

UNIVERSITE DE LILLE : THESE DE : DOCTORAT DE 3ème CYCLE  
FACULTE DES SCIENCES : DISCIPLINE : PHYSIQUE DU SOLIDE

N° d'Ordre

170

50376

1970

198

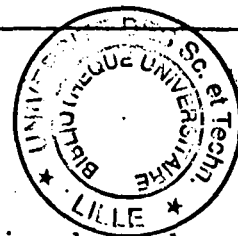
50376  
1970  
198  
NOM DU CANDIDAT : T H O M A S Daniel

JURY : PRESIDENT : M. le Professeur GABILLARD  
RAPPORTEUR : Directeur du TRAVAIL : M. MORIAMEZ  
EXAMINATEUR : M. ~~BEAUFILS~~ THOMAS DT

TITRE DE LA THESE :

AMPLIFICATION ULTRASONORE DANS LES SEMICONDUCTEURS EXTRINSEQUES DE TYPE N

R E S U M E  
-----



L'objet de ce travail est l'étude de l'amplification des ondes acoustiques longitudinales dans les semi conducteurs extrinsèques de type N, soumis à l'action d'un champ électrique élevé.

Après avoir étudié les caractéristiques de l'amplificateur semi-conducteur : gain, impédance, bande passante, stabilité, puissance de sortie, rendement, nous envisageons l'influence de la mobilité, de la température et de la conductivité.

L'amplification est accompagnée d'un courant électroacoustique dont nous avons calculé théoriquement le temps d'établissement. Du point de vue microscopique, le phénomène s'avère analogue à l'émission stimulée dans un laser.

Nous avons mis en évidence une saturation de courant dans l'oxyde de zinc et le sulfure de cadmium, des oscillations stables dans l'oxyde de zinc et un gain acoustique relatif de 7 dB/cm dans le sulfure de cadmium à 200 MHz.

La saturation de courant résulte de la création d'un flux de phonons dans le monocristal ; les oscillations, plus ou moins amorties, témoignent d'une interaction électron-phonon plus ou moins importante. Elles sont liées à la propagation de domaines de haut champ. L'amplification est limitée par les interactions entre le flux de phonons et l'onde acoustique qui se propage.

Soutenance prévue le Mardi 24 FEVRIER 1970

Dâtiment de Radioélectricité et Electronique

A 10 heures 30

SCD LILLE 1



D 030 302763 9

Doyens Honoraires.

MM. H. LEFEBVRE - M. PARREAU -

Professeurs Honoraires.

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON, CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN, KAMPE DE FERRET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG.

MM. MAZET, MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU, ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

Doyen.

M. DEFRETIN, Professeur de Biologie et Physiologie animales.

Asseseurs.

MM. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale.

LEBRUN, Professeur d'Electronique, Electrotechnique et Automatique.

Professeurs.

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées
BEAUFILS	Chimie
BONNEMAN	Chimie
BECART	Physique
BLOCH	Biologie et Physiologie Animales
BONTE	Sciences de la Terre
BOUGHON	Mathématiques pures
BOUISSET	Biologie et Physiologie Animales
BOURIQUET	Biologie Végétale
CELET	Sciences de la Terre
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique et Automatique
CORSIN	Sciences de la Terre
DECUYPER	Mathématiques pures
DEDECKER	Mathématiques pures
DEFRETIN	Biologie et Physiologie Animales
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATTRE	Sciences de la Terre
DELEAU	Sciences de la Terre
DELHAYE	Chimie
DERCOURT	Géologie et Minéralogie
DESCOMBES	Mathématiques pures
DURCHON	Biologie et Physiologie Animales
FOURET	Physique
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique
GLACET	Chimie
GONTIER	Mathématiques Appliquées
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie Animales
HEUBEL	Chimie
HOCQUETTE	Biologie Végétale
LEBRUN	Electronique, Electrotechnique et Automatique
Mlle. LENOBLE	Physique
LINDER	Biologie Végétale
LURQUIN	Chimie
MARTINOT-LAGARDE	Mathématiques Appliquées
Mlle. MARQUET	Mathématiques pures
MONTARIOL	Chimie



	MONTREUIL	Chimie
	MORIAMEZ	Physique
	PARREAU	Mathématiques pures
	PEREZ	Physique
	PHAM MAU QUAN	Mathématiques pures
	PROUVOST	Sciences de la Terre
	SAVARD	Chimie
	SCHILTZ	Physique
	SCHALLER	Biologie et Physiologie Animales
Mme.	SCHWARTZ	Mathématiques pures
	TILLIEU	Physique
	TRIDOT	Chimie
	VAILLANT	Mathématiques pures
	VIDAL	Automatique Théorique et Appliquée
	WATERLOT	Sciences de la Terre
	WERTHEIMER	Physique

Maîtres de conférences.

MM.	AUBIN	Mathématiques pures
	BEGHIN	Mécanique des Fluides
	BELLET	Physique
	BENABOU	Mathématiques pures
	BILLARD	Physique
	BOILLET	Physique
	BUI TRONG LIEU	Mathématiques pures
	CAPURON	Biologie Animale
	CARREZ	Calcul Numérique
	CHERRUAULT	Mathématiques Pures
	CORTOIS	Physique
	DEVRAINNE	Chimie
Mme.	DRAN	Chimie
	GOUDMAND	Chimie
	GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animales
	GUILLAUME	Biologie Végétale
	HUARD DE LA MARRE	Mathématiques Appliquées
	JOLY	Biologie et Physiologie Animales
	LABLACHE-COMBIER	Chimie
	LACOSTE	Biologie Végétale
	LANDAIS	Chimie
	LAURENT	Mathématiques
	LEHMANN	Mathématiques pures
Mme.	LEHMANN	Mathématiques pures
	LOUCHEUX	Chimie
	MAES	Physique
	MONSIGNY	Chimie biologique
	MONTEL	Physique
	PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique
	PARSY	Mathématiques pures
	PONSOLLE	Chimie CSU Valenciennes
	RACZY	Physique
	ROBERT	Calcul Numérique
	SAADA	Physique
	SALMER	Radioélectricité et Electronique
	SEGARD	Chimie
Mme.	ZINN-JUSTIN	Mathématiques pures

=====

Ce travail a été effectué au Laboratoire des Ultrasons de la Faculté des Sciences de Lille.

Nous exprimons notre reconnaissance à Monsieur le Professeur MORIAMEZ qui nous a accueilli dans ce laboratoire et s'est intéressé à nos travaux.

Nous tenons à remercier nos camarades qui ont bien voulu nous faire profiter de leur expérience dans les domaines des couches minces et des techniques ultrasonores ou électroniques.

\  
Que Messieurs les Professeurs GABILLARD et THOMAS qui ont accepté de faire partie du jury veuillent bien trouver ici l'expression de notre gratitude.

AMPLIFICATION ULTRASONORE  
DANS LES SEMICONDUCTEURS EXTRINSEQUES  
DE TYPE N.

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

## INTRODUCTION

L'objet de ce travail est l'étude théorique et expérimentale du phénomène d'amplification ultrasonore dans les semiconducteurs piézo-électriques extrinsèques de type n. Après avoir précisé la notion d'onde piézoélectrique active nous calculons le coefficient d'atténuation des ondes ultrasonores et précisons les conditions d'amplification.

Nous étudions ensuite les caractéristiques de l'amplificateur ultrasonore : gain, impédance, bande passante, stabilité, puissance de sortie, rendement.

Nous envisageons parallèlement l'influence de la température, de la mobilité et de la puissance dissipée dans l'échantillon. En tenant compte du terme non linéaire nous explicitons le courant et le champ électroacoustique qui peuvent apparaître au cours d'une expérience d'amplification et donnons les conditions de fonctionnement en oscillateur avec les raisons du comportement non ohmique du semi-conducteur. Nous avons également évalué le temps d'établissement du courant acousto-électrique et prévu la possibilité d'existence d'ondes harmoniques.

Les calculs précédents sont limités aux phonons de faible vecteur d'onde, ce qui est toujours le cas pratiquement à l'échelle microscopique.

La théorie quantique permet d'étudier l'amplification du point de vue microscopique et le processus d'amplification s'avère analogue au phénomène d'émission stimulée dans un laser.

Expérimentalement nous avons mis en évidence une saturation du courant dans le sulfure de cadmium et l'oxyde de zinc, des oscillations stables dans l'oxyde de zinc et une amplification relative de 7 dB/cm dans le sulfure de cadmium à 200 MHz et de 2 dB/cm à 120 MHz.



## I - 1 MATERIAUX PIEZOELECTRIQUES

Seuls les semi-conducteurs à structure dépourvue de centre de symétrie sont doués d'un effet piézoélectrique. C'est ainsi que les cristaux de germanium et de silicium ne sont pas piézoélectriques. Par contre la grande majorité des semiconducteurs connus présentent une structure piezoélectrique. C'est le cas des structures hexagonales du tellure, du sulfure de cadmium, du séléniure de cadmium, de la structure type blende comme de l'ensemble des composés III-V (antimoniure d'indium, arséniure de gallium, antimoniure de phosphore, arséniure d'indium) et de certains composés II-VI comme le tellurure de zinc, le séléniure de zinc et le tellurure de cadmium.

L'ensemble de ces semiconducteurs présente un effet piézoélectrique moyen. Leurs coefficients piézoélectriques sont de l'ordre de  $10^{12}$  Cb/N à 25 °C ; le plus important est celui du CdS :  $10,3 \cdot 10^{12}$  Cb/N.

Deux paramètres limitent considérablement le choix des matériaux adaptés aux effets électroacoustiques. Ce sont la mobilité et la densité d'électrons. Le corps le plus étudié jusqu'à ce jour a été le sulfure de cadmium dont la densité peut être modifiée dans de très larges limites par éclairage. L'oxyde de zinc, composé II-VI, est celui de l'ensemble des semi-conducteurs qui a la plus forte constante de couplage piézoélectrique.

La piézoélectricité est une caractéristique du réseau cristallin du corps étudié.

Sous l'influence d'une tension mécanique extérieure, un corps piézoélectrique voit se déplacer le centre de gravité de ses charges ioniques négatives. A l'intérieur du corps il y a toujours compensation au point de vue des charges, mais à l'extérieur, sur les faces perpendiculaires à la direction d'application de la force, il y aura apparition d'une certaine quantité de charges positives et négatives. Nous aurons une certaine quantité de charges positives à l'une des extrémités et la même quantité de charges négatives à l'autre extrémité. La valeur absolue de cette charge dépend de l'amplitude de la déformation subie par le solide, c'est-à-dire de l'amplitude de la tension extérieure appliquée.

Un autre effet important est l'apparition d'une tension électrique, à condition que les charges positives et négatives ne se compensent pas rapidement. C'est le cas des isolants.



Dans les semiconducteurs le nombre d'électrons libres est extrêmement variable . En appliquant une tension mécanique extérieure au semiconducteur , nous observerons le processus prévu : apparition de charges positives et négatives, d'où tension électrique aux bornes de l'échantillon. Les électrons libres détruisent immédiatement cette tension.

Supposons qu'une onde acoustique traverse le matériau. La variation sinusoïdale d'amplitude de l'onde se traduit par une variation sinusoïdale de la pression à l'intérieur du corps ; nous avons ainsi alternance entre les régions du semiconducteur où règne une contrainte et les régions où règne une dépression.

Pour le corps piézoélectrique cette répartition de pression se traduira par une répartition sinusoïdale du champ électrique : ce champ électrique alternatif à l'intérieur du semiconducteur agira sur les électrons libres en modifiant leur répartition. En plus de leur énergie cinétique normale, les électrons libres de conduction auront une énergie potentielle alternative supplémentaire et il y aura une répartition en paquets des électrons libres du semiconducteur qui se traduira par une atténuation de l'onde acoustique.

## I - 2 SEMICONDUCTEURS EXTRINSEQUES

On obtient un cristal semi-conducteur extrinsèque si l'on ajoute à un corps dont la conductivité se classe entre celle des conducteurs et des isolants des impuretés chimiques en très petites quantités. Les impuretés pentavalentes conduisent à des semiconducteurs de type n à conduction électronique. On obtient une structure cristalline dans laquelle un atome d'impureté est substitué de place en place à un atome du cristal. Il y a un électron de valence en excès par atome d'impureté. Cet électron indépendant est lié au noyau par une énergie très faible. Il se comporte comme un électron de conduction et les impuretés se comportent comme des centres donneurs d'électrons. Un donneur neutre donne un trou et un électron : il y a donc excès d'électrons dans un semiconducteur de type n.

I - 3 PROPAGATION D'UNE ONDE PLANE ACOUSTIQUE DANS UN CRISTAL PIEZOELECTRIQUE

Supposons que des ondes acousto-électromagnétiques se propagent dans un cristal conducteur piézoélectrique suivant une direction arbitraire. Soient  $Ox_1, Ox_2, Ox_3$ , trois axes orthogonaux orientés arbitrairement par rapport aux axes cristallins.

Prenons  $Ox_1$  comme direction de propagation des ondes acoustiques. Ces ondes étant planes le vecteur d'onde est constant en grandeur et direction dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation et les dérivées par rapport à  $x_2$  et  $x_3$  sont nulles.

La force  $F_i$  qui s'exerce sur un élément de volume du matériau dans la direction  $i$  est  $\frac{\partial T_{1i}}{\partial x_1}$   $T_{1i}$  désignant la composante du tenseur des contraintes dans la direction 1 ,

La définition habituelle du tenseur des déformations en fonction du déplacement est :

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

Pour le problème de l'onde plane il est préférable de définir une déformation

$$S'_{lk} = S_{lk} + S_{kl} = \frac{\partial u_l}{\partial x_k} .$$

L'état du système peut être décrit par le deux équations

$$T_{1i} = c_{1i1k} S'_{1k} - e_{kli} E_k \quad (1)$$

$$D_k = e_{kil} S'_{li} + \epsilon_{ik} E_i \quad (2)$$

dans lesquelles  $c_{ijkl}$  représente le tenseur élastique,  $e_{ijk}$  le tenseur piezoélectrique,  $\epsilon_{ik}$  le tenseur de permittivité diélectrique.

Les équations constitutives relatives au milieu sont :

$$B_i = \mu H_i$$

et  $J_k = \sigma_{ik} E_i \quad (3)$

Les équations relatives au champ électromagnétique doivent satisfaire aux équations de MAXWELL

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{rot } \vec{E} &= - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{B} &= 0 \\ \text{div } \vec{D} &= \rho_e \end{aligned} \quad (4)$$

$\rho_e$  désignant la densité de charge électrique.

En dérivant la formule (1) par rapport à  $x_1$  on obtient

$$\begin{aligned} F_i &= \frac{\partial T_{1i}}{\partial x_1} = \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \\ &= c_{1i1k} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_1^2} - e_{k1i} \frac{\partial E_k}{\partial x_1} \end{aligned}$$

avec  $\rho$  densité du matériau.

A partir des équations de MAXWELL et en l'absence de charge d'espace on peut écrire

$$\text{rot (rot } \vec{E}) = \text{grad (div } \vec{E}) - \Delta \vec{E}$$

soit

$$\Delta \vec{E} = \mu \frac{\partial}{\partial t} (\sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t})$$

d'où en remplaçant  $\vec{D}$  par sa valeur

$$\frac{\partial^2 E_p}{\partial x_1^2} = \mu \frac{\partial}{\partial t} (\sigma_{ip} E_i + e_{p1i} \frac{\partial^2 u_p}{\partial x_1^2} + \epsilon_{ip} \frac{\partial E_i}{\partial t})$$

Pour une onde plane se propageant suivant  $x_1$ ,  $\vec{B}_1$  et  $\vec{H}_1$  sont constants dans l'espace et dans le temps et  $(\text{rot } \vec{H})_1 = 0$ .

D'après (2)

$$D_1 = \epsilon_{1p} E_p + e_{1p1} \frac{\partial u_p}{\partial x_1}$$

$$0 = \sigma_{1p} E_p + \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_{1p} E_p + e_{1p1} \frac{\partial u_p}{\partial x_1})$$

d'où

$$\sigma_{11} E_1 + \epsilon_{11} \frac{\partial E_1}{\partial t} = - (\sigma_{1q} E_q + \epsilon_{1q} \frac{\partial E_q}{\partial t}) - e_{11} i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_1 \partial t}$$

Prenons des solutions de la forme

$$u_i = u_i^0 \exp j (kx - \omega t)$$

et

$$E_i = E_i^0 \exp j (kx - \omega t).$$

Les équations précédentes s'écrivent :

$$-\frac{\partial^2 E_p}{\partial x_1^2} = k^2 E_p = \mu \omega [\omega \epsilon_{ip} + \sigma_{ip}] E_i + j \mu k \omega^2 e_{p1i} u_i$$

et

$$\frac{\partial T_{1i}}{\partial x_1} = -\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \rho \omega^2 u_i = c_{1i1k} k^2 u_k + j k e_{k1i} E_k.$$

De la relation

$$(\omega \epsilon_{11} + j \sigma_{11}) E_1 = - (\omega \epsilon_{q1} + j \sigma_{q1}) E_q - j k \omega e_{11i} u_i$$

on tire  $E_1$

d'où

$$\rho \omega^2 u_i = \left[ c_{1i1k} + \frac{e_{11i} e_{11k}}{\epsilon_{11} + j \frac{\sigma_{11}}{\omega}} \right] k^2 u_k$$

$$+ j k \left[ e_{q1i} + \frac{e_{11i} (\epsilon_{q1} + j \frac{\sigma_{q1}}{\omega})}{\epsilon_{11} + j \frac{\sigma_{11}}{\omega}} \right] E_q \quad \text{et}$$

$$k^2 E_p = \left[ e_{p1i} + \frac{e_{11i} (\epsilon_{p1} + \frac{\sigma_{p1}}{\omega})}{\epsilon_{11} + j \frac{\sigma_{11}}{\omega}} \right] j \mu k \omega^2 u_i$$

$$+ \mu \omega^2 (\epsilon_{qp} + j \frac{\sigma_{qp}}{\omega})$$

$$- \frac{(\epsilon_{p1} + j \frac{\sigma_{q1}}{\omega}) (\epsilon_{1p} + j \frac{\sigma_{1p}}{\omega})}{\epsilon_{11} + j \frac{\sigma_{11}}{\omega}} .$$

Posons

$$c'_{1i1k} = c_{1i1k} + e_{11i} e_{11k} (\epsilon_{11} + j \sigma_{11}/\omega)^{-1}$$

$$c'_{q1i} = e_{q1i} - e_{11i} (\epsilon_{q1} + j \frac{\sigma_{q1}}{\omega}) (\epsilon_{11} + j \frac{\sigma_{11}}{\omega})^{-1}$$

$$\epsilon'_{qp} = (\epsilon_{qp} + j \sigma_{qp}/\omega)$$

$$- (\epsilon_{q1} + j \sigma_{q1}/\omega) (\epsilon_{1p} + j \sigma_{1p}/\omega) (\epsilon_{11} + j \sigma_{11}/\omega)^{-1} .$$

Le déterminant séculaire relatif aux 5 équations obtenues doit être nul.

