

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

MEMOIRE DE MAGISTER

***EXCITATION ET DETECTION DES ONDES T.H.
PAR TRANSDUCTEURS INTERDIGITES.
Application au capteur de viscosité en Langasite et
ses dérivés.***

OPTION : BIOCAPTEURS A SEMICONDUCTEURS

**Par
BENOUADEN Lotfi**

Devant le jury composé de:

Président:	F. MANSOUR	Professeur, Université de Constantine
Rapporteur:	M. BENSLAMA	Professeur, Université de Constantine
Examineurs:	A. CHAABI	Professeur, Université de Constantine
	D. BENATIA	Professeur, Université de Batna

Promotion : 2005/2006

A mes chers parents

A ma cher femme

À Mes frères et ma sœur

A Touts mes amis

B. Lotfi

Remerciements

Je réserve tous mes remerciements à nos Dieux qui nous ont guidés toujours vers les biens, pour la foi et l'islam, pour ses merveilles données, qui nous ne pouvons jamais de les compter. On a dit, ce qui ne remercie pas les gens ne remercie jamais le dieu.

Alors, Je remercie chaleureusement Monsieur M. Benslama, Professeur à l'Université de Constantine, et le chef de la Laboratoire d'Électromagnétisme et Télécommunication de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire et de m'encadrer. Grâce à leurs compétences, j'ai pu mener à bien ma thèse. Je tiens à leur exprimer toute mon estime pour leur soutien sur le plan scientifique.

Je remercie Madame F. Mansour, Professeur à l'Université de Constantine qui m'a fait l'honneur d'être présidente du jury de ce mémoire, je lui exprime mes sincères remerciements.

J'exprime également mes sincères remerciements à Monsieur A. Chaabi, Professeur à l'Université de Constantine et Monsieur D. Benatia, Professeur à l'Université de Batna, d'avoir participé à ce jury.

Je voudrais réserver aussi mes remerciements très spéciaux à mes parents, qui m'ont toujours soutenu pendant ma vie et à ma femme, qui m'a encouragé de continuer mes études, dont le soutien est toujours précieux et indispensable à la réussite de mes études.

*En fin je m'adresse mes remerciements à mes amis de pour toujours Samir, Adel, M^{ed}, Yamen, César, Kamel *2, Nabil qui sont mon soutien dans la vie.*

Je tiens à remercier, MRS : Sami, Amar, Lamine et tous ceux qui ont bien voulu m'apporter leur aide à l'élaboration de ce mémoire.

SOMMAIRE

	Pages
<u>INTRODUCTION GENERALE</u>	04
<u>Chapitre 1 : GENERALITES SUR LES ONDES ELASTIQUES</u>	06
A-INTRODUCTION :	07
B-DEFINITIONS :	07
B-1-Élasticité :	07
B-2-Déformation des corps solides:	07
B-3-Piézoélectricité :	08
B-4-Viscosité:	08
C-ONDES ELASTIQUES PLANES DANS UN MILIEU ILLIMITE.....	08
C-1-Généralités :	08
C-2-Equations constitutives :	09
C-2-a-Déplacement- déformation :	09
C-2-b-Equation d'équilibre :	10
C-3-Effet de la piézoélectricité :	11
C-4-Equation de Christoffel :	12
C-5-Surfaces de lenteurs :	14
C-6-Coefficient de couplage électromécanique :	15
C-7-Effet de la viscoélasticité :	15
D-ONDES ELASTIQUES PLANES DANS UN MILIEU LIMITE	16
D-1-Conditions aux limites Loi de Snell - Descartes :	16
D-2-Conversions de modes :	16
E-DIFFERENTS TYPES D'ONDES ACOUSTIQUES :	17
- ondes de surface :	17
- ondes guidées dans une plaque :	17
- ondes se propageant dans un milieu inhomogène :	17
<u>Chapitre 2: EXCITATION PAR DES TRANSDUCTEURS INTERDIGITES DES ONDES DE VOLUME</u>	18
A-INTRODUCTION :	19
B- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN I.D.T. :	19
B-1-Réponse fréquentielle d'un I.D.T. :	20

SOMMAIRE

C-PRINCIPE DE L'EXCITATION DES ONDES DE VOLUME : CONDITION DE L'INTERFERENCE CONSTRUCTIVE :	21
D-CONDITION D'EXCITATION PAR UN I.D.T. DES ONDES T.H. DANS UN MILIEU PIEZOELECTRIQUE SEMI INFINI :	23
D-1-Rôle de la symétrie cristalline :	23
-Rôle de la piézoélectricité :	24
D-2-Application a la langasite :	25
E-ETUDE DES ONDES T.H. DANS UN SEMI - ESPACE DE LANGASITE :	28
E-1-Relation de dispersion :	28
E-2-Caractéristiques de l'onde T.H :	29
E-2-a-Vitesse de phase :	29
E-2-b-Fréquence de coupure :	31
E-2-c-Direction du vecteur d'onde :	33
E-2-d-Direction du flux d'énergie :	34
E-2-e-Vitesse de groupe:	35
E-2-f-Coefficient de couplage électromécanique:	38
<u>Chapitre 3 : ETUDE DES ONDES T.H. GUIDEES DANS UNE PLAQUE DE LGS</u>	<u>39</u>
A-INTRODUCTION :	40
B-DISPOSITIF TYPE A ONDES T.H. GUIDEES ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT:	40
B-1-Principe de fonctionnement :	41
C-ETUDE ANALYTIQUE DES CARACTERISTIQUES DE DISPOSITIF À ONDES T.H.GUIDES :	43
C-1-Les caractéristiques fréquentielles :	43
C-1-a-Bande passante :	43
C-1-b-Fréquences des modes de plaque :	47
C-1-c-Vitesses des modes de plaque :	52
C-2-Caractéristiques temporelles :	54
C-2-a-Temps de groupe :	54
D-EFFET DE LA TEMPERATURE :	57
<u>Chapitre 4 : APPLICATION D'UN DISPOSITIF A ONDES T.H. GUIDEES AUX CAPTEURS DE VISCOSITE</u>	<u>59</u>
A-INTRODUCTION :	60
B-PROPAGATION DES ONDES T.H. DANS UN LIQUIDE :	60
C-CONDITIONS AUX LIMITES :	63

SOMMAIRE	.
D-PRINCIPE DE LA MESURE :	65
E-CONCLUSION :	68
CONCLUSION GENERALE	69
ANNEXE 1:	70
ANNEXE 2:	79
BIBLIOGRAPHIE :	82

INTRODUCTION GENERALE

Un des principaux enjeux de ces deux dernières décennies dans le domaine des télécommunications, est la montée en fréquence. La course perpétuelle vers les hautes fréquences, pousse les chercheurs à trouver des nouveaux moyens et procédés pour atteindre cela par le développement des nouveaux matériaux riches en propriétés physiques et chimiques. Parmi les systèmes concernés par cette montée inéluctable en fréquence, les Filtres passe-bande apparaissent en premier plan. Depuis leur développement à base de composants électroniques conventionnels, ces systèmes n'ont pas pu répondre, vu leurs performances limitées, aux besoins des nouvelles technologies. L'attention s'est alors dirigée vers les dispositifs à ondes acoustiques qui peuvent être développés comme : résonateurs, capteurs ou encore filtres passe-bande. Ces dispositifs ont montré de grandes performances par rapport aux anciens systèmes conventionnels. De ce fait, les dispositifs BAW (Bulk Acoustic Waves) ont pris ces deux dernières décennies une importance considérable dans le domaine des communications mobiles.

Le plus ancien cristal utilisé dans ce domaine est le quartz, il est bien adapté au domaine de la stabilisation de fréquence des oscillateurs, mais il n'est pas utilisable comme générateur d'ultrasons (couplage électromécanique trop faible) ni même comme matériau acoustoélectronique pour la réalisation de certains filtres électroniques à grande largeur de bande indispensables aux télécommunications portables. De plus, on sait que l'utilisation du quartz sera limitée vers le domaine des hautes fréquences à cause de ses pertes acoustiques intrinsèques. (Les bandes de fréquence allouées aux services des télécommunications portables sont situées à des fréquences de plus en plus élevées : 900 MHz puis 1800 MHz pour les téléphones portables GSM, plus de 2200 MHz pour la nouvelle norme UMTS, et probablement encore plus haut pour tous les futurs services de télécommunications.

Pour ces raisons et autres, la recherche en matériaux piézoélectriques appliquées au domaine du temps fréquence, des filtres hauts fréquence et des capteurs de précision à sortie de fréquence cherche des pistes du côté de nouveaux matériaux visant à dépasser les limites du quartz. En ce qui concerne les applications aux oscillateurs et les capteurs vibrants de haute performance, la compensation des effets de température est primordiale.

Une piste explorée en Russie, aux années 1980, est celle de l'oxyde mixte de lanthane, de gallium et silicium, appelé selon une terminologie russe "Langasite", ou **LGS**, de formule $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$. Des dérivés, très intéressants également, sont le **LGT** ou

"Langatate" et **LGN** ou "Langanite". Le grand intérêt de **LGS** et autres dérivés est d'offrir une amélioration d'un facteur 2 à 3 du couplage électromécanique par rapport au quartz, des coupes compensées en température existent pour les ondes de volume et de surface, et le cristal garde ses propriétés piézoélectriques jusqu'à 1200 C°, une vraie révolution par rapport à la limite du quartz (573C°). Ils sont obtenus par fusion et tirage, comme le silicium. À la fois très soutenue par les applications militaires et spatiales et donc très protégée par le secret à cause des implications stratégiques des oscillateurs de haute performance, la recherche en piézoélectricité a donc connu entre 1990 et 2000 une ouverture imprévue dans cette période .

Nous essayerons dans cette étude de donner quelques caractéristiques intéressantes de LGS et ses dérivés, lors de leur utilisation dans le domaine des capteurs à base des dispositifs à ondes de volume BAW.

Alors, dans le chapitre 1, nous exposons quelques notions liés aux milieux de propagation tels que l'élasticité, la piézoélectricité, la viscosité...etc. .Ensuite, nous établirons les lois de propagation des ondes élastiques dans ces milieux illimités.

Puis, les conditions d'excitations des ondes de volume par un I.D.T. dans un milieu piézoélectrique et semi infini sont établies au chapitre 2. Les caractéristiques de tels types d'ondes dans un semi espace de langasite sont établies à la fin de ce chapitre.

Selon la géométrie du dispositifs à ondes T.H. guidées, deux fonctionnements sont possibles, fonctionnement en faisceaux guidés et fonctionnement en modes de plaques. Le chapitre 3 présenté l'étude de ces ondes pour ces deux types de fonctionnements.

L'utilisation de tels dispositifs à ondes T.H guidées dans le domaine des oscillateurs de très haute fréquence et des capteurs est connue. Pour le premier domaine, il y a une concurrence importante avec ceux utilisant les résonateurs à ondes de surface (Rayleigh) dont la pureté spectrale est très grande. C'est dans ce dernier domaine que les applications sont développées au chapitre 4. En particulier, le dispositif est utilisé pour mesurer les propriétés viscoélastiques de liquides.

Enfin, il faut noter que les résultats sont obtenus à l'aide des programmes sous MATLAB version 6.5, la validation de ces programmes se fait par la comparaison avec les résultats obtenus par [15] dans le cas du quartz.

CHAPITRE I :

GENERALITES SUR LES ONDES ELASTIQUES

A-INTRODUCTION :

L'étude de la propagation des ondes élastiques dans les solides dits déformable est articulée autour de la théorie de l'élasticité. Il est cependant nécessaire de prendre en considération les paramètres suivants:

- caractéristiques du matériau utilisé telles que ; conductivité, piézoélectricité, élasticité, anisotropie....etc.
- ondes à propager ; type de l'onde (de surface ou de volume), polarisation, milieu et direction de propagation,...etc.
- type de milieu à détecter; visqueux, gaz ...etc.

Pour cette raison nous abordons ce chapitre en donnant quelques définitions, puis nous établirons les équations constitutives et leurs modifications dues aux effets piézoélectriques et viscoélastiques des solides dans un milieu illimité. A la fin de ce chapitre, nous donnons sans démonstration les conditions de propagation dans un milieu limité et les différents types d'ondes qui en découlent.

B-DEFINITIONS :**B-1-Élasticité :**

C'est l'étude du comportement des solides déformables, élastiques, isotropes, en petites déformations avec une loi de comportement linéaire [1].

D'autre part, c'est l'étude de la déformation du corps en fonction de l'effort qui la produit ; il est établi à partir d'un certain nombre d'hypothèses, telles que :

- Réversibilité et linéarité des déformations afin d'obéir à la loi de Hook.
- Homogénéité des corps étudiés.

B-2-Déformation des corps solides :

Le solide est dit déformable si les particules qui le constituent ne subissent pas toutes le même déplacement.

B-3-Piézoélectricité :

C'est une propriété pour certains matériaux qui peuvent se polariser électriquement sous l'action d'une tension mécanique (effet piézoélectrique direct), et de se déformer sous l'action d'un champ électrique (effet piézoélectrique inverse).

B-4-Viscosité:

La propriété des matériaux doués de viscosité, est définie comme étant l'effort produisant une déformation S qui s'accroît avec la vitesse $\partial S/\partial t$. Lorsque cette propriété se superpose à celle de l'élasticité, les matériaux sont alors dits viscoélastiques [2].

C-ONDES ELASTIQUES PLANES DANS UN MILIEU ILLIMITE**C-1-Généralités :**

Cette étude est effectuée à partir d'un modèle mathématique décrivant une onde plane ; car ce dernier s'applique à un champ de déplacement des particules qui occupe tout l'espace. Ce modèle nécessite donc, en toute rigueur, un milieu de propagation illimité mais cette conception n'est pas adaptée à la réalité. Cependant le qualificatif d'onde plane peut être attribué à un faisceau d'ondes localement planes, de dimensions très grandes devant la longueur d'onde. Le terme illimité revient alors à supposer que les dimensions du milieu sont plus grandes devant celles du faisceau d'onde, de telle sorte que les effets de bord soient négligeables.

Dans l'approximation de l'onde plane et en milieu isotrope illimité, le déplacement des particules, déterminant la polarisation de l'onde correspondante, peut avoir lieu suivant deux directions (ces deux polarisations définissent les deux types d'onde fondamentales) :

- Onde constituée d'une suite de compression et de dilatation, dont la polarisation est longitudinale, c.à.d. parallèle à la direction de propagation.

- Onde constituée de mouvement de cisaillement, dont la polarisation est transversale, c.à.d. perpendiculaire à la direction de propagation.

C-2-Equations constitutives :**C-2-a-Déplacement- déformation :**

Sous l'action des forces extérieures, un solide subit une déformation si ses particules (atomes, ensemble d'atomes ou de molécules) se déplacent relativement les unes par rapport aux autres. Des contraintes, dues aux forces moléculaires qui tendent à le ramener dans son état de repos, apparaissent [3].

Soit une particule \mathbf{M} d'un solide soumis à des forces extérieures. Sous l'effet de ces forces ; \mathbf{M} va se déplacer de grandeur [4]:

$\mathbf{u} = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0$ Où \mathbf{x}_0 coordonnée de l'état initial de \mathbf{M} ,
 \mathbf{x} coordonnée de l'état final de \mathbf{M} .

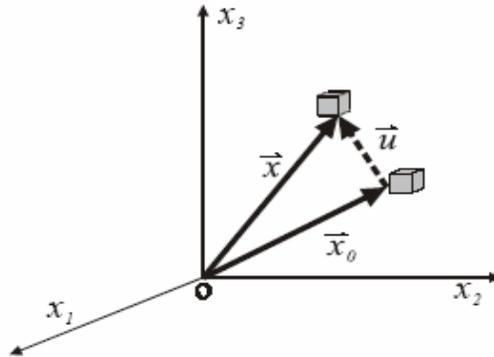


Fig. I-1 : Déplacement d'un élément de volume dans un solide.

Les éléments du tenseur de déformation s'expriment sous la forme [5]:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \times \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right] \quad (1.1)$$

Où S_{ij} est le tenseur de déformation d'ordre 2.

Pour des petites déformations, \mathbf{u} est très petit devant l'unité ; donc :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right] \quad (1.2)$$

Cette relation peut être exprimée sous forme matricielle par :

$$S_I = \nabla_{Ij} \cdot u_j = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x_1} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial x_2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial x_3} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial x_3} & \frac{\partial}{\partial x_2} \\ \frac{\partial}{\partial x_3} & 0 & \frac{\partial}{\partial x_1} \\ \frac{\partial}{\partial x_2} & \frac{\partial}{\partial x_1} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Avec: $I = 1, 2, \dots, 6$. ($I=i$ si $i=j$ et $I=9 - (i+j)$ si $i \neq j$), $j = 1, 2, 3$.

C-2-b-Equation d'équilibre :

La propagation d'une onde élastique dans un solide crée des déformations et par conséquent un champ des contraintes. La propagation d'un élément de volume est régie par l'équation fondamentale de la dynamique : $\vec{F} = m \cdot \vec{\gamma}$

Si l'effet de la pesanteur est négligé, l'équation de mouvement est du type :

$$f_i = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad i=1, 2, 3. \quad (1.4)$$

Avec, ρ est la masse volumique du matériau.

f_i : est la densité de forces par unité de volume, elle est définie par : $f_i = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j}$

T_{ij} : est le tenseur de contraintes du milieu, définie par : $\partial F_i = T_{ij} \cdot \partial s_j$

Où dF_i sont les composantes d'une force locale dF uniforme qui s'exerce sur une surface infiniment petite ds de composantes ds_j .

Donc (1.4) prendra la forme :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad i, j=1, 2, 3. \quad (1.5)$$

Pour un milieu anisotrope et purement élastique, il y a une proportionnalité entre la déformation et les contraintes [6]. Cette proportionnalité est connue sous le nom de la loi de Hook :

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (1.6)$$

Où :

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.7)$$

Avec :

$$C_{ijkl} = \left(\frac{\partial T_{ij}}{\partial S_{kl}} \right) \partial S_{kl} = cste \quad (1.8)$$

C_{ijkl} : sont les modules d'élasticité ou coefficients de rigidité.

Les tenseurs T_{ij} et S_{kl} sont symétriques, par conséquent, les constants élastiques C_{ijkl} ne changent pas lors d'une permutation des 2 premiers ou des 2 derniers indices:

$$C_{jikl} = C_{ijkl} \text{ et } C_{ijlk} = C_{ijkl} \text{ et } C_{ijkl} = C_{klij}.$$

C-3-Effet de la piézoélectricité :

L'effet piézoélectrique (effet direct ou inverse) engendre un couplage entre les grandeurs électriques et mécaniques, donc il est à la base de l'excitation et la détection électrique des ondes élastiques.

D'après [7], l'effet piézoélectrique inverse peut s'exprimer par la relation suivante:

$$T_{ij}^E = e_{kij} \cdot E_k \quad (1.9)$$

Avec : T_{ij}^E Contraintes internes.

e_{kij} : Constantes piézoélectriques (tenseur de rang 3).

E_k : Composantes de champ électrique appliqué,

$$E_k = - \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \text{ Où : } \varphi \text{ est le potentiel électrique.}$$

Considérant les contraintes internes, la loi de Hook vaut :

$$T_{ij} + T_{ij}^E = C_{ijkl} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \quad (1.10)$$

Donc :

$$T_{ij} = C_{ijkl}^E \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_k} + e_{kij} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} (C_{ijkl}^E \cdot u_l + e_{kij} \cdot \varphi) \quad (1.11)$$

En tenant compte de la polarisation électrique, l'induction électrique D_j s'exprime par :

$$D_j = \varepsilon_{jk}^s \cdot E_k + e_{jkl} \cdot S_{kl} = \frac{\partial}{\partial x_k} (e_{jkl} \cdot u_l - \varepsilon_{jk}^s \cdot \varphi) \quad (1.12)$$

Avec : * $\varepsilon_{jk}^s \cdot E_k$: Induction électrique due à l'effet du champ électrique constant ;

– ε_{jk}^s : Constantes diélectriques (tenseur de rang 2).

– E_k : Composantes du champ électrique appliqué.

* $e_{jkl} \cdot S_{kl}$: Induction électrique due à l'action des déformations mécaniques constantes.

En reportant la relation (1.11) dans (1.5) et en considérant que le matériau est isolant (ou de conductivité négligeable) et dans l'hypothèse quasi-statique, le système d'équations de propagation devient :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl}^E \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} + e_{kij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.13)$$

$$e_{jkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} - \varepsilon_{jk}^s \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_j \partial x_k} = 0 \quad (1.14)$$

L'élimination du potentiel électrique φ entre ces deux équations donne :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \bar{C}_{IJ} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k} \quad (1.15)$$

Avec \bar{C}_{IJ} les constantes durcies contractées, définies uniquement pour les ondes planes (car elles dépendent de la direction de propagation) par :

$$\bar{C}_{IJ} = \left| C_{IJ}^E + \frac{(e_{Ij} \cdot n_j)(n_k \cdot e_{kJ})}{(n_j \cdot \varepsilon_{jk}^s \cdot n_k)} \right| \quad I, J=1,2,\dots,6. \text{ et } j, k=1, 2,3. \quad (1.16)$$

C-4-Equation de Christoffel :

Le système d'équations de propagation précédent admet une solution générale sous forme d'onde plane :

$$\begin{aligned} u_i &= u_i^0 \exp j(\omega t - k.n_j.x_j) \\ \varphi_i &= \varphi_i^0 \exp j(\omega t - k.n_j.x_j) \end{aligned} \quad (1.17)$$

Avec : k : nombre d'onde.
 n_j : les cosinus directeurs.

En reportant (1.17) dans (1.13) et (1.14) et en posant :

$$\begin{aligned} \Gamma_{il} &= C_{ijkl}^E . n_j . n_k \\ \gamma_i &= e_{kij} . n_j . n_k \\ \varepsilon &= \varepsilon_{jk}^s . n_j . n_k \end{aligned} \quad (1.18)$$

Le système devient :

$$\begin{aligned} \Gamma_{il} . u_i^0 + \gamma_i . \varphi_0 &= \rho V_p^2 . u_i^0 \\ \gamma_i . u_i^0 - \varepsilon \varphi_0 &= 0 \end{aligned} \quad (1.19)$$

Avec : $V_p^2 = \omega/k$ est la vitesse de phase.

L'élimination de φ_0 conduit à l'équation tensorielle suivante appelée équation de Christoffel:

$$\overline{\Gamma}_{il} . u_i^0 = \rho V_p^2 . u_i^0 \quad (1.20)$$

Où : $\overline{\Gamma}_{il}$ étant la matrice de Christoffel définie par :

$$\overline{\Gamma}_{il} = \Gamma_{il} + \frac{\gamma_i . \gamma_l}{\varepsilon} = \overline{C}_{ijkl} . n_j . n_k \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (1.21)$$

Le système (1.20) admet au moins une solution non nulle si et seulement si le déterminant (1.22) est nul [8] :

$$\left| \overline{\Gamma}_{il} - \chi_i . \delta_{il} \right| = 0 \quad (1.22)$$

Avec δ_{il} le symbole de Kronecker qui vaut : $\delta_{il} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = l \\ 0 & \text{si } i \neq l \end{cases}$

La matrice (1.21) est symétrique et elle a trois valeurs propres réelles et positives $\chi_i = \rho V_p^2$ (qui correspondent aux vitesses de propagation de trois modes) et trois vecteurs propres orthogonaux. Il leur correspond alors trois ondes planes se propageant dans une même direction de propagation.

Dans un milieu anisotrope, les polarisations orthogonales (qui sont données par les vecteurs propres) définissent les trois ondes planes suivants :

- onde quasi longitudinale (sa polarisation u_y est très voisine de la direction de propagation \vec{n}).
- Onde transversale quasi verticale de polarisation u_z (onde transversale rapide).
- Onde transversale quasi horizontale de polarisation u_x (onde transversale lente) [9].

