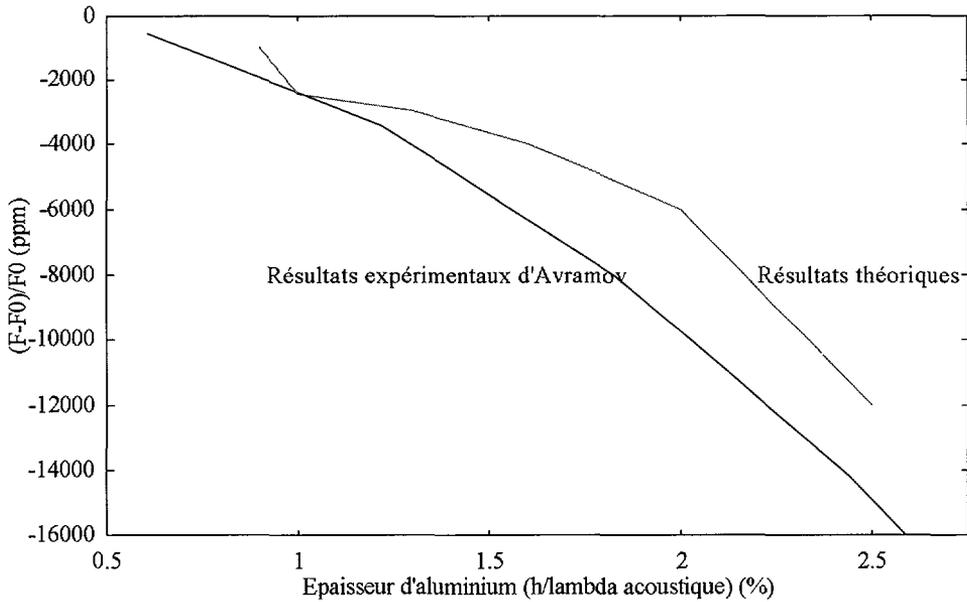


Fig. 11. — Influence de la hauteur des obstacles sur la fréquence de résonance (coupe AT, $\theta = 36^\circ$). Comparaison avec les résultats expérimentaux d'Avramov [7].

[Influence of the obstacle height on the resonance frequency (AT cut, $\theta = 36^\circ$). Comparison with Avramov's experimental results [7].]

de calculs correspondant aux expériences de la référence [7]. On montre une fois encore la concordance avec les prévisions théoriques, malgré les indéterminations déjà évoquées pour les résultats de la figure 11.

5. Conclusion

Une méthode de calcul de la fréquence de résonance d'un dispositif à ondes de surface transverses à trois cavités (réflecteur-cavité-réflecteur) a été mise au point partant d'un modèle théorique de propagation sur substrat piézoélectrique, sous réseaux de sillons gravés ou de bandes métalliques déposées. Celle-ci tient compte des principaux paramètres dimensionnels des structures étudiées et s'avère faiblement sensible au nombre de modes considérés dans le cas d'obstacles de hauteur très inférieure à la longueur d'onde acoustique λ_a . Elle a permis de réaliser des résonateurs à ondes de surface transverses optimisés en terme de confinement de l'énergie dans la cavité, comme en atteste les coefficients de qualité expérimentaux. On a montré le bon accord entre prévisions théoriques et résultats des mesures sur ces mêmes résonateurs. On dispose donc d'un outil fiable pour la conception et la réalisation de résonateurs haute-fréquence. Il reste toutefois à développer à partir du modèle de propagation piézoélectrique un module de simulation du comportement électrique de ces résonateurs afin de trouver le meilleur compromis entre coefficient de qualité, pertes d'insertion et lobes secondaires, en jouant par exemple sur l'orientation cristalline du substrat ou encore le rapport cyclique spatial dans les différents réseaux.

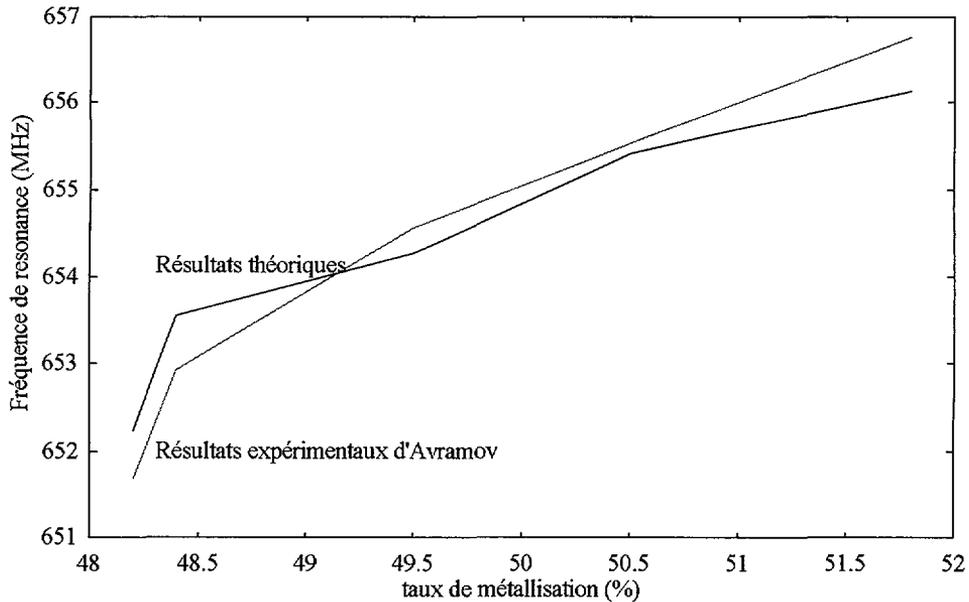


Fig. 12. — Influence du rapport cyclique spatial sur la fréquence de résonance (coupe AT, $\theta = 36^\circ$). Comparaison avec les résultats expérimentaux d'Avramov [7].