Introduisons les vitesses complexes

$$V_{ijk} = \frac{e'_{ijk}}{\sqrt{\epsilon\rho}} .$$

Le déterminant ne change pas de valeur si on multiplie les deux dernières colonnes par :

$$- \frac{j}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon}{\rho}} \quad \text{et les deux dernières lignes par } - j\omega \sqrt{\frac{\rho}{\epsilon}} .$$

Il prend alors la forme suivante :

$$\left(\frac{c'_{1111}}{\rho} - \frac{2}{k^2}\right)$$

$$\frac{c'_{1112}}{\rho}$$

$$\frac{c'_{1113}}{\rho}$$

$$\frac{v'_{211} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{311} \omega}{k}$$

$$\frac{c'_{1211}}{\rho}$$

$$\left(\frac{c'_{1212}}{\rho} - \frac{2}{k^2}\right)$$

$$\frac{c'_{223}}{\rho}$$

$$\frac{v'_{212} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{312} \omega}{k}$$

$$\frac{c'_{1311}}{\rho}$$

$$\frac{c'_{1312}}{\rho}$$

$$\frac{c'_{1313}}{\rho} - \frac{2}{k^2}$$

$$\frac{v'_{213} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{313} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{221}}{k}$$

$$\frac{v'_{212}}{k}$$

$$\frac{v'_{213}}{k}$$

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2} \frac{\epsilon'_{22}}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon \mu}\right)$$

$$\frac{\omega^2 \epsilon'_{32}}{k^2 \epsilon}$$

$$\frac{v'_{311} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{312} \omega}{k}$$

$$\frac{v'_{313} \omega}{k}$$

$$\frac{\omega^2 \omega'_{32}}{k^2 \epsilon}$$

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2} \frac{\epsilon'_{33}}{\epsilon} - \frac{1}{\epsilon \mu}\right)$$

Si le tenseur piézoélectrique est nul ce déterminant se décompose en deux autres sous-déterminants : l'un, de troisième ordre, relatif à l'onde acoustique et l'autre, de deuxième ordre, relatif à l'onde électromagnétique. D'après Hutson <sup>(1)</sup> il suffit de résoudre le déterminant de troisième ordre relatif à l'onde acoustique avec les constantes élastiques modifiées  $c'_{ijkl}$ . On néglige alors les deux parties du déterminant relatives au couplage entre ondes électromagnétiques et acoustiques, ce qui signifie que les ondes acoustiques et électromagnétiques se propagent indépendamment les unes des autres. On est alors amené à chercher la solution du déterminant d'ordre 3

$$\begin{vmatrix} \left(\frac{c'_{111}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k}\right) & \frac{c'_{1112}}{\rho} & \frac{c'_{1113}}{\rho} \\ \frac{c'_{1211}}{\rho} & \left(\frac{c'_{1212}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2}\right) & \frac{c'_{223}}{\rho} \\ \frac{c'_{1311}}{\rho} & \frac{c'_{1312}}{\rho} & \left(\frac{c'_{1313}}{\rho} - \frac{\omega^2}{k^2}\right) \end{vmatrix} = 0 .$$

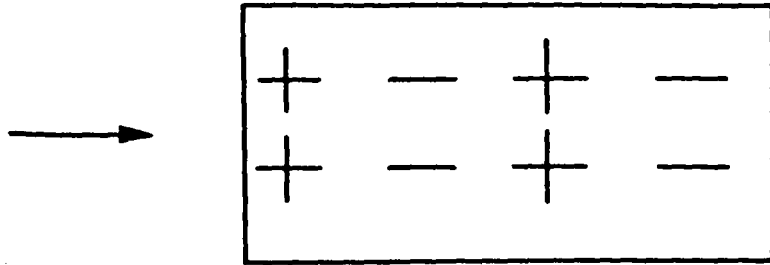
Les effets de couplage électromécanique sont faibles car la vitesse de la lumière  $v_c$  est très grande par rapport à la vitesse du son  $v_s$ . Une onde électromagnétique se propageant dans un cristal piézoélectrique est accompagnée d'une onde acoustique se déplaçant avec la vitesse de phase de l'onde électromagnétique mais dans l'onde résultante l'énergie mécanique est négligeable vis à vis de l'énergie électromagnétique. Inversement une onde acoustique sera accompagnée d'une onde électromagnétique transversale produite par le déplacement du courant résultant de la polarisation piézoélectrique. Cette onde électromagnétique se déplace avec la vitesse de phase de l'onde acoustique et l'énergie électromagnétique est négligeable vis à vis de l'énergie mécanique dans l'onde résultante.

Dans le cas où la propagation de l'onde acoustique ne se fait pas suivant l'axe cristallographique relatif à la direction d'ordre 1 les constantes élastiques et piézoélectriques sont obtenues par une rotation à partir des constantes usuelles.

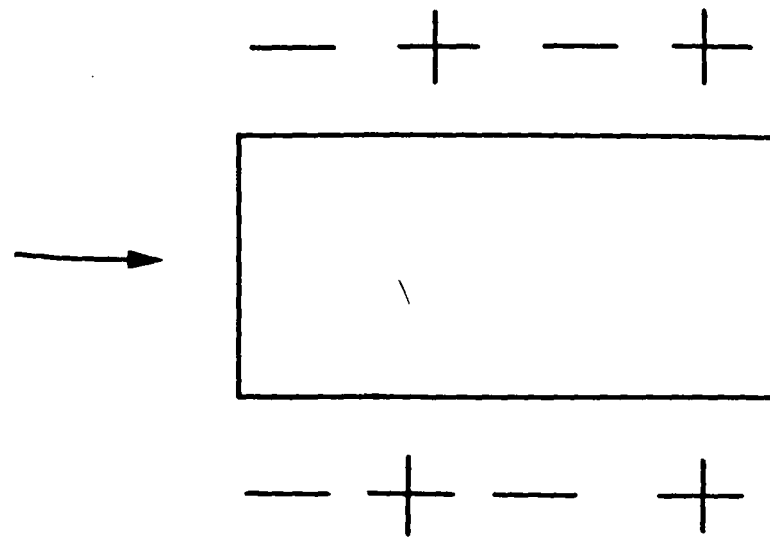
Nous nous limiterons au cas où la direction considérée  $x_1$  est propre, c'est-à-dire au cas où le déterminant d'ordre 3 relatif à l'onde acoustique est diagonal.

- Fig. 1 -

a) Champ électrique longitudinal



b) Champ électrique vertical





I - 4 ONDES PIEZOELECTRIQUES ACTIVES

La polarisation piézoélectrique donne naissance à des champs électrostatiques. Ce sont ces champs qui donnent des effets piézoélectriques sensibles lors de la propagation de l'onde acoustique. Hutson et White <sup>(2)</sup> ont montré que la dispersion de l'onde acoustique provoquée par couplage avec les ondes électromagnétiques est inférieure de  $(\frac{S}{v})^2$  à la dispersion acoustique due au couplage avec les champs électrostatiques. Il est alors tout à fait logique de ne considérer que ces effets dus aux champs électrostatiques d'origine piézoélectrique qui accompagnent l'onde acoustique. Dans le cas d'ondes planes seuls les champs électrostatiques longitudinaux sont importants.

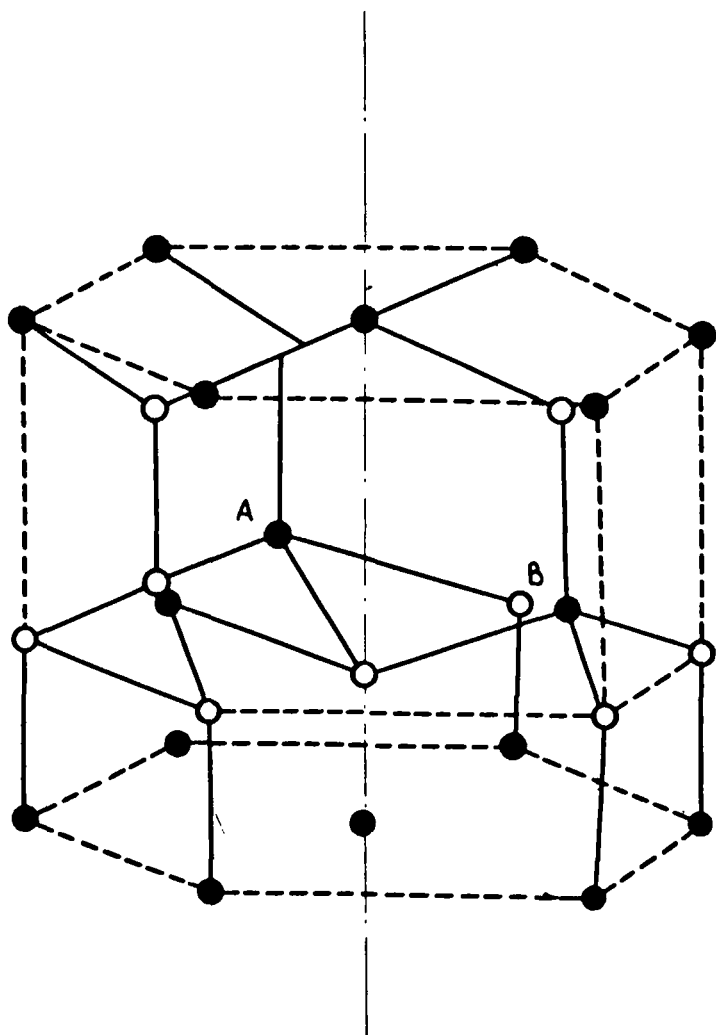
Ce fait est évident à partir de considérations géométriques. En effet, la création d'ondes planes nécessite que la longueur d'onde acoustique soit faible vis à vis des dimensions de l'échantillon. La création d'une onde plane signifie que les composantes transversales de polarisation piézoélectrique ne créent des charges qu'aux limites de l'échantillon.

La composante longitudinale de polarisation piézoélectrique produit des charges qui sont distantes d'une demi-longueur d'onde acoustique. Les champs électrostatiques longitudinaux résultant sont beaucoup plus forts que n'importe quels champs transversaux résultant de l'apparition de charges aux limites.

Les ondes planes acoustiques ne sont donc accompagnées par des champs électriques importants que dans la direction de propagation et le mouvement des particules est tel qu'il y ait production d'une composante de polarisation piézoélectrique.

De telles ondes acoustiques accompagnées par des champs piézoélectriques longitudinaux importants sont appelées "ondes piézoélectriques actives". La figure 1 donne une représentation de la configuration de charge électrostatique accompagnant les ondes planes acoustiques dans un milieu piézoélectrique. La flèche indique la direction de propagation de l'onde.

- Fig. 2 -



I - 5 APPLICATION AUX CRISTAUX AYANT LA STRUCTURE DE LA WURTZITE

Un tel cristal est formé de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un composé d'atomes de type A et l'autre composé d'atomes de type B. Chaque atome A est au centre d'un tétraédre dont les sommets sont occupés par des atomes B et chaque atome B est au centre d'un tétraédre d'atomes A. L'absence de centre de symétrie apparaît nettement sur la figure 2.

Un cristal de wurtzite appartient à la classe cristalline 6 mm qui possède trois constantes piézoélectriques indépendantes :

$$e_{333} = e_{33}$$

$$e_{311} = e_{322} = e_{31}$$

$$e_{113} = e_{131} = e_{223} = e_{232} = e_{15} .$$

L'axe 3 est l'axe hexagonal et on peut prendre pour axes 1 et 2 n'importe quelle paire d'axes orthogonaux dans un plan perpendiculaire à l'axe 3.

Les composantes de la polarisation piézoélectrique sont :

$$P_1 = e_{113} S_{13} \quad (5)$$

$$P_2 = e_{113} S_{23} \quad (6)$$

$$P_3 = e_{311} S_{11} + e_{311} S_{22} + e_{333} S_{33} \quad (7) .$$

Une onde acoustique longitudinale se propageant le long de l'axe hexagonal produit un champ piézoélectrique longitudinal. Elle est donc piézoélectrique active.

L'équation (7) montre que l'onde longitudinale se propageant dans le plan de base ( $S_{11}$  ou  $S_{22}$ ) n'est pas piézoélectrique active car il n'y a pas de composantes piézoélectriques actives dans la direction 3.  $S_{13}$  ou  $S_{23}$  est la déformation qui apparaît lors de la propagation d'une onde plane de cisaillement suivant l'axe hexagonal avec mouvement des atomes dans le plan de base.

C'est encore la déformation introduite quand une onde plane de cisaillement se propage dans le plan de base avec mouvement des atomes dans la direction de l'axe hexagonal.

Les équations (5) et (6) montrent que :

- dans le premier cas le champ piézoélectrique est transversal et l'onde est inactive.

- dans le second cas le champ piézoélectrique est longitudinal et l'onde est active.

La figure 3 indique la direction du mouvement des particules et des constantes élastiques et piézoélectriques qui interviennent suivant la direction de propagation et la nature de l'onde.

- Fig 3 -

Onde	Direction de propagation	Mouvement des articles	Constante élastique	Constante piezoélectrique
longitudinale	axe c	axe c	$c_{33}$	$e_{33}$
transversale	perpendiculaire à l'axe c	axe c	$c_{44}$	$e_{15}$

## I - 6 INTERACTION ELECTRON-PHONON

Elle concerne l'interaction entre un électron auquel est associée une fonction d'onde et une vibration du réseau, caractérisée par un phonon. Le phonon perturbe le réseau et déplace certains atomes du réseau de la position qu'ils occupent dans la structure du cristal. Un électron est affecté par ce changement de position et est dévié ou diffusé.

Par exemple, une vibration longitudinale comprime ou dilate le réseau en différents points. En ces points les potentiels électrostatiques agissant sur un électron sont modifiés et il y a possibilité de diffusion. Cette diffusion n'est possible que s'il y a absorption ou émission d'un phonon.

Lorsque la déformation est produite par une onde acoustique il y a lieu d'envisager un couplage piézoélectrique ou par potentiel de déformation suivant la fréquence de l'onde ultrasonore.

## I - 7 COUPLAGE PIEZOELECTRIQUE

Il y a interaction piézoélectrique entre les électrons et les phonons acoustiques. A cause de ce couplage piézoélectrique il y a une variation  $V_p = C_p S$  ( $C_p$  est la constante de couplage piézoélectrique dans l'énergie potentielle électronique).

La distribution électronique devient spatialement non uniforme et il y a un regroupement des électrons en "paquets" qui donne naissance à un potentiel électrostatique qui compense partiellement  $V_p$ .

Les modifications de la distribution électronique sont liées à un phénomène de diffusion. Négliger cette diffusion revient à négliger l'effet de l'onde acoustique sur la distribution électronique. Si on tient compte de l'effet de diffusion l'énergie potentielle électronique est légèrement différente.

Désignons par  $V$  l'énergie potentielle électronique due à l'interaction électrons-onde acoustique et supposons qu'il n'y ait pas dégénérescence statique. Soit  $n_0$  le nombre d'électrons correspondant à la neutralité électrique c'est-à-dire la densité électronique moyenne à l'équilibre en l'absence d'onde ultrasonore. Pour des faibles valeurs de

V la variation de la densité de charge électronique est d'après la statistique de Boltzmann

$$\rho_- = q n_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{-V}{k_B T}\right) \right] \approx \frac{q n_0}{k_B T} V$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann et T la température électronique absolue.

L'onde acoustique produit une variation de densité de charge ionique

$$\rho_+ = -q n_0 S$$

à cause de la compression du réseau.

Considérons une onde acoustique plane de vecteur d'onde k. L'équation de Poisson sera du type

$$\frac{-k^2}{q} V_e = \frac{1}{\epsilon} (\rho_+ + \rho_-)$$

$V_e$  désignant l'énergie potentielle électrostatique.

L'énergie totale sera

$$V = V_e + C_p S$$

qu'on peut, après simplification, écrire sous la forme

$$V = CS$$

avec

$$C = k_B T + \frac{k C_p \left(\frac{\epsilon k_B T}{2}\right)}{q n_0 \left[ 1 + k^2 \left(\frac{\epsilon k_B T}{2}\right) \right]}$$

Lorsqu'il y a dégénérescence il faut utiliser la statistique de Fermi.

Pour simplifier supposons  $T = 0$ .

Si  $N(E)$  désigne la densité énergétique les électrons ont une énergie

$$E = E_F - \frac{\pi^2}{6} (kT)^2 \left[ \frac{\partial}{\partial E} \text{Log } N(E) \right]_{E=E_F} \approx E_F$$

La densité énergétique des états est alors (3)

$$N(E_F) = \frac{2}{3} \frac{n_0}{E_F} = \frac{n_0}{\frac{2}{3} E_F}$$

et la variation de charge électronique des électrons d'énergie  $E_F$

$$\rho_- \approx q N(E_F) V$$

$$= \frac{q n_o V}{\frac{2}{3} E_F} .$$

Un calcul idéologique au précédent donne

$$C = \frac{\frac{2}{3} E_F + k^2 \left( \frac{\epsilon k_B T}{q^2 n_o} \right) C_p}{1 + k^2 \left( \frac{\epsilon \frac{2}{3} E_F}{q^2 n_o} \right)} .$$

Ces résultats montrent que le couplage piézoélectrique est constant et indépendant de la fréquence.