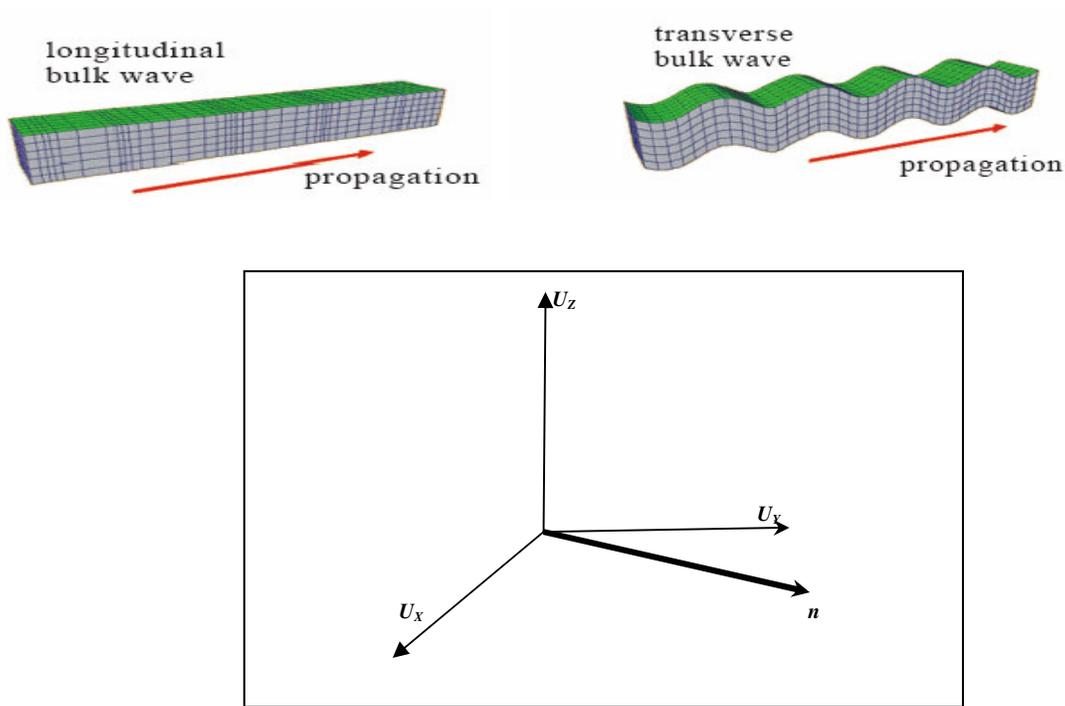


Fig.I-2 : Polarisation des trois ondes de volume

C-5-Surface des lenteurs : [10]

La surface de lenteur L caractérise la propagation libre des ondes élastiques dans un solide et indique la direction de propagation de l'énergie. Elle est le lieu des extrémités du vecteur : $\vec{L} = \frac{\vec{n}}{V}$, où \vec{n} est la direction de propagation. La surface de lenteur se compose en général de 3 nappes relatives aux modes possibles: longitudinal et deux transversaux.

La résolution de l'équation de Christoffel a permis de déterminer les 3 modes de propagation: un mode transversal, un mode quasi-transversal et un mode quasi-longitudinal.

C-6-Coefficient de couplage électromécanique :

Le coefficient de couplage électromécanique traduit l'aptitude d'un matériau à transformer l'énergie mécanique (ou électrique) en énergie électrique (ou mécanique) [11].

Dans un matériau piézoélectrique ; une onde est piézoélectriquement active si la variation de sa vitesse, en raison de l'effet piézoélectrique, est non nulle [12].

Donc, le coefficient de couplage électromécanique K est défini en fonction de cette variation par la relation :

$$K^2 = \frac{V_p^2 - V_p'^2}{V_p^2} \approx \frac{2\Delta V_p}{V_p} \quad (1.23)$$

$$\text{Où : } \Delta V_p = V_p - V_p'$$

Avec V_p : la vitesse de phase en tenant compte de la piézoélectricité ;

V_p' : la vitesse de phase sans tenir compte de la piézoélectricité ;

$$V_p' = \left| \frac{\Gamma_{il}}{\rho} \right|^{1/2} = \left| \frac{C_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k}{\rho} \right|^{1/2} \quad (1.24)$$

$$V_p = \left| \frac{\overline{\Gamma_{il}}}{\rho} \right|^{1/2} = \left| \frac{\overline{C_{ijkl} \cdot n_j \cdot n_k}}{\rho} \right|^{1/2} \quad (1.25)$$

Par l'intermédiaire de la relation (1.16), la relation (1.23) devient :

$$K^2 = \frac{(e_{Jk} \cdot n_k)(n_j \cdot e_{jI})}{C_{IJ}^E (n_j \cdot \varepsilon_{jk}^s \cdot n_k)} \quad (1.26)$$

C-7-Effet de la viscoélasticité :

L'équation de la contrainte dans un matériau viscoélastique est :

$$T_{ij} = C_{ijkl} \cdot S_{kl} + \eta_{ijkl} \cdot \frac{\partial S_{kl}}{\partial t} \quad (1.27)$$

Avec : η_{ijkl} est les Composantes du tenseur de viscosité.

Dans le cas d'une excitation harmonique, la relation devient :

$$T_{ij} = (C_{ijkl} + j\omega\eta_{ijkl})S_{kl} \quad (1.28)$$

Le terme imaginaire est d'autant plus important que la fréquence est grande.

L'effet de la viscoélasticité est à l'origine de l'atténuation des ondes élastiques dans les matériaux acoustiques. Cette atténuation est proportionnelle au carré de la pulsation [13].

Donc pour des très hautes fréquences d'excitation, cet effet n'est pas négligeable. Pour en tenir compte, il convient de reporter la relation (1.27) dans l'équation de propagation (1.5).

D-ONDES ELASTIQUES PLANES DANS UN MILIEU LIMITE

D-1-Conditions aux limites Lois de Snell - Descartes :

Le passage d'une onde élastique dans un milieu soit limité, soit multicouche peut s'accompagner de :

- réflexions
- transmissions
- conversion de modes

Ces derniers phénomènes, conversion de modes, sont régis par les conditions aux limites.

Sur une interface plane séparant deux milieux, ces conditions s'expriment par la continuité, en tout point de l'interface, des grandeurs suivantes [7]:

- déplacements mécaniques U_i
- contraintes mécaniques T_{ij}
- la projection sur l'interface de chacun des vecteurs d'ondes réfléchis k_r et transmis k_t , soit égale à celle du vecteur d'onde incident k_i (lois de Snell - Descartes).

D-2-Conversions de modes :

Ce phénomène apparaît lors d'une réflexion sur une surface plane libre de contraintes et il peut aussi exister en transmission [14].

Parmi les trois types de polarisations précédents (longitudinale, transversale verticale et transversale horizontale), la seule onde qui conserve sa polarisation lors d'une réflexion sur une surface plane c'est l'onde transversale horizontale.

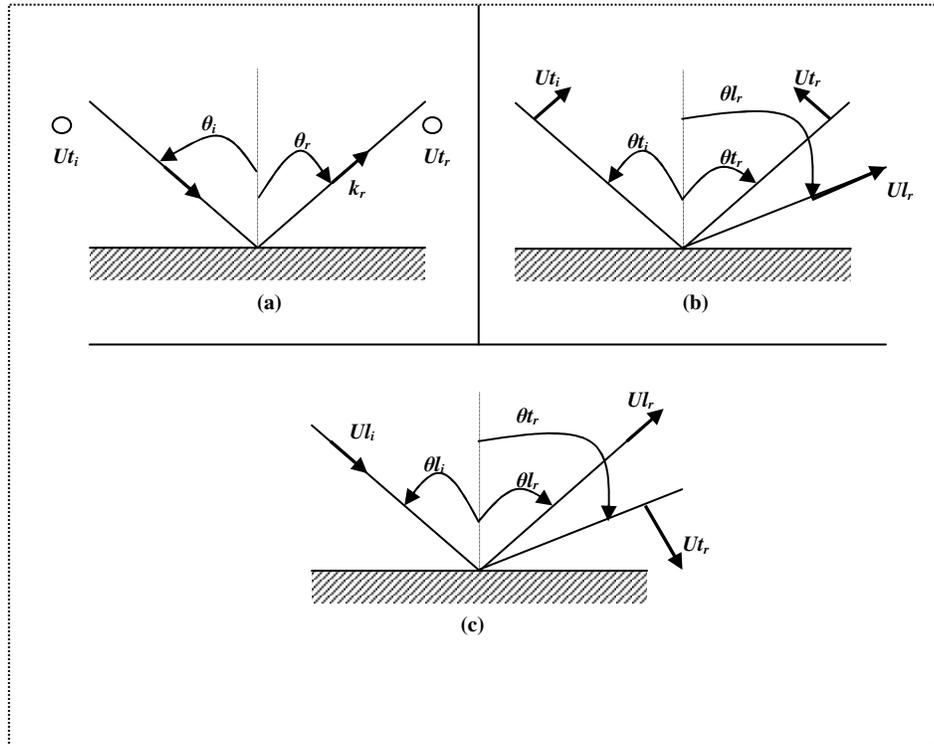


Fig.I-4 : Réflexion d'une onde de polarisation :

a) – transversale horizontale, b) – transversale verticale, c) – longitudinale.

E-DIFFERENTS TYPES D'ONDES ACOUSTIQUES :

Dans un milieu limité, les différents types d'ondes ne sont que des solutions de l'équation de propagation qui doivent satisfaire, bien sur, aux conditions aux limites imposées par ce milieu. Selon celles-ci, ces différents types d'ondes sont classés en trois catégories dans la littérature [15]:

- **ondes de surface** : telles que :

- * ondes de *Rayleigh*.
- * ondes de *Bleustein - Gulayev*.
- * ondes piégées par une surface corruguée.

- **ondes guidées dans une plaque** : telles que :

- * ondes de plaque de polarisation transversale horizontale.
- * ondes de *Lamb*.

- **ondes se propageant dans un milieu inhomogène** : telles que :

- * ondes de *Stoneley*.
- * ondes de *Love*.

CHAPITRE: II

EXCITATION PAR DES TRANSDUCTEURS INTERDIGITES DES ONDES DE VOLUME.

A- INTRODUCTION :

R. M. White, a été le premier à découvrir la génération et la détection des ondes acoustiques de surface par des électrodes sur la surface d'un cristal piézoélectrique [15] qui sont appelées: transducteurs interdigités (*IDT : InterDigital Transducers*).

Ces électrodes sont très utilisées dans les dispositifs à ondes acoustiques de surface. Nous en dénombrons plusieurs variantes géométriques permettant de définir la réponse fréquentielle du dispositif réalisé [16].

Dans ce chapitre, nous présentons en premier temps le principe d'excitation des ondes acoustiques. Nous établissons ensuite les conditions d'excitation des ondes de surface SAW, car ces transducteurs étaient, à l'origine, utilisés pour l'excitation et la détection de ce type d'ondes ; puis celui des ondes de volume de polarisation transversale horizontale (T.H.) dans un milieu piézoélectrique semi infini. Enfin, nous étudions les caractéristiques de ces ondes (T.H) dans un semi espace de langasite.

B- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN I.D.T. :

Un I.D.T. est constitué de deux électrodes métalliques en forme de peigne, déposées sur un substrat piézoélectrique comme le montre la figure (II.1).

L'application d'une tension électrique entre les 2 électrodes, crée un champ électrique périodique qui engendre des compressions et des dilatations au voisinage de la surface, en raison de l'effet piézoélectrique.

Quand un champ électrique alternatif est appliqué sur l'I.D.T, un champ de déformation est généré dans le cristal piézoélectrique qui produit des ondes acoustiques de surface et de volume (qui étaient considérées comme des réponses parasites). Ces ondes de surface sont émises de chaque côté du l'I.D.T. et le front d'onde est parallèle aux ses doigts [18].

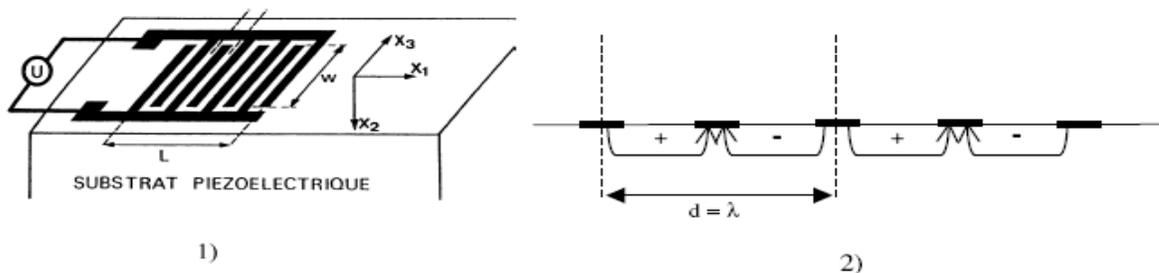


Figure (II-1) :1)- transducteur interdigité, 2)- Lignes du champ près de la surface du solide

Les transducteurs interdigités ne fonctionnent efficacement que lorsque la longueur d'onde λ des ondes SAW est égale à la période du transducteur d , dans ce cas les vibrations des particules s'ajoutent de façon constructive. Cela se produit lorsque le transducteur est excité à la fréquence de synchronisme définie par:

$$f_s = \frac{V_R}{d} = \frac{V_R}{\lambda} \tag{2.1}$$

V_R : est la vitesse de propagation des ondes Rayleigh.

Si la fréquence d'excitation électrique s'écarte de celle de synchronisme, les vibrations émises par chaque source (paire de doigts) se trouvent déphasées. Donc, l'interférence n'est plus totalement constructive [19].

Quant à la détection de l'onde de Rayleigh, elle peut se faire par un second IDT déposé sur le chemin de propagation.

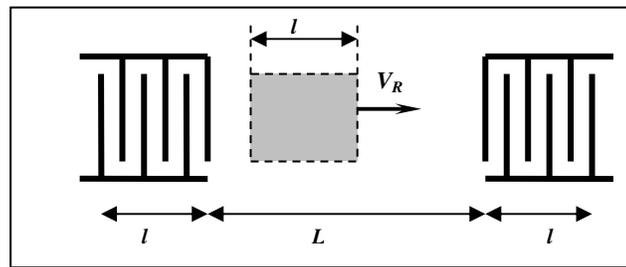


Fig. II.2 : Géométrie d'une ligne à retard.

B-1-Réponse fréquentielle d'un I.D.T:

Chaque paire de doigts d'un transducteur peut-être considérée comme une source discrète de génération des ondes de surface dans des milieux piézoélectriques, car les contraintes générées piézoélectriquement varient avec la position voisine de chaque doigt du transducteur [20].

La réponse fréquentielle d'un I.D.T. est donnée par [21]:

$$T(f) = \frac{\sin(X)}{X} \tag{2.2}$$

Où

$$X = \frac{N\pi(f - f_s)}{f_s} \tag{2.3}$$

f_s : est la fréquence du synchronisme. N est le nombre de paires de doigts (nombre de sources excitatrices).

Notons que, quand $T = 0$, X est un multiple de π (l'annulation totale entre les contributions des doigts). En conséquence, l'intervalle de fréquence B (valeur relative de la bande passante) entre les deux premiers potentiels nuls de chaque coté de f_s est:

$$B = \frac{f - f_s}{f_s} = \frac{1}{N} \quad (2.4)$$

Ainsi, la bande passante (B) est inversement proportionnelle au nombre de doigts de transducteur.

Dans le cas le plus simple où les transducteurs d'excitation et de détection sont identiques, la fonction de transfert (réponse fréquentielle) du dispositif est de la forme :

$$T(f) = \left(\frac{\sin X}{X} \right)^2 \quad (2.5)$$

C-PRINCIPE DE L'EXCITATION DES ONDES DE VOLUME : CONDITION DE L'INTERFERENCE CONSTRUCTIVE :

L'étude des ondes de volume excitées par un I.D.T. est due à Lewis [22]. Il montre que pour les coupes à simple rotation du cristal, lorsque le transducteur est tourné de 90° par rapport à l'axe cristallin X, l'onde de Rayleigh n'est pas excitée. De plus, seule l'onde de volume de polarisation T.H est générée. Cette onde sera ultérieurement appelée "SSBW : "Surface Skimming Bulk Wave".

Il apparaît donc que l'excitation des seules ondes de volume est possible pour des configurations ' matériau – direction de propagation', données.

Nous décrivons ici l'aspect physique de l'émission par un I.D.T. des différentes ondes de volume en général.

En raison de l'effet piézoélectrique, le matériau utilisé est généralement anisotrope. Donc, dans ce cas, les caractéristiques de propagations (vitesse de phase, vitesse de groupe,) dépendent de la direction de propagation. De plus, le flux d'énergie ne se propage pas orthogonalement aux fronts d'onde (sauf pour les modes purs) fig.II-3.

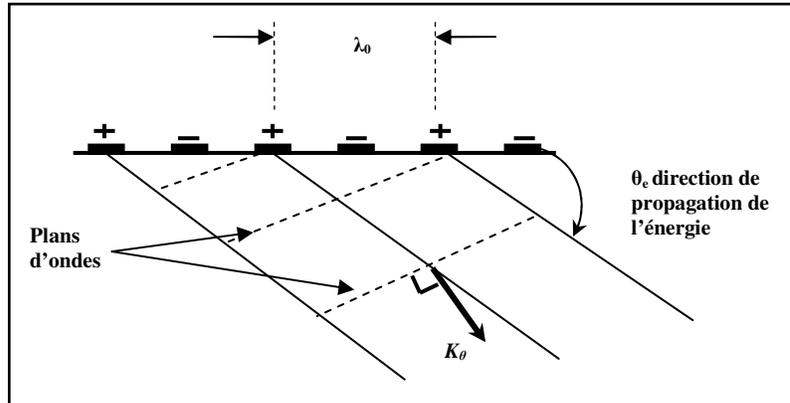


Fig. II-3 : Interférences constructives relatives aux ondes de volume dans un milieu anisotrope

Chaque paire de doigts du transducteur peut être considéré comme une source discrète, émettent des ondes élastiques de forme cylindrique. Le champ de déplacement des particules augmente avec le nombre de sources, et n'est maximal que dans la direction où il y a interférence constructive entre les différentes ondes cylindriques émises.

Lorsque les électrodes constituant le I.D.T. sont identique et équidistantes, le comportement de celle-ci est analogue à celui d'une antenne à réseau linéaire. L'ouverture relative de ce faisceau dépend de N selon la relation suivante :

$$\frac{\Delta\theta}{\theta} \cong \frac{\lambda_\theta}{L} = \frac{\lambda_\theta}{N \cdot \lambda_0} \leq \frac{1}{N} \quad (2.6)$$

Pour que les ondes émises soient localement planes et que la distribution du champ acoustique émis soit continue sur toute la longueur du transducteur, il faut que l'effet de la diffraction soit négligeable. Dans ce cas N ne doit que très grand devant l'unité. [23,24].

La condition de l'interférence constructive en terme de fréquence est exprimée par la relation :

$$\cos \theta = V_p(\theta) / (\lambda_0 \cdot f) \quad (2.7)$$

L'indépendance entre V_p et la direction de propagation θ est bien claire.

Cette condition est nécessaire aussi pour avoir lieu la détection par un second I.D.T. qui étant déposé sur la surface du milieu semi infini (comme celui d'excitation). La détection d'une onde de volume dont le flux d'énergie est parallèle à la surface (onde rampante), ne

peut être réalisée que pour une fréquence f_c appelée fréquence de coupure donnée par [25]:

$$f_c = V_p(\theta) / [\lambda_0 \cdot \cos(\theta_{cr})] \quad (2.8)$$

Où θ_{cr} est l'angle critique pour lequel le flux d'énergie est parallèle à la surface du matériau.

Dans le cas d'un milieu fini (plaque), le transducteur de détection peut intercepter, en plus de l'onde rampante "SSBW", l'onde réfléchie une ou plusieurs fois sur la surface inférieure.

D-CONDITION D'EXCITATION PAR UN I.D.T. DES ONDES T.H. DANS UN MILIEU PIEZOELECTRIQUE SEMI INFINI :

Dans les dispositifs à ondes élastiques, en particulier les dispositifs à large bande, l'excitation simultanée de plusieurs ondes (ondes de surface, ondes de volume) peut être gênante ; elle diminue en effet leurs performances. Dans le but de n'engendrer dans un milieu qu'un type donné d'onde, il est nécessaire de choisir au préalable le matériau et la direction de propagation de l'onde considérée. Pour que l'excitation d'une onde T.H. dans un matériau ait lieu, il faut que la symétrie cristalline de celui-ci permette sa propagation, et que cette onde soit piézoélectriquement active.

D-1-Rôle de la symétrie cristalline :

Considérons une direction de propagation contenue dans un plan de symétrie d'un cristal, ou dans un plan perpendiculaire à un axe de symétrie A_p d'ordre pair. Dans les deux cas, il existe un axe binaire. Les propriétés élastiques, et la direction de propagation étant invariantes lors d'une inversion, le plan orthogonal à l'axe A_p est donc un plan de symétrie à la fois pour la cristal et pour l'onde [26]. Les polarisations des trois ondes de volume ne peuvent ainsi être que transversales, ou situées dans le plan orthogonal à A_p (Fig.II-4).

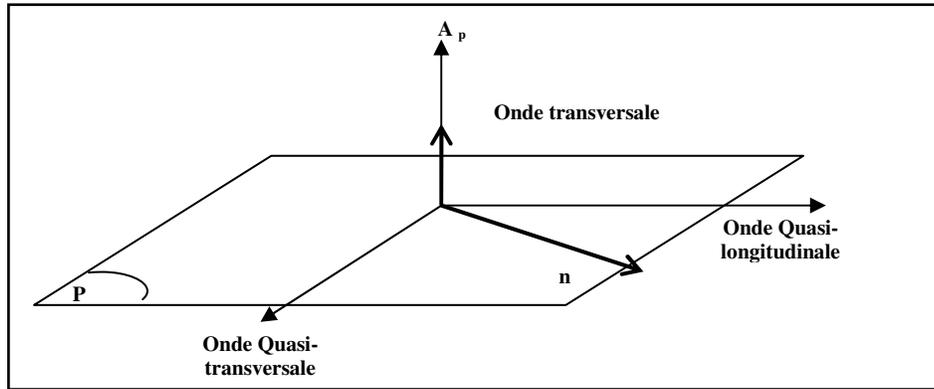


Fig.II-4 : Condition d’excitation d’une onde transversale

Donc, pour toute direction de propagation n orthogonale à un axe A_p d’ordre pair, il existe une onde de volume transversale, polarisée suivant cet axe A_p .

Cette onde transversale est polarisée horizontalement, si l’axe A_p est parallèle aux électrodes du transducteur interdigité d’excitation.

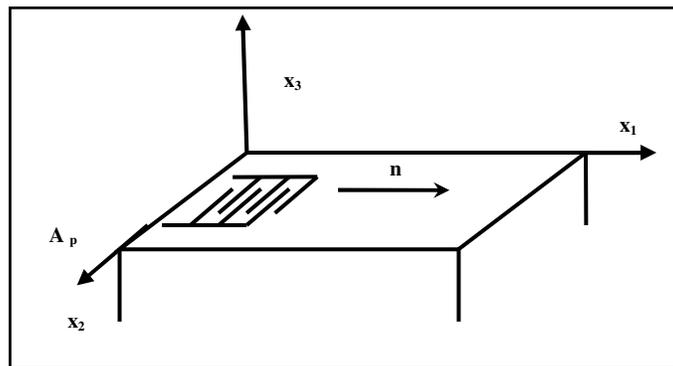


Fig. II-5 : Configuration ‘I.D.T. +matériau’ permettant l’excitation des ondes T.H. [15]

Rôle de la piézoélectricité : [27]

Lorsque la configuration ‘matériau – transducteur’ est choisie pour que la propagation des ondes T.H. soit possible, l’excitation électrique ne dépend plus que de l’effet piézoélectrique. Alors il faut chercher des matériaux piézoélectriques satisfaisant à la première condition, et dans lesquels seules les ondes T.H. peuvent être couplées au transducteur, compte tenu de l’orientation de celui-ci dans le repère d’axes cristallins.

La méthode généralement adoptée pour cette recherche, consiste à calculer dans la configuration choisie (indépendamment des caractéristiques de l'I.D.T.), le coefficient de couplage électromécanique de chacune des trois ondes de volume possibles. La configuration est alors retenue, quand seul le coefficient de couplage électromécanique de l'onde T.H. est non nul. Ce calcul, dont le principe est explicité au chapitre I, est fastidieux car il nécessite la résolution de nombreux systèmes d'équations. C'est pourquoi, il est indispensable d'utiliser une méthode de recherche exclusivement qualitative, qui fait appel à un raisonnement basé sur la détermination des contraintes créées par les composantes du champ électrique, compte tenu de la configuration "matériau- transducteur " sélectionnée, de la matrice des constantes piézoélectriques de ce matériau. Ceci se traduit par l'équation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} T_{xx} & T_{yy} & T_{zz} & T_{yz} & T_{xz} & T_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x & E_y & E_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & e_{14} & e_{15} & e_{16} \\ e_{21} & e_{22} & e_{23} & e_{24} & e_{25} & e_{26} \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & e_{34} & e_{35} & e_{36} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Les ondes affectées par l'effet piézoélectrique, ainsi que leurs polarisations sont alors déduites. Par cette méthode, nous concluons rapidement si dans une configuration donnée, seule l'onde T.H. est excitée. Les caractéristiques de cette onde (vitesse de phase, coefficient de couplage électromécanique) ne peuvent cependant être déterminées que par le calcul cité précédemment.

