

RAPPORT DE STAGE DE D.E.A D'ELECTRONIQUE

présenté

à l'Université de Lille I
et à l'Université de Valenciennes
et du Hainaut Cambrésis

par

Joël HUE



Sujet :

CARACTERISATION DE MATERIAUX
EN VUE D'APPLICATIONS A L'ACOUSTO - OPTIQUE
ET A L'ACOUSTIQUE NON LINEAIRE

INTRODUCTION

Dans un grand nombre d'applications utilisant des ondes acoustiques, il est nécessaire de connaître certaines grandeurs physiques (densité, puissance et impédances acoustiques, facteurs de mérite acousto-optique et non linéaire, atténuation).

En particulier, il est intéressant d'étudier les non-linéarités du milieu, qui sont parfois utilisées avec profit ou doivent encore être évitées dans d'autres types d'applications.

Elles sont généralement inversement proportionnelles au cube de la vitesse, d'où la nécessité de la mesure de cette grandeur.

Il est aussi nécessaire de connaître l'atténuation du milieu de propagation afin de juger de son aptitude à transmettre les signaux acoustiques issus du transducteur.

Pour effectuer ces mesures nous utilisons une sonde laser qui permet de connaître le champ acoustique en tout point du milieu de propagation sans perturber ce dernier contrairement à d'autres méthodes par exemple méthode de la sonde de potentiel, certaines étant même destructives.

Le transfert d'information est basé sur l'interaction acousto-optique dont nous rappellerons dans un premier temps les principales caractéristiques.

Nous décrirons successivement les méthodes que nous avons utilisées pour mesurer la vitesse des ondes. Nous donnerons les résultats de la mesure pour des ondes de volume dans la silice, pour des ondes de surface sur le niobate de lithium (Li Nb O_3) et pour des ondes de volume dans le verre Flint extra dense (SF 59).

Nous étudierons succinctement la propagation non linéaire dans les matériaux puis mesurerons l'atténuation des ondes de volume dans la silice et le SF 59.

I - INTERACTION ACOUSTO-OPTIQUE

I-a - Généralités

Une onde acoustique de volume provoque, lors de sa propagation dans un milieu cristallin, une modification de densité qui se traduit par une variation des indices de réfraction.

Ceci crée un réseau de phase mobile qui diffracte tout faisceau lumineux incident selon une ou plusieurs directions, cas correspondant respectivement au régime de BRAGG et de RAMAN-NATH.

L'interaction élasto-optique est décrite par la relation tensorielle phénoménologique suivante :

$$\delta B_{ij} = p_{ijkl} S_{kl} \quad (I-1)$$

où δB_{ij} représente une variation d'une composante du tenseur d'imperméabilité diélectrique.

p_{ijkl} une composante du tenseur photoélastique.

S_{kl} une composante du tenseur des déformations mécaniques.

Le tenseur de permittivité diélectrique $[\epsilon]$ étant l'inverse du tenseur d'imperméabilité diélectrique $[B]$ nous obtenons la relation :

$$\delta \epsilon_{ij} = - \epsilon_{ik}^{\circ} \epsilon_{jl}^{\circ} p_{klmn} S_{mn} \quad (I-2)$$

si $[\epsilon^{\circ}]$ est le tenseur de permittivité diélectrique du milieu au repos.

Une onde ultrasonore plane de pulsation Ω et de vecteur d'onde \vec{K} dirigé suivant l'axe y produit une modulation des constantes diélectriques telle que :

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^{\circ} + \delta \epsilon_{ij}(\Omega, \vec{K}) \quad (I-3)$$

$\delta \epsilon_{ij}$ étant la modulation de mêmes périodicités spatiale et temporelle que les ondes acoustiques.

L'équation de propagation des ondes lumineuses dans le milieu s'écrit :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{\nabla} \wedge \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (I-4)$$

où \vec{E} est le champ électrique associé à l'onde lumineuse et

ϵ la constante diélectrique du solide, en présence d'ondes acoustiques, supposée scalaire dans ce qui suit, ce qui impose une diffraction isotrope, c'est à dire sans changement de vitesse de propagation.

Le champ électrique \vec{E} est une fonction périodique du temps et de l'espace, il est donc développable en série de Fourier [1]

$$\vec{E}(r,t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m(x) \exp \{ j [(\omega + m\Omega)t - \vec{k}_m \cdot \vec{r}] \} \quad (I-5)$$

$\vec{k}_m \cdot \vec{r}$ étant égale (d'après la figure I-1) à :

$$\vec{k}_m \cdot \vec{r} = k(x \cos \theta - y \sin \theta) + m Ky$$

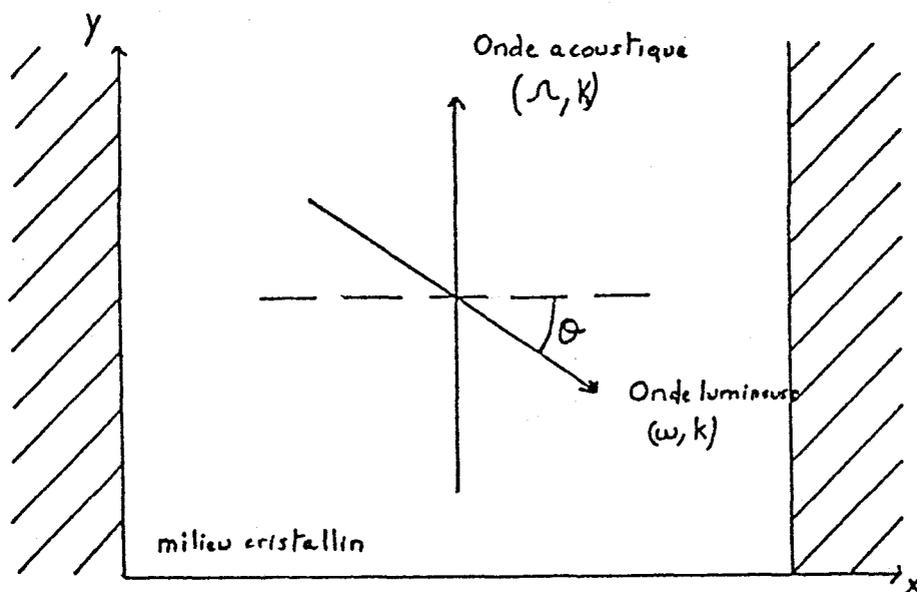


Fig (I-1)

$E_m(x)$ représentant l'amplitude du champ électrique de la lumière diffractée à l'ordre m , de pulsation $(\omega + m\Omega)$.

La modulation des constantes diélectriques s'écrit :

$$\delta\epsilon = \frac{1}{2} \{ \Delta\epsilon \exp[j(\Omega t - Ky)] + \Delta\epsilon^* \exp[-j(\Omega t - Ky)] \} \quad (I-6)$$

En combinant les relations (I-2) à (I-5) nous obtenons les équations différentielles couplées caractéristiques de l'interaction acousto-optique.

$$\frac{dE_m}{dx} + j\beta_m E_m + (\gamma E_{m-1} - \gamma^* E_{m+1}) = 0 \quad (I-7)$$

avec

$$\gamma = \frac{jk \Delta\epsilon}{4\epsilon^0 \cos \theta} \quad (I-8)$$

et

$$\beta_m = \frac{mK}{\cos \theta} (\sin \theta - m \sin \theta_B) \quad (I-9)$$

où θ_B est l'angle de BRAGG donné par

$$\sin \theta_B = \frac{K}{2k} \quad (I-10)$$

Une solution analytique est difficile à obtenir dans le cas général où l'on doit faire usage d'un ordinateur [2].

On connaît cependant des solutions analytiques simples correspondant aux cas limites de RAMAN-NATH et de BRAGG.

I-b - Régime de RAMAN NATH

Dans le cas des basses fréquences acoustiques, le terme $m \sin \theta_B$ de la relation (I-9) est négligeable pour les premiers ordres diffractés.

Les équations (I-7) nous donnent alors pour l'ordre m le champ électrique :

$$E_m = J_m \left\{ 2|\gamma|L \frac{\sin \chi}{\chi} \right\} \exp \left[jm \left(\frac{\Omega}{2} + \psi \right) \right] \exp \left(-\frac{jm\beta L}{2} \right) \quad (I-11)$$

$$\exp \{ j [(\omega + m\Omega)t - (k(L \cos \theta - y \sin \theta) + m Ky)] \}$$

avec

$$\chi = \frac{K L \operatorname{tg} \theta}{2}$$

et où nous avons pris $\gamma = -j|\gamma| e^{j\psi}$

J_m étant la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m et L la longueur de la zone d'interaction.

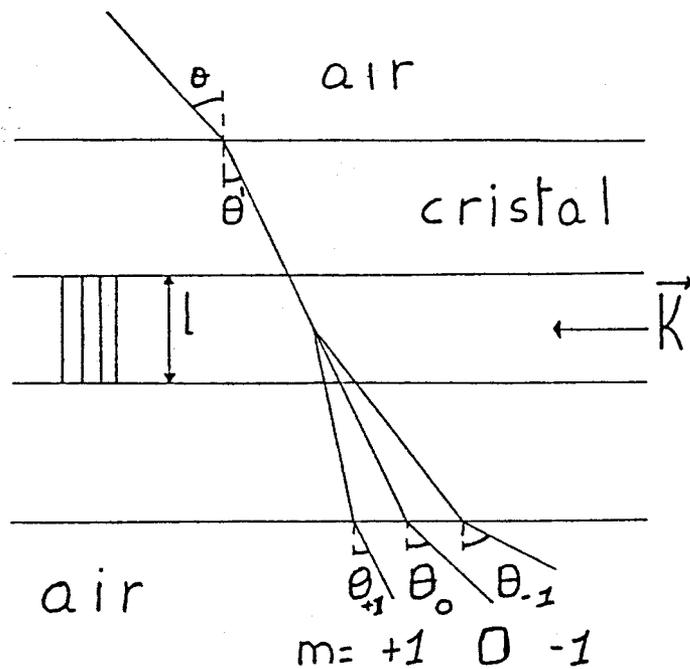


Fig I-2 Diffraction de la lumière dans le régime de RAMAN NATH

L'intensité lumineuse diffractée à l'ordre m , normalisée à l'intensité lumineuse incidente s'écrit donc :

$$\frac{I_m}{I_0} = E_m \cdot E_m^* = J_m^2 \left(2|\gamma|L \frac{\sin \chi}{\chi} \right) \quad (I-12)$$

Dans le cas des faibles puissances on obtient :

$$\frac{I_{\pm 1}}{I_0} = \left(|\gamma|L \frac{\sin \chi}{\chi} \right)^2 \quad (I-13)$$

Pour des valeurs de χ petites nous avons :

$$\frac{I_{\pm 1}}{I_0} = \left(|\gamma|L \right)^2 \quad (I-14)$$

I-c - Régime de BRAGG

Pour un angle d'incidence voisin de celui de BRAGG et pour une fréquence acoustique élevée, il ne subsiste que l'ordre transmis (ordre 0) et un ordre diffracté (ordre + 1 ou - 1) possédant une intensité lumineuse non négligeable à la sortie de la région d'interaction.

Le système différentiel (I-7) se réduit à deux équations en ne considérant que l'ordre diffracté + 1.

$$\frac{dE_0}{dx} - \gamma^* E_1 = 0$$

(I-15)

$$\frac{dE_1}{dx} + j\beta_1 E_1 + \gamma E_0 = 0$$

ce qui donne

$$E_0(x) = \frac{K}{2\sigma_1} [2\sigma_1 \cos(\sigma_1 x) + j\beta_1 \sin(\sigma_1 x)] \exp\left(\frac{-j\beta_1 x}{2}\right)$$

$$E_1(x) = \frac{K|\gamma|}{\sigma_1} \exp\left[j\left(\psi + \frac{\Omega}{2}\right)\right] \exp\left(\frac{-j\beta_1 x}{2}\right) \sin(\sigma_1 x)$$

(I-16)

avec

$$\sigma_1 = \left(\frac{\beta_1^2}{4} + |\gamma|^2\right)^{1/2}$$

et

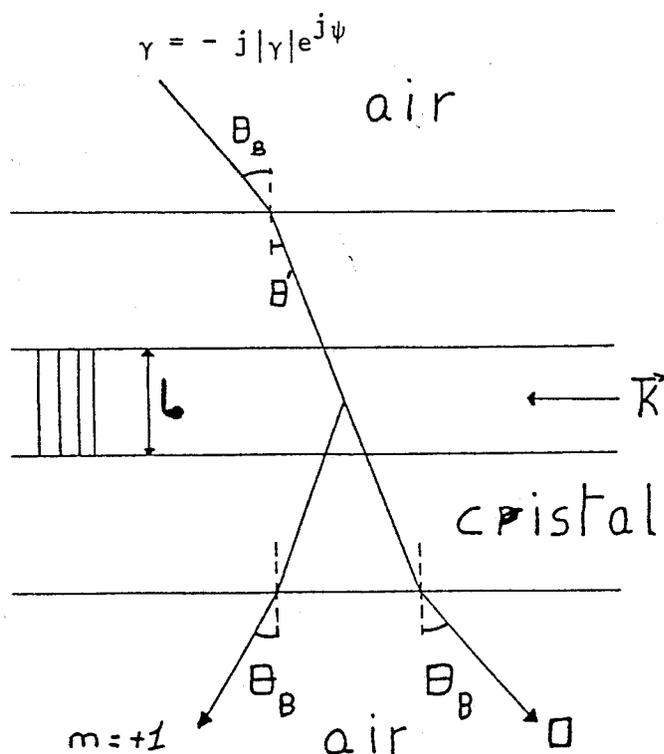


Fig I-3 : Diffraction de la lumière dans le régime de BRAGG.