Par suite du couplage piézoélectrique il y a variation de l'énergie potentielle électronique. La distribution électronique tend à s'ajouter au potentiel dû à la déformation, les phénomènes de diffusion interviennent et la distribution électronique devient spatialement non uniforme. Le "regroupement" des électrons donne naissance à un potentiel électrostatique. La propagation de l'onde acoustique dans le milieu matériel entraîne une déformation du potentiel cristallin. Si la répartition de potentiel était fixée dans l'espace et dans le temps, les électrons formeraient des "paquets" distants d'une longueur d'onde et dont l'effet serait de diminuer l'amplitude du potentiel. Cette accumulation d'électrons cesse lorsque le potentiel redevient uniforme. Les "paquets d'électrons" ne comprennent qu'une faible fraction des électrons de conduction.

Si nous supposons maintenant que l'onde de potentiel se propage avec la vitesse du son  $v_s$ , elle aura tendance à entraîner les électrons dans son mouvement.

Nous pouvons alors envisager deux possibilités :

a) la force moyenne à laquelle est soumis chaque "paquet" d'électrons est nulle : il ne se passe rien.

b) Les "paquets" d'électrons sont soumis à une force résultante non nulle dirigée dans le sens de propagation de l'onde.

Il existe un entraînement des électrons par l'onde, c'est-à-dire un transfert de quantité de mouvement : l'onde acoustique fournit de l'énergie aux électrons qui la cèdent au réseau cristallin au cours de collisions. Ainsi, par l'intermédiaire des électrons l'énergie de l'onde acoustique est transformée en énergie désordonnée et il y a mouvement d'agitation thermique du réseau cristallin.

I - 8 COUPLAGE PAR POTENTIEL DE DEFORMATION

La déformation du réseau produit une variation de l'énergie potentielle des électrons de conduction qui est proportionnelle à la déformation. Cette perturbation est appelée potentiel de déformation.

L'amplitude du champ électrique produit est

$$E = \frac{e}{\epsilon} S .$$

Quand S représente une onde acoustique ce champ correspond à une variation de l'énergie potentielle d'un électron qui est donnée par <sup>(4)</sup>

$$U_d = \frac{qe}{\epsilon\omega} v_s S = C_d S .$$

La variation d'énergie potentielle est du même type pour le couplage électron-phonon mais le couplage par potentiel de déformation varie avec la fréquence.

Aux basses fréquences le couplage par potentiel de déformation est négligeable vis à vis du couplage piézoélectrique.

Aux très hautes fréquences -supérieures à quelques gigahertz- le couplage par potentiel de déformation est comparable ou supérieur au couplage piézoélectrique.



I I

AMPLIFICATION

ULTRASONORE

-----

## II - 1 AMPLIFICATION

Introduisons une onde acoustique dans un milieu semiconducteur piézoélectrique ayant une orientation cristallographique bien déterminée. L'atténuation ultrasonore provoquée par interaction des porteurs avec l'onde acoustique est contrôlée en soumettant les porteurs à un champ électrique extérieur colinéaire à  $\vec{k}$ . L'interaction est la même que celle qui se produirait dans un tube à ondes progressives : lorsque la vitesse des porteurs est supérieure à celle de l'onde sonore, il y a transfert d'énergie des porteurs à l'onde et amplification.

Un paramètre important est la mobilité des porteurs : en rapport avec la vitesse du son dans le matériau, elle définit l'intensité du champ électrique nécessaire pour obtenir un déplacement des porteurs dans le même sens que l'onde acoustique.

## II - 2 HYPOTHESES SIMPLIFICATIVES

En raison de la nature anisotrope d'un monocristal semiconducteur une analyse rigoureuse de l'interaction entre l'onde acoustique et les porteurs nécessite l'introduction de grandeurs tensorielles. Le fait que les porteurs soient diffusés un très grand nombre de fois sur des parcours inférieurs à la longueur d'onde rend possible l'hypothèse de la théorie microscopique suivant laquelle l'onde acoustique peut être assimilée à une onde courante qui modifie la distribution des porteurs. Pour une onde plane convenablement orientée par rapport aux axes cristallins une solution unidimensionnelle est satisfaisante. C'est à partir d'une solution de ce type que nous calculerons le coefficient d'atténuation ultrasonore avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

- les seuls porteurs mobiles sont les électrons
- les recombinaisons entre électrons sont négligées
- la vitesse d'entraînement des électrons est supposée constante au lieu d'avoir une valeur statistique moyenne
- l'interaction entre le champ électrique longitudinal et les "paquets" d'électrons est négligée afin d'obtenir une solution linéaire.

Cela signifie que le champ piézoélectrique est supposé n'affecter que la densité électronique moyenne et que les électrons regroupés ne sont influencés que par le champ électrique extérieur.

La validité des solutions est alors limitée aux faibles signaux pour lesquels :

- le gain par unité de longueur est faible de sorte que la constante de propagation est à peu près totalement imaginaire
- les ondes acoustiques sont sinusoïdales pures
- la longueur d'onde acoustique  $\lambda$  est très grande devant le libre parcours moyen  $\ell$  des électrons de sorte que  $\frac{2\pi}{\lambda} = k \times \ell$  est très inférieur à l'unité, ce qui est pratiquement toujours vérifié.

En négligeant complètement la diffusion des porteurs par les impuretés ou les vibrations thermiques du réseau l'interaction de l'onde acoustique avec les porteurs peut être considérée comme résultant d'interactions individuelles qui conservent les moments et les énergies.

### II - 3 COEFFICIENT D'ATTENUATION

Les équations de base du calcul sont les suivantes :

$$T = c S - e E + AE^2 \quad (8)$$

$$D = e S + \epsilon E + BES \quad (9)$$

avec

$c$ ( $N/m^2$ )	constante élastique
$e$ ( $C/m^2$ )	constante piézoélectrique
$\epsilon$ ( $F/m$ )	permittivité diélectrique
$E$ ( $V/m$ )	champ électrique
$D$ ( $C/m^2$ )	excitation électrique
$T$ ( $N$ )	contrainte
$S$ ( $O$ )	déformation .

A et B sont des constantes. Le terme  $AE^2$  correspond à l'effet d'électrostriction et le coefficient B caractérise les variations de la permittivité avec la contrainte. (5)

L'équation de propagation dans le milieu élastique s'écrit :

$$\rho \left( \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right) = \frac{\partial T}{\partial x} \quad (10) .$$

En l'absence de piézoélectricité  $e = 0$  et on retrouve l'équation de propagation habituelle.

Par application du théorème de GAUSS on écrit la charge spatiale sous la forme

$$Q = \frac{\partial D}{\partial x} \quad (11) .$$

L'équation de continuité de la charge est :

$$\frac{\partial J}{\partial x} = - \frac{\partial Q}{\partial t} \quad (12)$$

avec J courant électrique.

La charge d'espace peut s'écrire :

$$Q = - q n_s \quad (13)$$

où q désigne le module de la charge électronique et  $n_s$  le nombre d'électrons correspondants.

Le courant total dans un semiconducteur du type n est :

$$J = q \mu n_c E + q D_n \frac{\partial n_c}{\partial x} \quad (14) .$$

Le premier terme est dû au déplacement des porteurs par application du champ électrique, le second est relatif à la diffusion :  $\mu$  désigne la mobilité des électrons,  $n_c$  le nombre d'électrons dans la bande de conduction,  $D_n$  la constante de diffusion électronique.

La densité des électrons dans la bande de conduction peut se mettre sous la forme :

$$n_c = n_o + f n_s \quad (15) .$$

Les électrons piégés dans la zone interdite ne participent pas à la conduction ; seule la fraction de charge spatiale f présente dans la bande de conduction intervient.

Dans le cas d'une forte compensation (nombre de donneurs et d'accepteurs presque égaux) f est très faible devant l'unité quand l'ionisation des donneurs non compensés est faible.

En éliminant J,  $n_s$  et  $n_c$  entre les équations (11) (12) (13) (14) et (15) nous obtenons :

$$\frac{\partial J}{\partial x} = - \frac{\partial Q}{\partial t} = - \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial x} \left[ (q n_o - f \frac{\partial D}{\partial x}) E \right] - D_n f \frac{\partial^3 D}{\partial x^3} \quad (16) .$$

Dans le cas d'une approximation linéaire le champ électrique est du type

$$E = E_o + E_1 \exp j (kx - \omega t)$$

avec  $E_o$  champ dû à l'application d'une tension continue et  $E_1$  champ sinusoïdal dû à l'onde ultrasonore se propageant dans le milieu piézoélectrique.

La constante de propagation est

$$k = j \alpha + \frac{\omega}{v_s} \quad \text{où } \alpha \text{ est l'atténuation.}$$

Le déplacement du matériel de l'onde ultrasonore est de la forme

$$u(x,t) = u \exp j (kx - \omega t) .$$

Utilisons l'équation (9) pour éliminer D dans (16) .

En tenant compte du fait que  $\frac{\partial}{\partial x} (q n_0 E) = q n_0 \frac{\partial E}{\partial x}$  et en introduisant la conductivité  $\sigma = \mu q n_0$  on tire de (16)

$$E_1 = -j \frac{ku}{\epsilon} (e + B E_0) \left[ 1 + j \frac{\sigma}{\omega} (1 + \mu f \frac{E_0}{\omega} + j f \frac{Dnk^2}{\omega})^{-1} \right]^{-1}$$

si on néglige les termes en  $\exp 2j(kx - \omega t)$ ,  $\exp 3j(kx - \omega t)$  et  $\exp 4j(kx - \omega t)$  .

De l'équation (10) de propagation dans le milieu élastique on déduit

$$-\rho \omega^2 u = -e k^2 u - E_1 j k (e - 2 A E_0)$$

soit en remplaçant  $E_1$  par sa valeur  $\rho \omega^2 = k^2 c'$

avec

$$c' = e \left[ 1 + \frac{(e - 2 A E_0)(e + B E_0)}{\epsilon c} \right] \left[ 1 + j \frac{\sigma}{\omega \epsilon} (1 + \mu f \frac{E_0}{\omega} + j f \frac{Dnk^2}{\omega})^{-1} \right]^{-1} .$$

Introduisons

$$\omega_c = \frac{\sigma}{\epsilon} \quad \text{pulsation de relaxation diélectrique}$$

$$k = \frac{\omega}{v_s} \quad \text{module du vecteur d'onde qui caractérise l'onde acoustique de vitesse } v_s$$

$$K^2 = \frac{e^2}{\epsilon c} \left( 1 - \frac{2 A E_0}{e} \right) \left( 1 + \frac{B E_0}{c} \right) \quad \text{carré de la constante de couplage électromécanique}$$

$$\omega_D = \frac{v_s^2}{f D_n} \quad \text{pulsation de diffusion des porteurs}$$

$$\gamma = 1 + \frac{f \mu E_0}{v_s} \quad \text{paramètre dépendant du champ extérieur caractérisant le déplacement des électrons.}$$

Il vient

$$\frac{c'}{c} = 1 = K^2 \frac{1}{1 + j \frac{\omega_c}{\omega}} = 1 + K^2 \frac{\gamma^2 + \frac{\omega^2}{\omega_D^2} + \frac{\omega_c}{\omega_D}}{\gamma^2 + (\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega})^2} - j \frac{K^2 j \frac{\omega_c}{\omega}}{\gamma^2 + (\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega})^2} .$$

Posons  $\frac{c'}{c} = e^{-j \phi} .$

Comme  $k = (\rho)^{1/2} (c')^{-1/2} = j \alpha$

$$\alpha = \omega \left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \text{ imaginaire } (c')^{-1/2} = \left(\frac{\rho}{c}\right)^{1/2} \omega \sin \frac{\phi}{2} .$$

D'autre part

$$\cos^2 \phi = 1 - \frac{(K^2 \frac{\omega_c}{\gamma \omega})^2}{1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} (1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D})^2}$$

$$= 1 + 4 \sin^4 \frac{\phi}{2} - 4 \sin^2 \frac{\phi}{2} ,$$

$$\sin^4 \frac{\phi}{2} - \sin^2 \frac{\phi}{2} + \frac{1}{4} \frac{(K^2 \frac{\omega_c}{\gamma \omega})^2}{[1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} (1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D})^2]} = 0 .$$

Cette équation bicarrée admet pour solution

$$\sin \frac{\phi}{2} = \frac{K^2}{2} \frac{\omega_c}{\gamma \omega} \left[ 1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} (1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D})^2 \right]^{-1} .$$

Dans la plupart des matériaux piézoélectriques, le coefficient de couplage est inférieur à l'unité et la dispersion est faible.

On peut alors admettre que :

$$v_s = v_o = \sqrt{\frac{c}{\rho}}$$

d'où

$$\alpha = \frac{K^2}{2} \frac{\omega_c}{v_s \gamma} \left[ 1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} (1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D})^2 \right]^{-1} \quad (17) .$$

Les électrons se déplacent avec une vitesse  $v_d$  telle que :

$$\frac{v_d}{v_s} = 1 - \gamma \quad .$$

Pour qu'il y ait amplification, il faut que la vitesse de déplacement soit supérieure à celle de l'onde acoustique, ce qui exige

$$1 - \gamma > 1 \quad \text{ou} \quad \gamma < 0 \quad .$$

Pour un cristal fortement piézoélectrique

$$B E_0 \quad , \quad A E_0 \ll e$$

$$K^2 \approx \frac{e^2}{\epsilon c} \quad .$$

La constante de couplage électromécanique caractérise l'activité piézoélectrique du milieu et détermine le degré d'interaction entre l'onde acoustique et les porteurs.

L'intérêt du couplage entre l'onde ultrasonore et les porteurs mobiles varie suivant la fréquence ultrasonore et la conductivité. Si la fréquence ultrasonore est très inférieure à la fréquence de relaxation, les porteurs se redistribuent eux-mêmes assez rapidement et leur champ compense le champ piézoélectrique. Si la fréquence ultrasonore est comparable ou supérieure à la fréquence de relaxation, la distribution des porteurs ne pourra pas répondre assez rapidement pour compenser les effets piézoélectriques. Le champ piézoélectrique de l'onde ultrasonore sera à peu près aussi important qu'il le serait si le cristal était un isolant. C'est dans ces conditions que les effets du couplage entre l'onde ultrasonore et les porteurs se manifestent.

Ces effets comprennent une atténuation importante, une dispersion de l'onde ultrasonore et un phénomène acoustoélectrique accompagnateur qui représente la réaction de l'onde sonore sur les porteurs.

La théorie des faibles signaux suppose que le regroupement des électrons est faible devant la concentration électronique moyenne dans la bande de conduction, c'est-à-dire  $n_s \ll n_0$  .

D'après les calculs ultérieurement développés (III.1) cela est vrai pour

$$\mu^2 e^2 S^2 \ll \gamma^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega_-}{\omega_D} \right)^2 \quad .$$

Dans le sulfure de cadmium, S est inférieure à  $3 \cdot 10^{-5}$  .

La figure 4 représente les variations de  $\alpha$  en fonction de la fréquence.

Pour les semiconducteurs dégénérés il faut écrire la densité de courant (6)

$$J = (q n \mu) \left[ E - \frac{U_p}{q} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) - e D_n \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right) \right] .$$

En développant les mêmes calculs que précédemment, on arrive à :

$$E_1 = -k \frac{(q n \mu) (f D_n q k^2) + j \left[ \frac{q \omega}{\mu E_0} + n \mu U_p k \right]}{\epsilon \omega \left( 1 + \frac{f \mu E_0}{v_s} \right) + j (q n \mu) (1 - f D_n \epsilon k^2)} u ,$$

$$\frac{c'}{c} = 1 + K^2 \frac{\gamma \left( + \frac{n \mu U_p}{q v_s} \right) - \sigma' \left( \frac{\omega}{\omega_D} \right) \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right)}{\gamma^2 + \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}$$

$$- j K^2 \frac{\gamma \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right) + \frac{n \mu U_p}{q v_s} \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right)}{\gamma^2 + \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}$$

avec  $\sigma' = q n \mu$

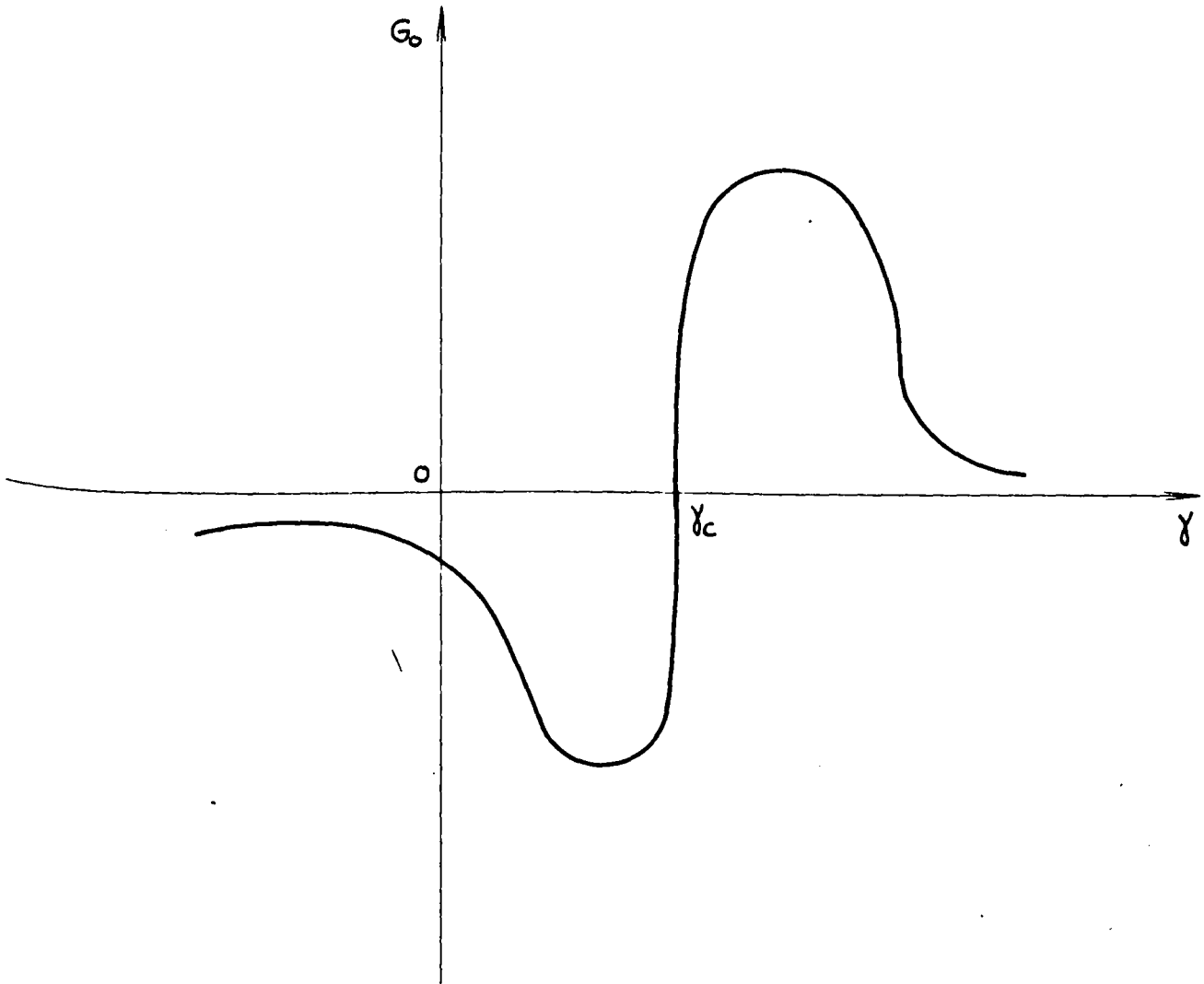
et  $\omega'_c = \frac{\sigma'}{\omega}$  .