D-2-Application à la langasite :

Nous utilisons ici un cristal trigonal de symétrie 3-2, et nous étudions les conditions d'excitation électrique d'une onde T.H. dans celui-ci. Pour cela nous utilisons les deux méthodes de recherche de configuration "matériau - transducteur" et donnons également des résultats numériques concernant quelques cristaux appartenant à cette classe de symétrie.

Un cristal de ce type (tel que la langasite) possède un axe d'ordre 3 appelé axe optique "Z", et trois axes d'ordres 2 dont l'axe "X".

L'axe "X" étant un axe binaire, pour toute direction de propagation contenue dans le plan Y-Z, il existe alors une onde transversale polarisée suivant cet axe. De plus cette onde est horizontale pour la configuration suivante :

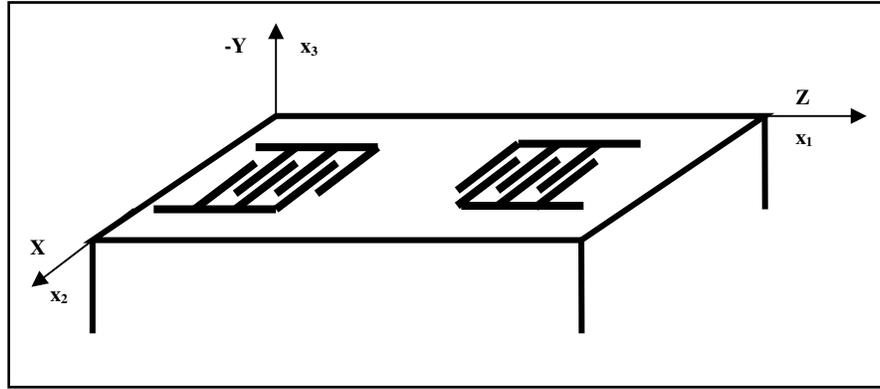


Fig. II-6: Configuration ‘I.D.T. + cristal ‘ à ondes T.H. [15]

Les composantes, non nulles, du champ électrique sont contenues dans le plan **Y-Z** (l’effet de bord étant négligé), d’où :

$$\vec{E}(0, E_y, E_z) \quad (2.10)$$

Nous calculons des composantes du tenseur de contraintes créés par les composantes du champ électrique, tenant compte de la matrice des constantes piézoélectriques, en utilisant :

$$\begin{bmatrix} T_{xx} & T_{yy} & T_{zz} & T_{yz} & T_{xz} & T_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & E_y & E_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_{11} & e_{12} & 0 & e_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{25} & e_{26} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

Donc, les seules composantes affectées par l’effet piézoélectrique sont :

$$T_{xz} = E_y \cdot e_{25} \quad (2.12)$$

$$T_{xy} = E_y \cdot e_{26} \quad (2.13)$$

D’après l’équation d’équilibre (1.5), et puisque la propagation a lieu dans le plan **Y-Z**, seule l’onde transversale polarisée suivant l’axe **X** est piézoélectriquement couplée au transducteur.

Ce résultat est justifié lorsque seul le coefficient de couplage électromécanique de l’onde T.H. est non nul. Pour cela, rappelons la forme des matrices des constants élastiques C_{IJ} , et des constants diélectriques ϵ_{ik} d’un cristal de symétrie 3-2 (la matrice des constantes piézoélectriques est donnée ci-dessus).

$$C_{IJ} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{23} & 0 & 0 \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{41} & C_{42} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{55} & C_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{56} & C_{66} \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

La direction de propagation dans le plan cristallin **Y-Z** est définie par :

$$n \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.16)$$

La matrice des constantes durcies est alors :

$$C_{IJ} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & 0 & 0 \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & C_{23} & 0 & 0 \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ C_{41} & C_{42} & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{C_{55}} & \overline{C_{56}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \overline{C_{56}} & \overline{C_{66}} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

Dans la configuration choisie (fig. II-5), la matrice de Christoffel dans le repère d'axes cristallins (**X, Y, Z**) est :

$$\overline{\Gamma}_{ij} = \begin{bmatrix} \overline{\Gamma}_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \Gamma_{22} & \Gamma_{23} \\ 0 & \Gamma_{32} & \Gamma_{33} \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

La forme de cette matrice montre qu'il existe une onde découplée des deux autres. Le vecteur propre correspondant $(1 \ 0 \ 0)$ indique que la polarisation de cette onde est purement transverse horizontale.

La valeur propre correspondante est (1.21) :

$$\overline{\Gamma_{11}} = \rho.V_p^2 = \overline{C_{66}}.\sin^2 \theta + \overline{C_{55}}.\cos^2 \theta + 2\overline{C_{56}}.\sin \theta.\cos \theta \quad (2.19)$$

Γ_{11} : est le seul coefficient de Christoffel affecté par l'effet piézoélectrique.

La vitesse de phase définie par la relation :

$$V_p = \sqrt{\overline{\Gamma_{11}} / \rho} \quad (2.20)$$

Subit donc cet effet.

Par définition du couplage électromécanique (1.23) :

$$K^2 = \frac{V_p^2 - V_p'^2}{V_p^2} \quad (2.21)$$

Avec V_p' : la vitesse de phase sans tenir compte de la piézoélectricité (1.24).

Ainsi le seul coefficient de couplage électromécanique non nul, est celui de l'onde T.H.

E- ETUDE DES ONDES T.H. DANS UN SEMI - ESPACE DE LANGASITE :

La configuration (fig. II-6) est valable pour toutes les coupes à simple rotation $Y \pm \theta_c$.

Dans ces conditions, le déplacement des particules (ou la polarisation), a lieu suivant l'axe cristallin "X".

Dans ce paragraphe, on établit d'abord la relation de dispersion relative à une onde monochromatique (dans l'hypothèse de la condition d'interférence constructive). A partir de celui-ci, on exprime analytiquement les différentes caractéristiques de l'onde T.H.

E-1- Relation de dispersion :

Cette relation exprime la liaison entre la pulsation d'excitation ω d'une onde, et son nombre d'onde k (k_1, k_2, k_3) selon :

$$\Omega(\omega, k) = 0 \quad (2.22)$$

D'une façon générale, ω se donne par :

$$\omega = k.V_p \quad (2.23)$$

Lorsque le déplacement a lieu suivant l'axe cristallin 'X', et pour une excitation harmonique on peut écrire :

$$u_x = U_0 e^{j\omega t} e^{-jk_3 Z} e^{-jk_2 Y} \quad (2.24)$$

k_2 et k_3 sont les composantes du vecteur d'ondes k contenu dans le plan $Y-Z$.

Compte tenu des constantes élastiques du cristal et du seul déplacement possible u_x , l'équation (1.15) devient :

$$\overline{C_{66}} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + 2\overline{C_{56}} \frac{\partial^2 u_x}{\partial y \partial z} + \overline{C_{55}} \frac{\partial^2 u_x}{\partial z^2} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} \quad (2.25)$$

La relation de dispersion est alors :

$$\overline{C_{66}} k_2^2 + 2\overline{C_{56}} k_2 k_3 + \overline{C_{55}} k_3^2 = \rho \omega^2 \quad (2.26)$$

E-2- Caractéristiques de l'onde T.H.

En raison du faible piézoélectricité de tels types de cristaux, et dans le but d'alléger l'écriture des équations mathématiques, nous remplaçons les constantes durcies par celle des constants élastiques.

E-2-a- Vitesse de phase :

En tenant compte la relation (2.23), et les expressions de k_2 et k_3 en fonction de θ :

$$k_3 = k \cos \theta \quad (2.27)$$

$$k_2 = k \sin \theta \quad (2.28)$$

La relation de dispersion (2.26) devient :

$$k^2 (\rho V_p^2) = k^2 (C_{66} \sin^2 \theta + C_{55} \cos^2 \theta + 2C_{56} \sin \theta \cos \theta) \quad (2.29)$$

L'élimination de k^2 nous donne :

$$\rho V_p^2 = C_{66} \sin^2 \theta + C_{55} \cos^2 \theta + 2C_{56} \sin \theta \cos \theta \quad (2.30)$$

Notons que cette expression peut être obtenue par la recherche des valeurs propres du tenseur de Christoffel (1.22).

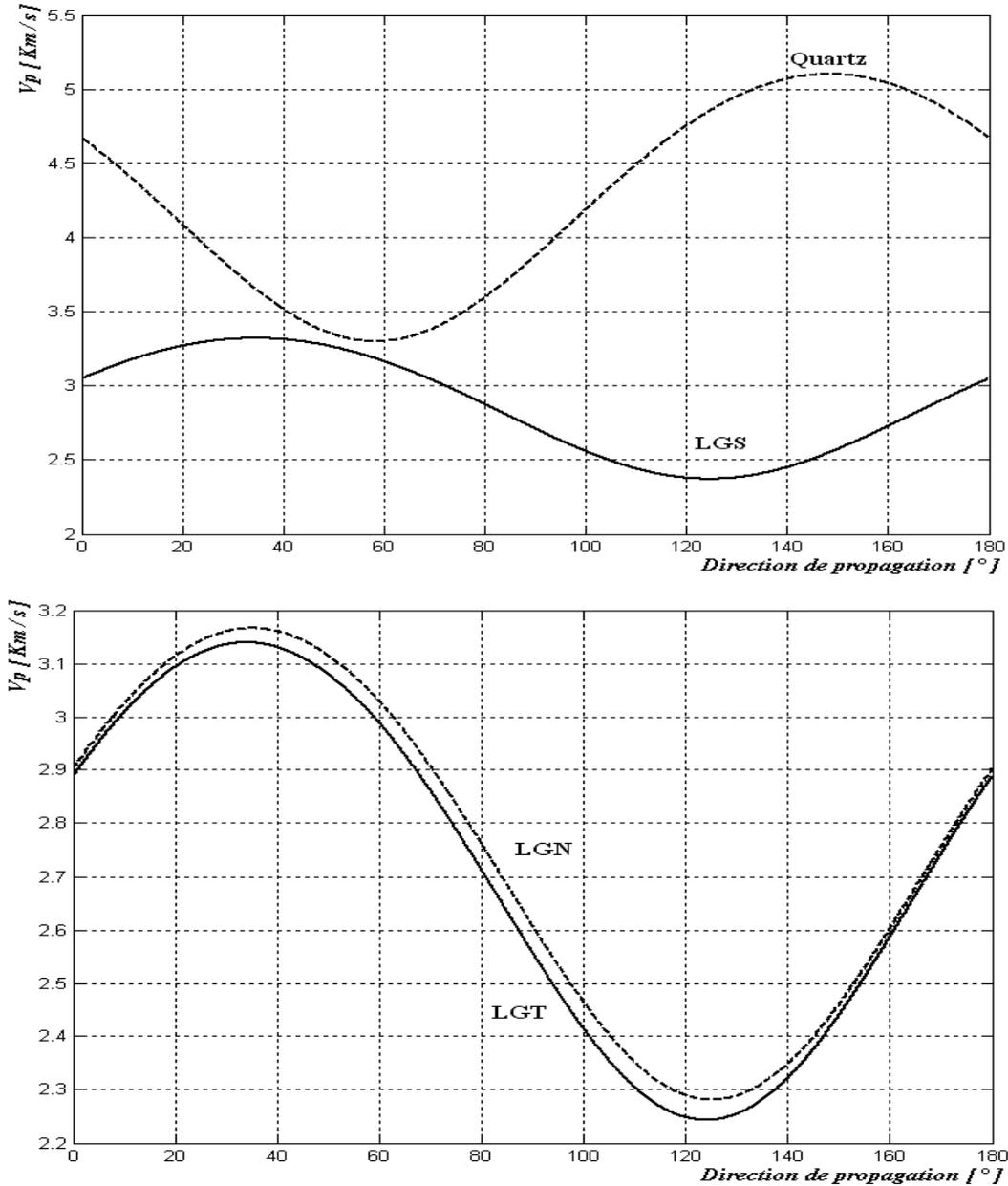


Fig.II-7 : variation de V_p en fonction de θ pour une coupe Y

Ces figures mettent en évidence la propriété d'anisotropie de ces cristaux. Nous observons aussi que les vitesses de phase de LGS, LGN et LGT sont très proches et elles sont inférieures à celle du Quartz. Cette valeur réduite de V_p est très importante pour l'utilisation aux dispositifs des tailles réduites tels que le phone mobile. [28]

E-2-b-Fréquence de coupure :

Nous cherchons ici à établir la fréquence de coupure à partir de la relation de dispersion, qui été déterminée précédemment à partir de l'interférence constructive.

Lorsque k_3 est la projection du nombre d'onde k sur l'axe Z, et en tenant compte la loi de Snell–Descartes ; k_3 est fixée par la périodicité du transducteur à la valeur :

$$k_3 = 2\pi/\lambda_0 \quad (2.31)$$

La solution de la relation de dispersion (2.26) dont la seule inconnue est k_2 .son discriminant Δ' est :

$$\Delta' = (C_{56}k_3)^2 - (C_{55}k_3 - \rho\omega^2)C_{66} \quad (2.32)$$

D'après (2.24), la composante k_2 ne doit être que réelle afin qu'il n'y ait pas une atténuation de l'onde T.H. au sein de demi-espace de cristal. Pour cela, Δ' doit être positif ou nul, soit :

$$\omega \geq \omega_c = k_3 C_a \sqrt{C_{66} / \rho} \quad (2.33)$$

Où C_a est le facteur d'anisotropie défini par :

$$C_a^2 = \frac{C_{55}}{C_{66}} - \left(\frac{C_{56}}{C_{66}} \right)^2 \quad (2.34)$$

Donc, pour un I.D.T. de périodicité λ_0 , les ondes T.H. sont excitées à partir de la fréquence de coupure donnée par :

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{C_a}{\lambda_0} \sqrt{C_{66} / \rho} \quad (2.35)$$

Les figures II-8 montrent bien la nature anisotropique de ces cristaux. Les coefficients d'anisotropie de langasite (LGS), langanite (LGN) et langatate (LGT) sont proches mais ils sont complètement différent a celle de Quartz.

Nous observons aussi que la fréquence de coupure de Quartz est toujours supérieure à celles de LGS, LGN et LGT. Donc, tenant en compte l'Eq.2.35 et utilisant LGS ou ses derives, il est possible d'avoir une λ_0 réduite de 34% à 37% pour une coupe Y et de 52% à 54% pour une coupe AT à celle obtenue en utilisant le Quartz.

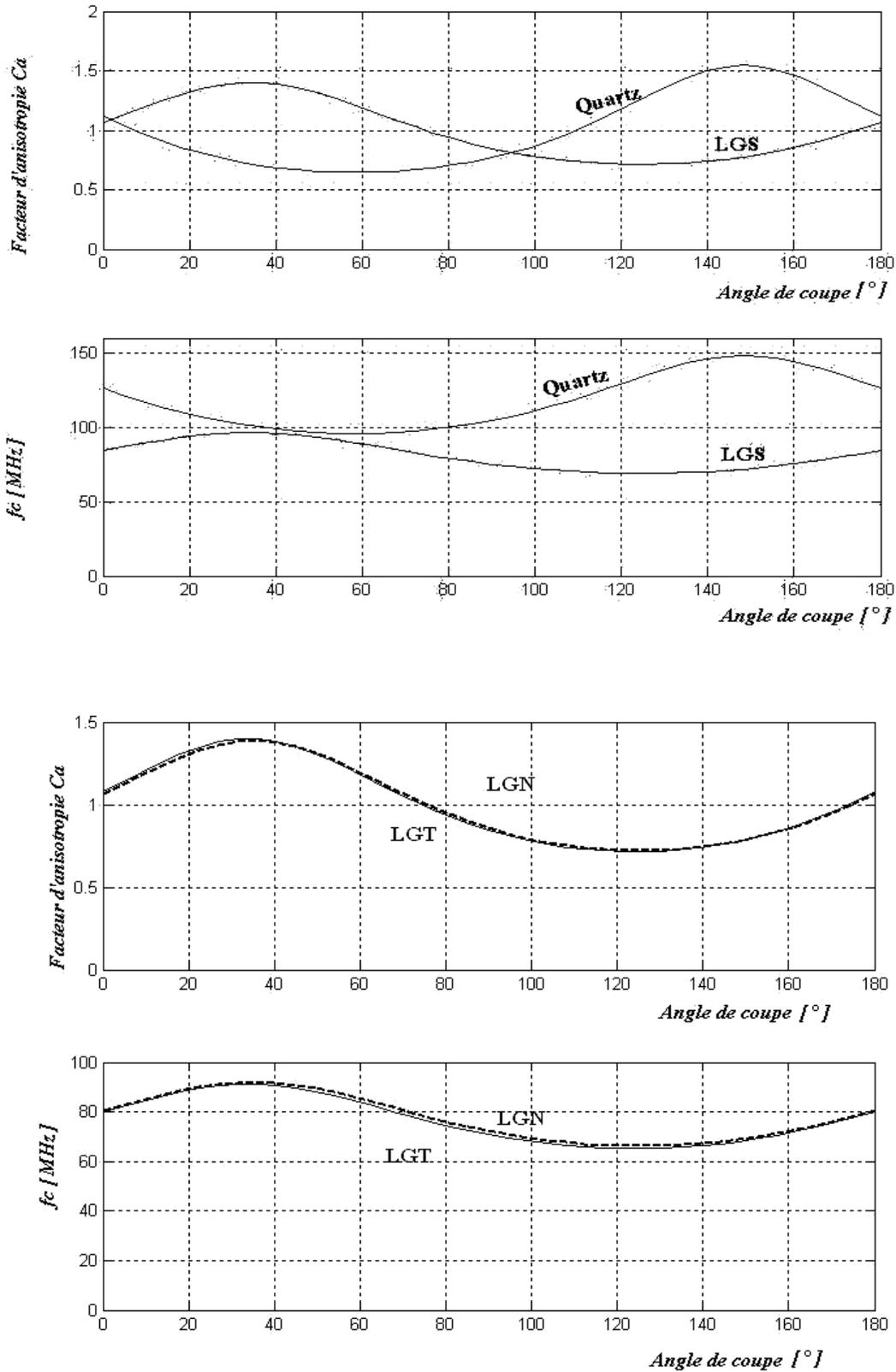


Fig. II-8 : variation de :- Ca en fonction de l'angle de coupe θ_c .
 - f_c en fonction de l'angle de coupe θ_c .

E-2-c-Direction du vecteur d'onde :

La direction du vecteur d'onde peut être déterminée par ses composantes. La solution de la relation (2.26), compte tenu les conditions établisent précédemment sur la fréquence de coupure, est :

$$k_{2i} = -k_3 \frac{C_{56}}{C_{66}} + k_3 C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1} \quad (2.36)$$

$$k_{2r} = -k_3 \frac{C_{56}}{C_{66}} - k_3 C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1} \quad (2.37)$$

k_{2i} , est toujours positive (C_{56} est négative), correspond une onde T.H. se propageant vers les ordonnées Y positives.

k_{2r} , il lui correspond une onde T.H. se propageant vers les ordonnées Y négatives.

Dans un milieu semi infini, la solution à retenir est choisie en fonction du sens de propagation. Pour que cette étude soit générale, on conserve les deux solutions.

En tenant compte les relations (2.27), (2.28) et les deux solutions, les directions du vecteur d'ondes correspondent données par :

$$\text{tg}\theta_i = \frac{k_{2i}}{k_3} = -\frac{C_{56}}{C_{66}} + C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1} \quad (2.38)$$

$$\text{tg}\theta_r = \frac{k_{2r}}{k_3} = -\frac{C_{56}}{C_{66}} - C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1} \quad (2.39)$$

Nous avons vu précédemment que les propriétés de propagation (vitesse de phase, fréquence de coupure et facteur d'anisotropie) dans LGS et ses dérivés sont presque les même, pour cette raison nous ne représenterons dans la suite que les propriétés de LGS sauf lorsqu'il y aura des différences.

La figure II-9 représente les variations des angles d'incidence et de réflexion en fonction de la fréquence normalisée fn , elle montre bien que ces angles, donc les caractéristiques de propagation, sont fortement liées aux propriétés physiques du cristal.

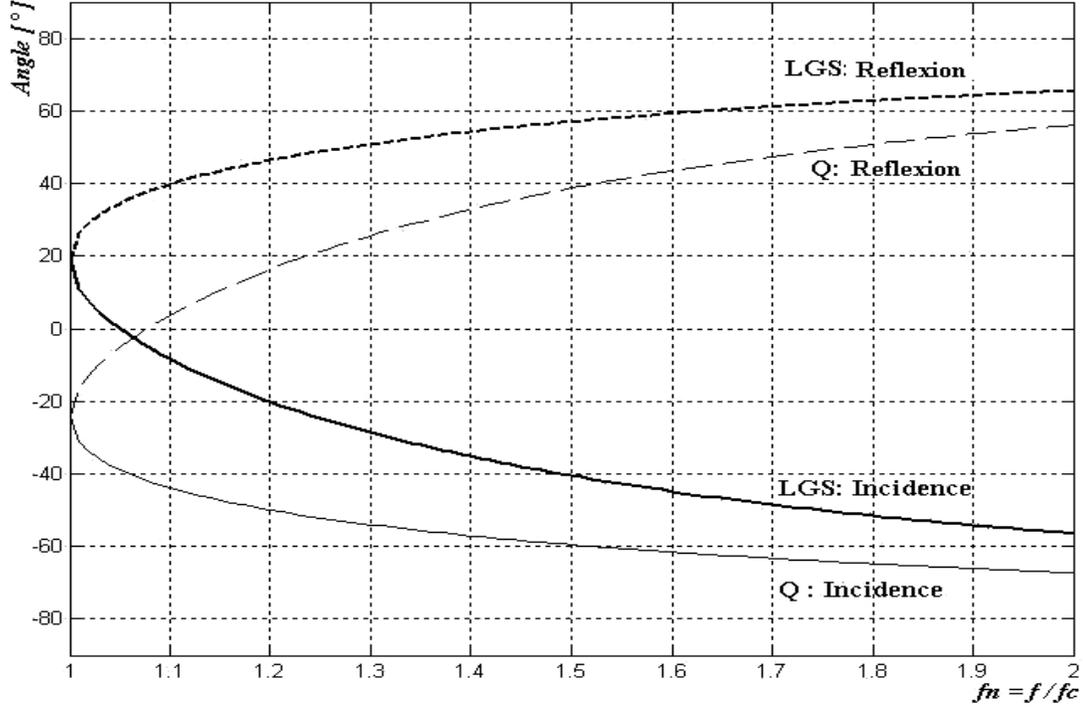


Fig.II-9 : Variations des angles d'incidence et de réflexion en fonction de f

E-2-d-Direction du flux d'énergie :

La direction de propagation θ_e du flux d'énergie est orthogonale à la courbe lenteur caractérisant l'onde T.H. il a été montré que cette direction peut être définie à partir de la relation de dispersion (2.22) selon :

$$tg \theta_e = \frac{\partial k_3}{\partial k_2} = -\frac{\partial \Omega / \partial k_2}{\partial \Omega / \partial k_3} \quad (2.40)$$

Ainsi, à chaque solution k_{2i}, k_{2r} correspond respectivement une direction θ_{ei}, θ_{er} de flux d'énergie telle que :

$$tg \theta_{ei} = -\frac{C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3}{C_{55}k_3 + C_{56}k_{2i}} = -\frac{C_{66}tg \theta_i + C_{56}}{C_{55} + C_{56}tg \theta_i} \quad (2.41)$$

$$tg \theta_{er} = -\frac{C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3}{C_{55}k_3 + C_{56}k_{2r}} = -\frac{C_{66}tg \theta_r + C_{56}}{C_{55} + C_{56}tg \theta_r} \quad (2.42)$$

Signalons que pour un matériau isotrope, $C_{56} = 0$ et $C_{55} = C_{66}$ donc : $\theta_{ei} = \theta_i$ et $\theta_{er} = \theta_r$

Le vecteur d'onde et le flux d'énergie sont alors colinéaires.