D'où l'intensité lumineuse diffractée normalisée à l'intensité lumineuse incidente :

$$\frac{I_1}{I_0} = E_1 \cdot E_1^* = (|\gamma|L \frac{\sin \sigma}{\sigma})^2 \quad (I-17)$$

où $\sigma = \sigma_1 L$

Dans le cas où l'incidence est exactement égale à l'angle de BRAGG, β_1 est nul et nous avons :

$$\frac{I_1}{I_0} = \sin^2(|\gamma|L) \quad (I-18)$$

De plus si le couplage élasto-optique ou la puissance acoustique est faible, nous obtenons :

$$\frac{I_1}{I_0} = |\gamma|^2 L^2 \quad (I-19)$$

I-d - Critère définissant le régime de diffraction

Pour mieux comprendre cette interaction, considérons un flux de photons, formant un faisceau parallèle de vecteur de propagation \vec{k} et de pulsation ω , et un flux de phonons de vecteur de propagation moyen \vec{K} et de pulsation Ω de sorte que le faisceau de phonons diverge d'un angle égal à Λ/L .
 Λ étant la longueur d'onde acoustique et L la longueur de la zone d'interaction.

Au cours de cette interaction, il y a conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie ce qui se traduit par :

$$\vec{k}_1 = \vec{k} + \vec{K}$$

$$\omega_1 = \omega + \Omega$$

où \vec{k}_1 est le vecteur d'onde du faisceau optique diffracté, de pulsation ω_1 . Les extrémités des vecteurs \vec{k} et \vec{k}_1 appartiennent à un même cercle vu la petitesse du rapport $\frac{\Omega}{\omega}$.

Si l'angle de divergence du flux de phonons est suffisant, il peut y avoir de nouvelle interaction entre les vecteurs \vec{k}_1 et \vec{K} donnant le vecteur \vec{k}_2 , ce processus se répétant tant que les vecteurs \vec{K}_i font avec le vecteur moyen \vec{K} un angle inférieur à $\frac{\Lambda}{2L}$.

Le régime de diffraction est dans ce cas celui de RAMAN-NATH représenté par la figure (I-4)

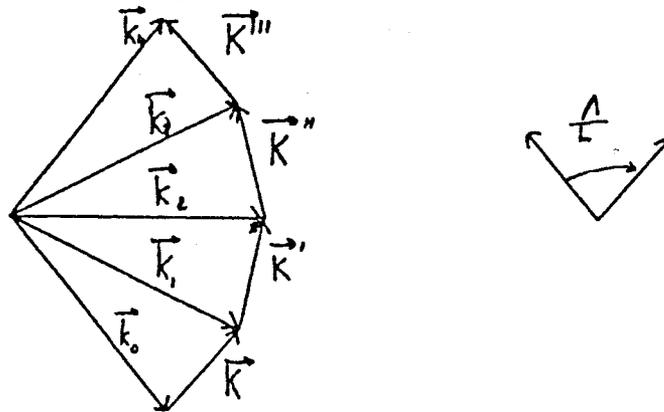


Fig. I-4

Par contre il n'y a qu'un seul faisceau optique diffracté (Régime de BRAGG) tant que

$$\frac{\Lambda}{L} < \frac{\lambda}{2\Lambda}$$

Afin de prévoir le régime de diffraction, on introduit le facteur Q défini par :

$$Q = \frac{K^2 L}{k} = \frac{2\pi L \lambda}{\Lambda^2} \quad (I-20)$$

Le régime de BRAGG est donc défini par $Q \geq 4\pi$

On peut, par convention, définir celui de RAMAN-NATH par la condition

$$Q \leq 0,3$$

pour laquelle plus de vingt faisceaux lumineux diffractés peuvent exister.

Pour des valeurs du paramètre Q comprises entre les bornes précédentes, le système complet d'équations couplées décrivant l'interaction acousto-optique doit être résolu numériquement sur ordinateur.

I-e - Cas du faisceau lumineux fortement convergent à l'intérieur du faisceau acoustique.

Dans ce cas, il se produit un recouvrement partiel des ordres lumineux transmis et diffractés 0, +1 et -1 dans le régime de RAMAN NATH.

Les ordres ± 1 sont en opposition de phase (I-4), il en est de même pour leurs battements optiques avec l'ordre 0 qui se détruiraient donc.

Il est donc nécessaire d'utiliser la méthode dite de la "lame de couteau" (Fig. I-5) afin de masquer l'ordre -1 ce qui permet d'obtenir un battement entre les ordres 0 et +1.

On obtient alors sur la surface sensible de la photodiode destinée à recueillir l'information contenue par les faisceaux lumineux un signal de même fréquence, de même phase et d'amplitude proportionnelle à celle de l'onde acoustique émise.

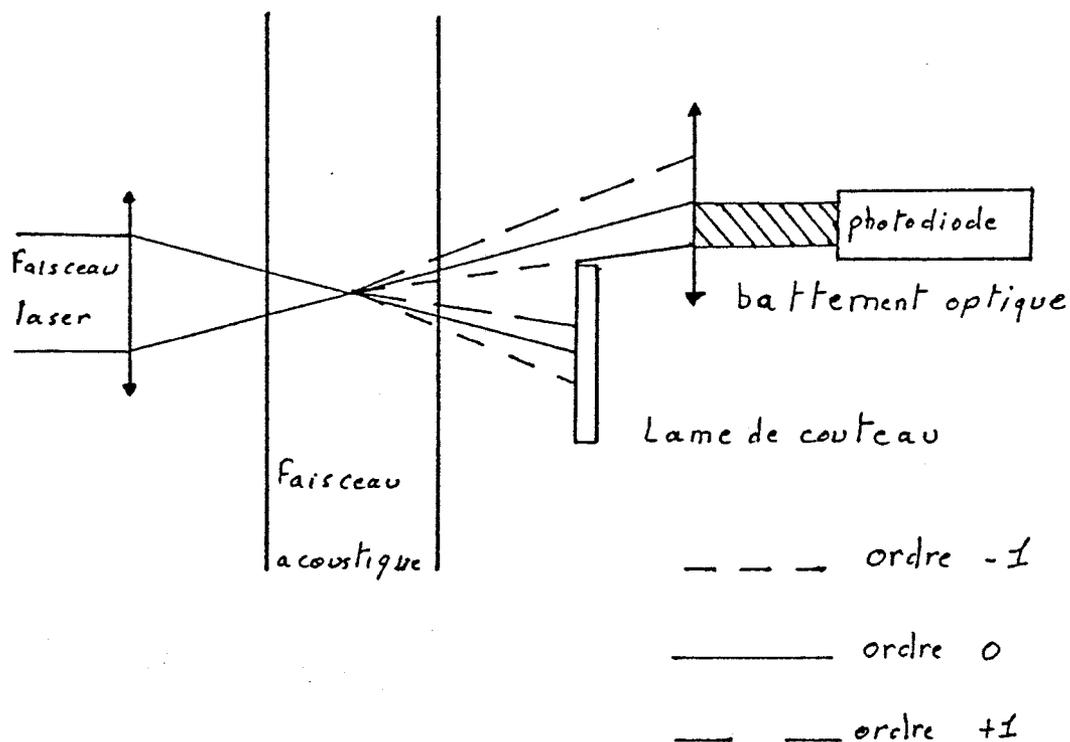


Fig. I-5 : méthode de la "lame de couteau".

I-f - Diffraction de la lumière par des ondes acoustiques de surface

De nombreuses études ont été effectuées à propos de la diffraction de la lumière par les ondes acoustiques de surface et principalement par les ondes de RAYLEIGH.

Ces ondes qui se propagent à la surface d'un substrat voient leur amplitude décroître rapidement lorsque l'on s'éloigne de la surface.

On admet en effet que l'énergie de ces ondes est concentrée à l'intérieur d'une couche superficielle d'épaisseur voisine d'une longueur d'onde acoustique.

Les ondes de RAYLEIGH provoquent une déformation superficielle et une variation périodique de l'indice de réfraction à l'intérieur de la couche précédente. Ces deux effets sont responsables de l'apparition d'un réseau de phase mobile provoquant la diffraction d'un faisceau lumineux incident selon plusieurs ordres symétriques dans le régime de RAMAN-NATH (fig. I-6)

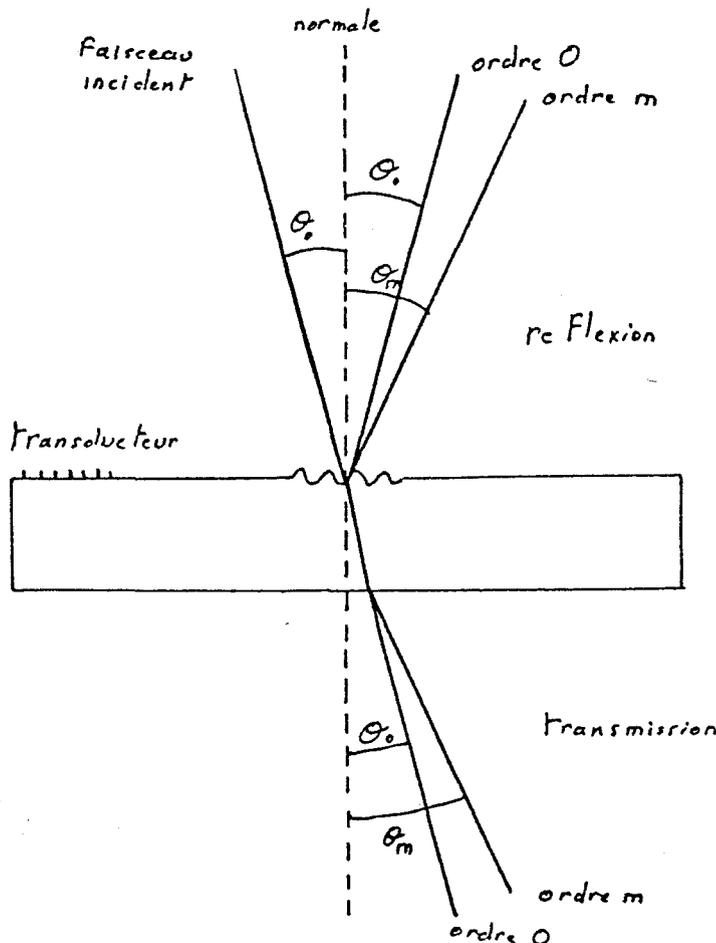


Fig. I-6 : Diffraction de la lumière par les ondes acoustiques de surface (m entier relatif).

On montre que la direction de propagation de l'onde lumineuse diffractée à l'ordre m est donnée par

$$\sin \theta_m = \sin \theta_o + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (\text{I-21})$$

Les expressions des intensités lumineuses diffractées sont analogues à celles définies au paragraphe (I-b).

II - MONTAGE EXPERIMENTAL

II-a - Montage optique

Le montage optique représenté ci-dessous est le même pour les diverses expériences effectuées.

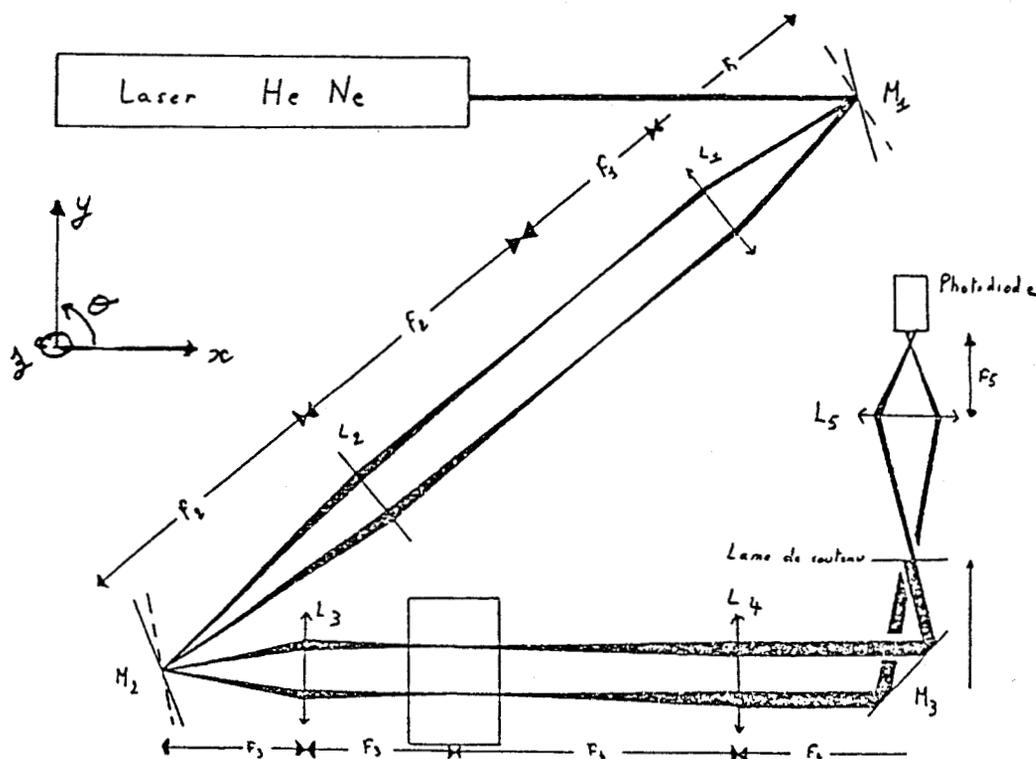


Fig. II-1 - Montage optique

où M_1 et M_2 sont deux miroirs vivants et M_3 un miroir fixe.

Les lentilles sont positionnées de telle sorte que :

M_1 soit au foyer objet de L_1 , M_2 au foyer image de L_2 et au foyer objet de L_3 , le cristal au foyer image de L_3 et au foyer objet de L_4 .

La lame de couteau permet de masquer une partie du faisceau optique et se trouve au foyer image de L_4 .