Le coefficient d'atténuation ultrasonore devient

$$\alpha = \frac{1}{2} \left( \frac{K^2}{v_s} \right) \omega'_c \frac{\gamma + \left( \frac{n \mu U_p}{q v_s} \right) \left( 1 - \epsilon \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \right)}{\gamma^2 + \left( \frac{\omega'}{\omega} - \sigma' \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}$$



- Fig. 5 -



II - 4 GAIN DE L'AMPLIFICATION ULTRASONORE

A partir du coefficient d'atténuation calculé précédemment on peut définir le gain par radian

$$G_o = \alpha \left( \frac{v_s}{\omega} \right) \text{ dB/rd} = \frac{K^2}{2} \frac{\frac{\omega_c}{\omega} \gamma}{\gamma^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2} .$$

La figure 5 représente les variations du gain en fonction du paramètre  $\gamma$  donc à fortiori en fonction du champ électrique extérieur appliqué  $E_o$ .  $G_o$  a le signe de  $\gamma$  : il y a amplification ou atténuation suivant les valeurs du champ extérieur appliqué.

Pour  $G_o = 0$  le champ électrique  $E_o$  atteint une valeur critique  $E_c$  pour laquelle la vitesse des porteurs de charges est égale à celle du son. Il y a alors transfert d'énergie du champ électrique à l'onde acoustique et début d'amplification.

La courbe  $G_o(\gamma)$  est symétrique par rapport au point ( $G_o = 0, \gamma = \gamma_c$ ) ; elle est asymptote à l'axe  $G_o = 0$ .

Fixons toutes les grandeurs sauf le champ électrique extérieur  $E_o$ .

Le gain maximum est obtenu pour

$$\left[ \gamma^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right]^{-1} - 2 \gamma^2 \left[ \gamma^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right]^{-2} = 0$$

soit

$$-\gamma = \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) .$$

Il vaut

$$G_{oM} = - \frac{K^2}{4} \frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}} \quad (19) .$$

Pour  $\omega^2 \ll \omega_c \omega_D$  il tend vers une valeur limite indépendante de la fréquence.

Il y a intérêt à choisir la conductivité du matériau de façon à atteindre le gain maximum.

Dans le cas d'un semiconducteur photoconducteur les charges mobiles peuvent être produites avec uniformité en éclairant le cristal et la conductivité est alors modifiée par effet photoélectrique interne. Il y a interaction des porteurs de charges mobiles avec le champ électrique longitudinal d'origine piezoélectrique accompagnant l'onde acoustique et le gain est fonction de l'éclairement.

Nous avons fait notre calcul en supposant que les électrons se déplaçaient dans le même sens que l'onde acoustique, ce qui nous a conduit à poser

$$\gamma = 1 + f \frac{\mu E_0}{v_s} .$$

Si on inverse le champ électrique,  $\gamma = 1 - f \frac{\mu E_0}{v_s} .$

et il y a modification de gain : l'amplification ultrasonore est un phénomène irréversible.

On peut encore définir un gain G par unité de longueur par la relation :

$$G = 10 \text{ Log } 10 [e^{-\alpha}]^2 = 10 \frac{\text{Log}[e^{-\alpha}]^2}{\text{Log } 10} \text{ dB/cm}$$

qui donne compte tenu du fait que

$$10/10 \text{ Log } 10 = 4,34$$

$$G = 4,34 \frac{K^2}{v_s} \omega_c \frac{\gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} \quad (20) .$$

Le gain maximum est

$$G_M = 2,17 \frac{K^2}{v_s} \left( \frac{\omega}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}} \right) \quad (21) ;$$

il est fonction de la fréquence.

Le maximum maximorum est obtenu pour

$$\frac{d G_M}{d\omega} = 0 \quad \text{soit}$$

$$\frac{1}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}} = \frac{2 \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}}$$

ou  $\omega^2 = \omega_c \omega_D$  (22) .

## II - 5 EFFETS DE PIEGEAGE

Les effets de diffusion et de déplacement sont proportionnels à la fraction  $f$  de charge spatiale produite acoustiquement. Il est donc intéressant d'obtenir pour  $f$  une expression en fonction des paramètres du semiconducteur.

Supposons qu'il y ait  $N_i$  états possibles par une particule d'énergie  $E_i$  .

Appelons  $n_c$  le nombre d'électrons libres dans la bande de conduction et  $n_i$  le nombre total d'électrons à l'état  $i$  :

$$n_c = N_c \exp \beta(E_f - E_c)$$

$$n_i = \frac{N_i}{1 + \exp \beta(E_i - E_f)}$$

où  $\beta = \frac{1}{k_B T}$  .

Nous avons supposé l'absence de dégénérescence dans la bande de conduction, ce qui est pratiquement le cas en raison du nombre peu élevé d'électrons libres.

La densité totale de charge d'espace peut donc s'écrire

$$\frac{Q}{q} = - N_c \exp \beta(E_f - E_c) - \sum_i \frac{N_i}{1 + \exp \beta(E_i - E_f)} .$$

La condition de neutralité électrique  $Q = 0$  conduit au niveau de Fermi  $E_{f_0}$  tel que

$$N_c \exp \beta(E_{f_0} - E_c) + \sum_i \frac{N_i}{1 + \exp \beta(E_i - E_{f_0})} = 0 .$$

La charge acoustique spatiale est périodique et il y a une variation périodique de  $E_f$  autour de  $E_{f_0}$  .

La fraction  $f$  de charge d'espace qui participe à la conduction est le rapport entre la charge d'espace mobile et la variation de la charge totale d'espace pour une faible variation du niveau électronique de Fermi <sup>(1)</sup> :

$$f = \frac{- \left( \frac{dn_c}{dE_f} \right) E_{f_0}}{\left( \frac{d(Q)}{dE_f} \right) E_{f_0}}$$

$$= \left\{ 1 + \sum_i \frac{N_i}{N_c} \frac{\exp \beta(E_i - E_f)}{[1 + \exp \beta(E_i - E_f)]^2} \right\}^{-1} E_{f_0}$$

ou comme

$$N_i - n_i = N_i \frac{\exp \beta(E_i - E_f)}{1 + \exp \beta(E_i - E_f)}$$

$$\frac{1}{f} = \left\{ 1 + \sum_i \frac{N_i - n_i}{N_c} \frac{\exp -\beta(E_f - E_i)}{1 + \exp \beta(E_i - E_f)} \right\} E_{f_0}$$

Pour une faible variation du niveau électronique de Fermi la sommation est limitée aux états qui s'équilibrent rapidement, ce qui donne :

$$\frac{1}{f} = 1 + \sum_i \frac{(N_i - n_i) n_i}{N_i n_{c_0}}$$

Supposons que le semiconducteur ne contiennent qu'une seule sorte d'accepteurs et de donneurs.

Alors :

$$\frac{1}{f} = 1 + n_D \frac{(N_D - n_D)}{n_{c_0} N_D} + \frac{n_A (N_A - n_A)}{n_{c_0} N_A}$$

Pratiquement

$$n_D \approx N_D$$

$$n_A \approx N_A$$

$$N_A - n_A \ll n_{c_0}$$

$$n_{c_0} \approx N_D - N_A$$

Le second terme relatif aux accepteurs est négligeable et on a

$$n_D \approx N_D = N_A + N_D - N_A = N_A = n_{c_0}$$

$$N_D - n_D = N_D - N_A - n_{c_0} ,$$

$$\frac{1}{f} = 1 + \frac{(N_D - N_A - n_{c_0})(N_A + n_{c_0})}{N_{c_0} N_D} .$$

Si  $n_{c_0} \ll N_A \cdot N_D$

$$f = \left\{ 1 + \frac{N_A \left( \frac{N_D}{N_A} - 1 \right)}{n_{c_0} \frac{N_D}{N_A}} \right\}^{-1} \quad (22) .$$

Nous avons supposé que seule la fraction  $f n_s$  de la charge totale d'espace produite acoustiquement était mobile et que la charge  $(1-f)n_s$  était liée aux imperfections du cristal,  $n_s$  désignant le nombre d'électrons qui forment une charge totale d'espace produite acoustiquement.

$f$  est donc supposée prendre une valeur caractéristique du cristal indépendante de la fréquence sonore. Cette hypothèse n'est valable que dans le cas où la quantité  $\frac{2\pi}{\omega}$  est très supérieure au temps de piégeage électronique  $\tau$ .

Quand  $\frac{2\pi}{\omega}$  est comparable à  $\tau$  il y a une différence de phase entre les ondes relatives aux électrons mobiles et piégés ; il faut alors définir une fraction de charge d'espace  $f'$  correspondant à un état dynamique,  $f$  correspondant à l'état d'équilibre. (7)

Désignons par  $n_{sD}$  le nombre de donneurs piégés :

$$n_{sD} = (1 - f') n_s$$

et à l'équilibre

$$n_{sD_0} = (1 - f) n_s ,$$

$$\frac{d n_{sD}}{dt} = - \frac{1}{\tau} (n_{sD} - n_{sD_0}) = \frac{1}{\tau} n_s (f - f')$$

soit

$$\frac{d}{dt} \text{ par } -j\omega$$

$$\frac{n_s}{\tau} (f - f') = -j\omega (1 - f') n_s , \quad f' = f + \frac{j\omega\tau}{1 + j\omega\tau}$$

que nous écrirons sous la forme

$$f' = \frac{f^2 + \omega^2 \tau^2}{(f + \omega^2 \tau^2) + j \omega \tau (f-1)} = \frac{bf}{1 + ja}$$

avec

$$a = \frac{\omega \tau (1-f)}{f + \omega^2 \tau^2}$$

$$\text{et } b = \frac{\omega^2 \tau^2 + f^2}{f(f + \omega^2 \tau^2)} .$$

Reprenons les calculs du coefficient d'atténuation dans l'approximation linéaire :

$$\frac{c'}{c} = 1 + K^2 \frac{1}{1 + j \frac{\frac{\sigma}{\omega}}{1 + \mu_0 f' \frac{E_0}{\omega} + j f' \frac{D n k^2}{\omega}}}}$$

avec

$$f' = \frac{bf}{1 + ja} .$$

Posons

$$\gamma' = 1 + b \frac{f' \mu E}{\omega} .$$

Il vient

$$\frac{c'}{c} = 1 + K^2 \frac{\gamma' + j \left( a + \frac{\omega}{\omega'_D} \right)}{\left( \gamma' - a \frac{\omega_c}{\omega} \right) + j \left( a + \frac{\omega}{\omega'_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right)} = c^{-j \phi'} .$$

En utilisant les méthodes de calcul déjà développées nous trouvons

$$\sin \frac{\phi'}{2} = \pm \frac{K^2}{2} \frac{\gamma' \frac{\omega_c}{\omega} + a \left( \frac{\omega}{\omega'_D} + a \right)}{\left( \gamma' - a \frac{\omega_c}{\omega} \right)^2 + \left( a + \frac{\omega}{\omega'_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right)^2}$$

qui conduit à

$$\alpha' = \frac{K^2}{2v_s} \omega \frac{\gamma' \frac{\omega}{\omega_c} + a \left( \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)}{\gamma' \frac{\omega}{\omega_c} - a)^2 + \left( 1 + \frac{\omega}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2} \quad (23) ;$$

si  $a = 0$  , on retrouve le coefficient d'amplification précédemment calculé.

Fixons tous les paramètres sauf le champ électrique :

$$\left( \pm \frac{2v_s}{K^2 \omega} \right) \frac{d\alpha'}{d\gamma'} = \frac{\frac{\omega}{\omega_c}}{\left( \gamma' \frac{\omega}{\omega_c} - a \right)^2 + \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2}$$

$$- \frac{2 \frac{\omega}{\omega_c} \left( \gamma' \frac{\omega}{\omega_c} - a \right) \left\{ \gamma' \frac{\omega}{\omega_c} + a \left( \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right) \right\}}{\left\{ \left( \gamma' \frac{\omega}{\omega_c} - a \right)^2 + \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2 \right\}}$$

La dérivée s'annule pour

$$\left( \gamma' \right)^2 + 2 a \frac{\omega_c}{\omega} \left( \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right) \gamma'$$

$$- \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \left\{ \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2 + a^2 + 2a^2 \left( \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right) \right\} = 0 .$$

Les racines sont

$$\gamma'_{\min} = \frac{\omega_c}{\omega} \left\{ \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right) \left( \sqrt{1+a^2} - a \right) + a \right\}$$

et

$$\gamma'_{\max} = - \frac{\omega_c}{\omega} \left\{ \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right) \left( \sqrt{1+a^2} + a \right) - a \right\} .$$

Elles correspondent respectivement à

$$\alpha'_{\min} = - \frac{K^2}{2v_s} \omega \frac{\sqrt{1+a^2} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)}{\left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2 \left[ 1 + \sqrt{1+a^2} - a \right]}$$

$$= - \frac{K^2}{4v_s} \frac{1}{\sqrt{1+a^2} - a} \frac{\omega}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a}$$

et

$$\alpha'_{\max} = \frac{2}{2v_s} \omega \frac{\sqrt{1+a^2} \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)}{\left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a \right)^2 \left[ \left( \sqrt{1+a^2} + a \right)^2 + 1 \right]}$$

$$= \frac{K^2}{4v_s} \frac{1}{\sqrt{1+a^2} + a} \frac{\omega}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D} + \frac{\omega}{\omega_c} a} ;$$



$$\left| \frac{\alpha'_{\max}}{\alpha'_{\min}} \right| = \frac{\sqrt{1+a^2} - a}{\sqrt{1+a^2} + a} \quad (24) .$$

Comme  $\alpha'_{\max}$  décroît, et  $\alpha'_{\min}$  croît avec  $a$ , les courbes  $\alpha'$  ( $E_0$ ) deviennent symétriques par rapport aux points pour lesquels  $\alpha' = 0$ .

Quand  $a = 0$ ,  $\left| \frac{\alpha'_{\max}}{\alpha'_{\min}} \right| = 1$  et la symétrie est rétablie.

Il est raisonnable de penser que le cristal utilisé comme amplificateur ultrasonore devrait correspondre à une faible valeur de  $a$ ; comme

$$a = \frac{\omega \tau (1-f)}{f + (\omega \tau)^2} ,$$

cela ne peut se produire que pour  $\omega \tau \gg 1$  ou  $\omega \tau \ll 1$ .

$\omega \tau \ll 1$  correspondrait à une charge uniquement formée d'électrons libres ( $f \approx 1$ )

Pratiquement  $f \ll 1$ ,  $(\omega \tau) \gg 1$  et  $a \approx (\omega \tau)^{-1} \ll 1$ .

Le maximum maximum correspond à

$$\left(1 + \frac{1}{\omega_c \tau}\right) = \frac{\omega^2}{\omega_c \omega'_D}$$

soit

$$\omega^2 = \frac{\omega'_D}{\tau} (1 + \omega_c) \frac{\omega'_D}{\tau} .$$

Le coefficient d'atténuation  $\alpha'$  est nul pour

$$E_0 = - \frac{v_s}{bf \mu} \left[1 + a \left(\frac{\omega}{\omega'_D} + a\right)\right] .$$

Cela signifie que le seuil du champ continu pour le gain n'est pas constant, mais dépend de la fréquence et des propriétés physiques du cristal.

En fait, il y a différents types de pièges et les grandeurs  $a$  et  $b$  dépendent de certains paramètres relatifs à ces pièges.

Si le cristal est éclairé, il semble évident que ces paramètres dépendent également des intensités qui correspondent à la libération des électrons, c'est-à-dire de la composition spectrale de l'éclairement.

Pour un semiconducteur photosensible il faut donc s'attendre à des fluctuations dans le gain maximum

II - 6 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Pour un système classique de particules chargées, la densité de charge ou un point quelconque  $r$  de l'espace est :

$$\begin{aligned} \rho'(\vec{r}) &= \sum_j \langle q_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \rangle \\ &= \sum_j q_j n_{j_0} \exp \frac{-q_j \phi(\vec{r})}{k_B T} \end{aligned}$$

où  $j$  est un indice relatif à chaque type de particules de charges  $q_j$ ,  $\phi(\vec{r})$  l'énergie potentielle d'interaction et  $n_{j_0}$  le nombre de particules  $j$  pour  $\phi = 0$ .