En tenant compte les relations (2.35) et (2.36), les relations précédentes deviennent :

$$\operatorname{tg} \theta_{ei} = -\frac{\sqrt{(f/f_c)^2 - 1}}{C_a + \frac{C_{56}}{C_{66}} \sqrt{(f/f_c)^2 - 1}} \quad (2.43)$$

$$\operatorname{tg} \theta_{er} = -\frac{\sqrt{(f/f_c)^2 - 1}}{-C_a + \frac{C_{56}}{C_{66}} \sqrt{(f/f_c)^2 - 1}} \quad (2.44)$$

Afin de déterminer les angles de propagation du flux d'énergie dans le cristal, nous représentons les variations de ces angles en fonction de la fréquence normalisée dans la figure II-10.

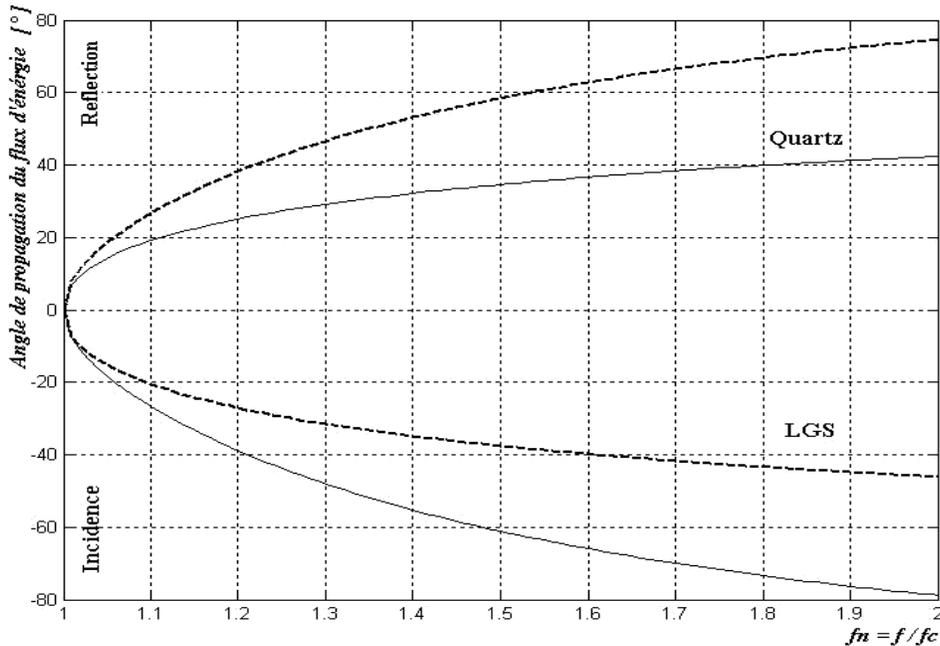


Fig. II-10 : angle de propagation du flux d'énergie en fonction de f

A partir de cette figure, nous remarquons que, pour $f = f_c$, $\theta_{ei} = \theta_{er} = 0$, donc le flux d'énergie est parallèle à la surface (correspond au SSBW).

E-2-e-Vitesse de groupe:

La vitesse de groupe d'une onde se propageant à la pulsation ω et de nombre d'onde k , est définie de façon générale par la relation suivante :

$$V_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (2.45)$$

Ou bien (a partir de la relation de dispersion (2.22)) :

$$V_g = -\frac{\partial\Omega/\partial k}{\partial\Omega/\partial\omega} \quad (2.46)$$

En fonction des composantes de k , (k_2 et k_3), les composantes de la vitesse de groupe sont :

$$V_{g2} = -\frac{\partial\Omega/\partial k_2}{\partial\Omega/\partial\omega} \quad (2.47)$$

$$V_{g3} = -\frac{\partial\Omega/\partial k_3}{\partial\Omega/\partial\omega} \quad (2.48)$$

Prenant en considération les valeurs possibles de k_2 et k_3 , le calcul des dérivées partielles aboutit aux relation suivantes :

$$V_{g2i} = \frac{C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3}{\rho\omega} \quad (2.49)$$

$$V_{g3i} = \frac{C_{56}k_{2i} + C_{55}k_3}{\rho\omega} \quad (2.50)$$

$$V_{g2r} = \frac{C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3}{\rho\omega} \quad (2.51)$$

$$V_{g3r} = \frac{C_{56}k_{2r} + C_{55}k_3}{\rho\omega} \quad (2.52)$$

V_{g2i} et V_{g3i} sont les composantes de la vitesse V_{gi} du flux d'énergie se propageant dans la direction θ_{ei} (relation (2.43)). Quant à la direction θ_{er} (relation (2.44)), il lui correspond une vitesse V_{gr} de composantes V_{g2r} et V_{g3r} .

En reportant les expressions (2.36) et (2.37) de k_2 et k_3 , dans les relations (2.49) - (2.52), les différentes composantes des vitesses de groupe deviennent, en fonction de la fréquence :

$$V_{g2i} = \frac{k_3 C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1}}{\rho\omega} \quad (2.53)$$

$$V_{g3i} = \frac{k_3 C_a [C_{66} C_a + C_{56} \sqrt{(f/f_c)^2 - 1}]}{\rho\omega} \quad (2.54)$$

$$V_{g2r} = \frac{-k_3 C_a \sqrt{(f/f_c)^2 - 1}}{\rho\omega} \quad (2.55)$$

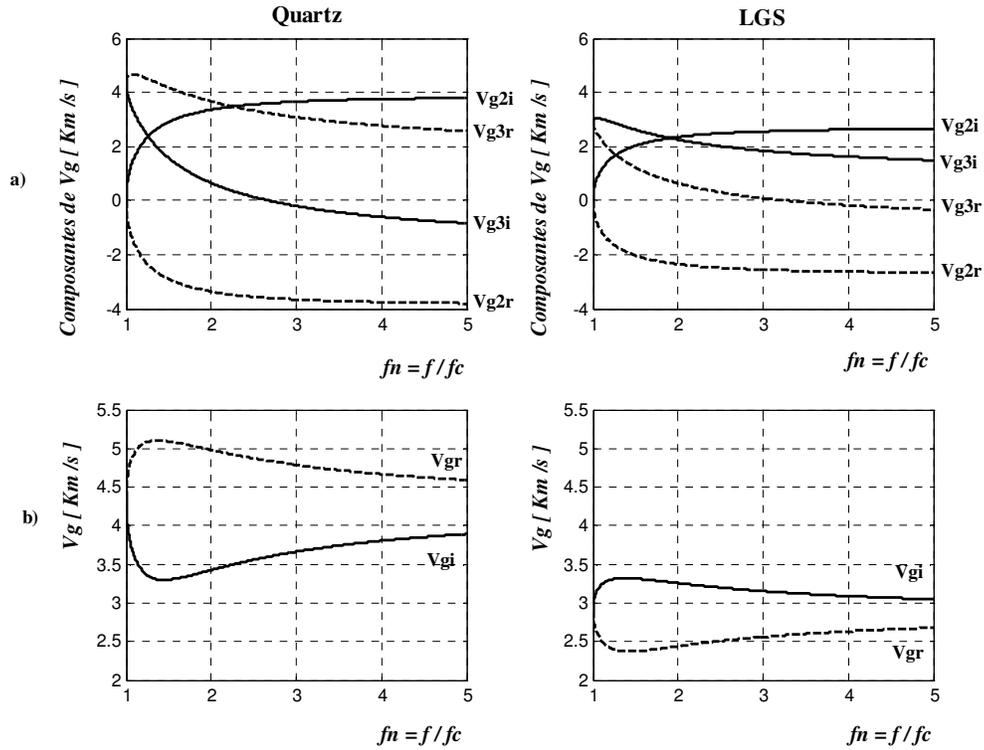
$$V_{g3r} = \frac{k_3 C_a \left[C_{66} C_a - C_{56} \sqrt{(f/f_c)^2 - 1} \right]}{\rho \omega} \quad (2.56)$$

Notons que la vitesse de groupe est :

$$V_g = \sqrt{V_{g2}^2 + V_{g3}^2} \quad (2.57)$$

Les variations de la vitesse de groupe et ses composantes en fonction de la fréquence normalisée sont représentées sur les figures II-11.

Cette figure fait apparaître la différence entre V_g et ces composantes pour LGS et celles pour Quartz.



**Fig. II-11 : a) Composantes de V_g en fonction de fréquence normalisée.
b) V_{gi} et V_{gr} en fonction de fréquence normalisée.**

Quant à la vitesse de phase V_p , elle peut être exprimée en fonction de la vitesse de groupe V_g d'une onde élastique se propageant dans un milieu anisotrope, de la direction de propagation θ_e du flux d'énergie et de la direction θ du vecteur d'onde selon :

$$V_p = V_g \cos(\theta_e - \theta) \quad (2.58)$$

E-2-f-Coefficient de couplage électromécanique:

Le coefficient de couplage électromécanique est donné par la relation (1.23).

La figure suivante représente ce coefficient pour le langasite, langanite, langatate et le quartz.

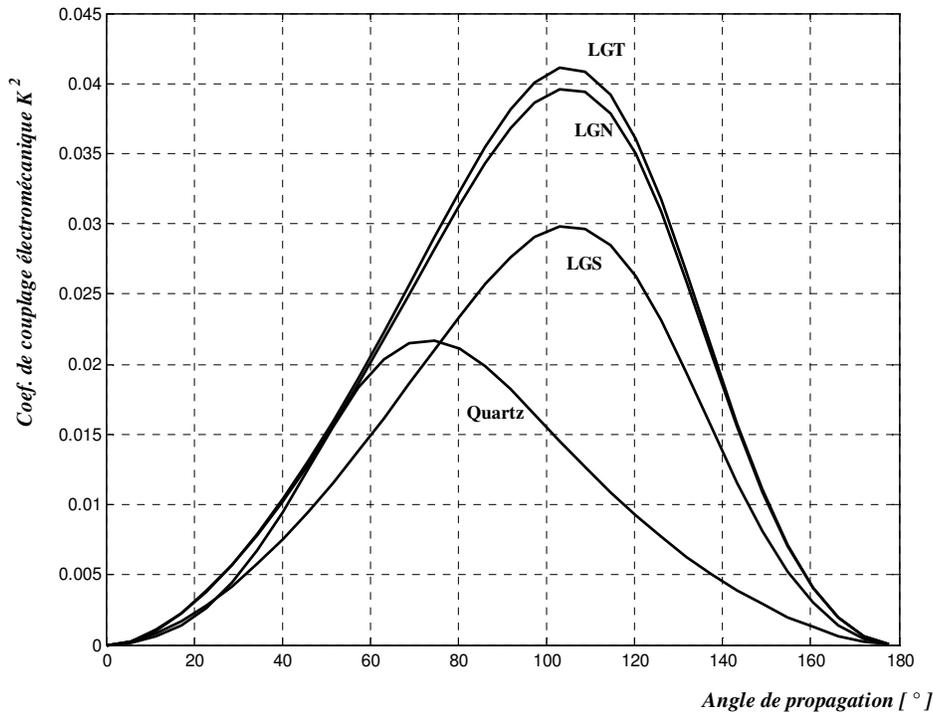


Fig. II-12 : Coefficient de couplage électromécanique en fonction de l'angle de propagation.

Cette figure montre bien que le couplage électromécanique est plus fort de 1.4 dans le cas de langasite que celle dans le cas de quartz et presque le double pour les dérivés de langasite (LGN et LGT) [29].

CHAPITRE III

ETUDE DES ONDES T.H. GUIDEES DANS UNE PLAQUE DE LANGASITE

A-INTRODUCTION :

L'étude précédente s'effectuée pour des ondes T.H. dans un semi espace de langasite donc sans tenir en compte l'influence des paramètres géométriques de dispositif, pour cela on s'intéresse dans ce chapitre à ces mêmes ondes, mais dans une plaque de langasite.

Dans la première pas nous représentons le dispositif type à ondes T.H. guidées, puis nous exposons l'étude théorique relative à ses caractéristiques fréquentielles et temporelles. Nous mettons particulièrement en évidence l'influence des paramètres géométriques du dispositif (longueurs des I.D.T., la distance les séparant, l'épaisseur de la plaque de cristal) sur leur fonctionnement. Enfin, nous abordons à l'effet de la température sur le fonctionnement de ce dispositif.

B-DISPOSITIF TYPE A ONDES T.H. GUIDEES ET PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT:

Le dispositif type étudié est représenté par la figure suivante :

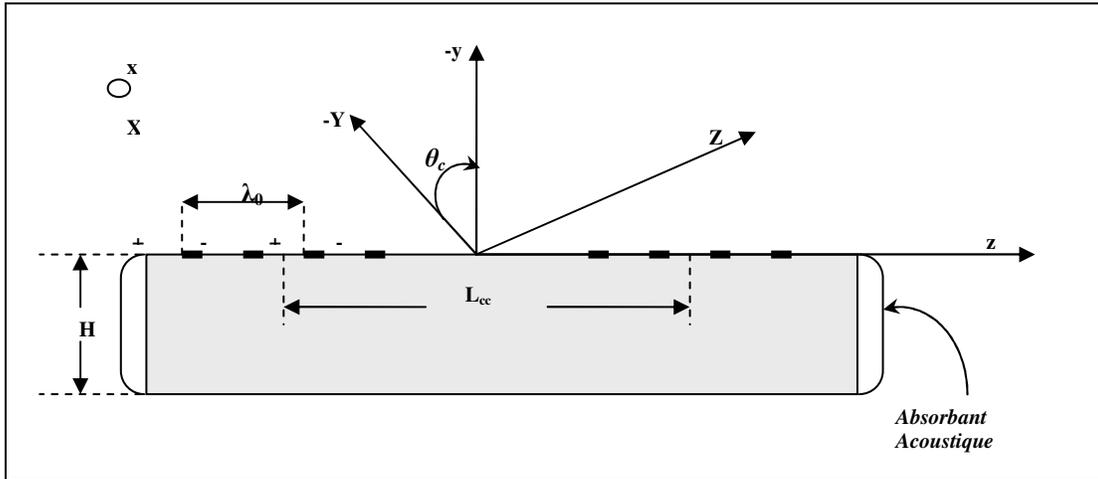


Fig.III-1 : Dispositifs à ondes T.H. guidées dans une plaque de quartz

X, Y et Z : axes cristallins. **x, y, z** : repère de plaque. θ_c : angle de la coupe. **H** : épaisseur de la plaque de langasite.

L_{cc} : distance entre les centres des deux transducteurs d'excitation E et de détection D

Absorbant acoustique : pour éliminer les phénomènes de réflexion sur les faces latérales, afin d'aboutir à l'approximation d'une plaque de longueur infinie.

Rappelons que les longueurs des I.D.T. d'excitation et de détection sont :

$$L_E = N_E \cdot \lambda_0 \tag{3.1}$$

$$L_D = N_D \cdot \lambda_0 \tag{3.2}$$

Avec : N_E , N_D sont respectivement les nombres des paires d'électrodes métalliques constituant les deux I.D.T. E et D.

λ_0 : La période spatiale.

B-1-Principe de fonctionnement :

Choisissons le nombre de paires d'électrodes pour que l'effet de la diffraction soit négligeable (CH.II relation 2.6), le faisceau d'ondes T.H., émis par l'I.D.T. d'excitation, conserve au cours de sa propagation les mêmes dimensions.

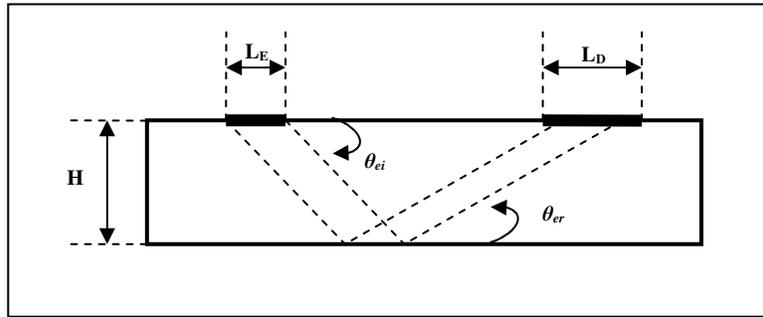


Fig. III-2 : principe de fonctionnement

La propagation de faisceau d'ondes émis se fait selon la direction θ_{ei} du flux d'énergie dont la relation analytique était établie au chapitre II. (Relation (2.41)), donc nous pouvons dire que :

*à la fréquence de coupure, le faisceau est parallèle à la surface de I.D.T. ($\theta_{ei} = 0$).

*au dessus de cette fréquence, la direction de propagation θ_{ei} est différente de zéro, donc ce faisceau, propageant selon cette direction, arrive à la surface inférieure de la plaque où il se réfléchit d'un angle θ_{er} (chapitre II Relation (2.42)) et se dirige ensuite vers la surface supérieure. Ce phénomène de réflexion sur les surfaces parallèles peut se produire plusieurs fois avant que ce faisceau ne soit intercepté par l'I.D.T. de détection.

Le nombre des réflexions effectuées entre les plaques parallèles dépend particulièrement, en plus de la fréquence, des paramètres géométriques de l'ensemble "I.D.T.- plaque substrat de propagation" tel que :

- l'épaisseur H de la plaque
- les longueurs des I.D.T. L_E et L_D
- la distance séparant les I.D.T. s

Pour cette raison, nous choisissons ces paramètres géométriques comme objectif de cette partie d'étude.

Le fonctionnement du dispositif à ondes T.H. guidées peut être décrit, en fonction de ces paramètres et essentiellement H et L_E , selon deux approximations limites :

- **fonctionnement dans l'approximation des faisceaux guidés** : est mis en évidence quand l'épaisseur H est très grand devant la largeur L_E du faisceau émis (Fig.III-2). Dans ce cas, la propagation des ondes T.H. se fait par des réflexions successives sur les surfaces parallèles, et elles, les ondes incidentes et réfléchies, occupent une faible espace devant l'épaisseur de la plaque.
- **fonctionnement dans l'approximation des modes de plaque** : est mis en évidence quand l'épaisseur H est très inférieure à la largeur L_E du faisceau émis (Fig. III-3). Dans ce cas, le recouvrement spatial entre les faisceaux incidents et réfléchis occupe toute l'épaisseur de la plaque. L'interférence entre ces faisceaux donne naissance à des modes de plaque T.H. propageant à des fréquences discrètes [30], stationnaires entre les deux surfaces.

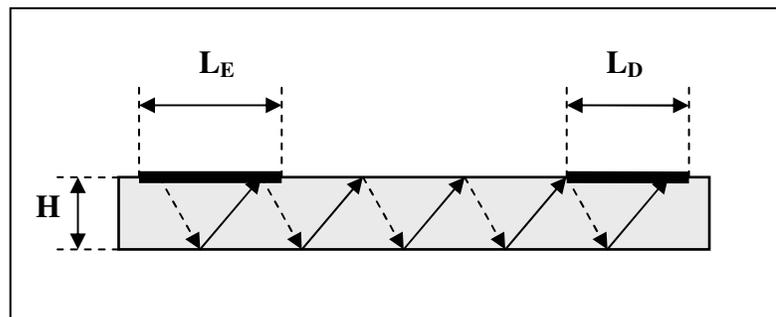


Fig. III-3 : dispositif à modes de plaque

C- ETUDE ANALYTIQUE DES CARACTERISTIQUES DES DISPOSITIFS À ONDES T.H.GUIDES :

Nous étudions dans ce paragraphe les caractéristiques fréquentielles et temporelles du dispositif à ondes T.H. guidées, en tenant compte les deux modes de fonctionnement

C-1- Les caractéristiques fréquentielles :

C-1-a- Bande passante :

Cette étude concerne le dispositif à "faisceaux guidés". La détection des ondes T.H., du faisceaux réfléchis sur la surface inférieure de la plaque, n'est possible que lorsqu'il y a au moins un recouvrement partielle de l' I.D.T. de détection par ces ondes. Ce recouvrement n'a lieu que pour certaines directions de propagation, donc pour certaines fréquences d'excitation.

Rappelons que ces fréquences sont fortement liées à la distance d séparant le point central du faisceau émis (ou le centre de l'I.D.T E.) est celle du faisceau réfléchi arrivant à la surface supérieure après une réflexion sur la surface inférieure (fig.III-4)

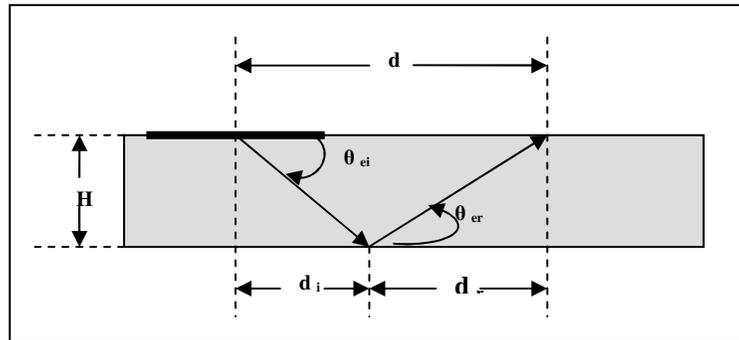


Fig. III-4 : Projection des trajets, incidents d_i et réfléchis d_r

D'après la figure ci-dessus, cette distance s'exprime selon :

$$d = d_i + d_r = H \left(\frac{1}{|\operatorname{tg} \theta_{ei}|} + \frac{1}{|\operatorname{tg} \theta_{er}|} \right) \quad (3.3)$$

Remplaçant θ_{ei} et θ_{er} par ses expressions (2.41 et 2.42), on obtient :

$$d = \frac{2Hc\alpha}{\sqrt{(f/f_c)^2 - 1}} \quad (3.4)$$

La figure suivante représente la variation de d avec la fréquence normalisée f_n , pour une plaque de coupe Y.

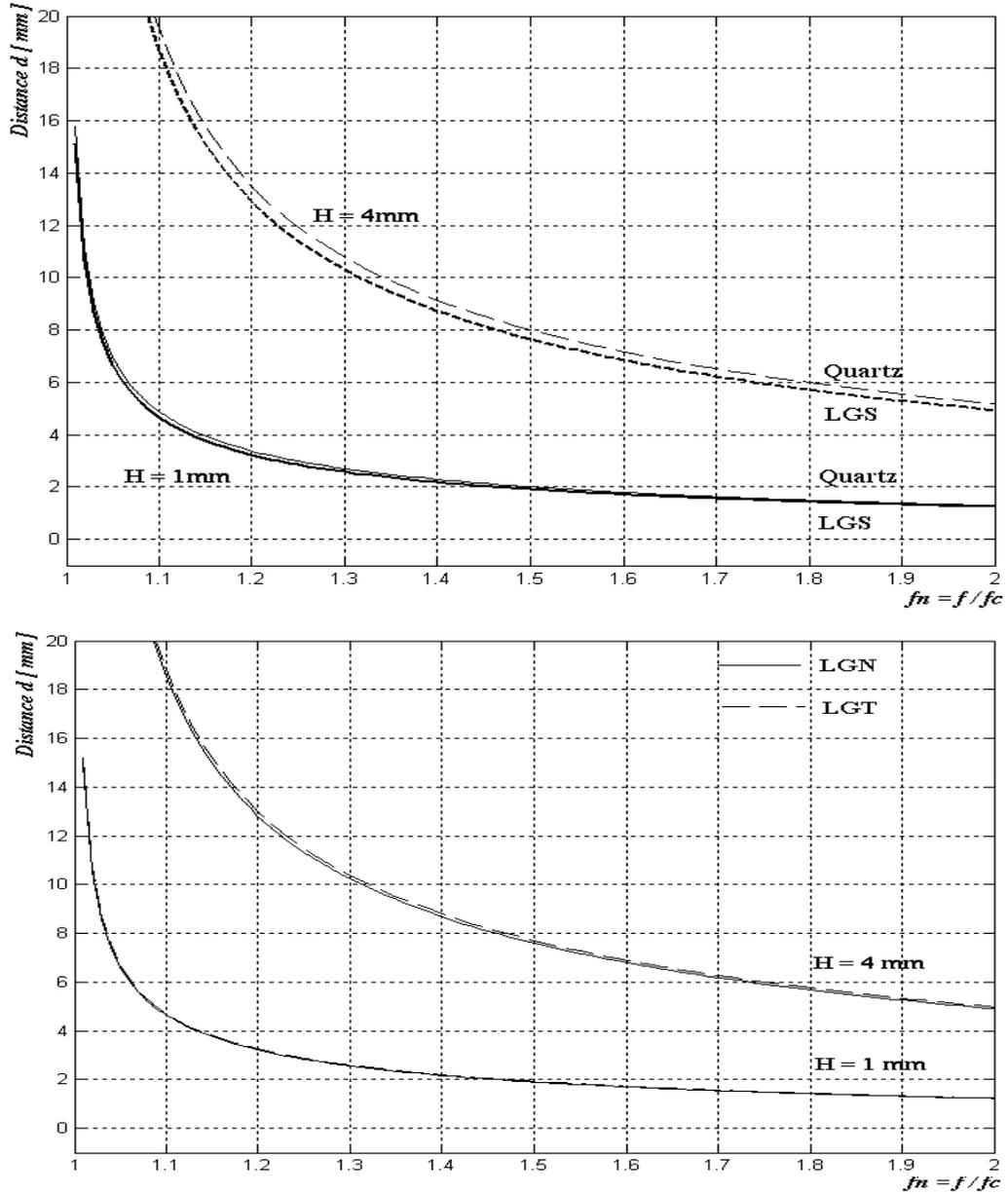


Fig.III-5 : variation de d en fonction de F_n pour deux valeurs de H .