Les miroirs vibrants offrent la possibilité de visualiser dans son ensemble le comportement de l'onde acoustique dans le cristal. Par contre pour effectuer des mesures ponctuelles nous adoptons la solution qui consiste à translater mécaniquement le cristal devant le faisceau laser suivant l'axe longitudinal y (tout en laissant les miroirs M_1 et M_2 fixes).

II-b - Montage mécanique

Les translations du cristal suivant les axes Ox , Oy , Oz et la rotation θ sont assurées respectivement par des tables micrométriques et une table goniométrique (Fig. II-2).

La translation suivant l'axe longitudinal (y) peut s'effectuer de manière automatique grâce à un vérin dont la course, au maximum égale à 25 mm par pas de $1 \mu\text{m}$, est réglée par les butées de fin de course, ce vérin est actionné par un micro moteur électrique.

Un capteur à transformateur différentiel transmet l'information de position à l'entrée X d'une table traçante.

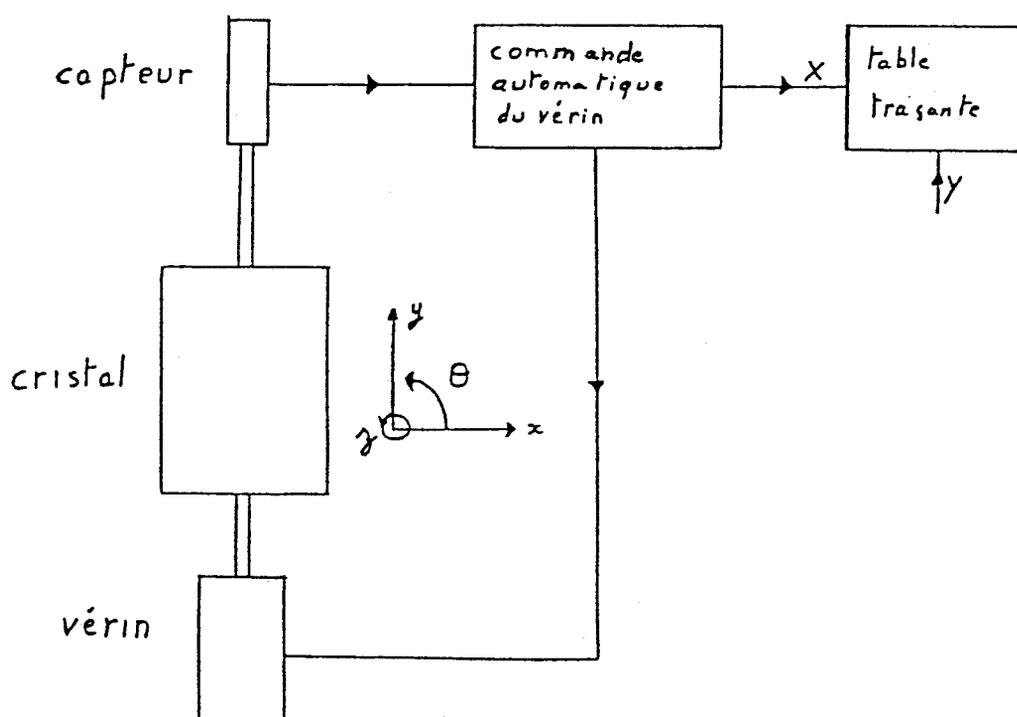


Fig. II-2 - Schéma synoptique du montage mécanique.

II-c - Montage électronique :

Nous utilisons pour nos expériences :

- un générateur d'impulsions qui délivre des impulsions doubles rectangulaires respectivement de largeur τ et τ' indépendantes l'une de l'autre mais de même taux de répétition.

Il présente en outre la possibilité d'être déclenché sur le front montant ou descendant d'une impulsion extérieure.

- un générateur HF, modulé en amplitude par une des deux impulsions précédentes, délivre un train d'ondes dont la puissance varie de - 130 dBm à 20 dBm pour une impédance de sortie de 50Ω et auquel se superpose généralement une HF résiduelle de puissance très faible.

On dispose par ailleurs d'une sortie HF non modulée, de niveau constant et indépendant de la puissance du train d'onde émis. Cette sortie HF sera utilisée dans la méthode de phase pour la mesure de la vitesse.

- une photodiode avalanche qui délivre un courant proportionnel à l'intensité lumineuse de l'onde lumineuse incidente sur la surface sensible. Le courant après hétérodynage optique de deux faisceaux lumineux est la somme d'un courant continu qui est filtré et d'un courant variable de fréquence et d'amplitude respectivement égale et proportionnelle à celles du fondamental ou de l'harmonique de l'onde acoustique.

Les échos détectés par la sonde laser caractérisent le champ acoustique au point de mesure.

Ils sont appliqués à l'entrée d'un amplificateur sélectif de gain 30dB, de bande passante 4MHz et dont on règle la fréquence centrale soit sur la fréquence fondamentale de l'onde acoustique émise soit sur celles des harmoniques.

Après changement de fréquence nous utilisons un récepteur super hétérodyne dont le gain est variable, à la fréquence intermédiaire de 30 MHz. Il possède en outre une sortie IF non détectée qui sera utilisée dans la méthode de mesure de vitesse, dite de phase.

Afin de pouvoir relever facilement l'amplitude ou la phase du champ acoustique, il faut sélectionner l'écho intéressant parmi tous ceux qui sont captés.

On utilise à cet effet un échantillonneur bloqueur commandé par le générateur d'impulsions. Il délivre une porte d'échantillonnage dont le retard et la largeur sont variables.

Les échos et la porte d'échantillonnage sont visualisés. Il suffit de placer cette dernière à l'intérieur de l'écho adéquat pour obtenir un signal continu proportionnel à l'amplitude du signal.

Ce signal commande alors la voie Y de la table traçante.

III - MESURES DE VITESSE

La connaissance de la valeur de la vitesse des ondes acoustiques permet d'accéder aux valeurs de nombreux paramètres caractéristiques du milieu de propagation, tels que :

puissance et impédance acoustiques P_{ac} et Z_{ac} , facteurs de mérite acousto-optique M_2 , facteur de mérite non linéaire M_a , etc...

$$Z_{ac} = \rho_o v \quad M_2 = \frac{n^6 \rho^2}{\rho_o v^3} \quad M_a = \frac{\Gamma^2}{\rho_b v^3}$$

où ρ_o est la masse volumique.

Nous utilisons des milieux non dispersifs dans lesquels les vitesses de phase et de groupe sont identiques.

Pour effectuer cette mesure, nous utilisons trois méthodes dont deux de bouclage dites du "SING AROUND".

III-a - Première méthode de bouclage [3]

Nous utilisons le montage suivant :

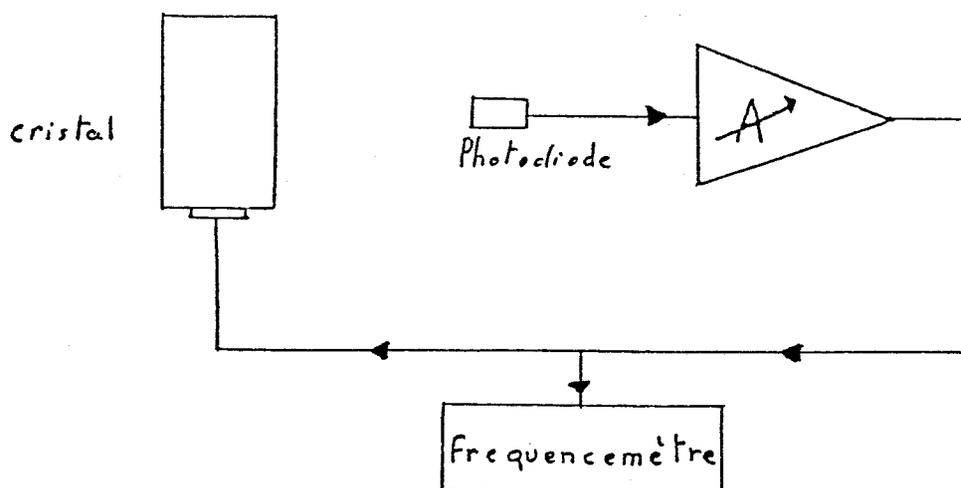


Fig. III-1

Le principe s'apparente à celui d'un oscillateur dont l'élément actif est la chaîne de détection, et le dipole de réaction la ligne acoustique.

Considérons la propagation des ondes à l'intérieur du cristal sous forme d'ondes planes sinusoidales. Si l'on suppose que la propagation s'effectue suivant l'axe longitudinal (Oy), on a alors en un point d'abscisse y

$$\vec{u}(y,t) = \vec{U} \exp\left[j\Omega\left(t - \frac{y}{v}\right)\right]$$

où Ω est la pulsation angulaire et v la vitesse de l'onde acoustique.

Après amplification, l'onde est de la forme :

$$\vec{u}(y,t) = \vec{U}' \exp\left\{j\left[\Omega\left(t - \frac{y}{v}\right) + \phi_e\right]\right\}$$

avec ϕ_e déphasage dû à l'amplification

Pour que l'on obtienne des oscillations, à condition que le gain soit suffisant, il faut que

$$-\frac{\Omega y}{v} + \phi_{e1} = 2n\pi$$

ou

$$-\frac{fy}{v} + \frac{\phi_{e1}}{2\pi} = n$$

(III-1)

Nous obtenons une oscillation de fréquence f en y et $f + \Delta f$ en $y + \Delta y$ (cette dernière n'ayant pas nécessairement le même mode d'oscillation que la précédente) telle que :

$$\frac{-(f + \Delta f)(y + \Delta y)}{v} + \frac{\phi_{e2}}{2\pi} = m$$

(III-2)

Les oscillations se produisent dans la bande d'adaptation du transducteur qui est généralement petite ce qui permet de supposer constant le déphasage introduit par l'amplification.

Des relations (III-1) et (III-2) nous obtenons.

$$\Delta fy + \Delta yf + \Delta y\Delta f = (n-m)v$$

(III-3)

En négligeant le terme $\Delta y \Delta f$ (III-3) s'écrit

$$\Delta f y + \Delta y f = (n-m)v \quad (III-4)$$

En effectuant les mesures pour divers points, nous obtenons les valeurs de $(n-m)v$, d'où celles de v à condition d'avoir mesuré au préalable l'ordre de grandeur de la vitesse à l'oscilloscope en observant le temps mis par l'onde pour effectuer un aller et retour dans le cristal

Le principal inconvénient de cette méthode réside dans le fait que lorsque le transducteur émet à la fois des ondes longitudinales et transversales, on ne peut dire à quel type d'ondes acoustiques est due l'oscillation observée.

III-b - Deuxième méthode de bouclage [3], [4]

Pour pallier cet inconvénient, nous utilisons la méthode qui repose sur la mesure de la fréquence de répétition du dispositif.

Le schéma synoptique de la manipulation est représenté fig.III -2

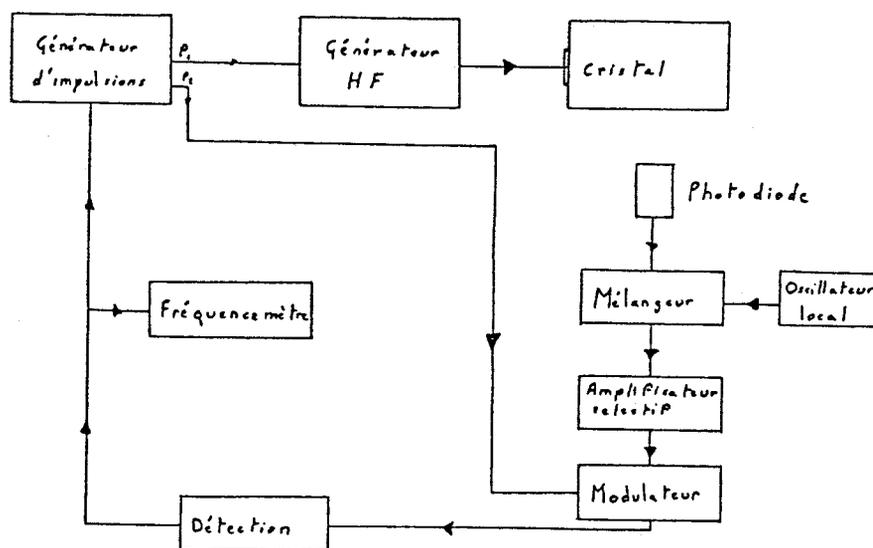


Fig. III-2

Principe :

La sonde laser fournit un signal qui est mélangé, amplifié puis détecté ce qui permet de déclencher le générateur d'impulsions.

En cas d'échos multiples ou de génération d'ondes transversales et longitudinales, nous sommes amenés à sélectionner l'écho adéquat.

Cette sélection est assurée par un modulateur dont une des deux entrées est reliée à la seconde sortie du générateur d'impulsions.

Pour des positions différentes du faisceau acoustique relativement au faisceau optique, nous mesurons la fréquence de répétition du dispositif, celle-ci étant donnée par

$$f = \frac{l}{T_E + T_C} \quad (\text{III-5})$$

où T_E est le temps de transit électronique et T_C le temps de parcours à l'intérieur du cristal.

soit

$$\left(\frac{1}{f}\right) = \frac{y}{v} + T_E \quad (\text{III-6})$$

En considérant T_E constant, il suffit de calculer l'inverse de la pente de la courbe $\frac{1}{f} = g(y)$ pour accéder à la valeur de la vitesse.

On obtient directement d'après la courbe l'incertitude de la mesure, qui provient pour une part non négligeable de l'imprécision de l'instant de déclenchement du générateur d'impulsions. On peut cependant la réduire en utilisant une remise en forme de l'écho détecté.