En appliquant ce résultat au cas d'un semiconducteur dans l'approximation à une dimension nous obtenons pour densité de charge électronique

$$\rho' = q n_0 \left\{ \exp \left( \frac{-qV}{k_B T} \right) - \exp \left( \frac{qV}{k_B T} \right) \right\} = -2q n_0 \operatorname{sh} \frac{qV}{k_B T}.$$

L'énergie potentielle  $V$  d'interaction des électrons avec l'onde acoustique se détermine à partir de l'équation de Poisson

$$\Delta V = - \frac{\rho'}{\epsilon}.$$

Dans le cas d'un semiconducteur extrinsèque, le potentiel d'interaction est tel que  $qV \ll k_B T$  ce qui permet de faire l'approximation

$$\operatorname{sh} \frac{qV}{k_B T} \approx \frac{qV}{k_B T}$$

d'où

$$\frac{d^2 V}{dx^2} \approx \frac{2V}{\epsilon k_B T} (q^2 n_0)^{-1}.$$

La quantité  $\Lambda^2 = \frac{\epsilon k_B T}{q^2 n_0}$  a les dimensions d'une longueur : on

l'appelle longueur de Debaye.

L'effet de diffusion est prédominant quand la longueur d'onde acoustique est très inférieure à  $\Lambda$ .

Si  $T' = \frac{\epsilon}{\sigma}$  désigne le temps de relaxation diélectrique

$$\Lambda = (D_n T')^{1/2}$$

d'où on tire

$$D_n = \frac{\mu k_B T}{q}$$

constante de diffusion d'Einstein.

Le gain est fonction de la température par l'intermédiaire de

$$\omega_D = \frac{v_s^2}{f D_n} = \frac{v_s^2}{f} \frac{q}{k_B T \mu} \quad :$$

$$G_o = \frac{\frac{K^2}{2} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) \gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \omega \frac{f k_B T \mu^2}{v_s^2 q}\right)} \quad (25) .$$

Il est d'autant plus élevé que la température est faible.

### I - 7 MOBILITE OPTIMUM

On doit tenir compte de l'influence de la mobilité sur la limite du gain. Généralement un accroissement de la mobilité entraîne un accroissement du gain. Si la mobilité pouvait s'accroître indéfiniment on finirait par atteindre une valeur au-delà de laquelle le gain devrait décroître.

Le maximum est obtenu pour

$$1 - \gamma = 1 + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} = \Gamma \quad .$$

Posons

$$\omega_p = \Gamma^2 \omega_c = \frac{\mu^2}{\epsilon v_s^2} P_o$$

avec  $P_o = \sigma E_o^2$  densité de puissance par unité de volume.

Lorsque le gain maximum est atteint

$$\Gamma = 1 + 2 \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega_D}} = 1 + \frac{2}{\Gamma} \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}} \quad .$$

La résolution par rapport à  $\Gamma$  de cette équation du second degré conduit à

$$\Gamma = \frac{1 \pm \sqrt{1 + 8 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}}}}{2} \quad .$$

Les deux racines sont des signes contraires et comme  $\gamma < 0$ ,  $\Gamma = 1 - \gamma > 0$  et seule la racine positive

$$\Gamma = \frac{1}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + 8 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}}} \right]$$

convient.

Compte tenu de la relation

$$\omega_p \omega_D = \frac{q}{k_B T} \frac{\mu P_o}{\epsilon}$$

on peut écrire le gain maximum par unité de longueur

$$G_M = 2,17 \frac{K^2}{v_s} \frac{\sqrt{\omega_p \omega_D}}{1 + \sqrt{1 + 8 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}}}}$$

La mobilité optimum peut être obtenue en égalant à zéro la dérivée de  $G_M$  par rapport à  $\mu$  mais il semble plus simple de chercher une solution approchée.

Pour de petits mobilités

$$8 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}} \ll 1 \quad \text{et}$$

$$G_M \approx 1,085 \frac{K^2}{v_s} \sqrt{\frac{q}{k_B T} \frac{\mu P_o}{\epsilon}}$$

Pour des valeurs élevées de la mobilité

$$\sqrt{8 \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_D}}} \gg 1,$$

$$G_M \approx \frac{1,085}{\sqrt{2}} K^2 \sqrt[4]{\left(\frac{q}{k_B T}\right)^3 \frac{P_o}{\mu \epsilon}}$$

Quelle que soit la mobilité,  $G_M$  doit conserver la même valeur.

Egalons les deux valeurs de  $G_M$  et cherchons la mobilité optimum par résolution de l'équation correspondante.

Un calcul élémentaire conduit à

$$\mu = \sqrt[3]{\left(\frac{q}{k_B T}\right) \left(\frac{v_s^4 \epsilon}{4 P_o}\right)} \quad (26)$$

On voit que la mobilité optimum dépend de la constante diélectrique, de la puissance dissipée par unité de volume dans l'échantillon et surtout de la vitesse du son.

## 8 IMPEDANCE EQUIVALENTE

Le monocristal est un parallélépipède rectangle taillé parallèlement à l'axe et dont l'état de vibration peut être décrit de façon simple:

$$\begin{aligned} u(x,t) &= u \exp j(kx - \omega t) \\ S(x,t) &= S \exp j(kx - \omega t) \\ &= j k u \exp j(kx - \omega t) . \end{aligned}$$

Dans le cas d'un fort couplage piezoélectrique, l'état du système peut être décrit par les équations de la piézoélectricité

$$T = cS - eE \quad (27)$$

$$D = eS + \epsilon E \quad (28)$$

que nous écrirons

$$D = d.T + \epsilon' E$$

$$S = sT + d.E$$

avec

$$s = \frac{1}{c} \quad d = \frac{e}{c}$$

$$\epsilon' = \epsilon + \frac{e^2}{c}$$

Adoptons pour la contrainte une solution du type

$$T(x,t) = T \exp j(kx - \omega t) .$$

Nous en déduisons

$$S = \frac{k^2}{\rho \omega^2} \exp j(kx - \omega t)$$

$$E = \left[ \frac{k^2}{\rho \omega^2 d} - \frac{s}{d} \right] T \exp j(kx - \omega t)$$

$$D = \left[ d - \frac{\epsilon' s}{d} + \frac{k^2 \epsilon'}{d \rho \omega^2} \right] T \exp j(kx - \omega t) .$$

La densité du courant est

$$\begin{aligned} J &= q \mu n_c E + q D_n \left( \frac{\partial n_c}{\partial x} \right) \\ &= q \mu n_o E + q \mu f \left( -\frac{1}{q} \frac{\partial D}{\partial x} \right) E - f D_n \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \end{aligned}$$

puisque

$$n_c = n_o + f n_s = n_o + f \left( -\frac{1}{q} \frac{\partial D}{\partial x} \right) .$$

D'après ce qui précède

$$E \frac{\partial D}{\partial x} = -j k \left[ \frac{k^2}{\rho \omega^2 d} - \frac{s}{d} \right] \left[ d - \frac{\epsilon' s}{d} + \frac{k^2 \epsilon'}{\rho \omega^2 d} \right] T^2 e^2 \exp 2j(kx - \omega t)$$

négligeable dans l'approximation linéaire d'où

$$\begin{aligned} J &= \sigma E - f \frac{k_B T}{q} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \\ &= \sigma \left[ \frac{k^2}{\rho \omega^2 d} - \frac{s}{d} \right] T \exp j(kx - \omega t) \\ &+ \mu \frac{k_B T}{q} k^2 \left[ d - \frac{\epsilon' s}{d} + \frac{k^2 \epsilon'}{\rho \omega^2 d} \right] T \exp j(kx - \omega t) . \end{aligned}$$

D'après la théorie de Maxwell

$$\operatorname{div} \left( J + \frac{\partial D}{\partial t} \right) = 0 .$$

Cette relation donne

$$\begin{aligned} \frac{k^2}{\rho \omega^2 d} \left[ \frac{\sigma}{\epsilon'} + \frac{\mu k_B^T k^2}{q} + j \omega \right] \\ = \frac{\epsilon' s}{d} \left[ \frac{\sigma}{\epsilon'} + \left( 1 - \frac{d^2}{\epsilon' s} \right) \left( \frac{\mu k_B^T k^2}{q} + j \omega \right) \right] . \end{aligned}$$

Posons

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{d^2}{\epsilon' s} \\ \omega_1 &= \frac{\sigma}{\epsilon'} \\ \omega_2 &= \frac{\omega_q^2}{\mu T k_B k^2} . \end{aligned}$$

Remarquons que pour

$$\frac{e^2}{c} \ll \epsilon , \quad \omega_1 \approx \frac{\sigma}{\epsilon} = \omega_c$$

et  $\alpha = 0$  soit  $k = \frac{\omega}{v_s}$

$$v_s^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = D_n \omega_o = \omega_D \frac{k_B^T \mu}{q} \quad \text{c'est-à-dire} \quad \omega_D = \omega_2 .$$

On obtient

$$\frac{k^2}{\rho \omega^2 s} \left[ j \omega + \omega_1 + \frac{\omega^2}{\omega_2} \right] = \omega_1 + \frac{\omega^2}{\omega_2} + j \omega - \theta \left( \frac{\omega^2}{\omega_2} + j \omega \right)$$

d'où la relation de dispersion

$$\frac{k^2}{\rho \omega^2 s} = 1 - \theta \frac{1 - j \frac{\omega}{\omega_2}}{1 - j \left( \frac{\omega_1}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_2} \right)} \quad (29) .$$

Si les contraintes exercées sur les deux extrémités de l'échantillon de longueur  $2\ell$  suivant  $c$  sont faibles,  $T \neq 0$  pour  $x \pm \ell$  .

Cela impose une solution du type

$$T = A' (\cos kx - \cos k\ell) \exp j \omega t .$$

On en déduit

$$S = \frac{k^2}{\rho \omega^2} A' kx \exp j \omega t$$

$$E = \frac{A's}{d} \cos kl + \cos kx \left( \frac{k^2}{\rho \omega^2 s} - 1 \right) \exp j \omega t ,$$

$$D = A' \left\{ \left( \frac{\epsilon's}{d} - d \right) \cos kl + \left[ d + \frac{\epsilon's}{d} \left( \frac{k^2}{\rho \omega^2 s} - 1 \right) \right] \cos kx \right\} \exp j \omega t .$$

Le courant total qui traverse le semiconducteur est d'après la théorie électromagnétique

$$I = \iint (J + \frac{\partial D}{\partial t}) dS = \iint J' dS$$

avec

$$\begin{aligned} J' &= \sigma E + j \omega D - \frac{\mu k_B T}{q} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} = \left( \frac{A' \epsilon' s}{d} \right) \omega_1 \left[ 1 + j \frac{\omega}{\omega_1} (1-\theta) \right] \cos kl \exp j \omega t \\ &+ \left( \frac{A' \epsilon' s}{d} \right) \omega \left\{ \left( \frac{k^2}{\rho \omega^2 s} - 1 \right) \omega \left( j + \frac{\omega_1}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_2} \right) + \theta \left( j + \frac{\omega}{\omega_2} \right) \right\} \cos kx \exp j \omega t \\ &= \left( \frac{A' \epsilon' s}{d} \right) \omega_1 \left( 1 + j \frac{\omega}{\omega_1} (1 - \theta) \right) \cos k \exp j \omega t . \end{aligned}$$

La différence de potentiel entre les deux extrémités du semiconducteur est

$$V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l} = Z \iint \vec{J}' \cdot d\vec{S}$$

d'où

$$Z = S \int_{-l}^{+l} E dx / \int_{-l}^{+l} J' dx$$

S désignant l'aire de la section droite.

L'intégration donne

$$Z ( \omega ) = Z(0) \frac{1 - j \frac{\omega}{\omega_2} \frac{\operatorname{tg} kl}{kl}}{1 - j \left( \frac{\omega_1}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_2} \right)} \frac{1}{1 + j \frac{\omega}{\omega_1} (1 - \theta)} \quad (30)$$

Z(0) : impédance du semiconducteur pour  $\omega = 0$ .

L'application d'un champ électrique n'introduit qu'une perturbation du second ordre, négligeable. (8)

II - 9 BANDE PASSANTE

Introduisons les deux variables réduites

$$X = \frac{\omega}{\sqrt{\omega_c \omega_D}} > 0 \quad \text{et} \quad Y = \frac{Y}{\sqrt{\frac{\omega_c}{\omega_D}}} < 0 .$$

Avec ce changement de variables

$$\alpha = \frac{k^2}{4v_s} \frac{\sqrt{\omega_c \omega_D}}{Y} \left[ 1 + \frac{1}{Y^2} \left( \frac{1}{X} + X^2 \right)^{-1} \right] .$$

Pour Y fixée,  $\alpha$  est minimum si  $(X + \frac{1}{X})$  est minimum, c'est-à-dire,  $X = 1$  .

Pour X fixée,  $\alpha$  est maximum lorsque  $Y + \frac{1}{Y} \left( \frac{X + \frac{1}{X}}{2} \right)^2$  est minimum, c'est-à-dire

$$1 - \frac{1}{Y^2} \left( \frac{X + \frac{1}{X}}{2} \right) = 0$$

soit

$$Y = \frac{1}{2X} (1 + X^2) < 0 .$$

Le maximum maximum s'obtient pour  $X = 1$  et  $Y = -1$

Raisonnons pour Y fixée. Puisque la résonance s'obtient pour  $X = 1$  soit

$$\omega = \sqrt{\omega_c \omega_D} .$$

l'amplification relative :

$$\frac{\alpha(X)}{\alpha(1)} = \frac{Y + \frac{1}{Y}}{Y + \frac{1}{Y} \left( \frac{X + \frac{1}{X}}{2} \right)^2}$$

prend la valeur  $\frac{1}{2}$  pour

$$Y + \frac{1}{Y} = \frac{Y}{2} + \frac{1}{2Y} \left( \frac{X + \frac{1}{X}}{2} \right)^2$$

ou encore

$$\left( X + \frac{1}{X} \right) = \pm 2 \sqrt{Y^2 + 2} .$$

Le cas

$$\left( X + \frac{1}{X} \right) = - 2 \sqrt{Y^2 + 2}$$

est impossible car il exige

$$X + \frac{1}{X} = \frac{X^2 + 1}{X} < 0 .$$

On a donc

$$\left( X + \frac{1}{X} \right) = 2 \sqrt{Y^2 + 2}$$

soit

$$X = \sqrt{Y^2 + 2} \pm \sqrt{Y^2 + 1} .$$



Soient  $\omega_1$  et  $\omega_2$  les deux fréquences quadrantes.

On a respectivement

$$\frac{\omega_1}{\omega_0} = \sqrt{Y^2 + 2} + \sqrt{Y^2 + 1}$$

$$\frac{\omega_2}{\omega_0} = \sqrt{Y^2 + 2} - \sqrt{Y^2 + 1}$$

d'où la bande passante

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2 = 2 \sqrt{\omega_c \omega_D} \sqrt{Y^2 + 1} .$$

Pour  $X = 1$ ,  $Y = 1$  la bande passante relative est

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 2 \sqrt{2} .$$

Ces résultats permettent de conclure que la bande est large.

Pratiquement cette largeur de bande est limitée par les paramètres ajustables dépendant de la fréquence.

## II - 10 STABILITE

La seule interaction que nous envisageons est celle des ondes acoustiques et des électrons de conduction. Il y a donc deux ondes, deux se déplaçant vers l'avant et deux en sens inverse.

La constante de couplage électromécanique sert à coupler ces ondes et à faire apparaître un mécanisme d'amplification des ondes acoustiques. Le couplage est plus important pour les ondes dirigées vers l'avant.

Les modes normaux du milieu élastique sont simples et il est suffisant de les considérer comme des ondes planes qui se propagent sans pertes et sans dispersion.

Posons  $u^* = \frac{\partial u}{\partial t}$  .

D'après (10)

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \rho \frac{\partial u^*}{\partial t}$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} - j \frac{\omega}{v_s} Z_0 u^* = 0 \quad (31)$$

$Z_0 = \sqrt{\rho c}$  désignant l'impédance acoustique du milieu et  $v_s = \sqrt{\frac{c}{\rho}}$  la vitesse ultrasonore.