Si le faisceau subit m réflexions sur la surface inférieure, la distance totale sera :

$$d_T = m.d = \frac{m.2Hc\alpha}{\sqrt{(f_m / f_c)^2 - 1}} \quad (3.5)$$

f_m : La fréquence pour qu'il y ait m réflexions.

Noté que, les relations (3.3) et (3.4) ne sont valables que dans le cas où il y a réflexions sur la surface inférieure. Dans ce cas la fréquence d'excitation ne doit que supérieure à la fréquence de coupure.

Quant à la bande passante, elle peut obtenir à partir du calcul de la surface de recouvrement ΔZ . Dans ce cas, on va d'abord déterminer les fréquences f_m pour lesquelles les faisceaux réfléchis sont centrés sur l'I.D.T. de détection (ΔZ est max.). Puis, on va déterminer les fréquences minimales $f_m (min)$ et maximales $f_m (max)$ pour que la détection n'est pas possible ($\Delta Z = 0$).

A partir de la relation (3.5) et la fig.III-6, les fréquences f_m sont données par: $d_T = L_{cc}$

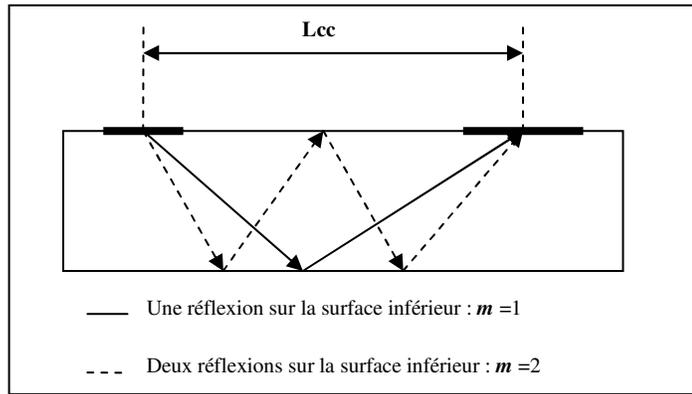


Fig.III-6 : faisceaux réfléchis centrés sur l'I.D.T. de détection.

Donc :

$$f_m = f_c \left(\left(\frac{2mHCa}{L_{cc}} \right)^2 + 1 \right)^{1/2} \tag{3.6}$$

L_{cc} : la distance séparant les centres des deux I.D.T. d'excitation et de détection.

Pour les fréquences $f_m (min)$, en deçà desquelles la détection n'est pas possible, nous avons, selon Fig.III-7 :

$$d_T = L_{cc} + (L_E + L_D) / 2 \tag{3.7}$$

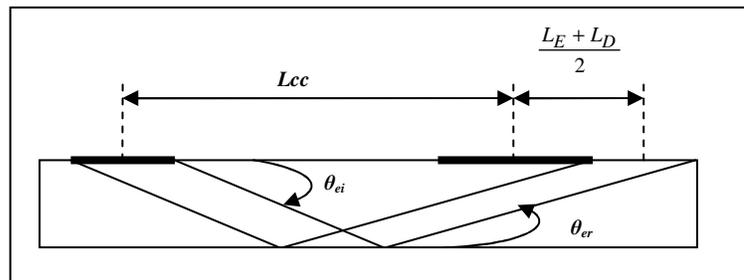


Fig.III-7 : direction de propagation (limite minimale) à partir de laquelle le faisceau réfléchis est détecté

En tenant compte la relation (3.5), on obtient :

$$f_m(min) = f_c \left(\left(\frac{2mHCa}{L_{cc} + (L_E + L_D)/2} \right)^2 + 1 \right)^{1/2} \quad (3.8)$$

Pour les fréquences $f_m(max)$, au delà desquelles la détection n'est plus possible, nous avons à partir de la figure III-8 :

$$d_T = L_{cc} - (L_E + L_D)/2 \quad (3.9)$$

Enfin, les fréquences $f_m(max)$, sont données, par :

$$f_m(max) = f_c \left(\left(\frac{2mHCa}{L_{cc} - (L_E + L_D)/2} \right)^2 + 1 \right)^{1/2} \quad (3.10)$$

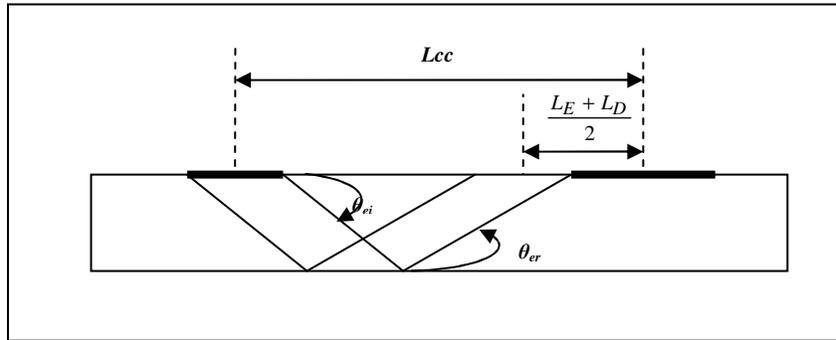


Fig.III-8 : direction de propagation (limite maximale) au-delà de laquelle le faisceau réfléchis n'est plus détecté

Alors, au cours du balayage du I.D.T. de détection, la bande passant est donc limitée par $f_m(min)$ et $f_m(max)$. Dans ce cas, ce dispositif peut être utiliser comme un filtre fréquentiel passe bande caractérisé par sa fréquence centrale f_m , et sa bande passante relative :

$$\Delta f = \frac{f_m(max) - f_m(min)}{f_m} \quad (3.11)$$

Si $L_{cc} \gg H$, et $L_{cc} \gg (L_E + L_D)/2$, alors :

$$\Delta f = \left(\frac{2mHCa}{L_{cc}} \right)^2 \cdot \left(\frac{L_E + L_D}{L_{cc}} \right) = \left(\frac{2mHCa}{L_{cc}} \right)^2 \cdot \left(\frac{N_E + N_D}{L_{cc}} \right) \cdot \lambda_0 \quad (3.12)$$

Il est bien clair, dans ce cas, que la bande passante est proportionnelle au nombre total de paires d'électrodes. Donc, il est fondamentalement différente de celle des dispositifs à

ondes de surface (relation (2.4)), pour lesquels Δf est inversement proportionnel à ce nombre.

C-1-b-Fréquences des modes de plaque :

En raison de la stationnarité entre les deux surfaces réfléchissantes, les fréquences de propagation des modes de plaque sont discrètes, et doivent être calculées en tenant compte des conditions aux limites. Donc, la longueur du plaque est supposée infinie (très grandes devant l'épaisseur), et les surfaces doivent être libres de contraintes mécaniques [31].

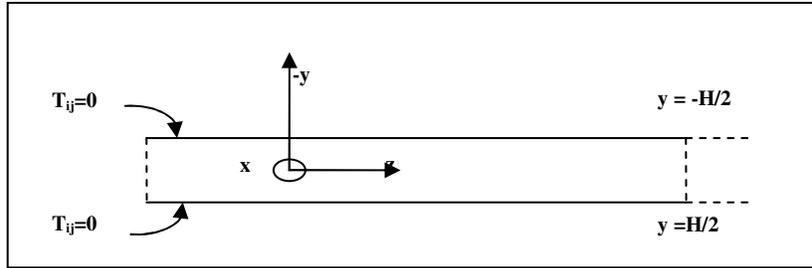


Fig.III-9 : conditions aux limites

Pour une excitation harmonique, les expressions des ondes incidentes et réfléchies sont données par [32]:

$$u_{xi} = A. \exp j(\omega t - k_3 z - k_{2i} y) \tag{3.13}$$

$$u_{xr} = B. \exp j(\omega t - k_3 z + k_{2r} y) \tag{3.14}$$

Donc, l'onde propageant est :

$$u_x = u_{xi} + u_{xr} \tag{3.15}$$

Les conditions aux limites sur les surfaces $y = \pm H / 2$ se traduisent par l'annulation des contraintes exercées sur celles-ci. Les expressions de ces contraintes sont, par définition :

$$T_{21} = C_{16} \frac{\partial u_x}{\partial x} + C_{66} \frac{\partial u_x}{\partial y} + C_{56} \frac{\partial u_x}{\partial z} \tag{3.16}$$

$$T_{22} = C_{21} \frac{\partial u_x}{\partial x} + C_{26} \frac{\partial u_x}{\partial y} + C_{25} \frac{\partial u_x}{\partial z} \tag{3.17}$$

$$T_{23} = C_{41} \frac{\partial u_x}{\partial x} + C_{46} \frac{\partial u_x}{\partial y} + C_{45} \frac{\partial u_x}{\partial z} \tag{3.18}$$

Noté que : $\frac{\partial u_x}{\partial x} = 0$

Dans le cas d'un cristal trigonale de symétrie 3-2 tel que : langasite, nous avons :

$$C_{26}=C_{25}=C_{45}=C_{46}=0.$$

Alors, T_{21} est la seule composante non nulle, où :

$$T_{21} = C_{66} \frac{\partial u_x}{\partial y} + C_{56} \frac{\partial u_x}{\partial z} \quad (3.19)$$

Tenant compte les relations (3.13), (3.14) et (3.15), nous obtenons :

$$T_{21} = j \begin{pmatrix} -A(C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3) \exp^{-jk_{2i}y} \\ +B(C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3) \exp^{+jk_{2r}y} \end{pmatrix} \exp^{j(\omega t - k_3 z)} \quad (3.20)$$

T_{21} doit être nul en $y = \pm H/2$, donc nous avons le système suivant :

En $y = +H/2$:

$$\left(-A(C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3) \exp^{-jk_{2i}H/2} + B(C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3) \exp^{+jk_{2r}H/2} \right) = 0 \quad (3.21)$$

En $y = -H/2$:

$$\left(-A(C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3) \exp^{+jk_{2i}H/2} + B(C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3) \exp^{-jk_{2r}H/2} \right) = 0 \quad (3.22)$$

Nous pouvons exprimer ce système sous forme matricielle suivant :

$$\begin{vmatrix} -\exp^{-jk_{2i}H/2} & \exp^{jk_{2r}H/2} \\ -\exp^{jk_{2i}H/2} & \exp^{-jk_{2r}H/2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} A(C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3) \\ B(C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3) \end{vmatrix} = 0 \quad (3.23)$$

La solution non triviale de ce système est obtenue par l'annulation du déterminant de la matrice de la condition aux limites, soit :

$$\left(-\exp^{-j(k_{2i}+k_{2r})H/2} + \exp^{+j(k_{2i}+k_{2r})H/2} \right) = 0 \quad (3.24)$$

Cette égalité n'est possible que si :

$$k_{2i} + k_{2r} = \frac{2m\pi}{H} \quad \text{Avec } m \text{ entier} \quad (3.25)$$

Rappelant les expressions (2.36) et (2.37) avec un changement de signe de k_{2r} imposé par la relation (3.14), donc (3.25) devient :

$$2k_3Ca\sqrt{(f/f_c)^2 - 1} = \frac{2m\pi}{H} \quad (3.26)$$

La fréquence du mode T.H. m , notée f_m est alors :

$$f_m = f_c \sqrt{\left(\frac{m\pi}{k_3HCa}\right)^2 + 1} \quad (3.27)$$

En remplaçant f_c par son expression analytique (2.35), f_m devient :

$$f_m = \frac{1}{2H} \sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}} \sqrt{\left(\frac{k_3HCa}{\pi}\right)^2 + m^2} \quad (3.28)$$

L'existence de l'I.D.T. d'excitation doit fixer k_3 à $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, donc (3.24) devient :

$$f_m = \frac{1}{2H} \sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}} \sqrt{\left(\frac{2HCa}{\lambda_0}\right)^2 + m^2} \quad (3.29)$$

Posant :

$$f_c = \frac{1}{2H} \sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}} \quad (3.30)$$

f_c : Fréquence de coupure du guide d'onde.

La figure suivant représente les variations de la fréquence normalisée $F_n = f_m / f_c$ en fonction de l'épaisseur normalisée $H_n = k_3H/\pi = H / (\lambda_0 / 2)$, pour 10 modes de plaque ($m=0 :9$).

Nous observons dans les figures III-10 que les fréquences en modes de plaque sont changées lorsque l'angle de coupe change, ceci se traduit par l'influence de l'anisotropie.

Les figures III-11 présentent les différences entre les fréquences des modes pour différentes coupes et différentes longueurs d'ondes. Nous observons aussi que les fréquences des modes sont augmentées lorsque la longueur d'onde diminue. Pour des longueurs d'onde plus petits les fréquences des modes seront rapprochées à la fréquence de SSBW.

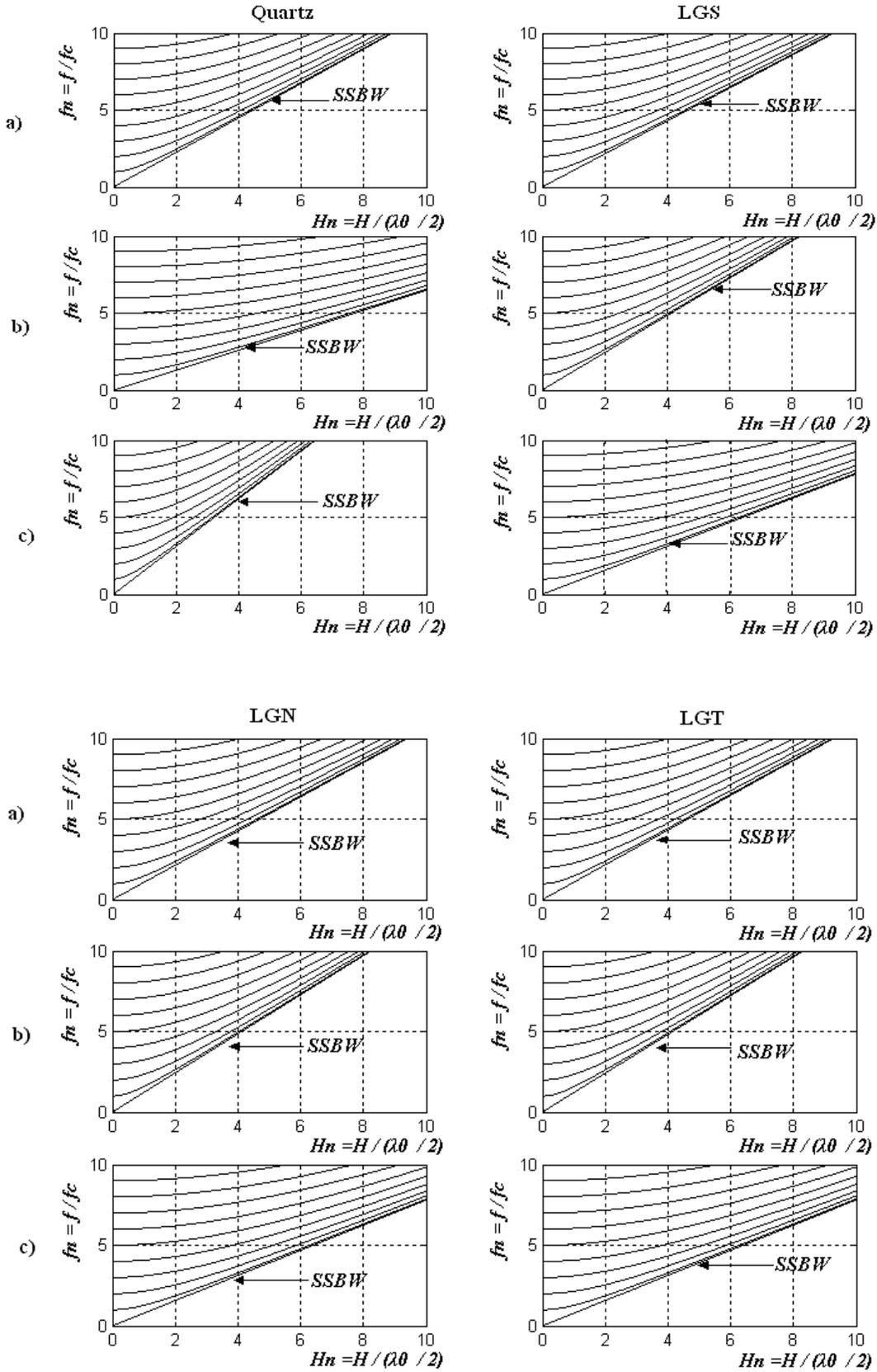


Fig.III-10: Courbe de dispersion modales :

a) - coupe Y, b) - coupe BT, c) - coupe AT

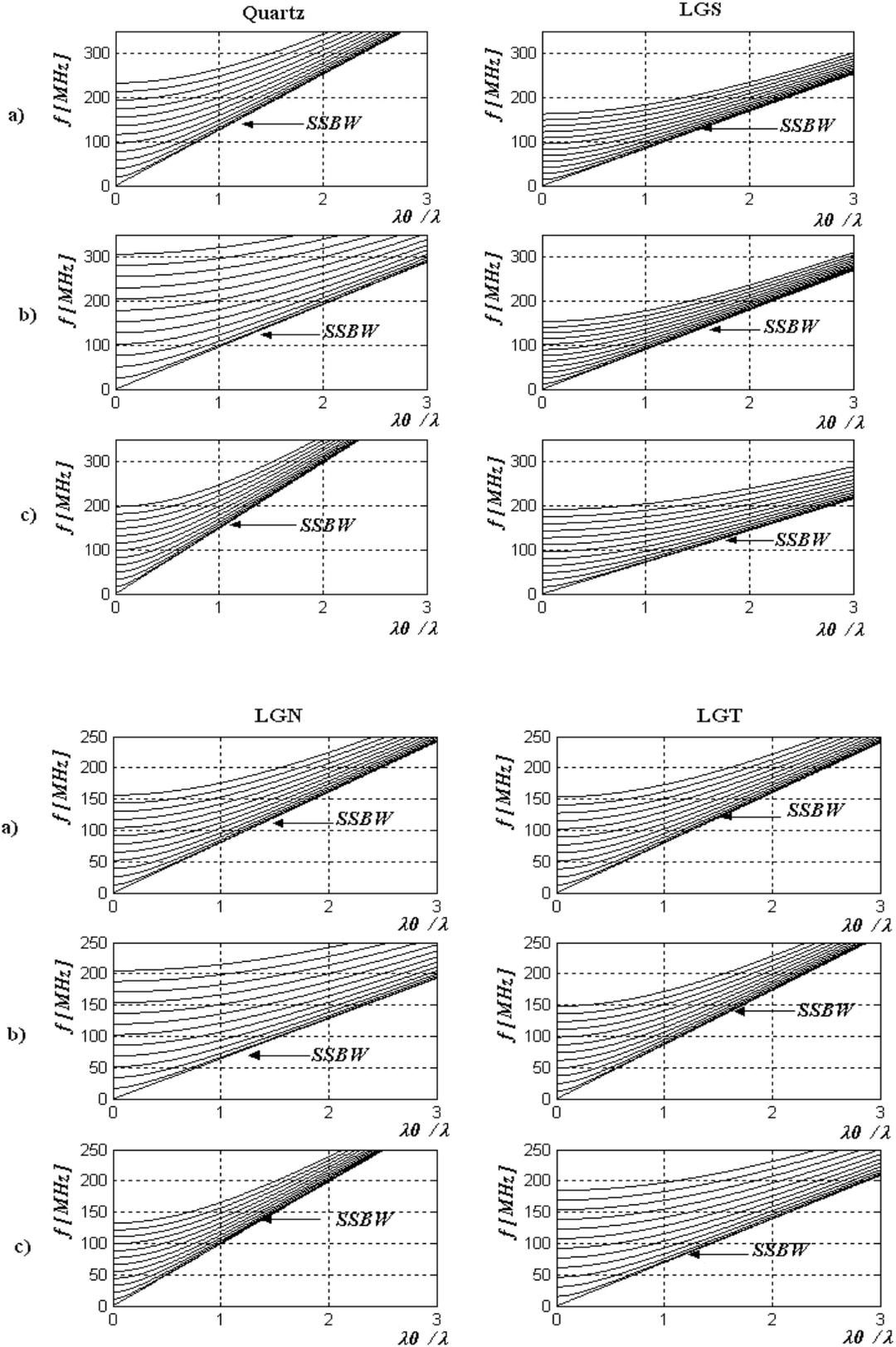


Fig.III-11 : Variation de f_m en fonction de k_3/k_0 :

a)- coupe Y, b)- coupe BT, c)- coupe AT.

C-1-d- Vitesse des modes de plaque :

Quant aux vitesse de propagation des modes, elle exprimées selon :

$$V_m = \lambda_0 \cdot f_m = Ca \sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{k_3 H Ca}\right)^2 + 1} \quad (3.31)$$

Le mode d'ordre θ se propage à la fréquence de coupure f_c , donc à la vitesse :

$$V_m = \lambda_0 \cdot f_c = Ca \sqrt{\frac{C_{66}}{\rho}} \quad (3.32)$$

Rappelons que, lorsque la longueur de l'I.D.T. d'excitation supposée infinie, les vitesse de propagation sont discrètes et peuvent être déterminées graphiquement par le point d'intersection entre les courbes de V_m et la droite $k_3=k_0$ ($\lambda=\lambda_0$), figures III-12

En fin, il faut noté que l'intérêt de ces courbes (III-10 à III-12) est de nous aider, lorsque nous choisissons notre fréquence de travaille f et tenant en compte que $\lambda_0 = 34.4 \mu\text{m}$, de déterminer:

- les caractéristiques géométriques tels que l'épaisseur du substrat H (Fig.III-10), la périodicité spatiale entre les électrodes des transducteurs (qui égale à λ) et le nombre de réflexions m , donc la distance L_{cc} séparant ces deux transducteurs (la relation 3.6). Les longueurs des transducteurs L_D et L_E sera déterminer après la choix de la bande passante (relation 3.12).
- les caractéristiques de la propagation tels que la vitesse de propagation (fig.III-12), la fréquence de coupure (Fig.III-10) et la longueur d'onde (Fig.III-11).