III-c - Méthode de phase

Nous utilisons le montage suivant

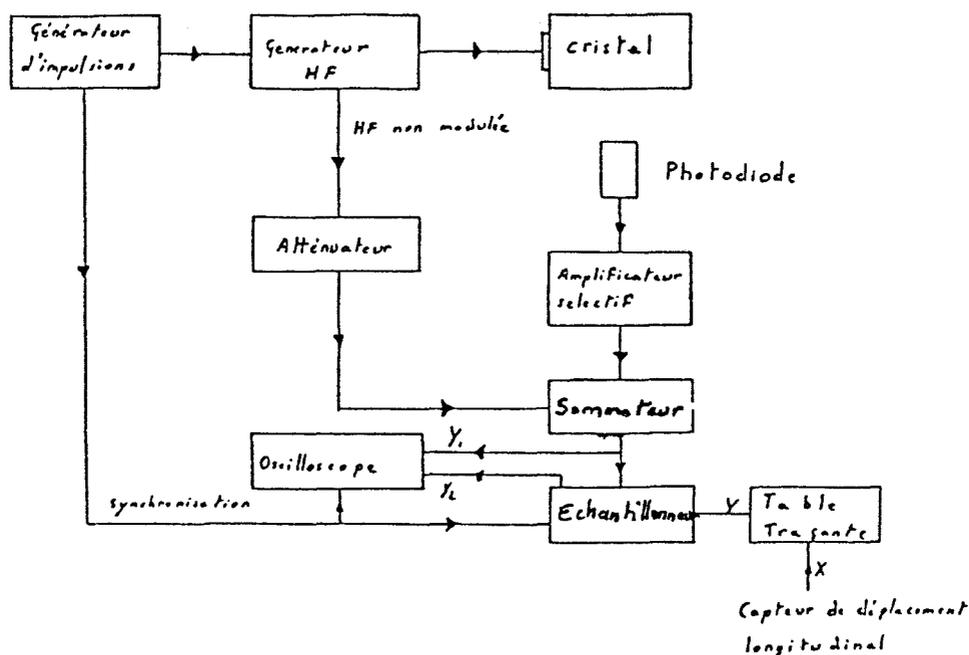


Fig. III-3

La sonde laser fournit des échos qui amplifiés sont additionnés avec une tension sinusoidale entretenue, de même fréquence que l'onde acoustique émise par le générateur HF et cohérente avec elle.

L'amplitude du battement obtenu après addition avec la HF non modulée caractérise le déphasage relatif de l'écho par rapport à l'onde acoustique émise.

En déplaçant le cristal devant le faisceau laser suivant la direction oy et la porte d'échantillonnage à l'intérieur du battement caractéristique du déphasage, nous pouvons alors enregistrer la variation de phase de l'onde acoustique en fonction de la position.

Nous obtenons une courbe dont l'allure générale est la suivante :

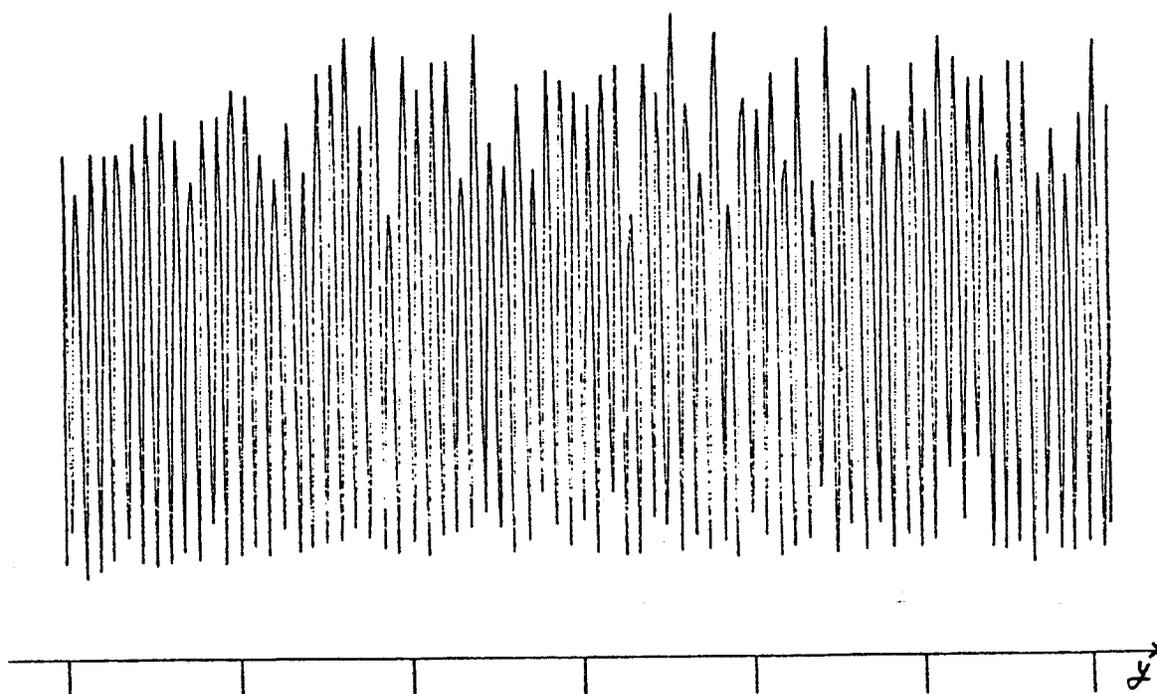


Fig. III-4

La mesure sera d'autant plus précise que le nombre de passages par 0 sera grand.

III-d - Résultats expérimentaux

Nous avons relevé la courbe d'étalonnage du capteur utilisé afin d'en choisir la zone la plus linéaire possible.

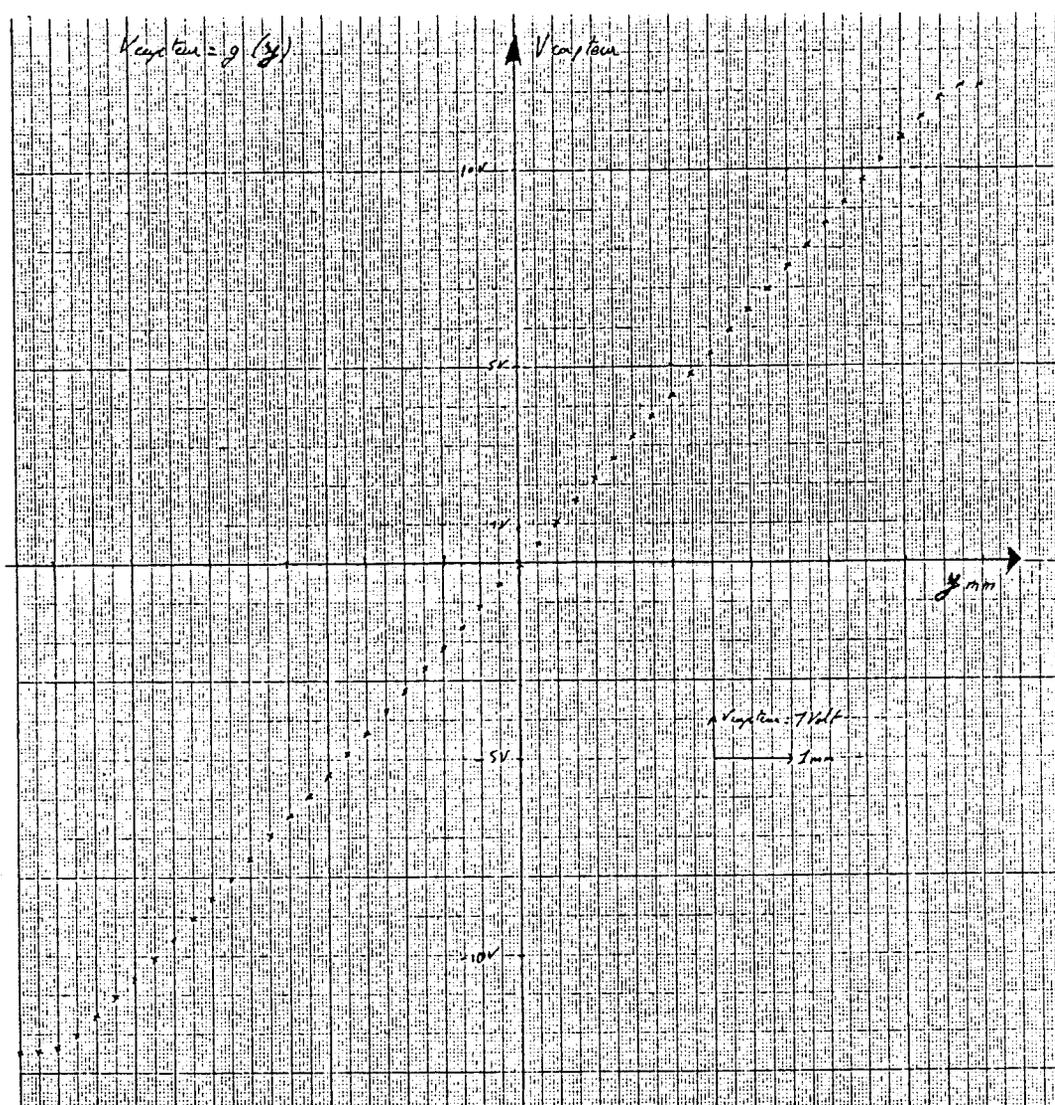


Fig. III-5 : courbe d'étalonnage du capteur utilisé

Nous avons mesuré la vitesse des ondes longitudinales et transversales dans la silice en n'utilisant que la seconde méthode de bouclage et la méthode de phase.

Nous obtenons pour les ondes transversales à la fréquence de 46,034MHz. par la méthode de bouclage (Fig. III-6) $3658 \leq v \leq 3758$ m/s par la méthode de phase (fig. III-7) : $v = 3742 \pm 10$ m/s

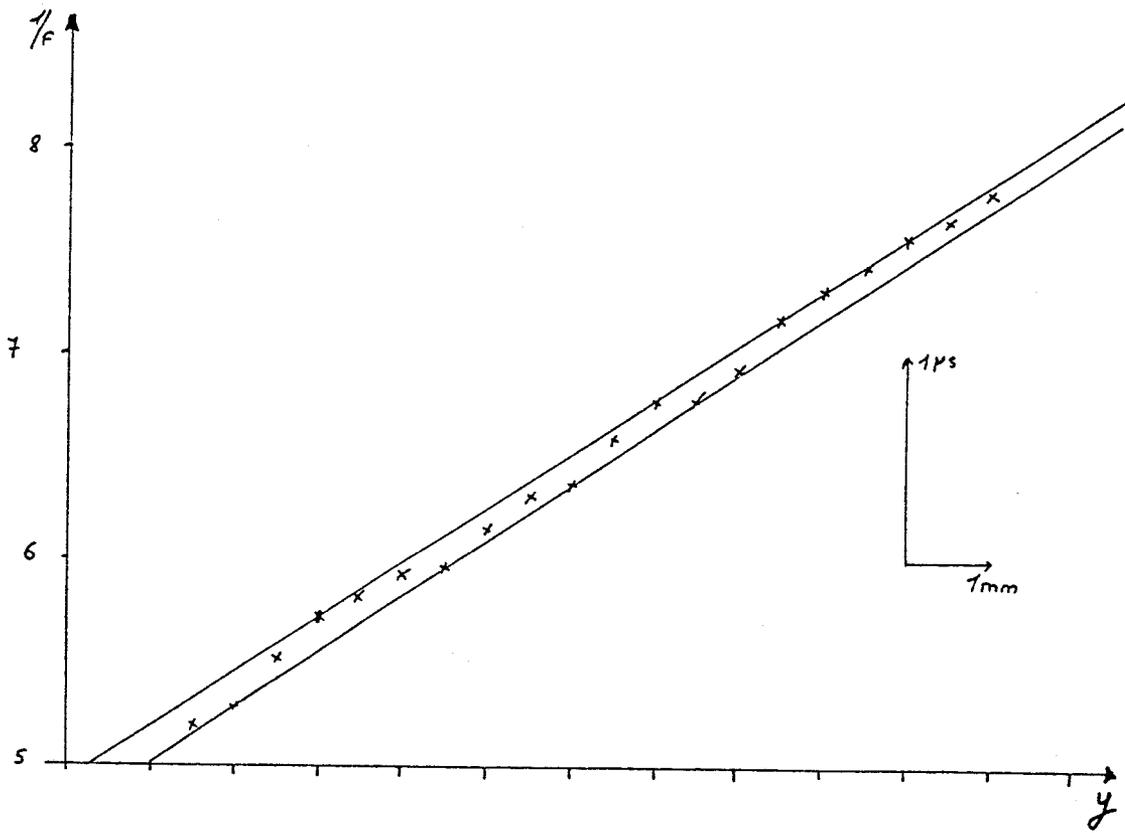


Fig. III-6

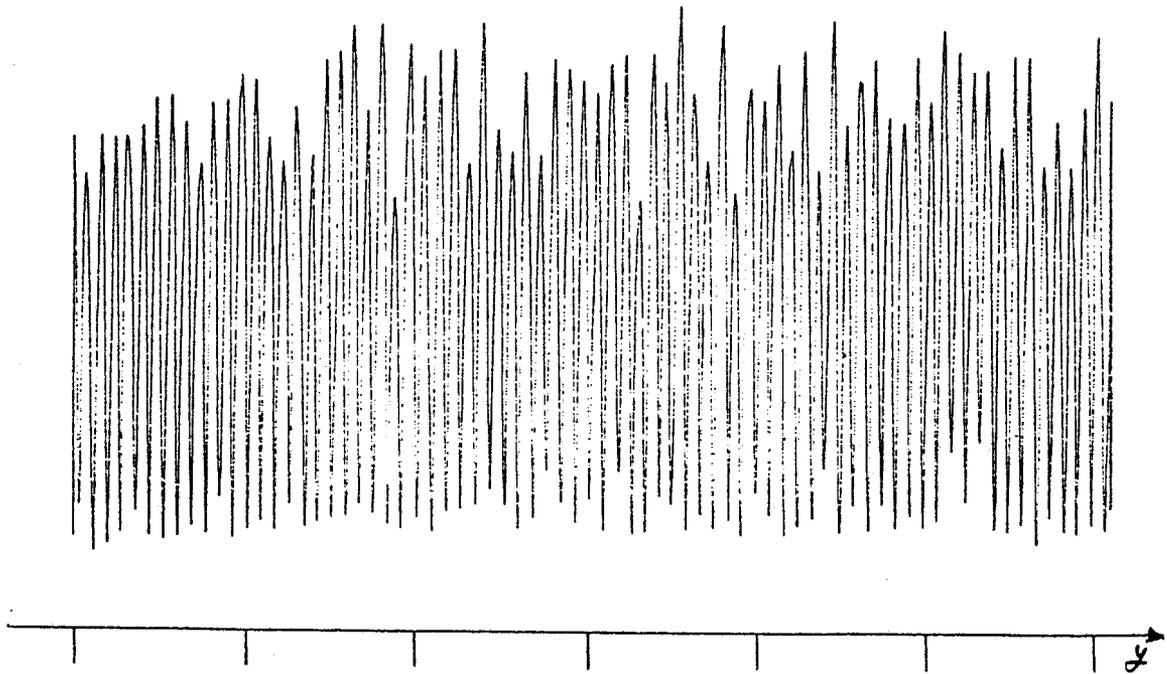


Fig. III-7

et pour les ondes longitudinales à la fréquence de 30,3 MHz par la méthode
bouclage (fig. III-8) $6024 \leq v \leq 6335$ m/s
par la méthode de phase (Fig. III-9) $v = 6058$ m/s ± 16 m/s