L'équation (12) de continuité de la charge donne

$$\frac{\partial J}{\partial x} + j \omega Q = 0 \quad (32) .$$

Dans le cas d'un problème unidimensionnel

$$\frac{\partial D}{\partial t} + J = 0$$

soit

$$J + j \omega D = 0 \quad (33)$$

comme

$$S = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad -j \omega S = \frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} = \frac{\partial u^*}{\partial x} \quad (34)$$

En partant dans (28) E tiré de (27) et en tenant compte de (33) et (34) on obtient

$$\frac{\partial u^*}{\partial x} - j \omega \frac{\epsilon}{e^2} \left(1 + \frac{\epsilon c}{e^2}\right)^{-1} T = -\frac{1}{e} \left(1 + \frac{\epsilon c}{e^2}\right)^{-1} J$$

ou puisque  $K^2 \ll 1$ ,

$$Z_0 \frac{\partial u^*}{\partial x} - j \frac{\omega}{v_s} T = -Z_0 \frac{K^2}{e} J \quad (35)$$

En admettant que  $E \approx E_0$  on peut écrire la densité de courant sous la forme

$$J = \sigma E + v_d Q - D_n \frac{\partial Q}{\partial x} \quad (36)$$

D'après (27) et (34)

$$E = -\frac{T}{e \left(1 + \frac{\epsilon c}{e^2}\right)} + j \frac{c}{\omega e^2 \left(1 + \frac{\epsilon c}{e^2}\right)} J \quad (37)$$

En portant (36) dans (37) on en déduit

$$\frac{\partial Q}{\partial x} - \left(\frac{\omega_D}{v_d}\right) Q + \left(\frac{\omega_D}{v_d}\right) \left(1 - j \frac{\omega c}{\omega}\right) J = -\frac{K^2}{e} \epsilon \frac{\omega_c \omega_D}{v_d} T \quad (38)$$

On peut réécrire ces équations en fonction des modes normaux définis par

$$a_1 = \frac{1}{2} (T - Z_0 u^*)$$

$$a_2 = \frac{1}{2} (T + Z_0 u^*)$$

pour l'onde acoustique

$$\text{et } a_3 = \frac{1}{D \sqrt{\frac{\epsilon}{c}}} \left\{ v_d Q - j \left(\frac{\omega_D}{2\omega}\right) \left[ 1 + \left(1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D}\right)^{1/2} \right] J \right\}$$

$$a_4 = \frac{1}{\omega_D \sqrt{\frac{\epsilon}{c}}} \left\{ v_d Q - j \left(\frac{\omega_D}{2\omega}\right) \left[ 1 - \left(1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D}\right)^{1/2} \right] J \right\}$$

pour l'onde électronique

ce qui conduit à

$$\frac{da_1}{dx} + \gamma_1 a_1 = j \left( \frac{\omega}{2v_s} \right) K \left( 1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D} \right)^{1/2} (a_3 - a_4)$$

$$\frac{da_2}{dx} + \gamma_2 a_2 = -j \left( \frac{\omega}{2v_s} \right) K \left( 1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D} \right)^{1/2} (a_3 - a_4)$$

$$\frac{da_3}{dx} + \gamma_3 a_3 = - \left( \frac{\omega_c}{v_d} \right) K (a_1 + a_2)$$

$$\frac{da_4}{dx} + \gamma_4 a_4 = - \left( \frac{\omega_c}{v_d} \right) K (a_1 + a_2)$$

avec

$$\gamma_1 = j \left( \frac{\omega}{v_s} \right)$$

$$\gamma_2 = -j \left( \frac{\omega}{v_s} \right)$$

$$\gamma_3 = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_D}{v_d} \right) \left[ 1 - \left( 1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D} \right)^{1/2} \right]$$

$$\gamma_4 = -\frac{1}{2} \left( \frac{\omega_D}{v_d} \right) \left[ 1 + \left( 1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} + 4j \frac{\omega}{\omega_D} \right)^{1/2} \right]$$

Pour les petites valeurs de  $\frac{\omega_c}{\omega_D}$  et  $\frac{\omega}{\omega_D}$  on peut faire les approximations suivantes :

$$\gamma_3 \approx \left( \frac{\omega_D}{v_d} \right) \lambda \left( \frac{\omega_c}{\omega_D} + j \frac{\omega}{\omega_D} \right)$$

$$\approx \left( \frac{\omega_D}{v_d} \right) \left[ j \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega_D} + \frac{\omega^2}{D^2} \right] \approx \left( \frac{\omega}{v_d} \right) \left( j + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)$$

$$\gamma_4 \approx - \left( \frac{\omega_D}{v_d} \right) \left( 1 + j \frac{\omega}{\omega_D} \right) = - \left( \frac{\omega}{v_d} \right) \left( j + \frac{\omega}{\omega_D} \right)$$

$a_1$  et  $a_3$  sont relatifs aux ondes avant tandis que  $a_2$  et  $a_4$  sont relatifs aux ondes arrières .

Supposons que la propagation soit du type  $\exp - \lambda x$  .

En annulant le déterminant relatif aux équations de couplage, on obtient la relation de dispersion

$$\left( \lambda^2 + \frac{\omega^2}{v_s^2} \right) \left( \lambda^2 + \frac{\omega_D}{v_d} \lambda - \frac{\omega_c \omega_D}{v_d^2} - j \frac{\omega_D \omega}{v_s^2} \right) = \left( \frac{\omega^2}{v_s^2} \right) \frac{\omega_c \omega_D}{v_d^2} K^2 \quad (39)$$

Dans (39) nous considérons le terme de droite comme une perturbation qui résulte du couplage électromécanique.

Développons  $\lambda_i$  en série sous la forme

$$\lambda_i = \gamma_i + \delta_i K^2 + \dots$$

En portant (40) dans l'équation caractéristique (39) on obtient par identification en négligeant les termes en  $K$  d'ordre supérieur à 2 ( $K \ll 1$ )

$$\delta_i = \frac{\frac{\omega_c \omega_D}{v_d^2} \left(\frac{\omega}{v_s}\right)^2}{4 \gamma_i^3 + 3 \frac{\omega_D}{v_d} \gamma_i^2 + 2 \left(\frac{\omega^2}{v_s^2} - \frac{\omega_c \omega_D}{v_d^2} - j \frac{\omega_D \omega}{v_d^2}\right) \gamma_i + \left(\frac{\omega_D}{v_d}\right) \left(\frac{\omega}{v_s}\right)^2} \quad (40)$$

qui donne

$$\delta_1 = \left(\frac{\omega_c}{2v_s}\right) \left[1 - \frac{vd}{v_s} - j \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)\right]^{-1}$$

$$\delta_2 = - \left(\frac{\omega_c}{2v_s}\right) \left[1 + \frac{vd}{v_d} - j \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)\right]^{-1} .$$

En supposant que les ondes  $a_3$  et  $a_4$  aient un rôle négligeable lors des réflexions aux limites, l'amplitude relative de l'onde acoustique pour un aller-retour est donnée par

$$G_L = r_1 r_2 \exp R (\delta_2 - \delta_1) K^2 L$$

où mes coefficients  $r_1$  et  $r_2$  sont les coefficients de réflexion en amplitude aux deux extrémités.

On souhaite, pour un amplificateur ultrasonore, une stabilité inconditionnelle : il ne doit pas osciller pour des réflexions totales aux deux extrémités.

Nous cherchons à déterminer les conditions de stabilité d'après ce critère.

Les parties réelles de  $\delta_1$  et  $\delta_2$  sont

$$\delta_1 = \left(\frac{\omega_c}{2v_s}\right) \left(1 - \frac{vd}{v_s}\right) \left[\left(1 - \frac{vd}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2\right]^{-1}$$

$$\delta_2 = - \left(\frac{\omega_c}{2v_s}\right) \left(1 - \frac{vd}{v_s}\right) \left[\left(1 + \frac{vd}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2\right]^{-1} .$$

La partie réelle de  $\delta_2$  est toujours négative, ce qui signifie que l'onde acoustique arrière est toujours atténuée.

Pour la plupart des valeurs des paramètres l'onde avant est toujours plus amplifiée que l'onde arrière n'est atténuée et des oscillations peuvent apparaître.

Le gain maximum est obtenu pour

$$\frac{v_d}{v_s} = 1 + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}$$

et l'atténuation maximum pour

$$\frac{v_d}{v_s} + 1 = \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} .$$

Les deux relations sont incompatibles et, en conséquence, le gain de l'onde avant doit être très supérieur à l'atténuation de l'onde arrière.

Si  $G_L > 1$ , le système oscille.

La condition de stabilité inconditionnelle est :  $R(\delta_2 - \delta_1) < 0$ ,

soit

$$- \left( \frac{\omega_c}{v_s} \right) \frac{1 - \frac{v_d^2}{v_s^2} + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}{\left[ \left( 1 - \frac{v_d}{v_s} \right)^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right] \left[ \left( 1 + \frac{v_d}{v_s} \right)^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right]} < 0 .$$

Elle est satisfaite pour

$$\left( \frac{v_d}{v_s} \right)^2 < 1 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2$$

et devrait être vérifiée à n'importe quelle fréquence.

L'expression à droite est minimum pour

$$\omega^2 = \omega_c \omega_D .$$

En conséquence

$$\left( \frac{v_d}{v_s} \right) < \left( 1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D} \right)^{1/2} \quad (42)$$

est la condition de stabilité inconditionnelle. D'après ce qui a été vu précédemment le gain maximum est

$$G_{\max} = 2,17 \frac{K^2}{v_s} \omega \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D} \right)^{-1} .$$

D'après (20) et l'inégalité (42), nous obtenons une expression inconditionnelle du gain stable :

$$G_{st} = -4,34 \frac{K^2}{v_s} \omega_c \left(1 - \sqrt{1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}\right) \times \left[ \left(1 - \sqrt{1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2 \right]^{-1} .$$

Nous pouvons alors envisager deux cas :

a)  $\frac{\omega_c}{\omega_D} \ll 1$

$$G_{st} \approx 8,68 \frac{K^2}{v_s} \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right) \omega \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}\right)^{-2} .$$

Si

$$\frac{\omega_c \omega_D}{\omega^2} \gg 1 \quad \text{soit} \quad \frac{\omega}{\omega_D} \ll 1$$

$$G_{st} \approx 8,68 \frac{K^2}{v_s} \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right) \approx 4 \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right) G_{max} .$$

Si

$$\frac{\omega_c \omega_D}{\omega^2} \ll 1 \quad \text{soit} \quad \frac{\omega_c}{\omega} \ll 1$$

$$G_{st} \approx 8,68 \frac{K^2}{v_s} \frac{\omega_c^2 \omega_D}{\omega^2} \approx 4 \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right) G_{max} .$$

Dans le premier cas le gain est réduit de  $\left(4 \frac{\omega}{\omega_D}\right)$  par rapport au gain maximum et dans le second cas la réduction est de  $4 \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)$ .  
Le gain obtenu est très inférieur au gain maximum.

On voit que l'établissement d'une stabilité inconditionnelle réduirait le gain maximum.

b)  $\frac{\omega_c}{\omega_D} \gg 1$

Le gain devient

$$G_{st} \approx 2,17 \frac{K^2}{v_s} (\omega_c \omega_D)^{1/2} \left[ 1 + \frac{\omega_c \omega_D}{\omega^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}\right)^2 \right]^{-1} .$$

La situation est plus favorable car il est égal au gain maximum pour  $\frac{\omega_c \omega_D}{\omega^2} = 1$ .

Ceci par contre exige que l'on ait

$$\frac{\omega_c}{\omega} = \frac{\omega}{\omega_D} \gg 1 .$$

Nous arrivons alors au résultat important suivant lequel la stabilité dans un semiconducteur extrinsèque fonctionnant en amplificateur ne peut apparaître que pour de faibles valeurs de  $\omega_D$  et des valeurs élevées de  $\omega_c$ . Malheureusement, c'est une zone dans laquelle il est difficile de travailler à cause des valeurs élevées de la conductivité et du champ pulsé.

Pratiquement les études expérimentales sont réduites au cas où  $\frac{\omega}{\omega_D}$  et  $\frac{\omega_c}{\omega_D}$  sont petits devant l'unité, ce qui définit une zone  $\omega_c < \omega < \omega_D$  plus facilement accessible.

Il est important de remarquer que l'interaction piézoélectrique n'agit de façon sensible que dans un intervalle restreint du spectre de phonons limité par  $\omega_c$  et  $\omega_D$ . En effet, la charge d'espace ne peut exister au-delà du temps de relaxation diélectrique, ce qui fixe la limite supérieure de la bande de fréquence des ondes qui peuvent être amplifiées. D'autre part, si la longueur d'onde acoustique est inférieure à la longueur d'onde de Debye, la diffusion est très importante et les électrons ne peuvent plus se grouper en paquets ;  $\omega_D$  est donc un ordre de grandeur de la limite supérieure du spectre de phonons sensible au couplage piézoélectrique.

## II - 11 APPROXIMATION DU "COUPLAGE FAIBLE"

$K^2$ , constante de couplage piézoélectrique, est faible devant l'unité. Afin d'évaluer la validité de l'hypothèse "K petit" nous allons utiliser le résultat général établi à partir de la théorie des perturbations suivant lequel la perturbation du premier ordre est essentielle si la perturbation d'une valeur moyenne est faible comparativement à la différence entre les moyennes non perturbées (9).

D'après le cas de notre problème  $\gamma_1$  et  $\gamma_3$  sont les valeurs les plus proches, ce qui impose

$$|\delta_1| K^2 \ll |\gamma_3 - \gamma_1| .$$

Nous avons négligé les ondes dirigées vers l'arrière qui se déplacent avec des vitesses de phases opposées à celle des porteurs en dérivation et sont fortement atténuées.

Pour 
$$\frac{v_d}{v_s} = 1 + \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}$$

$$\delta_1 = - \left( \frac{\omega_c}{2v_s} \right) / (1+j) \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) ,$$

$$\delta_3 - \delta_1 = \left( \frac{\omega}{d} \right) \left[ \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) - j \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) \right]$$

d'où

$$K^2 \ll 2 \sqrt{2} \left( \frac{v_s}{v_d} \right) \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right) \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) \times \left| \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} - j \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) \right| .$$

Si nous supposons  $\frac{\omega}{\omega_D} \ll 1$  et  $\frac{\omega_c}{\omega_D} \ll 1$  il en résulte que  $\frac{\omega_c}{\omega} \ll 1$  et pour cette valeur particulière de  $\frac{v_d}{v_s} \approx 1$  l'inégalité devient

$$K^2 \ll 4 \left( \frac{\omega_c}{\omega} \right) \left( 1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D} \right)^2 \quad (43) .$$

l'expression à droite a une valeur minimum pour  $\omega^2 = \omega_c \omega_D$  de sorte que

$$K^2 \ll 16 \frac{\omega}{\omega_D} \quad (44) .$$



III

BILAN ENERGETIQUE

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-

III - 1 PUISSANCE MAXIMUM DE SORTIE

Pour une onde plane

$$E = E_0 + E_1 \exp j(kx - \omega t)$$

$$D = D_0 + D_1 \exp j(kx - \omega t) .$$

En négligeant les termes en  $\exp 2j(kx - \omega t)$  dans (16) on trouve :

$$D_1 = - \frac{(\mu q n_0)}{\omega} \frac{j E_1}{+ j \frac{\omega}{\omega_D}} .$$

Avec

$$S(x,t) = \frac{\partial u}{\partial x} = j k u \exp j(kx - \omega t) = S \exp j(kx - \omega t)$$

la relation (28) devient

$$D_0 + D_1 \exp j(kx - \omega t) = e S \exp j(kx - \omega t) + \epsilon E_0 + \epsilon E_1 \exp j(kx - \omega t) .$$

Comme  $D_0 = \epsilon E_0$

$$D_1 = e S + \epsilon E_1$$

d'où

$$E_1 = \frac{-e}{\epsilon} \frac{(\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D})}{\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D} + j \left( \frac{\mu q n_0}{\epsilon \omega} \right)} S .$$

Pour la densité du courant

$$J(x,t) = J \exp j(kx - \omega t)$$

$$\frac{\partial J}{\partial x} = j k J \exp j(kx - \omega t)$$

$$= - \frac{\partial Q}{\partial t} = - \frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} = - k \omega D_1 \exp j(kx - \omega t) ,$$

$$J = \frac{\mu q n_0 E_1}{\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D}} = - \frac{\frac{\mu q n_0}{\epsilon} e S}{\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\mu q n_0}{\epsilon \omega}} .$$

Calculons  $n_s$  à partir de ces résultats :

$$- \frac{\partial Q}{\partial t} = q \frac{\partial n_s}{\partial t} = \frac{\partial J}{\partial x}$$

$$- j q n_s \omega = j k J ,$$

$$n_s = - \frac{Jk}{q\omega} = - J \frac{\omega}{v_s} \frac{1}{q\omega} = - \frac{J}{q v_s}$$

$$= \frac{\mu q n_o}{q \epsilon v_s} e \frac{S}{\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D} + j \left( \frac{\mu q n_o}{\epsilon \omega} \right)}$$

$$\frac{n_s}{n_o} = \frac{\mu e}{\epsilon v_s} \frac{S}{\gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right)}$$

La déformation S s'exprime en fonction du rapport  $\left(\frac{n_s}{n_o}\right)$  :

$$S = \frac{\epsilon v_s}{\mu e} \left[ \gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right) \right] \left( \frac{n_s}{n_o} \right)$$

Le flux acoustique est

$$F = \frac{1}{2} c |S|^2 v_s \quad (\text{Watts/cm}^2)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{e^2}{K^2 \epsilon} |S|^2 v_s$$

$$= \frac{\epsilon v_s^3}{2K^2 \mu^2} \left[ \gamma^2 + \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right] \left( \frac{n_s}{n_o} \right)^2 \quad (45)$$

Il est maximum pour  $\frac{dG_M}{d\omega} = 0$  soit

$$\frac{d}{d\omega} \left[ \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right] = 2 \left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right) \left( - \frac{\omega_c}{\omega^2} + \frac{1}{\omega_D} \right) = 0$$

$$\text{ou } \omega_c \omega_D = \omega^2$$

### III - 2 PUISSANCE DISSIPÉE DANS L'ECHANTILLON

Un amplificateur ultrasonore fonctionnant pendant un certain temps ne doit consommer qu'une faible puissance sous peine de détruire le cristal ou de modifier les caractéristiques du matériau.

La puissance dissipée dans un amplificateur de section droite  $S_o$  et d'épaisseur  $L = 2\lambda$  est

$$P = P_o (S_o L) = \sigma E_o^2 L S_o$$

D'après ce qui précède  $(\gamma-1)v_s$

$$E_o = \frac{(\gamma-1)v_s}{f \mu}$$

Le gain en nepers est

$$G = 4,34 (2\alpha L)$$

d'où la puissance dissipée en courant continu

$$P = \frac{\epsilon v_s^3}{4,34 \mu^2 K^2 f^2} S_0 \gamma (\gamma - 1)^2 G \left[ \frac{1 + \frac{\omega_c^2}{2\omega^2}}{\left(1 + \frac{\omega}{\omega_c \omega_D}\right)^2} \right] \quad (46)$$

La constante de couplage K a une valeur constante qui dépend du matériau et du type d'onde.

A une température donnée,  $\omega_D$  est une constante fonction du matériau et de l'onde.

Le seul paramètre variable est  $\omega_c$  qui dépend du dopage et de l'éclairement.

Plaçons nous dans la condition de rendement optimum  $\gamma = -1$ .