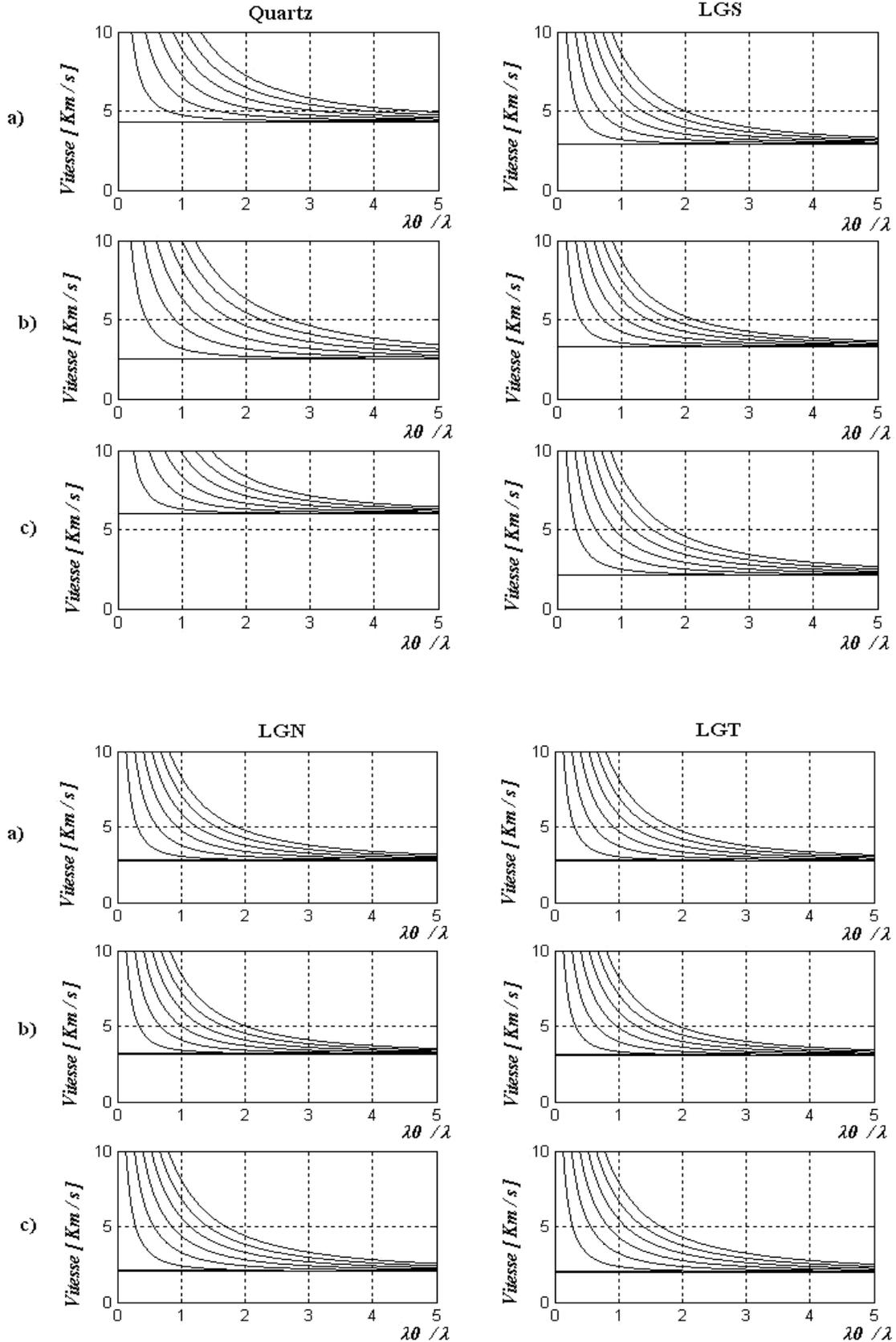


Fig.III-12 : Variation de V_m en fonction de k_3/k_0 :

a)- coupe Y, b)- coupe BT, c)- coupe AT.

C-2-Caractéristiques temporelles :

Dans ce paragraphe, nous s'intéressons au calcul du temps de groupe, qui est le retard pris par un groupe d'ondes au cours de sa propagation entre les deux I.D.T.,

C-2-a-Temps de groupe :

Le temps de groupe t_g est donné par :

$$t_g = \frac{x}{v_g} \tag{3.33}$$

Où x : La distance parcourue par un groupe d'ondes.

v_g : La vitesse de groupe.

Lorsque la propagation effectuée par une réflexion t_g , s'exprimé par :

$$t_g = t_{gi} + t_{gr} = \frac{x_i}{v_{gi}} + \frac{x_r}{v_{gr}} \tag{3.34}$$

Où : les indices i et r indiquent respectivement l'incidence et la réflexion.

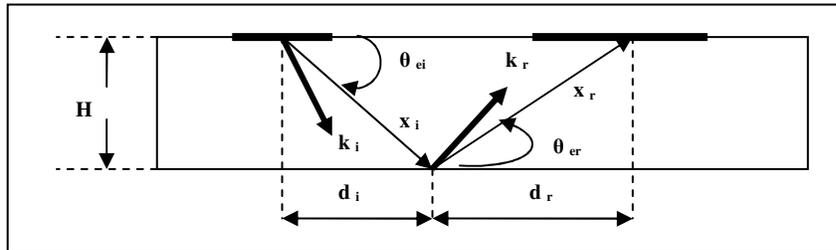


Fig.III-13 : Distance parcourue pendant une réflexion.

A partir de la relation (2.58), et en remplaçant V_{pi} par ω / k_i on arrive à :

$$V_{gi} = \frac{V_{pi}}{\cos(\theta_{ei} - \theta_i)} = \frac{\omega}{k_i(\cos \theta_i \cdot \cos \theta_{ei} + \sin \theta_i \sin \theta_{ei})} \tag{3.35}$$

En fonction de k_{2i} et k_3 , V_{gi} donné par :

$$V_{gi} = \frac{\omega}{k_3 \cos \theta_{ei} + k_{2i} \sin \theta_{ei}} \tag{3.36}$$

Donc, le temps de groupe correspondant à l'incidence est :

$$t_{gi} = \frac{x_i}{V_{gi}} = \frac{x_i(k_3 \cos \theta_{ei} + k_{2i} \sin \theta_{ei})}{\omega} \quad (3.37)$$

A partir de la fig.III-13, on peut écrire :

$$t_{gi} = \frac{k_3 d_i + k_{2i} H}{\omega} \quad (3.38)$$

De même façon :

$$t_{gr} = \frac{k_3 d_r + k_{2r} H}{\omega} \quad (3.39)$$

Donc :

$$t_g = \frac{k_3 d + (k_{2i} + k_{2r}) H}{\omega} \quad (3.40)$$

En reportant les expressions de k_{2i} , k_{2r} et d on obtient :

$$t_g = \frac{2CaH}{f_c \lambda_0 \sqrt{1 - (f_c / f)^2}} \quad (3.41)$$

Enfin, le temps de groupe correspondant à n réflexions est alors :

$$T_g = n.t_g = \frac{2nCaH}{f_c \lambda_0 \sqrt{1 - (f_c / f)^2}} \quad (3.42)$$

Les figures III-14 présentent les variations de T_g en fonction de la fréquence f pour deux valeurs de H quand $\Delta Z \neq 0$ (il y a aucune détection) dans le cas d'une coupe Y.

Nous observons que T_g diminué avec la fréquence et ça se traduit par l'influence de ce dernier sur l'angle de propagation et par conséquence sur la distance parcourue et V_g à cause de l'effet de l'anisotropie. Lorsque f devienne très grandes T_g tend vers une valeur limite où la détection est totale.

Nous observons aussi que pour des valeurs de H grandes devant λ_0 qui vaut $34.4\mu\text{m}$, la détection a lieu à une fréquence donnée d'un seul faisceau. Par contre, pour des épaisseurs faibles (modes de plaque) la détection est possible pour plusieurs faisceaux, et ça que nous explique l'augmentation de T_g avec H .

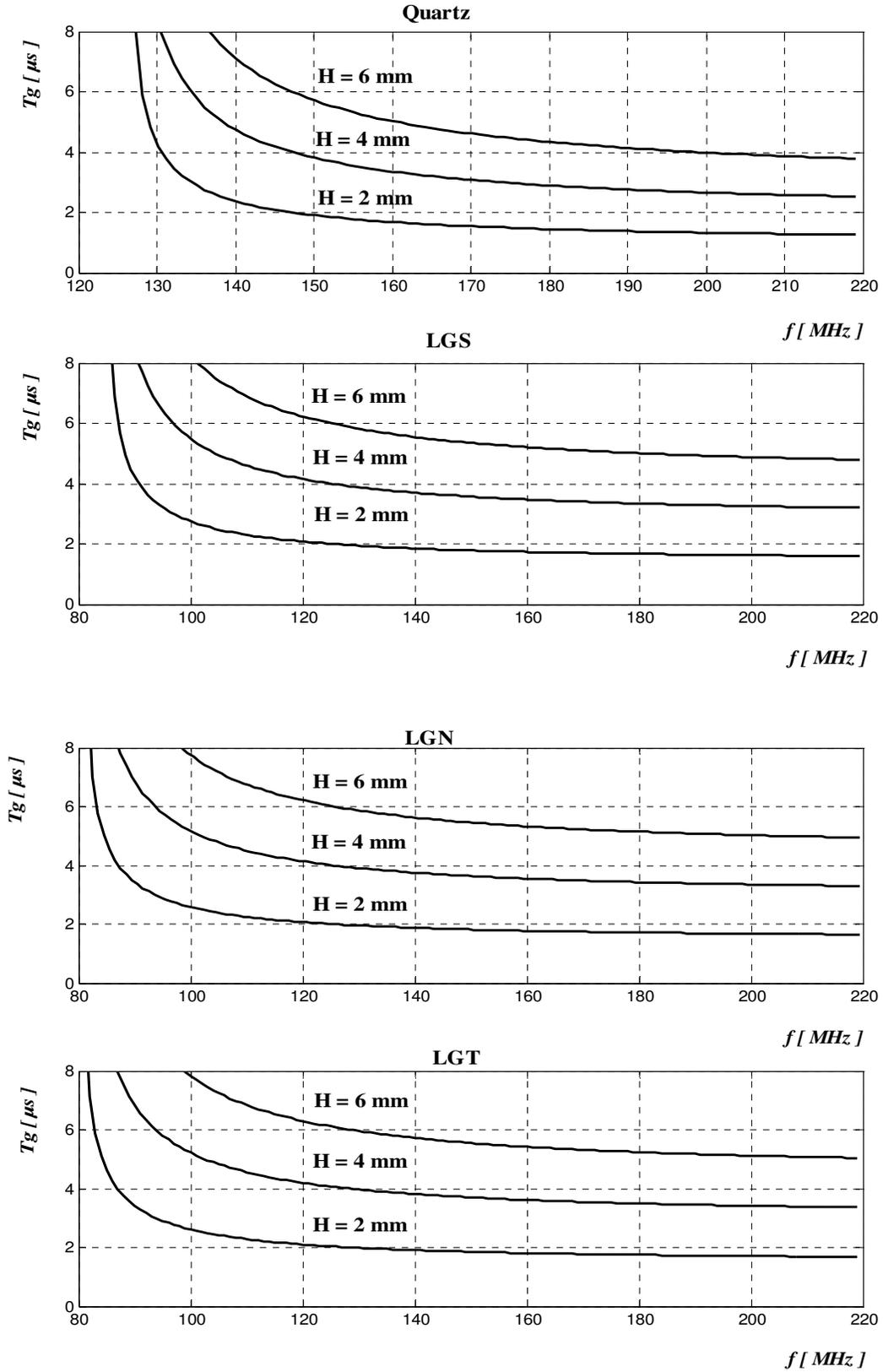


Fig. III- 14: Variation de T_g en fonction de la fréquence.

D- EFFET DE LA TEMPERATURE :

Dans ce paragraphe, nous étudions l'effet de la température au fonctionnement des dispositifs à ondes T.H. guidées, et montrons que ces derniers peuvent présenter une meilleure compensation en température.

L'effet de la température est apparaît sur les phénomènes de dilatation ou de compression du cristal, donc sur les constantes élastiques. Dans ce cas la, vitesse de propagation donc la fréquence se trouve modifiée.

Les variations relatives de fréquence s'expriment en fonction de la température par :

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \sum_{i=1}^n a_f^{(i)} (T - T_0)^i \tag{3.43}$$

Où : f_0 est la fréquence à la température de référence T_0 .

$a_f^{(i)}$: est le coefficient de température et de fréquence (TCF) d'ordre i , et donnée par :

$$a_f^{(i)} = \frac{1}{i!} \frac{d^i f}{dT^i} \tag{3.44}$$

Pour faciliter les calculs, [33] utilise une approximation à une fonction parabolique de la forme :

$$\frac{\Delta f^{(i)}}{f_0} = b^{(i)} (T - T_0)^2 \tag{3.45}$$

Où $b^{(i)}$: est le constante parabolique de l'harmonie d'ordre i , le tableau suivant nous donne les constantes $b^{(i)}$ et les valeurs de T_0 pour les neuf premiers harmoniques pour les trois matériaux **LGS**, **LGN** et **LGT** selon [33].

Ordre de l'Harmonie	Température T_0 [°C]			Constant parabolique b [ppm / °C ²]		
	LGS	LGN	LGT	LGS	LGN	LGT
1	25.0	61.8	71.4	-0.0589	-0.0687	-0.0694
3	71.9	64.4	69.4	-0.0571	-0.0666	-0.0666
5	81.4	66.2	69.9	-0.0567	-0.0663	-0.0673
7	77.9	64.5	67.8	-0.0562	-0.0660	-0.0669
9	65.3	63.6	66.9	-0.0531	-0.0657	-0.0667

Tableau : Paramètres relatifs aux température pour une coupe Y.

Un autre travail effectué par [34], fait le teste d'un dispositif SAW en LGS (point de fusion: 1470°) avec des électrodes en Platinium Pt (point de fusion : 1769°) et Palladium Pd (point de fusion : 1554.9°) et utilise le Zirconium Zr pour l'adhésion, à une intervalle de température de 250° à 750° pendant 6 semaine. Les résultats obtenus montrent qu'il n'y a aucune dégradation de la qualité de transducteurs et par conséquence à la qualité de dispositif SAW en LGS. Par contre, le quartz perte ses propriétés piézoélectriques au delà de 573° (phase de transition).

Finalement, il faut signaler que l'utilisation de langasite dans le domaine des résonateurs utilisant les ondes de volume au dessus de la température de 700C° [35] et de 900C° est effectuée avec succès. [36] et [37].

CHAPITRE IV

APPLICATION D'UN DISPOSITIF A ONDES T.H. GUIDEES AUX CAPTEURS DE VISCOSITE

A-INTRODUCTION :

L'existence d'une surface libre dans les dispositifs à ondes T.H. guidées, rend possible de les utiliser comme des capteurs destinés à la mesure des propriétés des fluides. Ces mesures reposent sur les modifications des conditions aux limites (surface d'interaction) lors de la propagation des ondes T.H.

Dans ce chapitre nous étudions les modifications apportées aux ondes T.H. guidées, au cours de propagation, dues à la présence de liquide sur la surface libre de dispositif où nous pouvons déduire le coefficient de viscosité.

B-PROPAGATION DES ONDES T.H. DANS UN LIQUIDE :

La propagation des ondes T.H. dans un liquide dit viscoélastique, peut s'expliquer par la relation entre les contraintes T exercées par le fluide et les déformations S provoquées. Cette relation est donnée pour:

- Un liquide parfait dit Newtonien par :

$$T = \eta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = \eta \frac{\partial S}{\partial t} \quad (4.1)$$

η : Est le coefficient de viscosité du fluide, son unité dans le système CGS est la

$$[\text{poise}], 10 \text{ poises} (CGS) = 1 \frac{N.s}{m^2} (MKSA)$$

- Un liquide dit Maxwellien par :

$$T + \tau \frac{\partial T}{\partial t} = \eta \frac{\partial S}{\partial t} \quad (4.2)$$

Où : τ est le temps de relaxation, donné par :

$$\tau = \frac{\eta}{\mu} \quad (4.3)$$

Avec μ le coefficient de rigidité de cisaillement.

Pour une onde monochromatique, les déformations produites sont harmoniques. Donc, la relation (4.2) devient :

$$T(1 + j\omega\tau) = j\omega\eta S \quad (4.4)$$

Cette relation peut s'exprimer, selon la loi de Hooke [38], par:

$$T = C_L \cdot S \quad (4.5)$$

Chapitre 4 : APPLICATION D'UN DISPOSITIF A ONDES T.H. AUX CAPTEURS DE VISCOSITE

Avec C_L est le coefficient d'élasticité complexe du liquide, donné par :

$$C_L = \frac{j\omega\eta}{1 + j\omega\tau} \quad (4.6)$$

Selon les valeurs de $\omega\tau$, C_L prend les deux valeurs limites suivantes :

- Pour : $\omega\tau \ll 1$; $C_L = j\omega\eta$

c.à.d, pour une période d'excitation très grande devant le temps de relaxation τ , le liquide se comporte vis-à-vis de l'onde comme un liquide parfait (liquide Newtonien) [39].

- Pour : $\omega\tau \gg 1$; $C_L = \frac{\eta}{\tau} = \mu$

c.à.d, pour un temps de relaxation τ très grand devant la période d'excitation, le liquide se comporte vis-à-vis de l'onde comme un solide amorphe, de coefficient de rigidité de cisaillement μ . Dans ce cas le liquide ne revient pas à son état d'équilibre entre deux périodes consécutives.

- La valeur intermédiaire : $\omega\tau = 1$, alors : $\eta_c = \frac{\mu}{\omega}$ est appelée viscosité critique.

L'application de la loi fondamentale de la dynamique sur la propagation suivant y dans le liquide d'une onde T.H polarisée suivant x , nous donne :

$$\rho_L \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{xy}}{\partial y} = C_L \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \quad (4.7)$$

ρ_L : est la masse volumique du liquide.

Pour une onde monochromatique, le déplacement est exprimé par :

$$u_x = u_0 \exp j(\omega t - ky) \quad (4.8)$$

Dans ce cas, la relation (4.7) devient :

$$\rho_L \omega^2 = C_L k^2 \quad (4.9)$$

C'est la relation de dispersion.

La vitesse V_T de l'onde transversale est :

$$V_T^2 = \frac{C_L(\eta, \omega, \mu)}{\rho_L} \quad (4.10)$$

Selon [40], l'impédance acoustique Z_T est donnée par :

$$Z_T = \rho_L V_T = \sqrt{\rho_L C_L} \quad (4.11)$$

Enfin, il faut noter que d'après la relation (4.9) et comme C_L est complexe, le nombre d'onde k est également complexe de la forme :

$$k = \alpha - j\beta \quad (4.12)$$

Alors :

$$u_x = u_0 \exp(-\beta y) \exp j(\omega t - \alpha y) \quad (4.13)$$

Le terme $\exp(-\beta y)$ est représenté l'atténuation de l'onde transversale dans le liquide.

Pour un liquide Newtonien, β a l'expression suivante :

$$\beta = \sqrt{\rho\omega / 2\eta} \quad (4.14)$$

Il apparaît que β est proportionnel à la racine carrée de f , donc l'atténuation de l'onde T.H. est d'autant plus grande que la fréquence est élevée.

La figure suivante présente, pour deux liquides de viscosités très différentes (eau et glycérine), la variation du facteur d'atténuation $\exp(-\beta y)$ en fonction de la distance normalisée y/λ_0 (λ_0 longueur d'onde acoustique et vaut $34.4\mu m$).

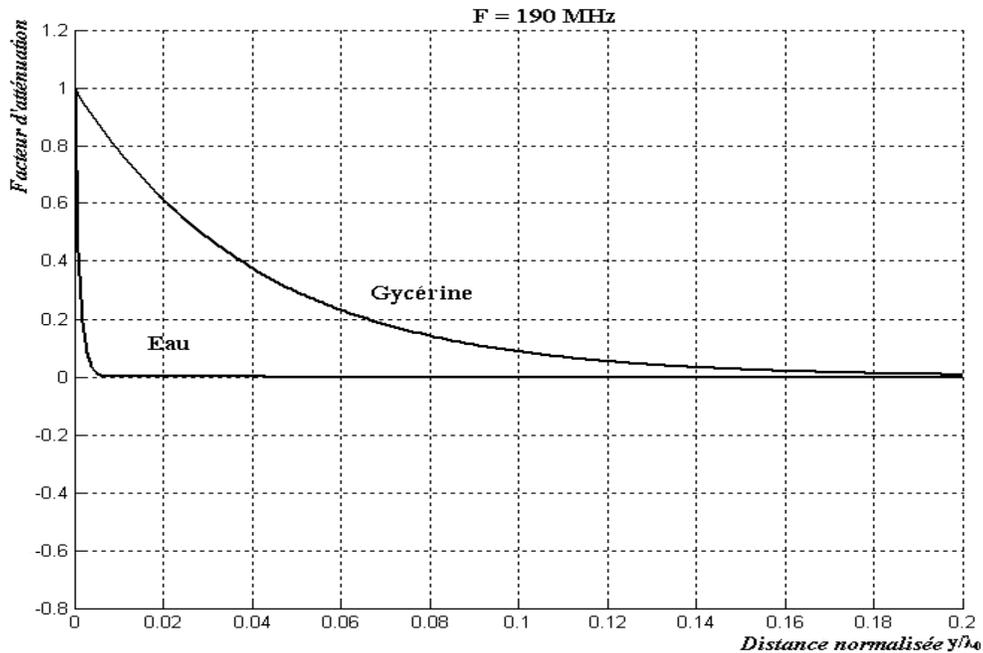


Fig. VI-1 : Atténuation de l'onde T.H. en fonction de y/λ_0 (profondeur de pénétration).

Cette figure met en évidence que l'onde s'atténue d'autant plus vite que le liquide est moins visqueux, et que elle ne peut se propager au delà d'une distance de $0.2 \lambda_0$.

Donc, pour la glycérine, la valeur de $6.88\mu m$ (et de $50nm$ pour l'eau) détermine l'épaisseur minimale du dépôt, ce qui justifie les faibles quantités de liquide nécessaires à la mesure.

C-CONDITIONS AUX LIMITES :

Le dispositif utilisé est celle de la figure (IV-1), on considère qu'il y a une seule réflexion de l'onde T.H. sur la surface d'interaction en $Y=0$.

Les conditions aux limites en $y=0$ sont :

- continuité des déplacements mécaniques.
- continuité des contraintes mécaniques.

Les expressions des déplacements mécaniques suivant l'axe X sont :

$$\begin{aligned} u_{xi} &= A \exp(j\omega t) \exp(-jk_{3i}Z) \exp(-jk_{2i}Y) \\ u_{xr} &= B \exp(j\omega t) \exp(-jk_{3r}Z) \exp(+jk_{2r}Y) \\ u_{xt} &= C \exp(j\omega t) \exp(-jk_{3t}Z) \exp(-jk_{2t}Y) \end{aligned} \quad (4.14)$$

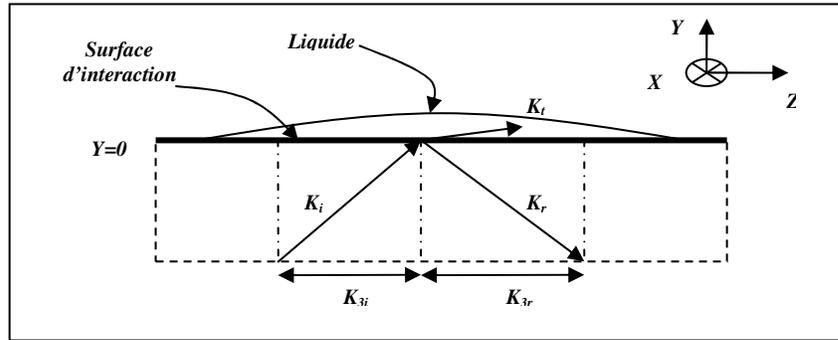


Fig.IV-2 : Schéma du dispositif.

Pour une période spatiale $\lambda_0 / 2$ de l'I.D.T. d'excitation et pour que la loi de

Snell –Descartes (CH.I, § D-1) soit vérifié, nous avons :

$$k_{3t} = k_{3r} = k_{3i} = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (4.15)$$

La continuité des déplacements en $Y=0$ nous donne :

$$A+B=C \quad (4.16)$$

Celle de la continuité des contraintes se traduit par :

$$T_i - T_r = T_t \quad (4.17)$$

Alors : selon les expressions (3.12), (3.13), (3.14) et (4.5) :

$$AC_{66}k_{2i} - BC_{66}k_{2r} + (A - B)C_{56}k_3 = CC_L k_{2t} \quad (4.18)$$

Reportant la relation (4.16) dans (4.18), on obtient :

$$R_L = \frac{A}{B} = \frac{C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3 - C_L k_{2t}}{C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3 + C_L k_{2t}} \quad (4.19)$$

Où R_L est le coefficient de réflexion en présence de liquide sur l'interface.

En l'absence de liquide, R_L devient :

$$R = \frac{C_{66}k_{2i} + C_{56}k_3}{C_{66}k_{2r} + C_{56}k_3} \quad (4.20)$$

Alors, l'influence du liquide sur le coefficient de réflexion se traduit par le rapport R_L/R .