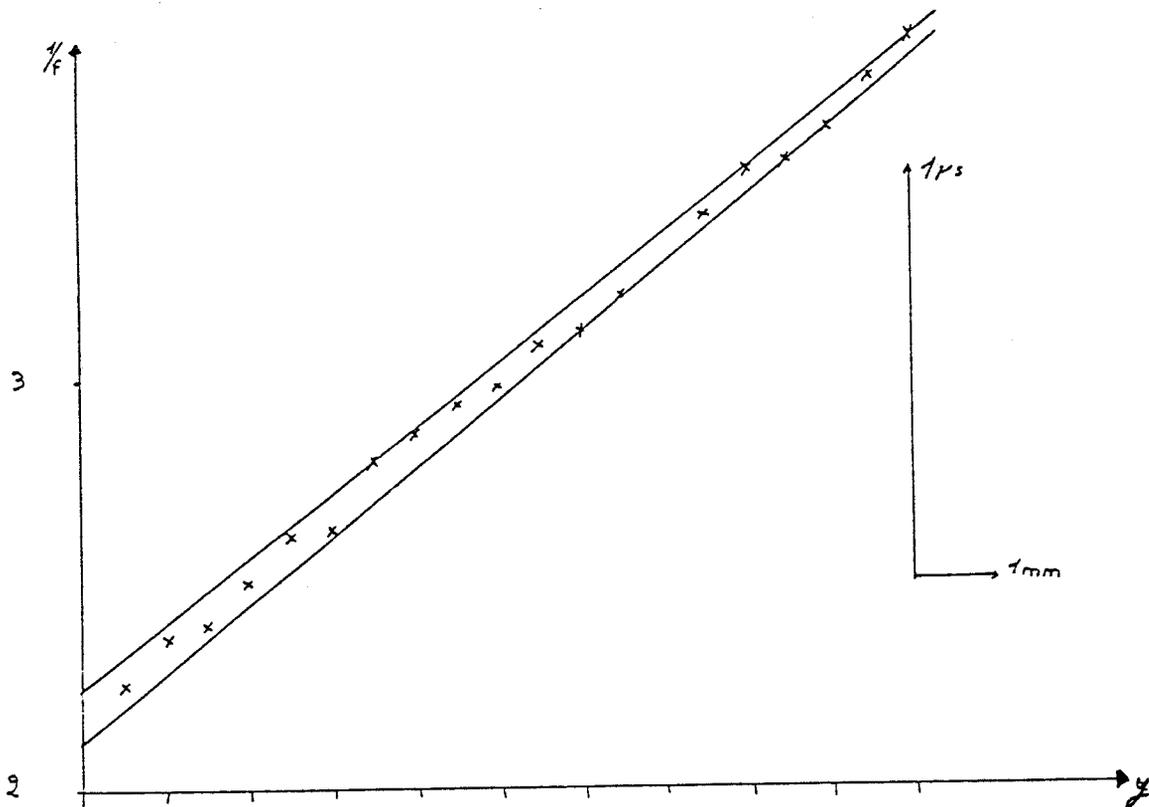


Fig. III-8

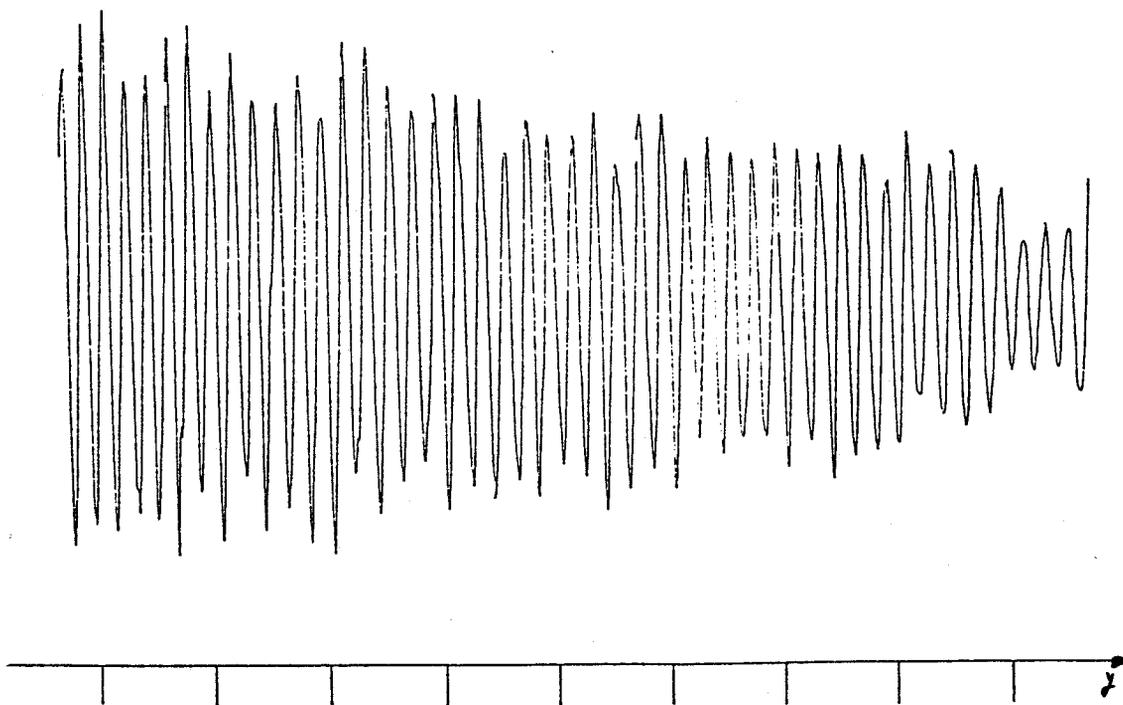


Fig. III-9

L'excellent accord des valeurs obtenues par la méthode de phase avec celles publiées par la littérature (et obtenues avec des méthodes très précises [5]).

$$v \text{ (transversale)} = 3\,800 \text{ m/s}$$

$$v \text{ (longitudinale)} = 6058 \text{ m/s}$$

souligne la validité de notre méthode.

La puissance électrique incidente n'a que peu d'influence sur les valeurs mesurées par bouclage, le coefficient de température $\left(\frac{dv}{dt}\right)$ de la silice étant très faible.

Afin de montrer la généralité de notre méthode nous avons mesuré la vitesse des ondes de RAYLEIGH se propageant selon la direction y , à la surface d'une plaquette monocristalline de niobate de lithium (Li Nb O_3) de coupe Z .

A partir de la fréquence de travail (150 MHz) et de la valeur de la vitesse des ondes de RAYLEIGH donnée dans la littérature ($v = 3\,477 \text{ m/s}$), nous avons calculé la valeur approchée de la longueur d'onde acoustique qui est de $\lambda \approx 23 \mu\text{m}$. Ceci nous impose une zone d'exploration de 1 mm ce qui est faible.

Nous avons mesuré la vitesse de ces ondes et nous avons obtenu (Fig. III-10)

$$v = 3\,480 \text{ m/s} \pm 6 \text{ m/s}$$

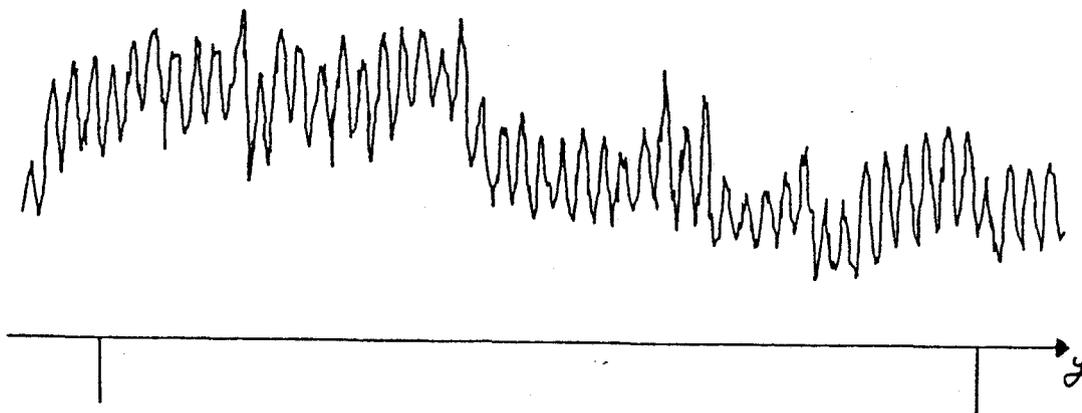


Fig. III-10

La mesure est donc bien en accord avec la valeur donnée dans la littérature ce qui prouve de nouveau la validité de notre méthode de mesure.

Nous avons également mesuré la vitesse des ondes longitudinales dans le verre Flint extra dense (SF 59) à une fréquence de 25,77 MHz.

Par les méthodes de bouclage, pour une puissance électrique de 20 dBm nous avons respectivement obtenu :

première méthode de bouclage : $3212 \leq v \leq 3552$ m/s

deuxième méthode de bouclage: (Fig. III-11) $3225 \leq v \leq 3325$ m/s

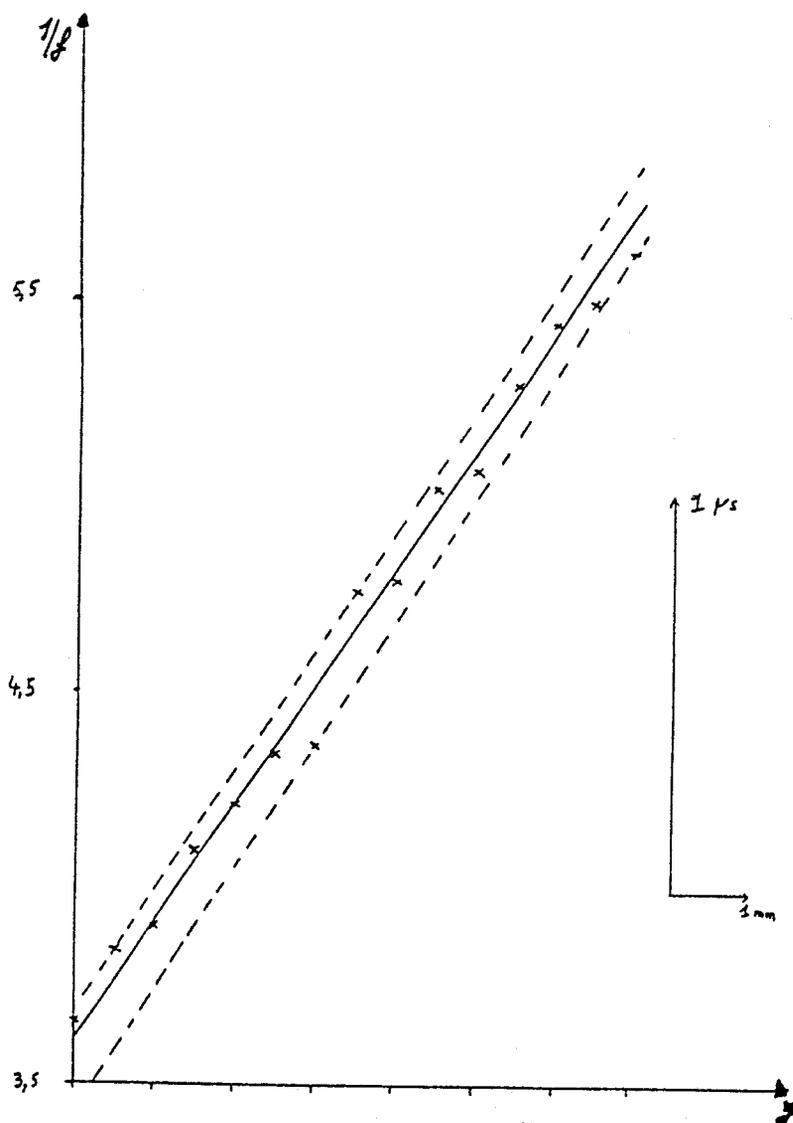


Fig. III-11

Les positions dans le cristal sont relatives à une référence arbitraire pour cette courbe et pour toutes celles qui suivent, l'unité de l'échelle de position étant le millimètre.