La puissance dissipée par unité de volume est

$$P_0 = \sigma E_0^2 = q n_0 \frac{v_s^2}{\mu} \frac{(\gamma-1)^2}{f^2}$$

a) Aux basses fréquences

$$\sigma = -\gamma \epsilon \omega$$

$$\frac{\omega_c}{\omega} \ll \frac{\omega}{\omega_D} \ll 1$$

Dans les conditions de gain optimum

$$\omega^2 = \omega_c \omega_D = -\gamma \epsilon \omega \frac{v_s^2 q}{f k_B T \mu}$$

$$\mu = -\frac{q \gamma v_s^2}{f k_B T \omega}$$

On tire de l'expression de  $\mu$

$$\gamma = \frac{\mu f k_B T \omega}{q v_s^2} = -\frac{\omega}{\omega_D}$$

et on peut écrire

$$\begin{aligned} & \gamma (\gamma - 1)^2 \left[ 1 + \frac{\omega_c^2}{2\omega^2} \left( 1 + \frac{\omega}{\omega_c \omega_D} \right)^2 \right] \\ &= \left( -\frac{\omega}{\omega_D} \right) \left( 1 + \frac{\omega}{\omega_D} \right) \left[ 1 + \frac{\left( \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2}{\left( \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2} \right] \end{aligned}$$

d'où en tenant compte du fait que

$$\begin{aligned} (1 + \frac{\omega}{\omega_D})^2 &\approx 1 \\ 1 + \frac{(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})}{(\frac{\omega}{\omega_D})} &\approx 1 + \frac{(\frac{\omega}{\omega_D})^2}{(\frac{\omega}{\omega_D})} = 2 \\ P &= - \frac{2 \epsilon v_s^3}{4,34 \mu^2 K^2 f^2} S_o G (\frac{\omega}{\omega_D}) \quad . \quad (47) \end{aligned}$$

b) Aux fréquences élevées

$$\frac{\omega_c}{\omega} \ll \frac{\omega}{\omega_D}$$

$$\frac{\omega}{\omega_D} \gg 1$$

$$\begin{aligned} 1 + \frac{\omega_c^2}{\gamma^2 \omega^2} (1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D})^2 \\ \approx 1 + \frac{1}{\gamma^2} (\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D})^2 = 1 + \frac{\omega_c^2}{\omega^2} + \frac{\omega^2}{\omega_D^2} + 2 \frac{\omega_c}{\omega_D} \\ \approx \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \text{ puisque} \end{aligned}$$

$$(\frac{\omega}{\omega_D})^2 \gg 1, \quad (\frac{\omega_c}{\omega})^2 \ll (\frac{\omega}{\omega_D})^2$$

$$\text{et } \frac{\omega_c}{\omega_D} \ll \frac{\omega^2}{\omega_D^2} \quad .$$

On en déduit

$$P = - \frac{4 \epsilon v_s^3 S_o G}{4,34 \mu^2 K^2 f^2} (\frac{\omega^2}{\omega_D^2})$$

ou encore en remplaçant  $\omega_D$  par sa valeur

$$P = - \frac{4 \epsilon k_B^2 T^2 \omega^2 S_0}{4,34 K^2 q^2 v_s} \mu \cdot G$$

De l'expression de  $P_0$  on tire

$$\mu = \frac{n_0 q v_s^2 (\gamma - 1)^2}{f^2 P_0}$$

Lorsque le gain est optimum

$$v_s^2 = \frac{\mu k_B T}{q} \omega \frac{\epsilon}{\sigma}$$

$$n_0 q^2 v_s^2 = n_0 q^2 \frac{\mu k_B T}{q} \omega \frac{\epsilon}{\sigma} = k_B T \omega^2 \epsilon$$

d'où

$$\mu = \frac{\epsilon k_B T \omega^2 (\gamma - 1)^2}{f^2 q P_0}$$

La mobilité est inversement proportionnelle à  $P_0$ .

La puissance dissipée dans le matériau étant proportionnelle à l'aire  $S_0$  de la section droite, on peut toujours la faire décroître en diminuant  $S_0$ . La géométrie d'un amplificateur ultrasonore est donc un facteur important. Aux fréquences élevées, la mobilité est d'autant plus grande que la puissance dissipée par unité de volume est plus faible.

### III - 3 RENDEMENT

D'après ce qui précède la densité de puissance dissipée dans l'échantillon par unité d'aire est

$$P'_0 = \frac{v_s^3 \epsilon}{K^2 \mu^2 f^2} \gamma (\gamma - 1)^2 (2\alpha L) \left[ 1 + \frac{1}{\gamma^2} \left( \frac{\omega_c}{\omega} \frac{\omega}{\omega_D} \right)^2 \right]$$

et

$$\frac{F}{P'_0} = f^2 \frac{\gamma}{(\gamma - 1)^2} \frac{1}{4\alpha L} \left( \frac{n_s}{n_0} \right)^2 \quad (49)$$

Désignons respectivement par  $P_{ei}$  et  $P_{si}$ , les puissances à l'entrée et à la sortie d'un transducteur.

Compte tenu du fait qu'un amplificateur ultrasonore comprend un transducteur à l'entrée et à la sortie, nous obtenons :

$$\frac{P_{s_2}}{P_{e_1}} = \frac{P_{s_2}}{P_{e_2}} \times \frac{P_{E_2}}{P_{e_1}} = \frac{P_{s_2}}{P_{e_2}} \times \frac{P_{s_1} - P}{P_{e_1}} = e .$$

On peut alors définir le rendement de l'amplificateur ultrasonore comme

$$R = e \frac{F}{P'_0} \\ = \frac{e}{4\alpha L} f^2 \frac{\gamma}{(\gamma-1)^2} \left(\frac{n_s}{n_0}\right)^2 . \quad (50)$$

Le rendement est d'autant meilleur que le semiconducteur est plus petit. Toutes les grandeurs étant fixées sauf  $\gamma$ , le rendement optimum est obtenu pour

$$\frac{1}{(\gamma-1)^2} - \frac{2}{(\gamma-1)^3} = 0$$

soit  $\gamma = -1$  .

I V

EFFETS NON LINEAIRES

-:-:-:-:-:-:-:-:-:-:-



IV - 1 COURANT ACOUSTOELECTRIQUE

L'approximation linéaire consiste à négliger le terme  $f q \mu n_s E_1$  dans l'expression relative à la densité de courant J.

Quand  $n_s$  atteint l'ordre de grandeur de  $n_0$ , l'approximation linéaire n'est plus valable.

L'introduction du terme non linéaire ( $n_s E_1$ ) signifie qu'une onde harmonique pure ne peut plus se propager sans qu'il y ait distorsion.

Toutes les amplitudes des ondes peuvent alors être développées en série de Fourier :

$$E = E_0 + \sum_m E_m \sin(k_m x - m \omega t + \phi E_m)$$

$$U = \sum_m U_m \sin(k_m x - m \omega t + \phi U_m)$$

$$S = \sum_m S_m \sin(k_m x - m \omega t + \phi S_m)$$

$$n = \sum_m n_m \sin(k_m x - m \omega t + \phi n_m) .$$

Chaque composante interagit avec les autres composantes en vertu de la non linéarité.

Il y a génération d'harmoniques et interaction paramétrique des ondes acoustiques. Le terme non linéaire  $f q \mu n_s E_1$  dans la densité de courant peut être calculé facilement en utilisant les résultats de la théorie linéaire pour  $n_s$  et  $E_1$ .

Cela revient à remplacer  $m$  par 1 dans le développement en série de Fourier.

Dans la densité de courant le terme non linéaire  $f q \mu n_s E_1$  apparaît alors comme proportionnel au produit des deux cosinus dont la valeur moyenne est différente de zéro.

Le courant continu produit par l'onde acoustique est appelé courant acoustoélectrique.

La théorie linéaire donne les résultats suivants :

$$n_s = \frac{\omega_c}{q v_s} e \frac{S_1}{\gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right)}$$

et

$$E_1 = - \frac{e}{\epsilon} \frac{\gamma + j \frac{\omega}{\omega_D}}{\gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega} \right)} S_1 ;$$

$n_s$  et  $E_1$  sont déphasés de  $\pi$ .

Raisonnons sur un processus d'amplification de gain G.

Calculons la variation  $d n_0$  du nombre  $n_0$  de phonons en un point  $x$  du cristal entre les instants  $t$  et  $t + dt$ .

Ces phonons supplémentaires viennent d'un point  $x - v_s dt$  et leur taux de création est <sup>(10)</sup>

$$e G v_s dt \approx 1 + G v_s dt ,$$

$$n_0 (x, t + dt) = n_0 (x - v_s dt, t) (1 + G v_s dt) .$$

Pendant le temps  $dt$  il se crée un nombre de phonons

$$d n_0 = n_0 G v_s dt .$$

Un phonon a pour impulsion  $\frac{\omega}{v_s}$  et l'impulsion de système de phonons a augmenté de :

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\text{phonons}} = n_0 \hbar \omega G .$$

Pendant le même temps l'impulsion du système d'électrons a varié de

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\text{électrons}} = \left(\frac{dp}{dt}\right)_{\text{phonons}} - \frac{P}{\tau} ,$$

le terme  $\frac{P}{\tau}$  provenant des collisions.

A l'état stationnaire

$$\left(\frac{dp}{dt}\right)_{\text{électrons}} = 0$$

et

$$\frac{P}{\tau} = n_0 \hbar \omega G = W G$$

où  $W$  est l'énergie acoustique.

La densité de courant acoustoélectrique est

$$J_{ae} = \frac{\mu}{\tau} p = \mu W G .$$

En présence d'un champ  $E_0$ , la valeur moyenne de la densité de courant est

$$J = \sigma E_0 = \mu W G . \quad (51)$$

La densité de courant total qui traverse le semiconducteur est :

$$J_T = q \mu (n_0 + f n_S) (E) + q D_n \frac{\partial n_S}{\partial x} .$$

Supposons que les grandeurs variables dépendent du temps comme  $e^{j \omega t}$  et prenons la valeur moyenne de  $J_T$  dans le temps :

$$J_T = q \mu n_0 E_0 + f q \mu \times \frac{1}{2} R (n_S E_1^*) . \quad (52)$$

Le terme  $q \mu n_0 E_0$  est la densité de courant ohmique  $J_0$  .

Posons

$$J_1 = f q \mu \frac{1}{2} R (n_s E_1^*) .$$

D'après l'équation de continuité

$$\frac{\partial J_1}{\partial x} - \frac{\partial (n_s q)}{t} = 0$$

soit

$$J_1 = \frac{\omega}{k} n_s q = n_s q v_s .$$

Substituons

$$q n_s = \frac{J_1}{v_s} \quad \text{dans} \quad (52) :$$

$$J = J_0 + f \frac{\mu}{2v_s} R (J_1 E_1^*) \quad (53) .$$

L'énergie échangée par le système d'électrons avec le système de phonons est  $\frac{1}{2} R (J_1 E_1^*) dt$  pendant le temps  $dt$ .

Nous avons vu que le système de phonons gagnait une énergie  $W G v_s dt$ .

D'après le principe de conservation de l'énergie :

$$\frac{1}{2} R (J_1 E_1^*) dt + W G v_s dt = 0 \quad (54) .$$

La densité de courant acoustoélectrique est donc

$$J_{ae} = f q \mu \frac{1}{2} R (n_s E_1^*) .$$

On obtient successivement

$$n_s E_1 = - \frac{e^2 \omega_c}{q v_s \epsilon} S_1^2 \frac{\gamma - j \frac{\omega}{\omega_D}}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}$$

$$J_{ae} = f q \mu \frac{1}{2} R (n_s E_1^*)$$

$$= \frac{- f q \mu \frac{1}{2} \frac{e^2 \omega_c}{v_s \epsilon} \gamma S_1^2}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega_c}{\omega}\right)^2}$$

$$= - f \mu c S_1^2 \alpha$$

$$= - f \mu \left(\frac{1}{2} c S_1^2\right) (2\alpha) = - f \mu \frac{F_1}{v_s} (2\alpha) \quad (56)$$

$$\text{avec } F_1 = \frac{1}{2} c S_1^2 v_s .$$

Le courant acoustoélectrique est proportionnel au coefficient d'atténuation et représente un flux électronique. Il n'est pas surprenant de trouver un tel résultat. En effet, si on considère l'onde acoustique et l'ensemble des électrons comme deux systèmes isolés en interaction, une perte ou un accroissement d'énergie et de moment relatifs à l'onde ultrasonore doivent être récupérés par les électrons. Lorsqu'il y a amplification, il y a augmentation de moment pour l'onde acoustique et la réaction de la distribution électronique est un flux constant d'électrons dans la direction opposée.

Le courant électroacoustique peut donc être interprété comme une action de l'onde sur les particules et dépendre de la vitesse relative onde-particule. L'application d'un champ électrique extérieur entraîne un mouvement de particules dans un sens et dans l'autre par rapport à la direction de propagation de l'onde acoustique. Elle fait ainsi croître le courant électroacoustique relatif à un type de particule et décroître le courant électroacoustique relatif à un autre type de particule. Puisque les courants électriques sont de signes contraires, les deux effets associés entraînent un accroissement du courant électroacoustique.

D'autre part il semble logique d'admettre que le flux acoustique varie en  $\exp G x$ , ce qui laisse prévoir une nette saturation du courant lorsque l'approximation linéaire n'est plus valable : cela se produit lorsque le champ appliqué dépasse le seuil requis pour l'amplification.

#### IV - 2 TEMPS D'ETABLISSEMENT DU COURANT ACOUSTOELECTRIQUE

La densité d'énergie thermique par unité de fréquence est le produit de la densité de phonons par unité de fréquence par l'énergie  $h\nu$  d'un phonon. La densité d'état pour les phonons dont la fréquence varie de  $\nu$  à  $d\nu$  dans un angle solide  $\Omega$  et d'après Born.

$$\frac{\Omega \nu^2 d\nu}{v_s^3}$$

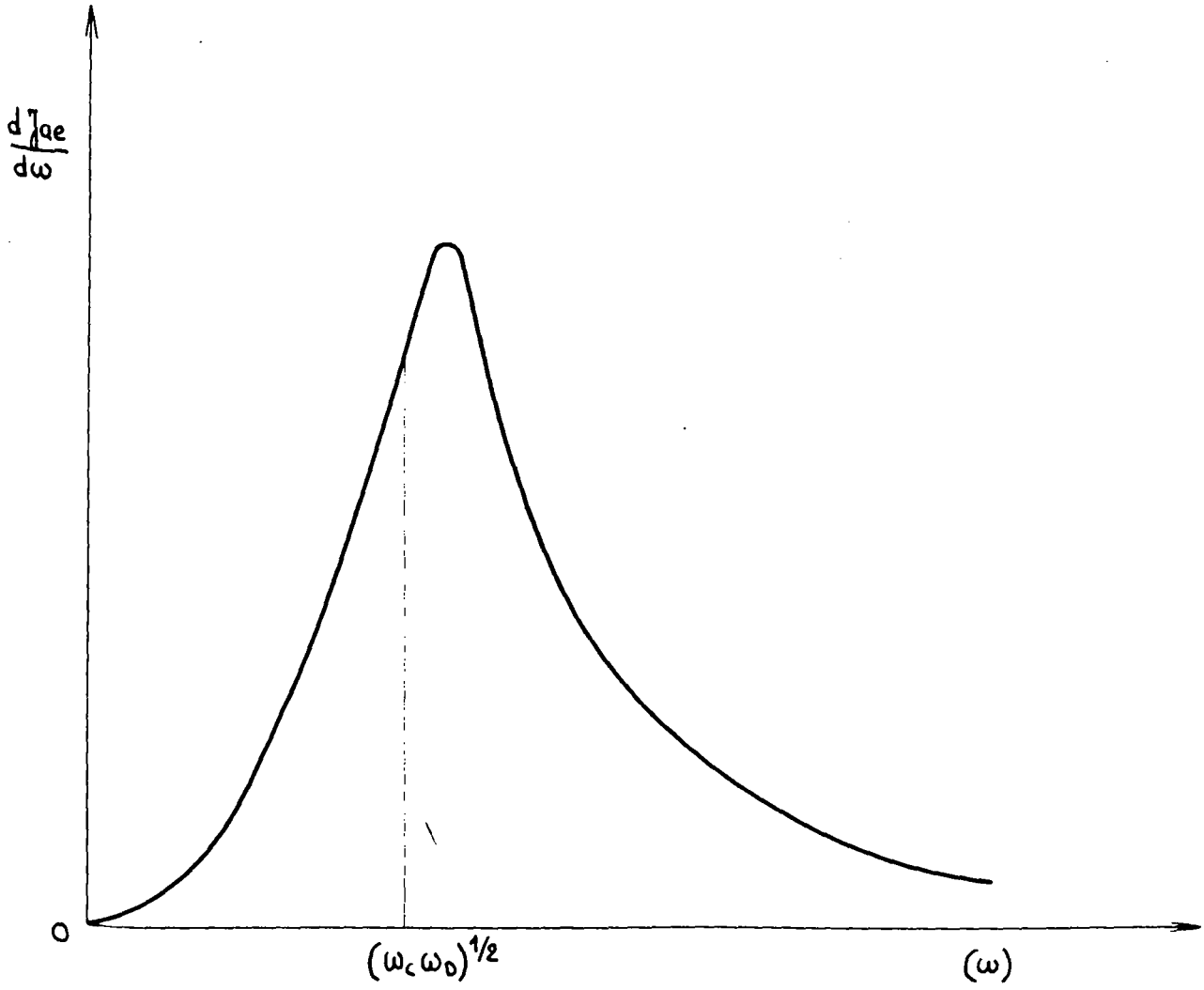
La densité de phonons est

$$\frac{\Omega \nu^2 d\nu}{v_s^3} \left( \exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1 \right)^{-1}$$

et la densité d'énergie thermique

$$\frac{h \nu \Omega \nu^2 d\nu}{v_s^3} \left( \exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1 \right)^{-1} \quad (57)$$

- Fig. 6 -



L'expression (57) du courant acoustoélectrique se rapporte à un mode de fréquence  $\nu$ .

Le bruit thermique a la répartition spectrale (47).