[Influence of the metallization spatial ratio on the resonance frequency (AT cut, $\theta = 36^\circ$) Comparison with Avramov's experimental results [7].]

En ce qui concerne les applications industrielles de tels dispositifs qui touchent principalement au filtrage haute-fréquence ou à la réalisation de sources ultra-stables en fréquence, elles seront principalement conditionnées par une amélioration notable de la reproductibilité des résultats expérimentaux. Ceci sous-entend la nécessité d'un effort important de caractérisation tant théorique que pratique des sensibilités de ces dispositifs aux paramètres technologiques constitutifs.

Bibliographie

- [1] Auld B.A., Gagnepain J.J. et Tan M., Horizontal shear waves on corrugated surfaces, *Elect. Lett.* **12** (1976) 650-651.
- [2] Gulyaev Yu. V. et Plesskii V.P., *Sov. Tech. Phys. Lett.* **3** (1977) 87-88.
- [3] Thompson D.F., Temperature compensation of microwave acoustic resonators, Ph. D. Dissertation, Ginzton Laboratory (Stanford University, June 1986).
- [4] Renard A., Henaff J. et Auld B.A., SH surface wave propagation on corrugated surfaces of rotated Y-cut quartz and berlinite crystals, *Ultrason. Symp. Proc. IEEE*, cat. 81CH1689-9 (1981) pp. 123-128.
- [5] Ronnekleiv A., High Q resonators based on surface transverse waves, *Ultrason. Symp.*, IEEE cat. n°86CH2375-4 (1986) pp. 257-280.

- [6] Bagwell T.L. et Bray R.C., Novel surface transverse wave resonators with low loss and high Q , Proc. Ultrason. Symp., IEEE cat. n°87CH2492-7 (1987) pp. 319-324.
- [7] Avramov I.D., Microwave oscillators stabilized with surface transverse wave resonant devices, Proc. 46th Ann. Freq. Cont. Symp., IEEE cat. n°92CH3083-3 (Hershey-PA, june 1992) pp. 391-408
- [8] Avramov I.D., 1 GHz voltage controlled oscillator using a SSBW/BGW combined mode resonator filter, Proc. 45th Ann. Freq. Cont. Symp., IEEE cat. n°91CH2965-2 (Los Angeles, june 1991) pp. 230-238.
- [9] Ronnekleiv A., Anisotropy in surface transverse waves resonators, Proc. Ultrasoni. Symp., IEEE cat. n°87CH2492-7 (1987) pp. 325-329.
- [10] Bigler E., Auld B.A., Ritz E. et Sang E., An analysis of the influence of design parameters on the resonant frequency and Q -factor of Surface Transverse Wave (STW) resonators, Proc. 45th Ann. Freq. Cont. Symp., IEEE cat. n°91CH2965-2 (Los Angeles, june 1991) pp. 222-229.
- [11] Bigler E., Gavignet E., Auld B.A., Ritz E. et Sang E., Surface Transverse Wave (STW) quartz resonators in the GHz range, Proc. 6th European Frequency and Time Forum (Noordwijk, Netherlands, March 1992) pp. 219-222.
- [12] Flory C.A. et Baer R.L., Surface transverse wave mode analysis and coupling to interdigital transducers, Proc. Ultrason. Symp., IEEE cat. n°87CH2492-7 (1987) pp. 313-318.
- [13] Plessky V.P. et Thorvaldsson T., GHz range STW resonators and narrowband filters, Proc. 8th European Frequency and Time Forum (Münich, march 1994) pp. 604-608.
- [14] Gavignet E., Ballandras S. et Bigler E., Ondes de surface transverses sous un réseau de bandes métalliques ou de sillons gravés sur substrats piézoélectriques, *J. Phys. III France* 5 (1995) 1113-1125.
- [15] Ballandras S., Gavignet E. et Bigler E., Influence des effets de température quasi-statiques du premier ordre sur les dispositifs à ondes de surface transverses sur sillons gravés, *J. Phys. III France* 5 (1995) 161-174.
- [16] Baer R.L., Flory C.A., Tom Moy M. et Solmon D.S., STW chemical sensors, Proc. Ultrason. Symposium, IEEE cat#92CH3118-7 (1992) pp. 293-298.
- [17] Slobodnik A.J., Conway E.D. et Delmonico R.T., Microwave Acoustics Handbook, vol. 1A: Surface Wave Velocities (Air Force Cambridge Research Labs, 1973).