Pour une puissance électrique de 0 dBm, il ne nous a pas été possible d'effectuer de mesure par la première méthode de bouclage, les oscillations étant trop instables.

La deuxième méthode nous donne le résultat suivant (fig. III-12)

$$3108 \leq v \leq 3203 \text{ m/s}$$

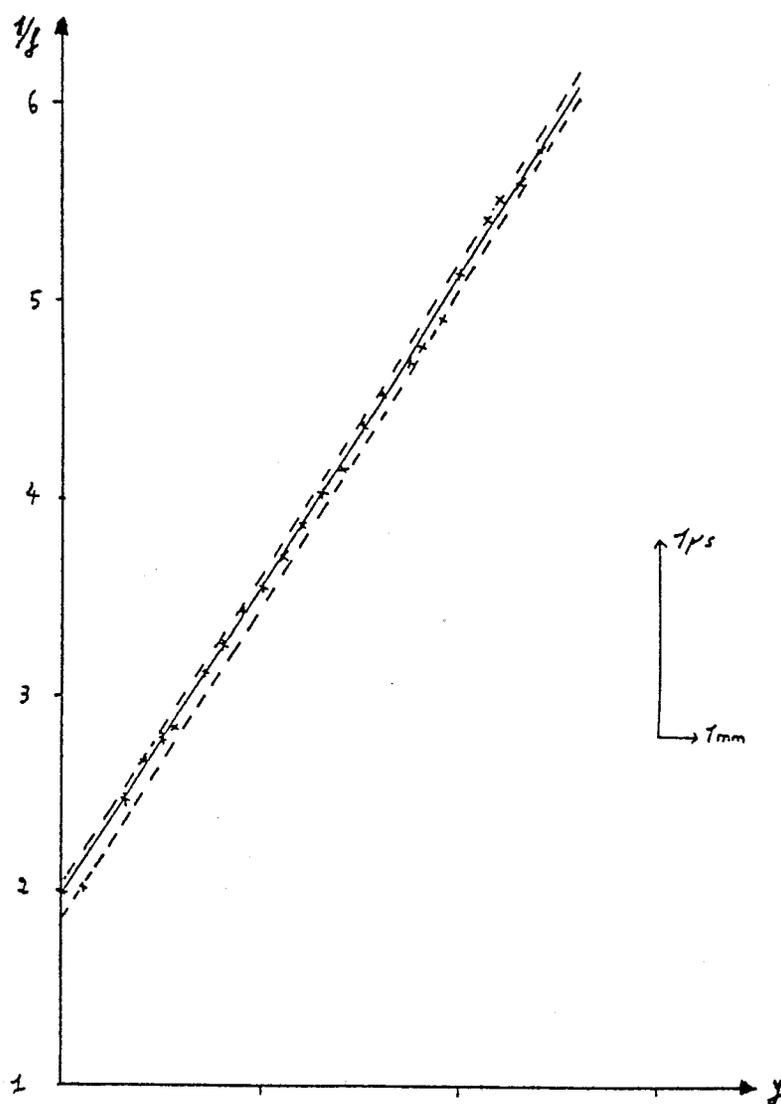


Fig. III-12

La méthode de phase nous donne pour une puissance électrique :

- 6 dBm (Fig. III-13) : $v = 3170 \text{ m/s} \pm 6 \text{ m/s}$

+ 4 dBm (Fig. III-14) : $v = 3171 \text{ m/s} \pm 6 \text{ m/s}$

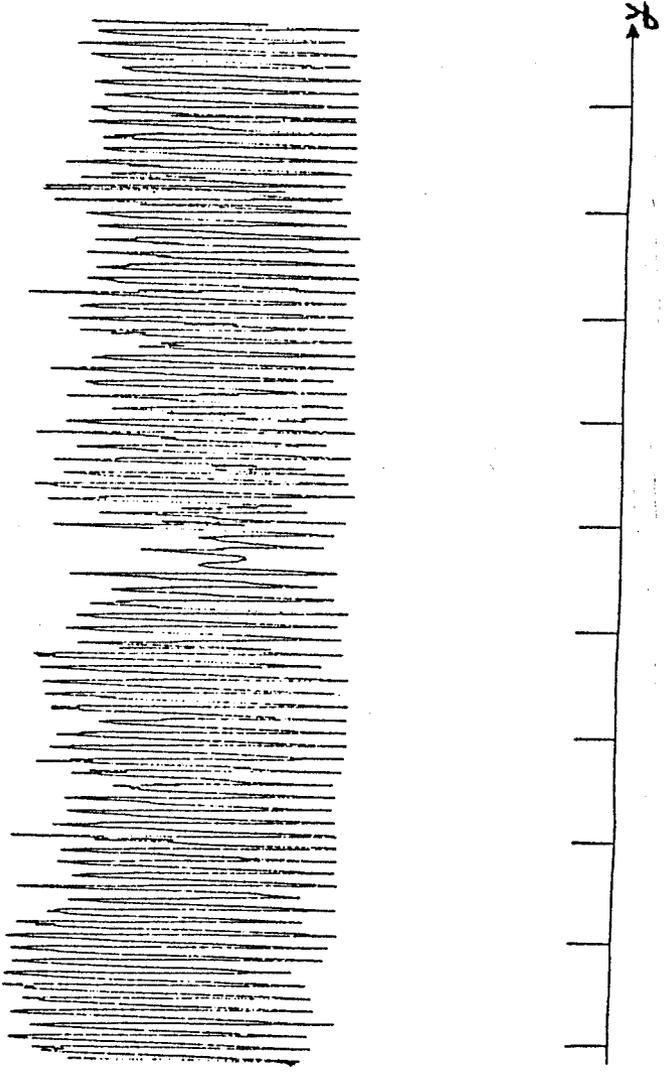


Fig. III-13

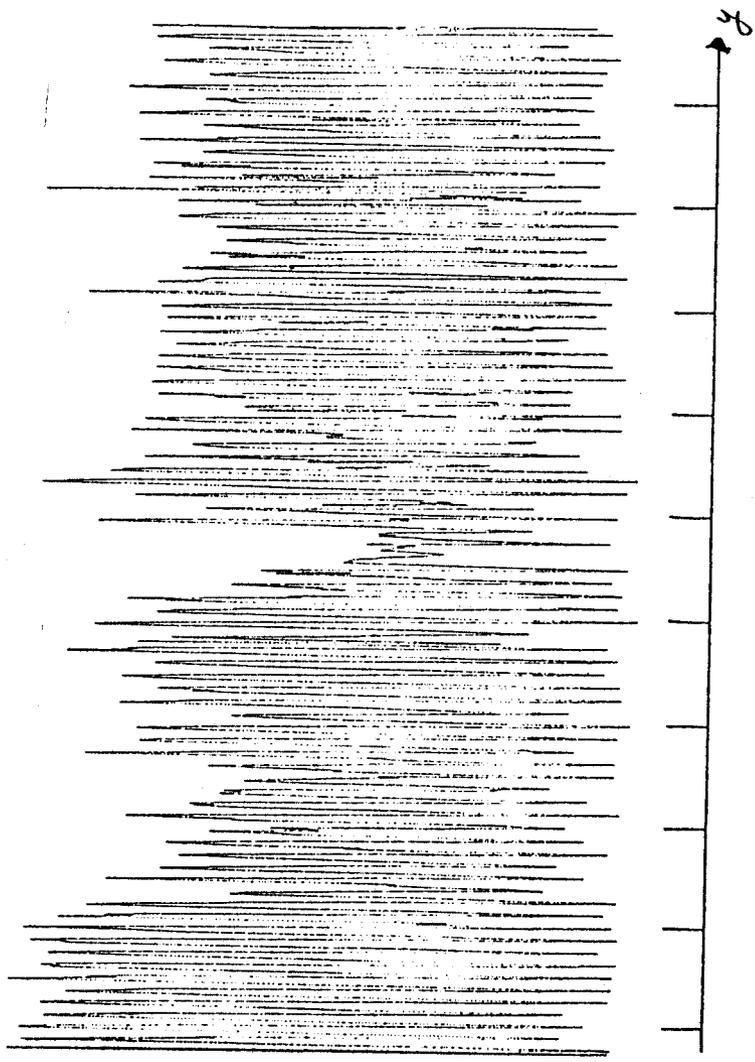


Fig. III-14

Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par des méthodes imprécises, données dans la littérature ($v = 3200$ m/s)

Les écarts avec les méthodes de bouclage proviennent du fait que la méthode de phase permet de travailler avec des impulsions acoustiques brèves alors que les précédentes nécessitent un fonctionnement quasi-continu.

Il se produit dans ce cas un échauffement du milieu (dû aux pertes), ce qui a pour effet de modifier la vitesse. Cet effet d'échauffement augmente avec la puissance acoustique, le fait que la vitesse mesurée varie avec cette dernière n'est donc pas étonnant.

III-e - Conclusions

L'étude comparative des différentes méthodes montre que la méthode de phase donne une valeur plus précise que les deux autres. D'autre part elle présente l'avantage d'être beaucoup plus rapidement mise en oeuvre que les précédentes.

Nous disposons ainsi d'un outil permettant la mesure fine des vitesses des ondes acoustiques dans les matériaux nouveaux pour lesquels nous ne possédons au mieux que des valeurs imprécises, disponibles dans la littérature.

Ceci trouve tout son intérêt en acoustique non linéaire où l'interaction synchrone entre trois ondes de polarisations différentes (en vue de réaliser des processeurs paramétriques) n'est possible que si les fréquences de ces ondes sont dans des rapports bien déterminés (fonctions homographiques de leurs vitesses).

IV - MESURE DE L'ATTENUATION

Nous venons de voir que la mesure de la vitesse permet d'évaluer quelques facteurs caractéristiques du milieu. Il est cependant souhaitable de connaître la valeur de l'atténuation qui permet de connaître les pertes de transmission du milieu. Cette mesure permet en outre de déceler certains défauts du matériau utilisé.

IV-a - Rappels sur la non linéarité [6]

La loi de HOOKE ne peut pas être appliquée pour des ondes acoustiques de forte densité de puissance. Les anharmonicités du réseau, qui influent sur la propagation, sont représentées par des constantes élastiques du troisième ordre.

On aboutit dans le cas le plus général à l'équation de propagation non linéaire de THURSTON lorsque l'atténuation est totalement négligée :

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = (C_{ijkl} + M_{ijklmn} \frac{\partial u_m}{\partial x_n}) \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} \quad (\text{IV-1})$$

les différents indices variant de 1 à 3 et où en utilisant la convention d'EINSTEIN :

$$M_{ijklmn} = C_{ijklmn} + \delta_{ik} C_{jlmn} + \delta_{im} C_{jnkl} + \delta_{km} C_{ijln}$$

avec :

ρ_0 : masse volumique du solide dans l'état non déformé

u_i : composante du vecteur déplacement mécanique associé aux ondes acoustiques

t : temps

C_{ijkl} : constante élastique du second ordre

C_{ijklmn} : constante élastique du troisième ordre

x_j : coordonnées cartésiennes pour le solide non déformé.

δ_{ik} : symbole de Kronecker.

Considérons la propagation d'ondes longitudinales pures d'amplitude finie selon un axe principal du cristal étudié et développons le déplacement mécanique en série de Fourier telle que : [6]

$$u = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{2} [A_m f(m) + A_m^* f^*(m)]$$

avec :

$$f(m) = \exp (j m (\Omega t - ky))$$

où \vec{K} et $\Omega (= Kv)$ sont respectivement le vecteur d'onde et la pulsation de l'onde fondamentale.

En considérant que les amplitudes A_m sont très lentement variables sur une longueur d'onde et que les harmoniques pairs sont réels et les harmoniques impairs purement imaginaires, nous obtenons le système suivant :

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dy} + \alpha a_1 &= \left(\frac{\Gamma K^2}{8}\right) (4 a_1 a_2 - 12 a_2 a_3 + 24 a_3 a_4) \\ \frac{da_2}{dy} + 4\alpha a_2 &= \left(\frac{\Gamma K^2}{8}\right) (-a_1^2 - 6a_1 a_3 - 16 a_2 a_4) \\ \frac{da_3}{dy} + 9\alpha a_3 &= \left(\frac{\Gamma K^2}{8}\right) (4 a_1 a_2 + 8 a_1 a_4) \\ \frac{da_4}{dy} + 16 \alpha a_4 &= \left(\frac{\Gamma K^2}{8}\right) (4 a_2^2 - 6 a_1 a_3) \end{aligned} \tag{IV-2}$$

où nous nous sommes limités aux quatre premiers harmoniques et avons introduit l'atténuation acoustique par le terme phénoménologique $m^2 \alpha A_m$

En considérant le cas où l'onde fondamentale transporte une puissance assez faible, en imposant comme condition aux limites $A_m (y=0)=0$ pour tout $m \geq 2$, en définissant la valeur initiale de a_1 à partir de la puissance de l'onde fondamentale au niveau de transducteur, nous obtenons la solution approchée suivante :

$$a_1(y) = a_1^0 \exp(-\alpha y)$$

$$a_2(y) = -\frac{\Gamma K^2}{8} a_1^{o2} y \exp(-4 \alpha y)$$

$$a_3(y) = -2 \left[\frac{\Gamma K^2}{8} \right]^2 a_1^{o3} y^2 \exp(-9 \alpha y)$$

$$a_4(y) = \frac{16}{3} \left[\frac{\Gamma K^2}{8} \right]^3 a_1^{o4} y^3 \exp(-16 \alpha y)$$

Pour effectuer les diverses mesures nous avons réalisé le montage suivant :

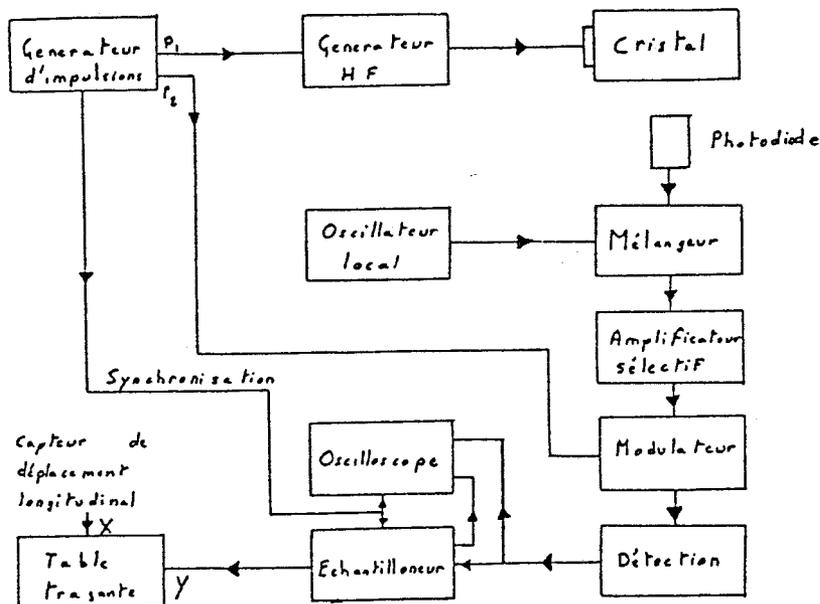


Fig. IV-1

qui nous permet de relever l'amplitude de l'onde acoustique en fonction de la position et d'en déduire la valeur de α

IV - b - Résultats expérimentaux

Nous avons mesuré l'évolution de l'amplitude d'une onde acoustique avec la position à la fréquence fondamentale et à la fréquence double pour divers matériaux (SF 59, silice) et pour des valeurs différentes de la puissance émise.