Quant, le coefficient de transmission T_L qui représente l'onde transmise dans le liquide, s'exprime par [41] :

$$T_L = 1 - \frac{R_L}{R} \quad (4.21)$$

Pour bien fait apparaître l'influence des caractéristiques viscoélastiques du liquide, nous supposons que le milieu de la propagation est isotrope ($C_{56} = 0$ et $k_{2i} = k_{2r}$), donc :

$$R_L = \frac{C_{66}k_{2i} - C_L k_{2t}}{C_{66}k_{2i} + C_L k_{2t}}, \text{ et } R = 1 \quad (4.22)$$

Sachant que :

$$k_{2i} = k_i \sin \theta_i \quad (4.23)$$

$$k_{2t} = k_t \sin \theta_t \quad (4.24)$$

Alors, (4.22) devient :

$$R_L = \frac{C_{66}k_i \sin \theta_i - C_L k_t \sin \theta_t}{C_{66}k_i \sin \theta_i + C_L k_t \sin \theta_t} \quad (4.25)$$

Rappelons que les impédances Z_i et Z_t (ondes incidentes et transmises) sont données par :

$$Z_i = \rho V_i = \frac{C_{66}}{V_i} = \frac{C_{66}k_i}{\omega} \quad (4.26)$$

$$Z_t = \rho V_t = \frac{C_L}{V_t} = \frac{C_L k_t}{\omega} \quad (4.27)$$

R_L s'écrit en fonction de ces impédances :

$$R_L = \frac{Z_i \sin \theta_i - Z_t \sin \theta_t}{Z_i \sin \theta_i + Z_t \sin \theta_t} \quad (4.28)$$

Chapitre 4 : APPLICATION D'UN DISPOSITIF A ONDES T.H. AUX CAPTEURS DE VISCOSITE

Dans la mesure où la réflexion est totale en l'absence de liquide ($R=1$), le coefficient de transmission T_L a pour expression :

$$T_L = \frac{2.Z_t \sin \theta_t}{Z_i \sin \theta_i + Z_t \sin \theta_t} \quad (4.29)$$

Dans le cas d'une incidence normale et en négligeant Z_t devant Z_i , T_L s'écrit :

$$T_L = \frac{2 \sin \theta_t}{Z_i} Z_t = X.Z_t = X \sqrt{\rho_L C_L} \quad (4.30)$$

Dans ce cas T_L prend deux valeurs limites, selon les valeurs de C_L établies précédemment.

D-PRINCIPE DE LA MESURE :

Le dispositif utilisé est celui représenté par la fig. IV-2 avec les paramètres géométriques suivants [42]: - plaque de cristal de coupe Y.

- épaisseur $H=1\text{mm}$.
- deux I.D.T. identiques :
 - * ont une longueur de: $150 \lambda_0 = 150 \times 34.4\mu\text{m} = 5.16\text{mm}$.
 - * sont espacés de : 5.16mm .
 - * séparés par un obstacle métallique placé normalement à la plaque pour coupés les lignes de champ électrique.

L'objectif de cette étude et de mesurer la variation, due à la présence du liquide, du coefficient de réflexion de l'onde T.H. sur la surface d'interaction. Ce coefficient de réflexion est donné par :

$$R_L = \sqrt[n]{A_n^L / A_n^0} \quad (4.31)$$

Où : A_n^L est l'amplitude de l'écho ayant subi n réflexions sur l'interface "cristal – liquide".

A_n^0 : est l'amplitude du même écho en l'absence de liquide.

Il faut noter que ce coefficient de réflexion est indépendant du nombre n de réflexions.

Quant, l'atténuation de l'onde T.H. à l'interface "cristal – liquide" est représenté par coefficient de transmission T_L caractérisant la transmission de cette onde dans le liquide.

T_L est défini par :

$$T_L \% = (1 - R_L) . 100 \quad (4.32)$$

Les liquides étudiés sont des mélanges “ eau - glycérine “ de différentes concentrations et qui sont couramment utilisés comme étalons de mesure dans les viscosimètres classiques. Leurs coefficients de viscosité η sont répertoriés dans la littérature (Annexe 2). Notons que l'utilisation du coefficient de rigidité de cisaillement μ n'est pas courante car les valeurs de ce dernier divergent dans la littérature.

Dans les figures suivantes, nous faisons représenter les variations de $|T_L|$ en fonction de $\sqrt{\eta}$ à la fréquence de 190 MHz pour différentes coefficient de rigidité de cisaillement μ .

Nous observons (les figures IV-3), pour les trois valeurs de μ , qu'il existe deux parties :

- une partie linéaire de pente indépendante de la valeur de μ et limitée par une valeur de η appelée viscosité critique qui dépend de μ et de f selon la relation :

$$\eta_c = \frac{\mu}{\omega}, \quad \text{Cette partie nous place dans le cas d'un liquide Newtonien. Le choix}$$

de représenter les variations de $|T_L|$ en fonction de $\sqrt{\eta}$, c'est pour raison d'avoir cette partie linéaire qui constitue une courbe étalon pour déduire les coefficients de viscosités des liquides.

- une partie non linéaire tend vers une limite, proportionnelle de $\sqrt{\mu}$, indépendante de η lorsque ce dernier prend des valeurs très grandes [43]. Dans ce cas le liquide se comporte, vis-à-vis de l'onde, comme une solide amorphe.

D'autre part, nous observons que le facteur de transmission $|T_L|$ est presque le double dans le cas de quartz que celle dans le cas de langasite (LGS), langanite (LGN) et de langatate (LGT) donc la profondeur de pénétration de l'onde transmise dans le liquide est plus élevée dans le cas de quartz, l'un des inconvénients de l'utilisation du quartz [44], que dans les autres cas. Alors, l'onde propageant s'atténue rapidement dans le cas d'un substrat en quartz que dans le cas d'un substrat en LGS, LGN et LGT, ce qui peut poser des problèmes au niveau de la détection. Pour ces raisons, l'utilisation de LGS et ses dérivés aux tels types de capteurs sont recommandés [45].

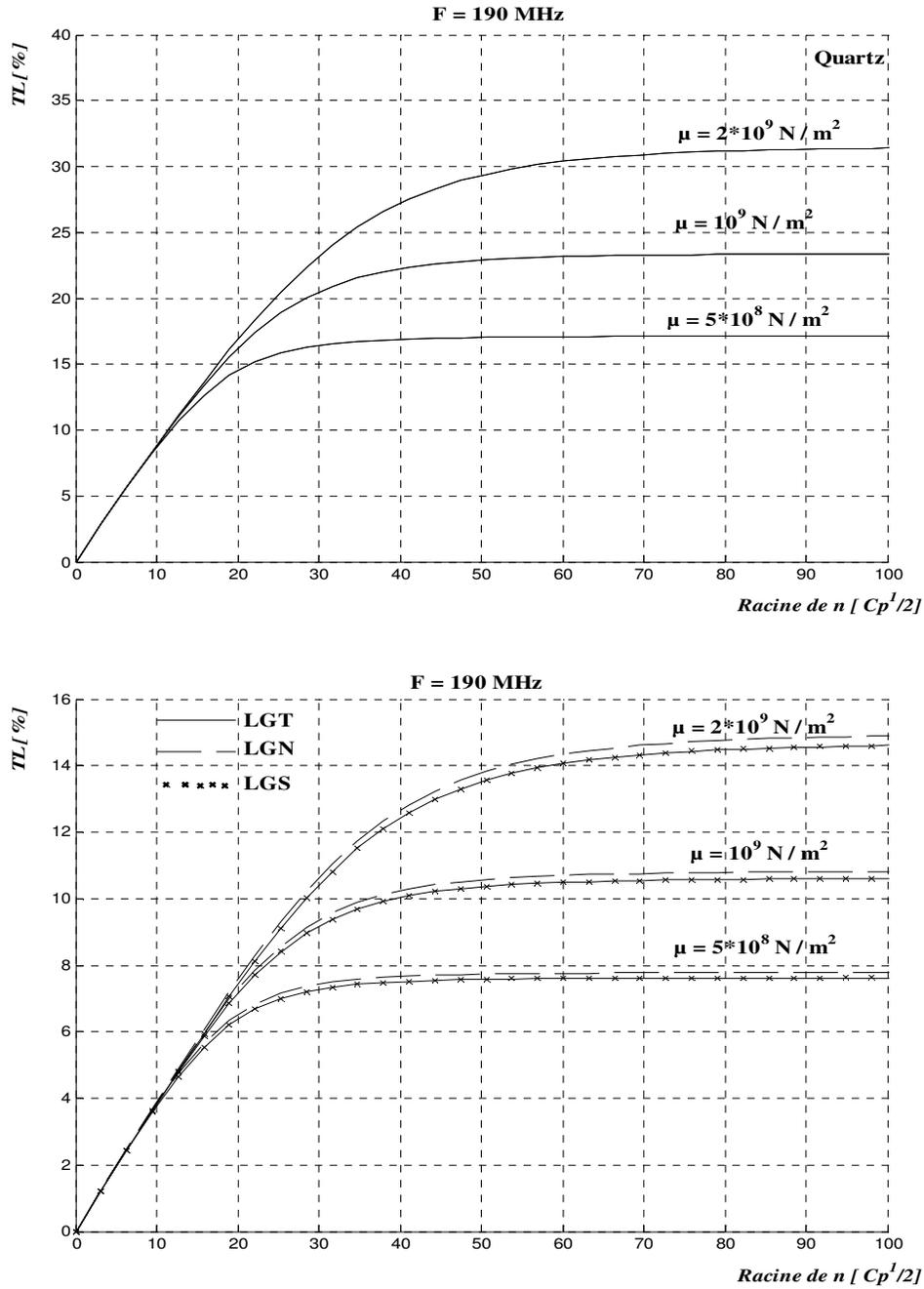


Fig.IV-3 : Variations du coefficient $|T_L|$ en fonction de $\sqrt{\eta}$.

Pour faire apparaître l'influence de la fréquence sur les variations de $|T_L|$, nous représentons sur la figure suivante les variations de $|T_L|$ en fonction de $\sqrt{\eta}$ pour deux valeurs de f (150 et 190MHz) et une valeur de μ égale à 10^9 N/m^2 .

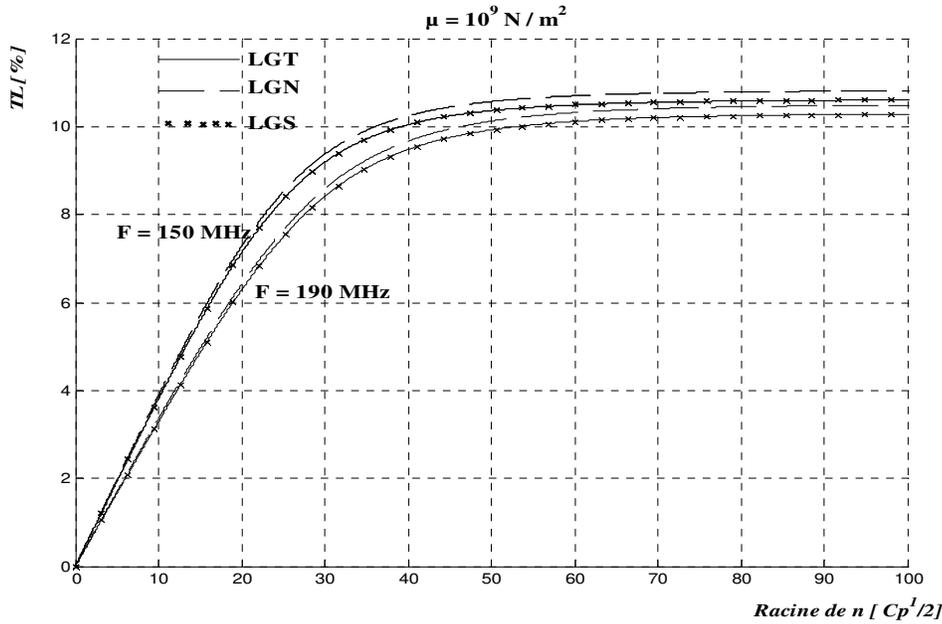


Fig.IV-4 : Influence de f sur les variations du coefficient $|T_L|$ en fonction de $\sqrt{\eta}$.

Il est bien apparaît, que la fréquence influe sur la totalité de la courbe. Alors, concernant la partie linéaire, la pente de cette partie diminue avec la fréquence et ça a deux influences antagonistes sur la mesure de $|T_L|$:

- une influence, prédominante, sur la variation de l'angle d'incidence en raison de l'excitation par un I.D.T. cette variation s'influe sur le nombre d'échos qui augmente avec la fréquence.
- variation de l'impédance acoustique dans le liquide selon la relation (4.11)

E-CONCLUSION :

L'étude développée dans ce chapitre fait apparaître qu'un tel dispositif peut remplir la fonction de viscosimètre classique avec l'avantage de ne nécessiter qu'une très faible quantité de liquide. En plus, sa taille plus réduite permet d'émerger la surface d'interaction dans le liquide à étudier. En fin, ce dispositif peut l'utiliser sur un liquide en écoulement.

CONCLUSION GENERALE :

L'étude que nous avons présentée nous a permis de mettre en évidence les conditions, relatives à la symétrie cristalline et aux directions de propagation, de l'excitation électrique par des transducteurs interdigités des seules ondes de volume de polarisation T.H. sans excitation d'autres modes.

L'étude des caractéristiques d'un dispositif à ondes T.H. guidées dans une plaque de langasite fait apparaître que celles-ci sont fortement dépendes des paramètres géométriques de ce dispositif.

Ces dispositifs pouvant fonctionner à des fréquences très élevées et peuvent aussi satisfaire des exigences de stabilité en température, dans la mesure de celle-ci peut être compensée grâce à un ajustement des paramètres géométriques. En plus, l'utilisation de langasite nous permet d'avoir un couplage électromécanique très fort par rapport au quartz.

L'existence d'une surface libre des transducteurs, pouvant remplir la fonction de surface d'interaction pour le développement des nouveaux capteurs dont le principe de fonctionnement est de traiter les modifications des conditions aux limites sur cette surface en existence d'un corps à étudier.

Dans le cas de contact avec des liquides viscoélastiques, nous avons pu mesurer le coefficient de viscosité de ceux-ci avec une bonne précision.

La déposition d'une couche sensible à une grandeur extérieur donnée (gaz, produit chimique, anti-corps ...etc.) sur la surface libre de dispositif, permet de l'utiliser comme un capteur dans plusieurs domaines tels que :

- protection de l'environnement.
- biologie et médecine.
- agro-alimentaire
- militaire ...etc.

ANNEXE 1

- **CONSTANTES CARACTERISTIQUES**
- **REPRESENTATION GRAPHIQUE**

[28], [46] et [47]

Langasite : **LGS** ($\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$)

Classe de symétrie : trigonal 3-2

Masse volumique : $\left[\text{Kg} / \text{m}^3 \right]$ $\rho = 5748$

Constantes élastiques $C_{ijkl} \left[\text{N} / \text{m}^2 \right]$

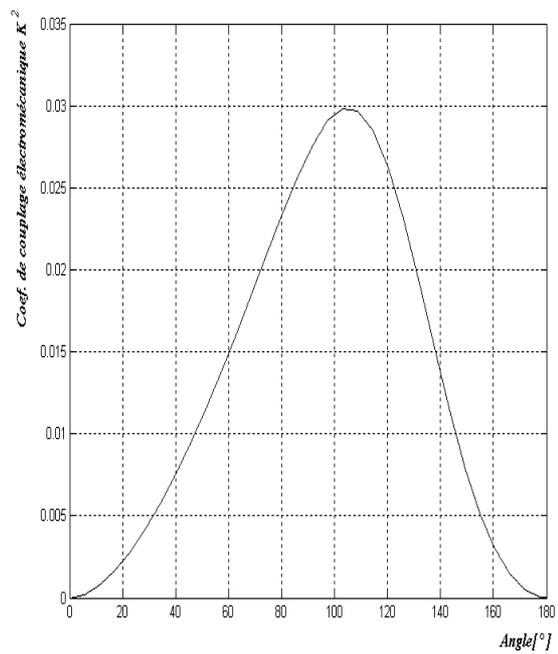
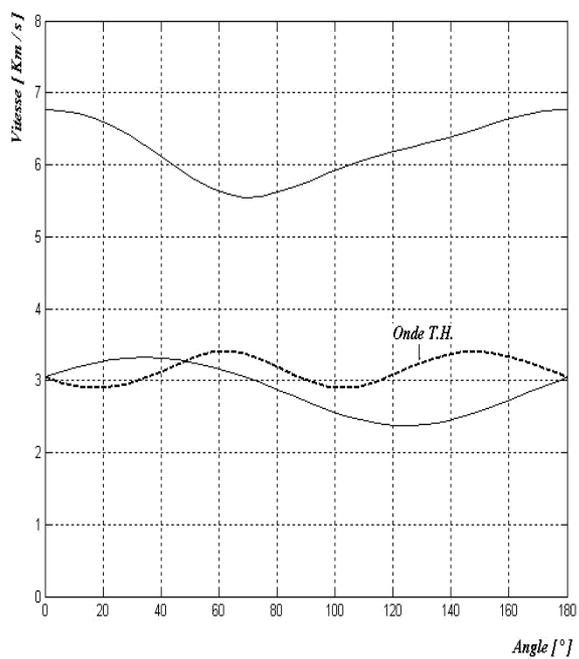
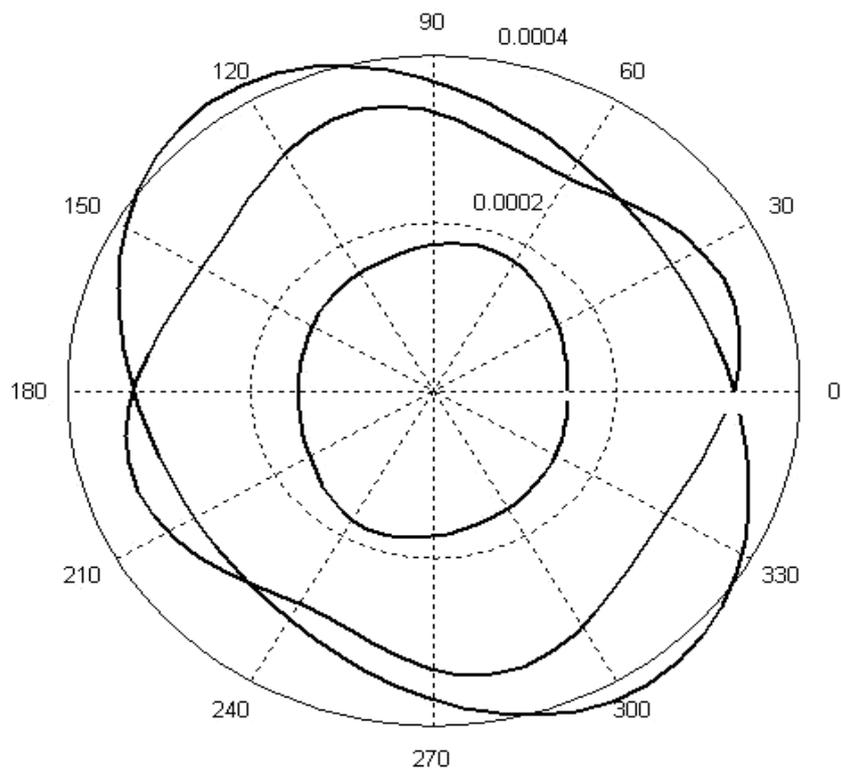
$$\begin{vmatrix} 1.892 & 1.049 & 0.978 & 0.145 & 0 & 0 \\ 1.049 & 1.892 & 0.978 & -0.145 & 0 & 0 \\ 0.978 & 0.978 & 2.633 & 0 & 0 & 0 \\ 0.145 & -0.145 & 0 & 0.534 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.534 & 0.145 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.145 & 0.423 \end{vmatrix} * 10^{11}$$

Constantes piézoélectriques $e_{ijk} \left[\text{C} / \text{m}^2 \right]$

$$\begin{vmatrix} 0.4365 & -0.4365 & 0 & -0.1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.1 & -0.4365 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Constantes diélectriques $\varepsilon_{jk} \left[\text{F} / \text{m} \right]$

$$\begin{vmatrix} 1.646 & 0 & 0 \\ 0 & 1.646 & 0 \\ 0 & 0 & 4.373 \end{vmatrix} * 10^{-10}$$



Langanite : *LGN* ($\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$)

Classe de symétrie : trigonal 3-2

Masse volumique : $[\text{Kg} / \text{m}^3]$ $\rho = 5905$

Constantes élastiques $C_{ijkl} [\text{N} / \text{m}^2]$

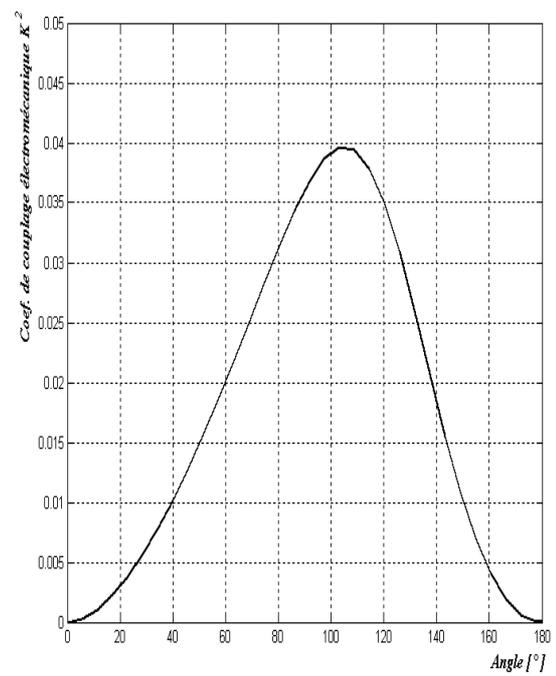
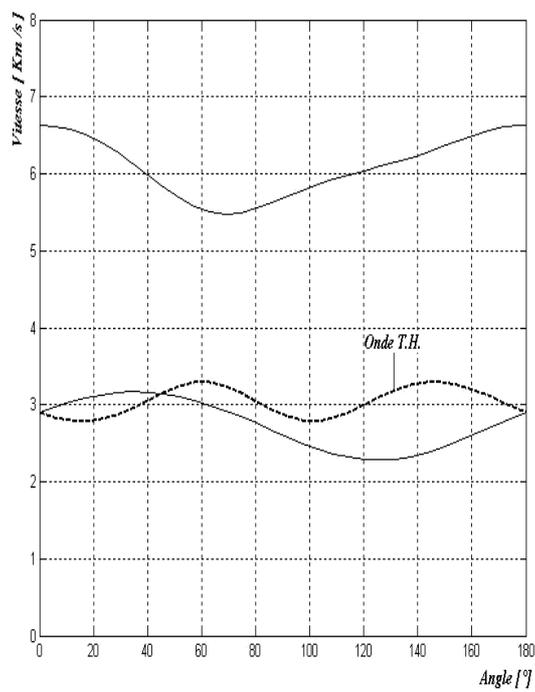
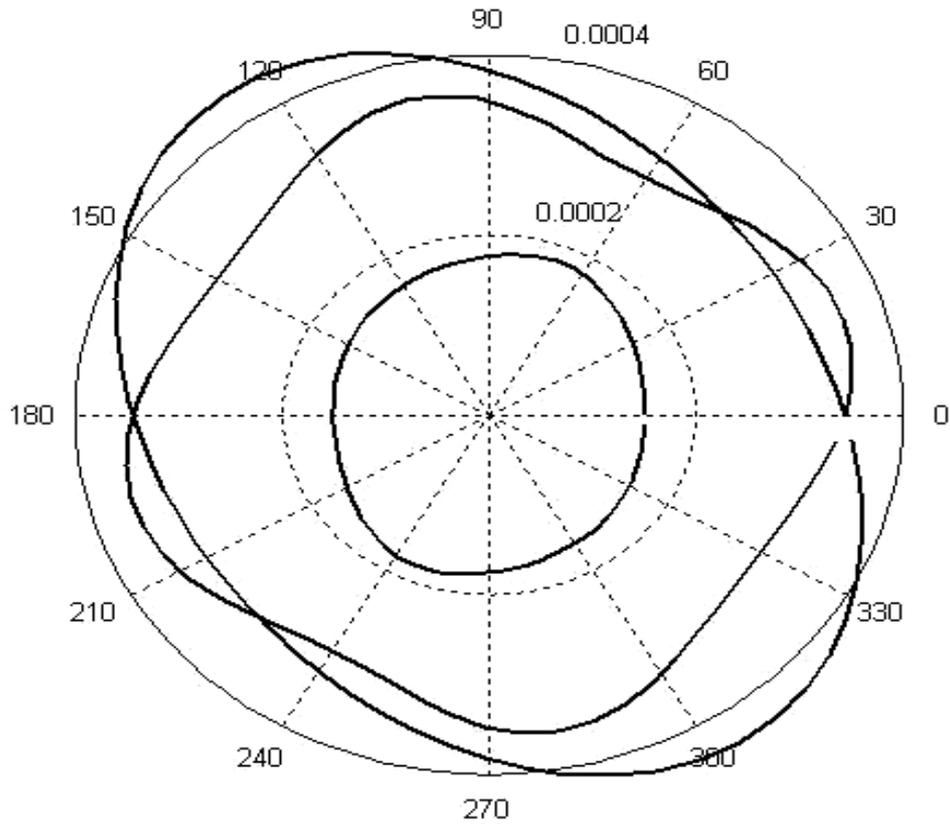
$$\begin{vmatrix} 1.893 & 1.089 & 0.9931 & 0.134 & 0 & 0 \\ 1.089 & 1.893 & 0.9931 & -0.134 & 0 & 0 \\ 0.9931 & 0.9931 & 2.5974 & 0 & 0 & 0 \\ 0.134 & -0.134 & 0 & 0.4976 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.4976 & 0.134 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.134 & 0.4017 \end{vmatrix} * 10^{11}$$