Nous avons adopté la loi de décroissance en $\exp(-\alpha y)$ pour l'onde fondamentale et en $y \exp(-\alpha y)$ pour l'harmonique de rang 2.

Pour le verre Flint extra dense (SF 59) nous avons obtenu les résultats suivants : pour une puissance électrique de 20 dB et pour la fréquence acoustique de 25,77 MHz.

fréquence fondamentale (Fig. IV-2) $\alpha = 5,9 \text{ dB/cm}$

harmonique deux (fig. IV-3) $\alpha = 28,8 \text{ dB/cm}$

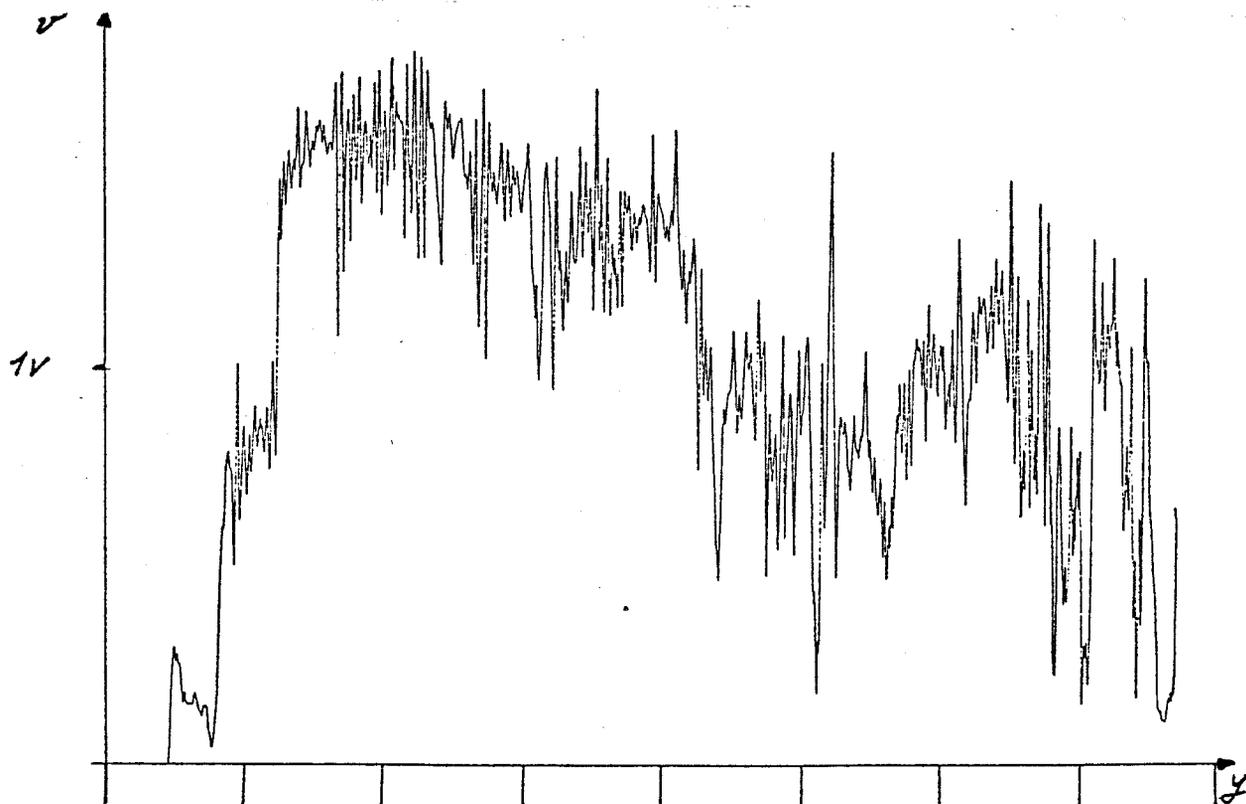


Fig. IV -2

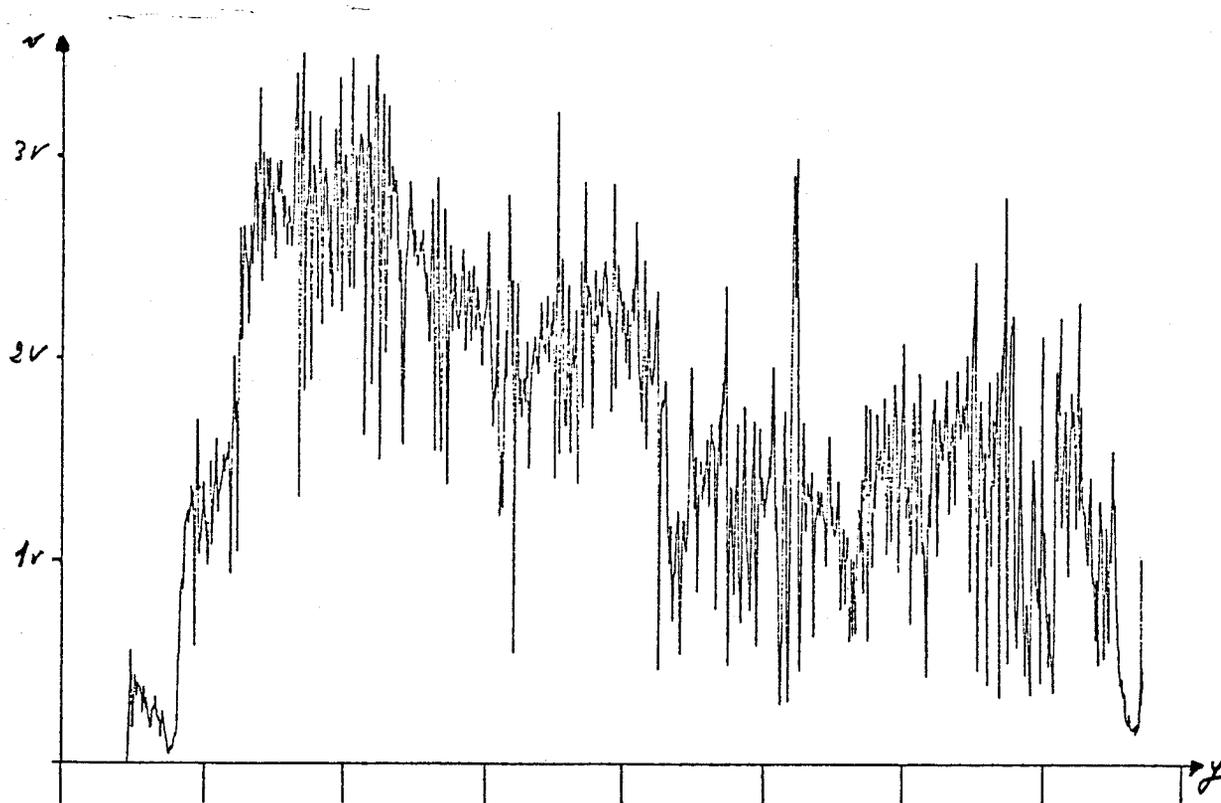


Fig. IV - 3

Les positions dans le cristal sont relatives à une référence arbitraire pour ces courbes et pour toutes celles qui suivent. L'unité de l'échelle des positions étant le millimètre.

Pour une puissance électrique de 30 dBm et à la même fréquence opératoire que précédemment

Fréquence fondamentale (Fig. IV-4) $\alpha = 6,3 \text{ dB/cm}$

Harmonique deux (Fig. IV-5) $\alpha = 29,3 \text{ dB/cm}$

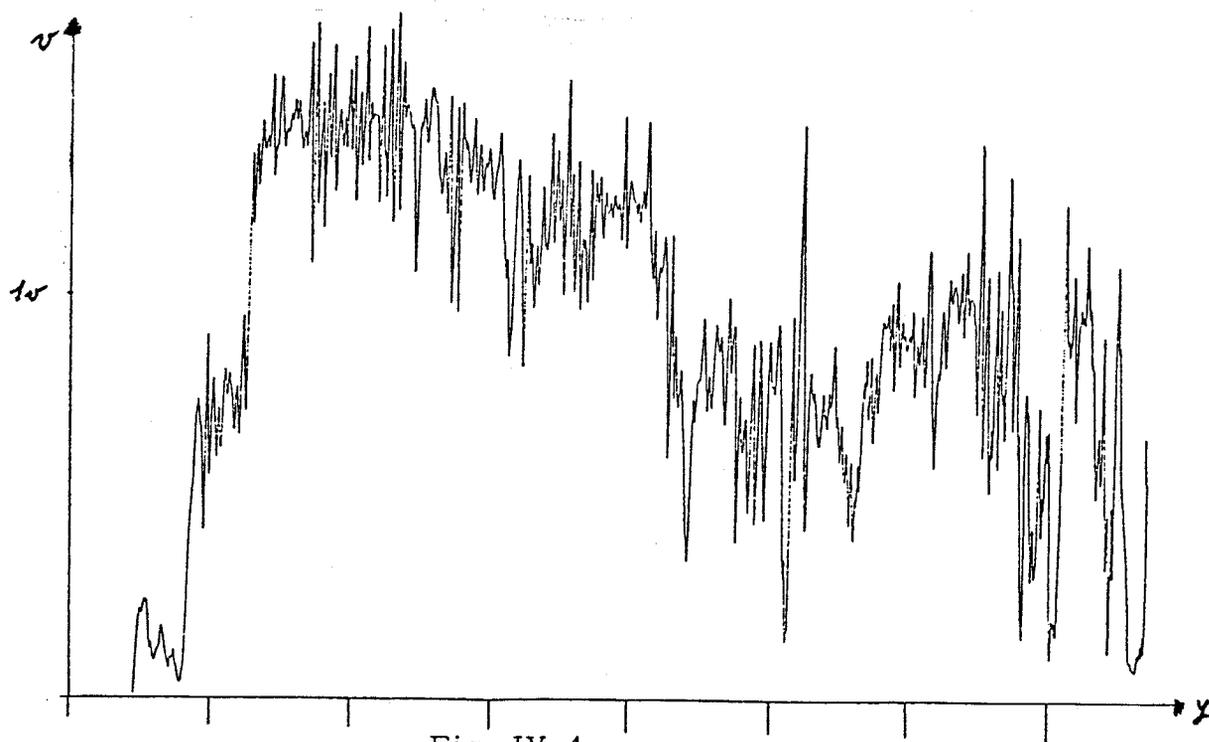


Fig. IV-4

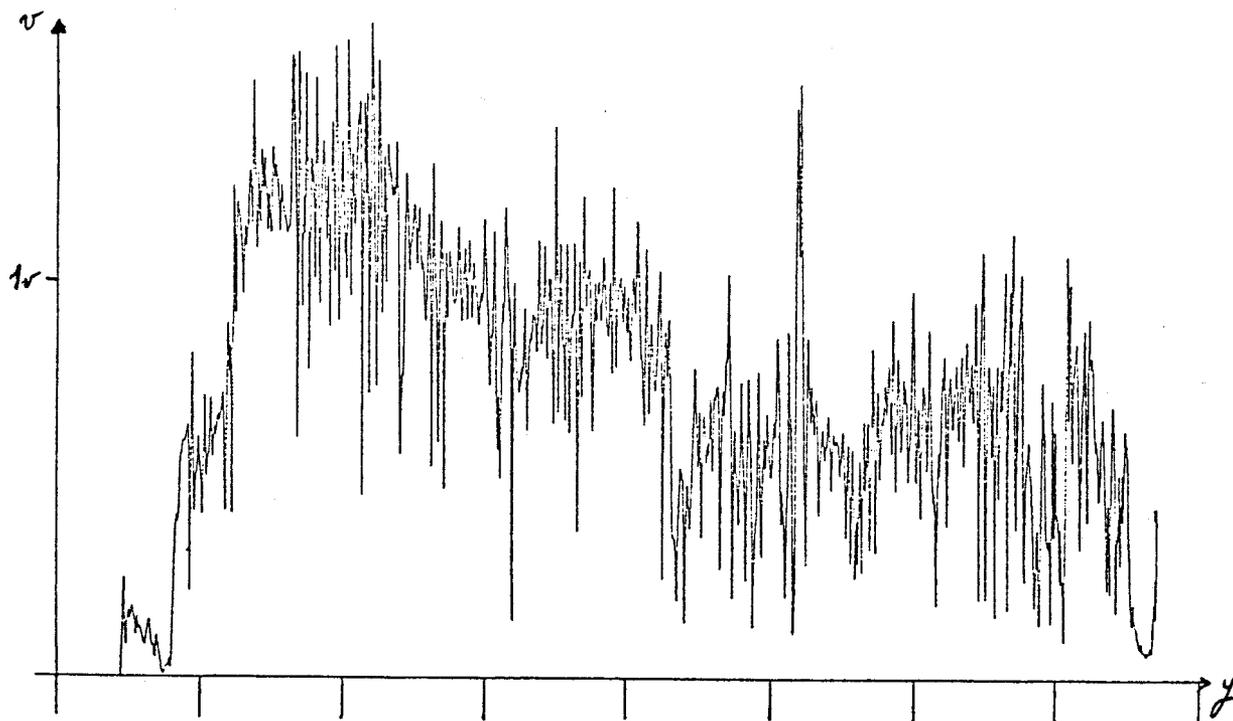


Fig. IV-5

Pour une fréquence opératoire de 42,38 MHz pour l'harmonique deux
et pour une puissance électrique de

40 dBm (Fig. IV-6) $\alpha = 31,6$ dB/cm

43 dBm (Fig. IV-7) $\alpha = 33,1$ dB/cm

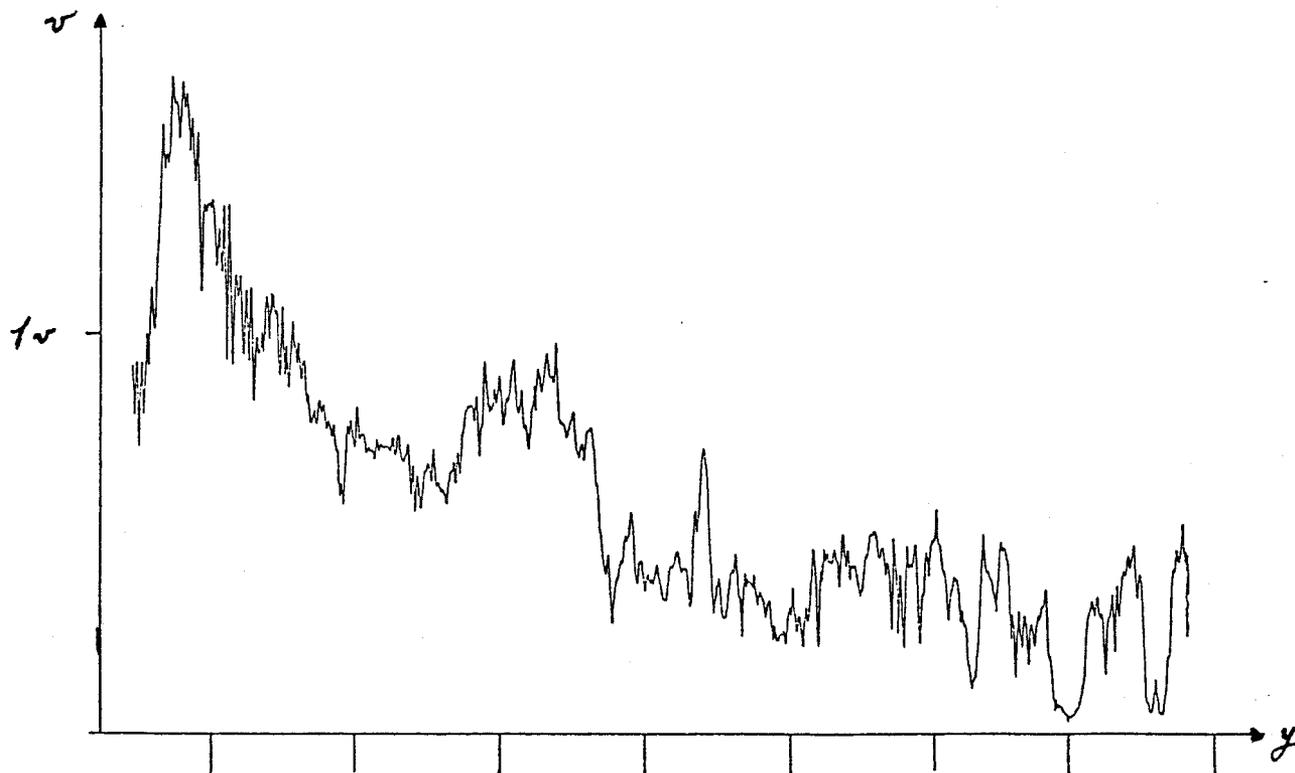


Fig. IV - 6

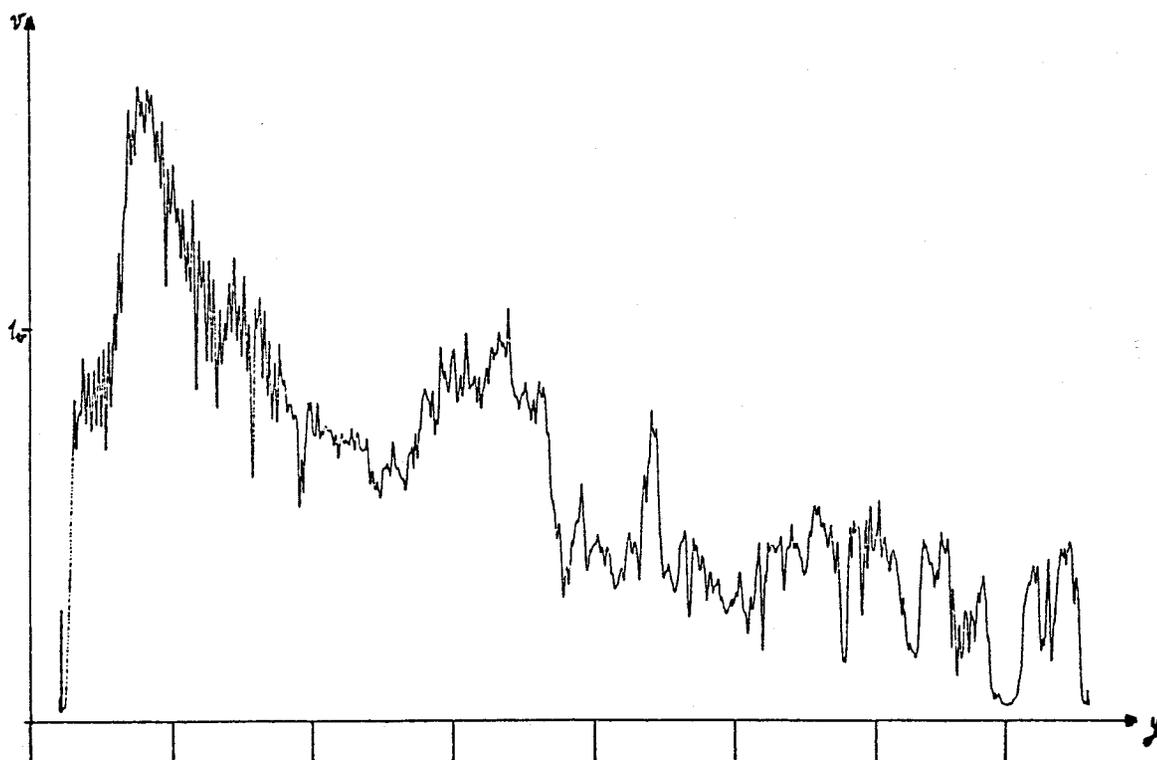


Fig. IV-7

Nous avons également mesuré l'atténuation dans la silice pour les ondes transversales uniquement. En effet les échos détectés des ondes longitudinales ont une amplitude d'environ 15 dB inférieure à ceux des ondes transversales et on assiste à un recouvrement de l'écho direct par l'écho réfléchi longitudinal car nous allons voir qu'il faut enregistrer sur une assez grande distance pour faire une mesure correcte.

Nous obtenons à la fréquence de travail de 46,03 MHz et pour l'onde fondamentale à 0 dBm le résultat suivant (fig. IV-8)

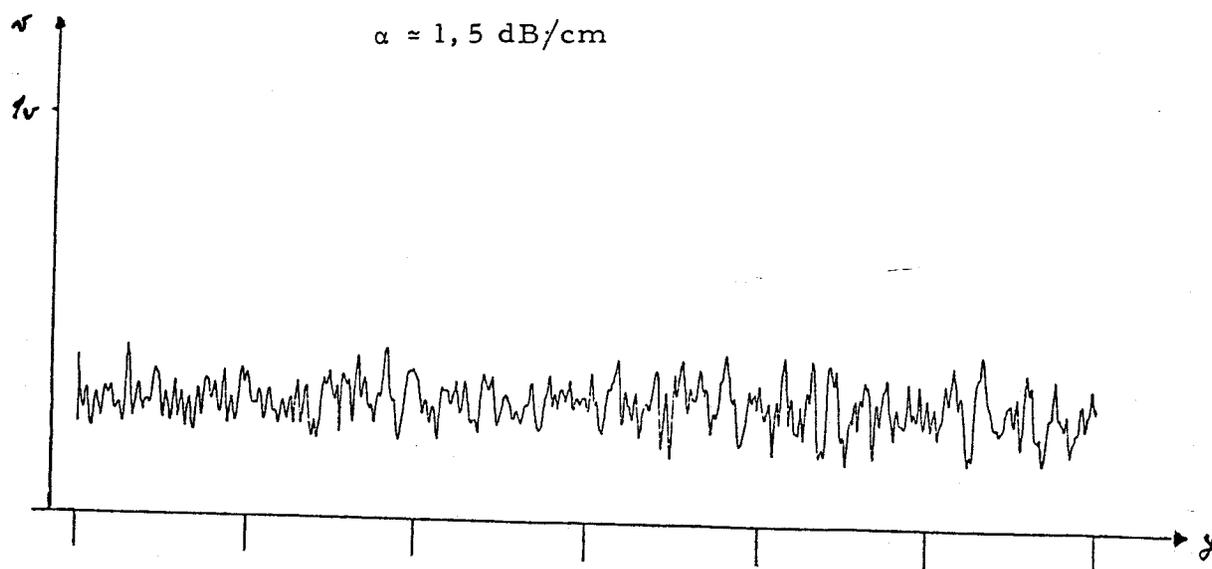


Fig. IV-8

Nous n'avons pas relevé une dépendance notable de l'atténuation avec la puissance, ce qui était prévisible la silice étant faiblement non linéaire.

Ces courbes appellent plusieurs remarques :

Les allures des courbes obtenues sont assez surprenantes bien que l'on voie nettement leur décroissance. Ces allures s'expliquent par des défauts d'homogénéité du milieu utilisé ce qui est notamment vrai pour le SF 59, et par des défauts de parallélisme des faces traversées par le faisceau laser créant ainsi des perturbations non négligeables. Enfin elles peuvent avoir pour origine la stabilité moyenne de l'électronique, bien que cette contribution soit minime.

L'allure du début des courbes (Fig. IV-2, 3, 4, 5, 6, 7) s'explique par le fait que pour les distances proches du transducteur l'interaction est encore assez faible, le faisceau laser n'étant pas encore entièrement contenu dans le milieu acoustique.

Les résultats que nous donnons ont été obtenus à partir des courbes moyennes.

IV-c - Conclusions

Néanmoins de ces courbes nous pouvons remarquer que le rapport entre l'atténuation de l'onde fondamentale et l'harmonique deux est voisin de quatre et également un excès d'atténuation de l'onde fondamentale caractéristique d'un échange d'énergie entre cette dernière et l'harmonique deux, lorsque la puissance acoustique fondamentale augmente.

Les solutions (IV-3) des équations couplées (IV-2) ne rendent pas compte de ce résultat mais elles ne sont valables que dans des conditions très restrictives éloignées du cas réel où il faudrait résoudre numériquement le système (IV-2) pour obtenir une solution plus proche de la réalité.

Il apparaît donc que le SF 59 est un matériau présentant une atténuation très importante ($\alpha = 5,9$ dB/cm à $f = 25,77$ MHz) ce qui le rend pratiquement inintéressant à des fréquences supérieures à une dizaine de MHz.

Des mesures sont en cours sur d'autres matériaux apparemment moins non linéaires que ne l'est le SF 59, mais présentant une atténuation moindre.

CONCLUSION

La caractérisation des matériaux est importante, en effet d'une part un matériau a des coefficients de mérite acousto-optique et non linéaire d'autant plus grands que la vitesse des ondes acoustiques est petite.

D'autre part les performances de tout dispositif sont dégradées par l'atténuation des ondes acoustiques.

Il faut donc chercher des matériaux possédant une vitesse lente et une faible atténuation.

Ces deux conditions étant contradictoires, il faut en fait utiliser des matériaux réalisant des compromis en vue d'applications particulières.

Des méthodes ont donc été mises au point afin de mesurer la vitesse et l'atténuation des ondes acoustiques dans certains matériaux.

La validité de ces méthodes a été vérifiée sur des matériaux bien connus.

REFERENCES

- [1] J. M. ROUVAEN - Thèse d'Etat Valenciennes - chap. 1 - 1976
- [2] R. TORGUET - Thèse d'Etat Paris VI - chap. 1 - 1973
- [3] F. CAUDRON, J. POULIQUEN et A. DEFEBVRE
Journal de Physique - Tome 33 C-6, 220 - 1972
- [4] K. SUZUKI et M. NISHIKAWA
JAP - Vol. 13 n° 8, 1216, 1974
- [5] H. BEHER et F. WEIDINGER
JAP, Vol 46, 65, 1975
- [6] J. M. ROUVAEN - Thèse d'Etat, Valenciennes - chap. II - 1976