Constantes piézoélectriques $e_{ijk} [\text{C} / \text{m}^2]$

$$\begin{vmatrix} 0.513 & -0.513 & 0 & -0.108 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.108 & -0.513 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Constantes diélectriques $\varepsilon_{jk} [\text{F} / \text{m}]$

$$\begin{vmatrix} 1.79 & 0 & 0 \\ 0 & 1.79 & 0 \\ 0 & 0 & 6.85 \end{vmatrix} * 10^{-10}$$



Langatate : *LGT* (La₃Ga_{5.5}Ta_{0.5}O₁₄)

Classe de symétrie : trigonal 3-2

Masse volumique : $[Kg / m^3]$ $\rho = 6145$

Constantes élastiques $C_{ijkl} [N / m^2]$

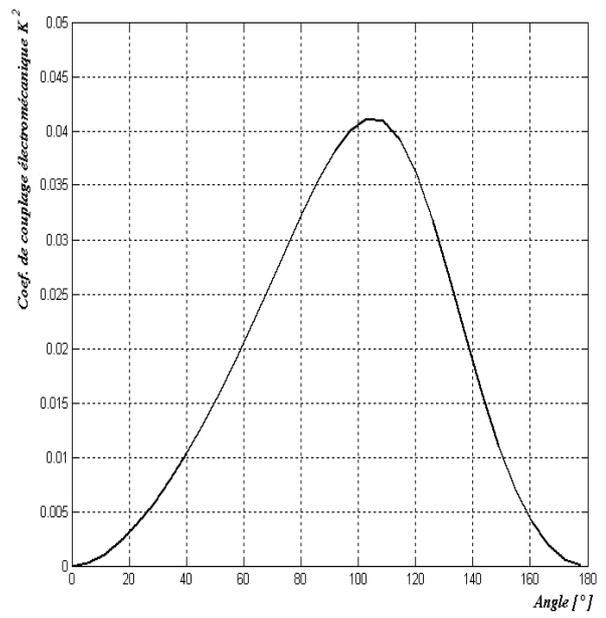
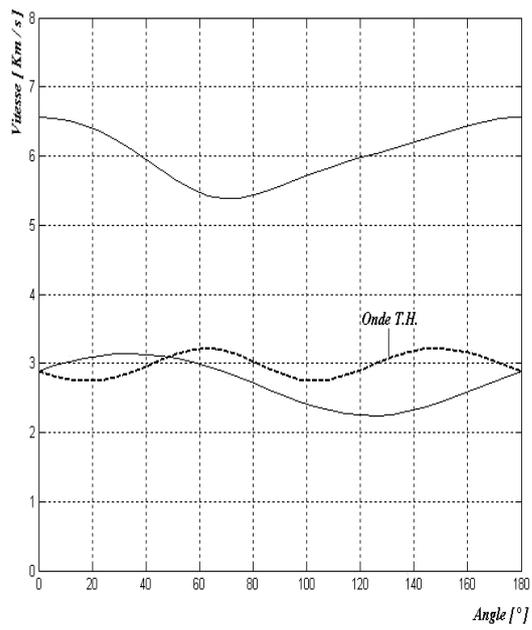
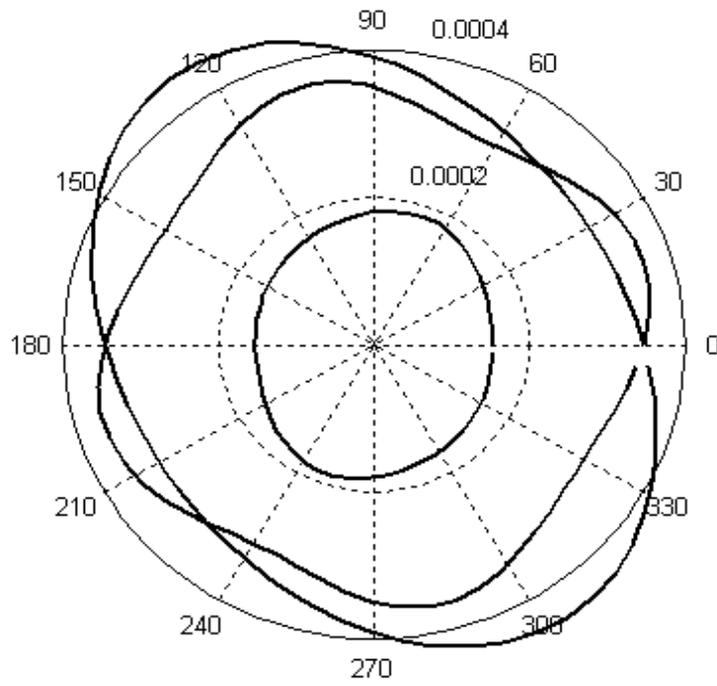
$$\begin{vmatrix} 1.889 & 1.086 & 1.044 & 0.1374 & 0 & 0 \\ 1.086 & 1.889 & 1.044 & -0.1374 & 0 & 0 \\ 1.044 & 1.044 & 2.645 & 0 & 0 & 0 \\ 0.1374 & -0.1374 & 0 & 0.5129 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5129 & 0.1374 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.1374 & 0.4019 \end{vmatrix} * 10^{11}$$

Constantes piézoélectriques $e_{ijk} [C / m^2]$

$$\begin{vmatrix} 0.508 & -0.508 & 0 & -0.028 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.028 & -0.508 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Constantes diélectriques $\varepsilon_{jk} [F / m]$

$$\begin{vmatrix} 1.7 & 0 & 0 \\ 0 & 1.7 & 0 \\ 0 & 0 & 6.63 \end{vmatrix} * 10^{-10}$$



Quartz

Classe de symétrie : trigonal 32

Masse volumique : $[Kg / m^3]$ $\rho = 2648.5$ Constantes élastiques $C_{ijkl} [N / m^2]$

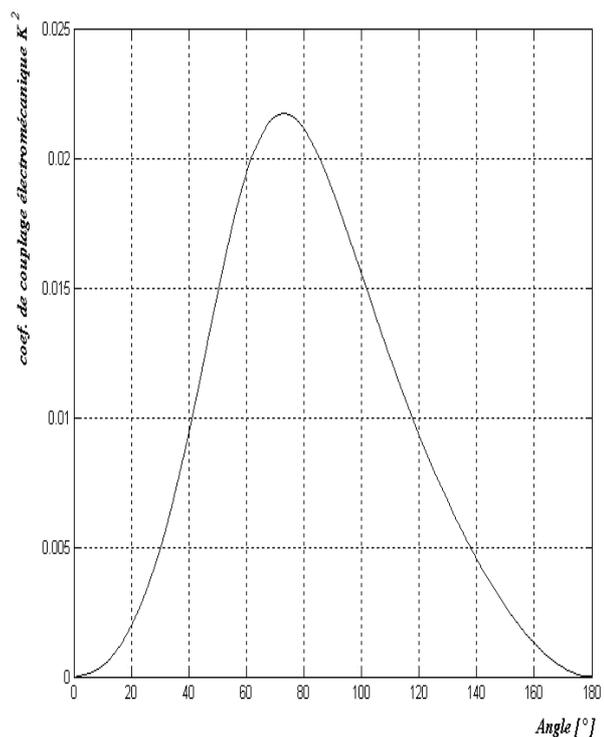
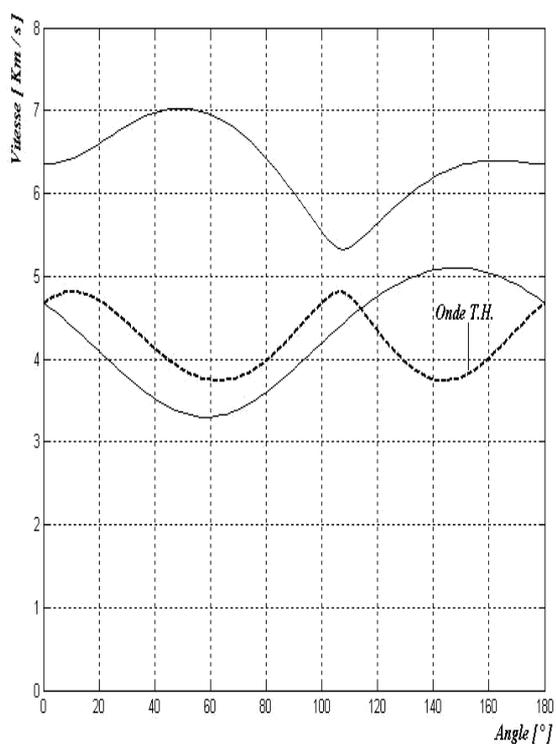
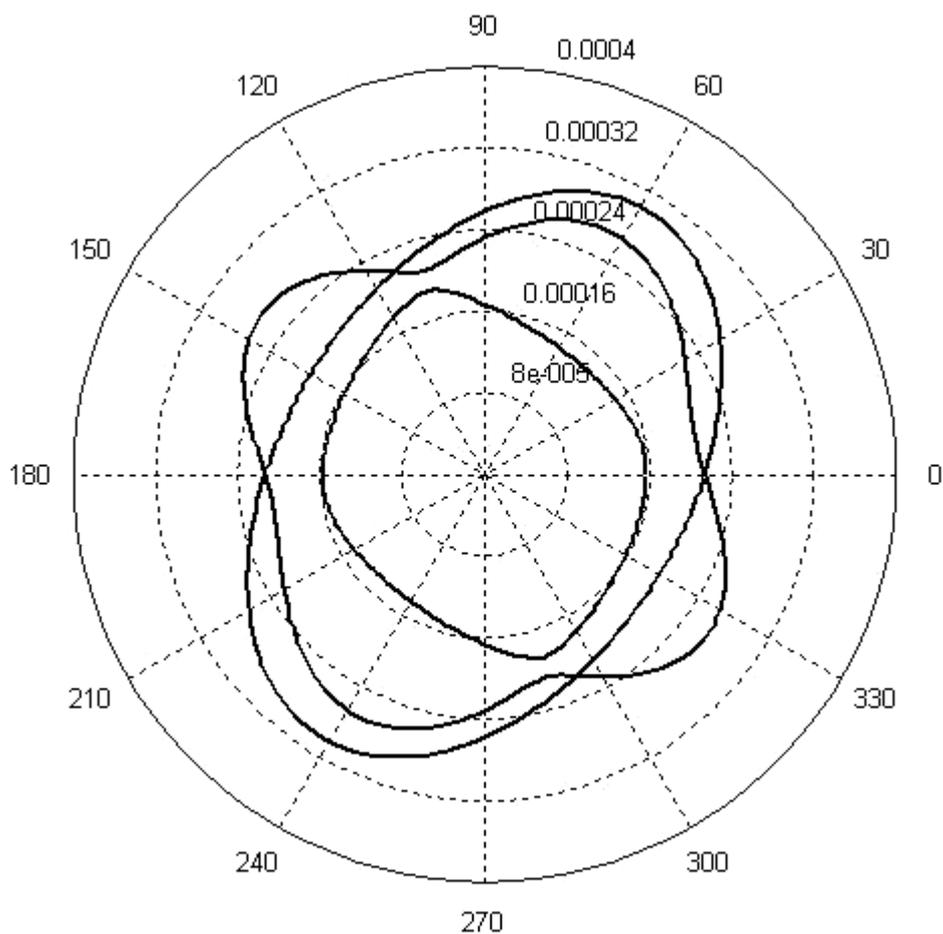
$$\begin{vmatrix} 0.867 & 0.070 & 0.119 & -0.179 & 0 & 0 \\ 0.070 & 0.867 & 0.119 & 0.179 & 0 & 0 \\ 0.119 & 0.119 & 1.070 & 0 & 0 & 0 \\ -0.179 & 0.179 & 0 & 0.579 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.579 & -0.179 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0.179 & 0.3985 \end{vmatrix} * 10^{11}$$

Constantes piézoélectriques $e_{ijk} [C / m^2]$

$$\begin{vmatrix} 0.171 & -0.171 & 0 & -0.0406 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0.0406 & -0.171 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

Constantes diélectriques $\varepsilon_{jk} [F / m]$

$$\begin{vmatrix} 0.392 & 0 & 0 \\ 0 & 0.392 & 0 \\ 0 & 0 & 0.41 \end{vmatrix} * 10^{-10}$$



ANNEXE 2

COEFFICIENT DE VISCOSITE DE LIQUIDES CONSTITUES DE MELANGES EAU+GLYCERINE

[48] et [49]

BIBLIOGRAPHIE

- [1] : Jean Garrigues : Statistique des ondes élastiques en petites déformations. Cours d'élasticité, Nov. 2001. pp. 5-7.
- [2]: J.D. Achenbach: Wave propagation in elastic solids. Amsterdam. Oxford, 1975, pp.:399-400.
- [3] : D. Royer et E. Dieulesaint : Ondes élastiques dans les solides, tome 1, Masson ,1996.
- [4]: M. Sc.: Cheng-Ping Luo : Détection of Antibody-Antigen Reactions using Surface Acoustic Wave and Electrochemical Immunosensors. Doctorat; Université de Ruperto-Carola de Heidelberg, Germany, 23 Juin 2004, CH.III, p.12.
- [5]: L. D. Landau, E. M. Lifschitz: Theory of elasticity. Pergamon Press Ltd., 1959.
- [6]: Ref. [2], CH.10, pp.409-410.
- [7]: G.S.Kino: Acoustic waves devices & analogue signal processing. Prentice-hall, Inc. 1987.
- [8] : Réf. [2], CH.10, p.411.
- [9] : H. Nached : évaluation de l'endommagement et de la rupture de matériaux hétérogènes Par ultrasons et émission acoustique. Doctorat; Ecole doctorale de Lyon, 2004 ; pp.30-32.
- [10] : M. B.Assouar: Etude de dispositifs à ondes acoustiques de surface (SAW) à structure multicouche Nitrure d'aluminium/Diamant : croissance de matériaux en couches minces et technologie de réalisation. Doctorat, Ecole Doctorale EMMA, Vandœuvre- lès- Nancy Cedex. Déc. 2001, CH.I, pp.19-20.
- [11] : E. Gaboriaud : Etude des résonateurs piézoélectriques dans le domaine des micro-ondes : application au filtrage. Doctorat, Université de Limoges ; Oct. 2004, pp.49-84.
- [12]: J.J. Campell, W. R. Jones: A method for estimating optimal crystal cuts and propagation direction for excitation of piezoelectric surface wave, IEEE Trans. S.U, 1986, Vol. SU-15, pp.209-217.
- [13]: Réf. [3], pp. 344-345, (1974).
- [14]: B.A. Auld: Ultrasonic's short course. IEEE Ultrasonic symposium. Chicago, 1988.
- [15]: M. Hoummady : ondes transverses horizontales émises par des transducteurs interdigités déposés sur des plaques minces de quartz. Application aux capteurs de viscosité et aux détecteurs de gaz, Doctorat, Université de Franche-Comté ; mars 1991, CH.I pp.23-31.
- [16]: Réf. [7]; CH.I p.24
- [17]: R. C. Peach: A general approach to the electrostatic problem of the SAW interdigital transducer. IEEE transactions on Sonics and Ultrasonics, March 1981, Vol. SU-2
- [18]: Réf. [3].

- [19]: Réf. [12]; CH II p37.
- [20]: D. S. Ballantine, R. M. White, S. J. Martin, A. J. Ricco, E. T. Zellers, G. C. Frye, H. Wohltjen: Acoustic wave sensors, theory, design and physicochemical applications. Academic Press, 1997.
- [21]: Réf. [10], CH.I, pp.25-27
- [22]: M.F.Lewis: Surface skimming bulk waves, SSBW. IEEE Ultras.Symp.Proc., cat. N°:77, CH 1264-1SU, pp.744-752.
- [23] : D. Sayad : Modélisation de la diffraction des ondes acoustiques de surface dans les milieux anisotropes. Magister Micro-ondes, juin 1998.
- [24] C. Soumali : Modélisation des transducteurs interdigités et Contribution au calcul de la permittivité effective, la distribution de charge et la diffraction résultante dans un transducteur. Magister Micro-ondes. Septembre 1996.
- [25] : M. Belattar: Modélisation du spectre des ondes micro acoustiques. Contribution aux ondes SSBW application au LiNbO_3 et LiTaO_3 . Magister Micro-ondes, juillet 1996.
- [26]: Réf. [3] pp.135-136.
- [27]: Réf. [12]; CH. II p47.
- [28]:E. Chilla, C. M. Flannery, H.-J. Fröhlich, J. Bohm, R.B. Heimann, M. Hengst, U. Straube: Elastic Material Constants of Langasite -Type Crystals determined by acoustic waves. WCU 2003, Paris, Sep. 7-10, 2003, pp. 1447-1450.
- [29]: M. P. da Cunha, Eric L. Adler and Donald C. Malocha: BAW Temperature Sensitivity And Coupling in Langanite. IEEE, Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, MAY 2002. Vol 49, N°. 5, pp. 656-663.
- [30]:M. Hoummady, D. Hauden, E. Bigler, C. Bonjour: Thermal compensation of gravimetric sensors using shear horizontal acoustic plate modes on Quartz. U. S. 1993, p: 365.
- [31] : M. Hoummady, D. Hauden, E. Bigler, B.A. Auld : Excitation et détection par des transducteurs interdigités des ondes T.H. dans une plaque de quartz. 1^{er} congrès français d'acoustiques, Lyon, 1990, Vol.2, pp.1245-1248.
- [32]: Réf. [27] p: 365-366.
- [33]: R.C. Smythe, R.C. Helmbold, G.E. Hague, and K.A. Snow: Langasite, Langanite, and Langatate Bulk-Wave Y-cut Resonators. IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, Mars 2000, vol. 47, n°.2, pp. 355-360.
- [34]: Jeremy A. Thiele and M. P. da Cunha : Platinum and Palladium High-Temperature Transducers on Langasite ; IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control, April 2005, vol. 52, no. 4; pp. 545- 549.

- [35]: E. Ansorge, S. Schimpf, S. Hirsch, J. Sauerwald, H. Fritze, B. Schmidt: Evaluation of langasite (La₃Ga₅SiO₁₄) as a material for high temperature Microsystems. *Sensors and Actuators A* 130–131, 2006, pp. 393–396.
- [36]: H. Fritze, H. Seh H. L. Tuller and G. Borchardt : Operation Limits of Langasite High Temperature Nanobalances. *Journal of the European Ceramic Society* 21.2001, pp.1473-477.
- [37]: H. Seh: langasite bulk acoustic wave resonator Sensor for high temperature applications. Doctorat, Massachusetts Institute of Technology. Jan. 2005 pp. 35-36
- [38]: Xinmai Yang and Charles C. Church: A Simple Viscoelastic Model for Soft Tissues in the Frequency Range 6–20 MHz. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, august 2006, vol. 53, no. 8, pp. 1404-1411.
- [39]: E. Benes, R. Thalhammer, M. Gröschl, H. Nowotny, S. Jary: Viscosity Sensor Based On Asymmetric Dual Quartz Thickness Shear Resonator. *IEEE, INT. Frequency control Symposium & 17th European Frequency and Time Forum*, Tampa, USA, May 2003, p. 2
- [40]: B.A. Auld, J. Wiley, New-York, Vol. 1, 1973, pp.86-99.
- [41]: Réf. [3], pp. 166-173.
- [42]: Réf. [15], pp. 128-143.
- [43]: Ivan V. Anisimkin and Vladimir I. Anisimkin: Attenuation of Acoustic Normal Modes in Piezoelectric Plates Loaded by Viscous Liquids, *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control*, 2006, vol. 53, no. 8, pp. 1487-1492
- [44]: E. Berkenpas, P. Millard, M. Pereira da Cunha: Detection of *Escherichia coli* O157:H7 With langasite pure shear horizontal surface acoustic wave sensors. *Biosensors and Bioelectronics* 21, 2006, pp. 2255–2262
- [45]: E. Berkenpas S., Bitla, P. Millard M. Pereira da Cunha: Shear Horizontal SAW Biosensor on langasite. *IEEE, transactions on ultrasonics, ferroelectrics and frequency control*, Nov. 2004, Vol. 51, N°. 11, p. 1404.
- [46]: www.AXTAL.com.
- [47]: H. Ogi, N. Nakamura, M. Hirao, and H. Ledbetter: Determination of elastic, anelastic and piezoelectric coefficients of piezoelectric materials from a single specimen by acoustic resonance spectroscopy. *Ultrasonics* 42, 2004, pp. 183–187.
- [48]: J.B Segur and H.E.Oberstar, *Industrial and Engineering Chemistry* 43, 1951, pp. 2117-2120.
- [49] : *Technique de l'ingénieur, Constantes physico-chimiques*, Vol. K 480

ملخص

إن الأجهزة ذات الأمواج العرضية-الأفقية والتي تستعمل (LGS) أو أحد مشتقاته تتميز بالتزواج الكهروميكانيكي القوي وكذلك بالاستقرار الجيد عند درجات الحرارة المرتفعة مقارنة والتي تستعمل Quartz. إن التغيرات في الشروط النهائية عند السطح الخالي من أي تأثير وذلك لوجود الأجسام المستهدفة بالدراسة تسمح بتطوير أنواع جديدة من الكواشف. في حالة وجود سوائل على هذا السطح فقد تبين أنه بالإمكان قياس معامل اللزوجة لهذه السوائل بدقة جيدة.

تهتم هذه الدراسة بإبراز بعض الخصائص الهامة لبعض المواد ذات الأهمية الخاصة من نوع: piézoélectriques وهي: لنغزت (LGS) و مشتقاته: لنغنت (LGN) ولنغنتات (LGT). واهتمت كذلك بدراسة قوانين انتشار الأمواج المرنة و شروط إثارة واكتشاف الأمواج المنتشرة في الحجم. خاصة ذات الاستقطاب العرضي- الأفقي بواسطة: I.D.T وذلك داخل هذه الأوساط المدروسة.

RESUME

Nous proposons dans cette étude de donner quelques caractéristiques intéressantes des matériaux piézoélectriques prometteurs : la langasite (LGS) et ses dérivés (langanite LGN et langatate LGT). Les lois de propagation des ondes élastiques, et les conditions d'excitations et de détection des ondes de volume BAW, particulièrement de polarisation T.H., par un transducteur interdigité (I.D.T) dans ces milieux sont établies.

Les dispositifs à ondes T.H. utilisant la langasite ou ses dérivés nous permet d'avoir un couplage électromécanique très fort et bonne stabilité en température par rapport au quartz.

Les modifications des conditions aux limites sur une surface libre des transducteurs, en existence d'un corps à étudier pouvant le développement des nouveaux capteurs. Dans le cas de contact avec des liquides, nous avons pu mesurer le coefficient de viscosité de ceux-ci avec une bonne précision.

ABSTRACT

This work has presented some interesting characteristics of promising new piezoelectric materials: the langasite (LGS), langanite LGN and the langatate LGT). The propagation laws of elastic waves and the excitations and detections of Bulk Acoustics Waves (BAW), particularly of T.H. polarity, by I.D.T. into these medium were established.

The T.H. BAW devices using LGS or his drifts allow having a high electromechanical coupling and best temperature stability.

The limits conditions modifications to free transducers area with existing of investigated body, lead to develop new sensors. The contact with fluids, yield to measure their viscosity coefficient with high precision.