La densité totale de courant acoustoélectrique est

$$J_{ae} = \frac{h \nu^3 \Omega d \nu}{v_s^3 \left( \exp \frac{h\nu}{k_B T} - 1 \right)} (G e^{Gx}) .$$

Pour des fréquences

$$\nu < 10 \text{ GHz} , \frac{h\nu}{k_B T} \ll 1$$

$$\text{et } J_{ae} \approx \int \mu g e^{Gx} \frac{k_B T \Omega}{v_s^3} \nu^2 d \nu$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \mu G e^{Gx} \frac{k_B T \Omega}{v_s^3} \omega^2 d \omega$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \int \left( \frac{dJ_{ae}}{d\omega} \right) d \omega .$$

La fonction  $\left( \frac{dJ_{ae}}{d\omega} \right)$  est pratiquement constante pour  $0 < \omega < \sqrt{\omega_c \omega_D}$  et décroît pour  $\omega > \sqrt{\omega_c \omega_D}$  comme le montre la figure 6.

Dans ces conditions on peut admettre que

$$\int \left( \frac{dJ_{ae}}{d\omega} \right) d \omega \approx \left( \frac{dJ_{ae}}{d\omega} \right) \sqrt{\omega_c \omega_D} \int_0^{\sqrt{\omega_c \omega_D}} d \omega ,$$

ce qui donne

$$J_{ae} = \frac{k_B T \Omega}{v_s^3} \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{K^2 \omega_c^{5/2} \omega_D^{3/2}}{v_s} \frac{\gamma}{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}$$

$$\times e^{K^2 \frac{\omega_c}{v_s}} \frac{\gamma x}{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{g \Omega K^2}{v_s^2} \frac{\gamma}{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}} \omega_c^{5/2} \omega_D^{1/2} e \quad . \quad (58)$$

.../...

Si nous posons que le courant acoustoélectrique s'établit à l'instant  $t$  où il atteint le  $\frac{1}{n}$  ième de la valeur du courant intrinsèque critique

$$\sigma E_c = \sigma \frac{v_s}{f\mu} = \frac{\epsilon}{\pi^2} \omega_c \omega_D \frac{k_B T}{q v_s} .$$

En égalant (48) à  $\frac{1}{n} \sigma E_c$  on en déduit

$$x = \frac{v_s}{\omega_c K^2} \frac{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}{|\gamma|} \text{Log} \frac{4}{n} \left(\frac{\omega_c}{2\pi}\right)^{-3/2} \left(\frac{\omega_D}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\epsilon k_B T v_s}{q^2 K^2 \Omega} \frac{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}{\gamma}$$

et

$$t = \frac{x}{v_s} = \frac{1}{\omega_c K^2} \frac{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}{\gamma} \text{Log} \frac{4}{n} \left(\frac{\omega_c}{2\pi}\right)^{-3/2} \left(\frac{\omega_D}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{\epsilon k_B T v_s}{q^2 K^2 \Omega} \times \frac{\gamma^2 + 4 \frac{\omega_c}{\omega_D}}{\gamma} \quad (59) .$$

#### IV - 3 CHAMP ELECTROACOUSTIQUE

Les électrons sont entraînés par l'onde acoustique à la vitesse moyenne  $v_s$  et engendrent une densité de courant  $n_0 q v_s$ .

Il y a apparition d'un champ électrique  $E_{ac}$  dans la direction de propagation de l'onde acoustique.

Sa valeur s'obtient en écrivant que l'énergie perdue par l'onde ultrasonore est dissipée par effet Joule :

$$(n_0 q v_s) E_{ac} = F_0 \frac{1 - e^{-\alpha L}}{L} \quad (60)$$

où  $F_0$  est la densité d'énergie acoustique incidente.

Il en résulte une distribution de potentiel non uniforme le long du cristal.

#### IV - 4 GAIN ALLER-RETOUR

Les ondes qui se propagent dans le sens  $x > 0$  sont amplifiées et "voient" un champ électrique  $E_0$  tel que

$$\gamma = 1 + \frac{f \mu E_0}{v_s} ;$$

le coefficient d'amplification est

$$G = 4,34 K^2 \frac{\omega_c}{v_s} \frac{\gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}$$

Par contre, les ondes réfléchies à l'extrémité "voient" un champ électrique  $-E_0$  et

$$\gamma = 1 - f \mu \frac{E_0}{v_s} ;$$

le coefficient d'amplification vaut alors

$$G' = 4,34 \frac{K^2}{v_s} \omega_c \frac{1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}}{\left(1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}$$

Le gain total est

$$G + G' = 4,34 \frac{K^2}{v_s} \omega_c \frac{1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}}{\left(1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} + \frac{1 + f \mu \frac{E_0}{v_s}}{\left(1 + f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}$$

négatif si

$$\left(1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}\right) \left(1 + f \mu \frac{E_0}{v_s}\right) + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2 < 0$$

soit

$$1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2 < \left(f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2$$

ou

$$\frac{vd}{v_s} > \sqrt{1 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} \quad (61)$$

Le second membre est minimum pour

$$\omega = \omega_c \omega_D$$

En négligeant les pertes et les multiples réflexions on a à la limite

$$G + G' = 0 \quad \text{pour}$$

$$\frac{1 + f \mu \frac{E_0}{v_s}}{\left(1 + f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} + \frac{1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}}{\left(1 - f \mu \frac{E_0}{v_s}\right)^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2} = 0$$



qu'on peut encore écrire

$$\frac{v_d - v_s}{\left(\frac{v_d - v_s}{v_s}\right)^2 + \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}\right)^2} - \frac{v_d + v_s}{\left(\frac{v_d + v_s}{v_s}\right)^2 + \frac{\omega^2}{\omega_c^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}\right)^2} = 0 .$$

L'équation quadratique en  $\omega$

$$\left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_c \omega_D}\right)^2 - \left(\frac{v_d^2 - v_s^2}{v_s^2}\right) \frac{\omega^2}{\omega_c^2} = 0$$

admet pour solutions

$$\omega = \frac{\omega_D}{2} \left(\frac{v_d^2 - v_s^2}{v_s^2}\right)^{1/2} \pm \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{v_d^2 - v_s^2}{v_s^2}\right) \omega_D^2 - 4 \omega_c \omega_D \right]^{1/2}$$

dans les conditions d'amplification  $\left(\frac{v_d}{v_s} > 1\right)$ .

Les deux solutions donnent les fréquences limites pour un aller-retour. Lorsque le gain est maximum, il y a une seule solution qui correspond à

$$v_d = v_s \left(1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega}\right)^{1/2} .$$

L'inégalité (61) est partiellement vérifiée pour

$$v_d > v_s \sqrt{1 + 4 \frac{\omega_c}{\omega}} .$$

Les réflexions jouent donc un rôle sélectif qui rend privilégiées les ondes de fréquence voisine de  $\sqrt{v_c v_D}$ , le spectre étant d'autant plus étalé autour de cette fréquence centrale que la vitesse électronique est plus élevée.

IV - 5

#### CONDUCTIVITE DIFFERENTIELLE NEGATIVE

La tension appliquée au cristal est polarisée. L'une des faces de l'échantillon joue le rôle de cathode et l'autre celle d'anode. Le courant acoustoélectrique est dirigé en sens contraire du déplacement des porteurs quand leur vitesse dépasse celle du son.

Le courant total, égal à la différence entre les courants ohmique et acoustoélectrique, décroît quand l'impulsion acoustique croît et croît quand l'impulsion décroît.

Cette impulsion acoustique, engendrée par la différence de potentiel appliquée au cristal sous forme d'impulsions, est amplifiée et se dirige vers l'anode. A un certain moment l'amplitude atteint une valeur telle que le courant acoustoélectrique croît plus vite que le courant de déplacement. Les oscillations de courant sont alors accompagnées d'une distribution de potentiel non uniforme à l'intérieur du cristal dont la conductivité devient négative. Cette zone de potentiel est liée à l'existence d'un domaine à haute densité de phonons qui se déplacent à la vitesse du son.

Pour expliquer que la conductivité du cristal puisse devenir négative, introduisons la conductivité différentielle <sup>(10)</sup>

$$\sigma_{\text{diff}} = \frac{dJ}{dE_0} .$$

D'après (41)

$$\sigma_{\text{diff}} = - \mu \left( \omega \frac{dG}{dE_0} + G \frac{d\omega}{dE_0} \right) .$$

L'énergie acoustique, proportionnelle au flux, varie comme  $e^{Gx}$  :

$$W = W_0 e^{Gx} .$$

On en tire

$$\sigma_{\text{diff}} = - \mu (1 + Gx) W \frac{dG}{dE_0} < 0$$

pour  $\frac{dG}{dE_0} > 0$  , ce qui arrive pour

$$- 2 \sqrt{\frac{\omega_c}{\omega_D}} < - \gamma < 0 .$$

#### IV - 6 GENERATION D'HARMONIQUES

Le premier coefficient qui intervient dans le développement en série de Fourier lorsque la vitesse de dérivation des porteurs est très voisine de celle de l'onde acoustique est

$$E = - \frac{e}{\epsilon} \frac{\frac{\omega}{\omega_D}}{\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}} S_{\omega} .$$

En tenant compte de la relation du premier ordre obtenue à partir des développements

$$E = E_0 + E_\omega \exp j (kx - \omega t)$$

$$S = S_\omega \exp j (kx - \omega t)$$

et en se limitant au second harmonique, très faible vis à vis du fondamental, les calculs faits à partir des équations

$$E = E_0 + E_\omega \exp j (kx - \omega t) + E_{2\omega} \exp 2j (kx - \omega t)$$

$$S = S_\omega \exp j (kx - \omega t) + S_{2\omega} \exp 2j (kx - \omega t)$$

$$-\frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} = \mu \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (q n_0 - f \frac{\partial D}{\partial x}) E \right\} - f D_n \frac{\partial^3 D}{\partial x^3}$$

conduisent à

$$- \left[ \gamma + j \left( \frac{\omega}{2\omega} + 2 \frac{\omega}{\omega_D} \right) \right] E_{2\omega}$$

$$= \frac{e}{\epsilon} \left[ \gamma + j^2 \frac{\omega}{\omega_D} \right] S_{2\omega}$$

$$- \frac{1}{2} \left( \frac{f \mu e^2}{v_s \epsilon^2} \right) \frac{\left[ \gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} \right) \right] \left( j \frac{\omega}{\omega} \right)}{\left[ \gamma + j \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega}{\omega} \right) \right]^2} S_\omega^2.$$

En portant E dans l'équation d'onde

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - e \frac{\partial E}{\partial x}$$

on obtient successivement

$$\frac{\partial^2 u_\omega}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u_\omega}{\partial x^2} - e \left[ - \frac{e}{\epsilon} \frac{\frac{\omega}{\omega_D}}{\frac{\omega}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}} \frac{\partial S_\omega}{\partial x} \right] = c_\omega \frac{\partial^2 u_\omega}{\partial x^2}$$

avec

$$c_\omega = c \left[ 1 + \frac{e^2}{\epsilon c} \frac{\frac{\omega}{\omega_D}}{\frac{\omega}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}} \right]$$

et

$$\rho \frac{\partial^2 u_{2\omega}}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u_{2\omega}}{\partial x^2} - e \frac{\partial E_{2\omega}}{\partial x} = c_{2\omega} \frac{\partial^2 u_{2\omega}}{\partial x^2}$$

$$- \frac{\frac{1}{2} f \frac{\mu e^3}{v_s \epsilon^2} \left( \frac{\omega}{\omega} \right) \left( \frac{\omega}{\omega_D} \right)}{\left( \frac{2\omega}{\omega_D} + \frac{\omega}{2\omega} \right) \left( \frac{\omega}{\omega_D} + \frac{\omega}{\omega} \right)^2} \frac{\partial u_\omega}{\partial x} \frac{\partial^2 u_\omega}{\partial x^2}$$

avec

$$c_{2\omega} = c \left[ 1 + \frac{e^2}{\epsilon c} \frac{\frac{2\omega}{\omega_D}}{\frac{c}{\omega} + 2 \frac{\omega}{\omega_D}} \right] .$$

Le terme  $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)$  caractérise le second harmonique et son coefficient est une constante élastique du 3<sup>è</sup> ordre que nous désignerons par  $C_{111}^{\ell}$  de façon à la distinguer de la constante élastique usuelle  $C_{111}$ . D'après Tell (11) la solution  $u = u_{\omega} + u_{2\omega}$  des équations précédentes qui vérifie

$$u(x=0) = A \sin(k_{\omega} x - \omega t) - A^2 \frac{k}{8} \left(\frac{C_{111}^{\ell}}{c}\right) \sin \left[ \frac{\frac{\omega x}{v_s} \left(\frac{v_{2\omega} - v_{\omega}}{v_s}\right)}{\left(\frac{v_{2\omega} - v_{\omega}}{v_s}\right)} \right] \cos(k_{2\omega} x - \omega t) .$$

En termes d'intensités acoustiques

$$P_{\omega} = \frac{1}{2} c_{\omega} v_{\omega} (k_{\omega} A)^2 ,$$

$$P_{2\omega} = \frac{1}{8} \frac{P_{\omega}^2}{c v_s} \left(\frac{C_{111}^{\ell}}{c}\right)^2 \sin^2 \frac{\left(\frac{\omega x}{v_s}\right) \left(\frac{v_{2\omega} - v_{\omega}}{v_s}\right)}{\left(\frac{v_{2\omega} - v_{\omega}}{v_s}\right)^2}$$

puisque

$$c_{2\omega} = c_{\omega}$$

$$v_{2\omega} = v_{\omega}$$

$$k_{2\omega} = 2k_{\omega} .$$

L'harmonique consiste donc en une onde qui est fonction du fondamental et n'existe qu'en présence du terme de dérivation avec la fréquence  $2\omega$  et le vecteur d'onde  $2k_{\omega}$ .

#### IV - 7 COMPORTEMENT NON OHMIQUE

Le courant acoustoélectrique est accompagné d'un flux important produit au cours de l'amplification. Par suite des pertes résultant de l'interaction entre l'onde progressive et les porteurs le flux acoustique est limité à un état stationnaire.

L'état stationnaire est atteint lorsque l'amplitude de l'onde amplifiée est suffisante pour provoquer l'apparition du mécanisme des pertes linéaires équivalent au gain.

Le courant acoustoélectrique est dirigé dans le sens de l'onde acoustique quand elle est atténuée et en sens contraire quand elle est amplifiée.

Lorsque  $E_0$  dépasse le seuil requis pour l'amplification le courant acoustoélectrique se soustrait au courant ohmique  $J_0$  et provoque l'apparition d'un "coude" dans la caractéristique courant-tension du semiconducteur.

THEORIE MICROSCOPIQUE

-----

Il devient nécessaire d'introduire la théorie microscopique lorsque la longueur d'onde acoustique devient faible devant le libre parcours moyen des électrons :

$$\frac{2\pi\bar{\ell}}{\lambda} = k \times \bar{\ell} \gg 1 .$$

L'interaction du réseau fortement excité avec la distribution électronique est envisagée en fonction des interactions électron-phonons individuelles et le gain est obtenu en intégrant les interactions électron-phonons individuelles sur l'ensemble de la distribution électronique dans l'espace des moments.

#### V - 1 PROBABILITES D'EMISSION ET D'ABSORPTION D'UN PHONON.

Le vecteur d'onde  $\vec{k}$  relatif aux phonons émis ou absorbés peut être déduit à partir des principes de conservation du moment de l'énergie.

Pour l'émission d'un phonon

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{k} \quad (53)$$

et

$$\frac{\hbar^2 k_1^2}{2m} = \frac{\hbar^2 k_2^2}{2m} + h \quad (54)$$

où  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$  sont les vecteurs d'onde initial et final,  $m$  la masse effective de l'électron et  $h\omega$  l'énergie du phonon.

La relation de proportionnalité entre  $\omega$  et  $v_s$  ( $\omega = \vec{k} \cdot \vec{v}_s$ ) implique que toutes les interactions électron-phonon aient lieu dans un plan fixe de l'espace des  $\vec{k}$ .

En portant (53) dans (54) on obtient

$$\vec{k}_2 \cdot \frac{\vec{k}}{k} = -\frac{k}{2} + \frac{mv}{h} s$$

$$\vec{k}_1 \cdot \frac{\vec{k}}{k} = \frac{k}{2} + \frac{mv}{h} s$$

qui sont les équations de deux plans séparés par  $k$ .

Les probabilités d'émission et d'absorption d'un phonon sont proportionnelles à

$$H^2 f(\vec{k}_2) [1 - f(\vec{k}_1)] n(\vec{k})$$

et

$$H^2 f(\vec{k}_1) [1 - f(\vec{k}_2)] [n(\vec{k}) + 1]$$

où  $H$  est l'élément matriciel de l'interaction électron-phonon,  $f(\vec{k}_1) \ll 1$  la fonction de distribution électronique et  $n(\vec{k})$  le nombre d'occupation des phonons.

La probabilité d'émission stimulée est donc proportionnelle à

$$H^2 [f(\vec{k}_1) - f(\vec{k}_2)] n(\vec{k})$$

c'est-à-dire à l'accroissement de l'inversion de population entre états couplés comme dans un laser.

Cette inversion de population peut être provoquée par application d'un champ électrique extérieur  $\vec{E}_0$  qui accroît la population des états pour lesquels  $\vec{k}_1$  est parallèle à  $\vec{E}_0$  aux dépens des états avec  $\vec{k}_1$  antiparallèle à  $\vec{E}_0$ .

Les états couplés ont une population égale quand la vitesse de déplacement des électrons est de l'ordre de grandeur de celle des phonons.

D'après Morse (12) la probabilité d'absorption d'un phonon est :

$$P_+ = \frac{2\pi}{h} \sum_{k_1, k_2} |H_{k_2, k_1}|^2 f(\vec{k}_2) [1 - f(\vec{k}_1)] \delta(E_{k_2} - E_{k_1} + \hbar\omega) \cdot \delta(\vec{k}_2 - \vec{k}_1 + \vec{k})$$

où  $\delta$  est la fonction de Dirac.

De même la probabilité d'émission d'un phonon est

$$P_- = \frac{2\pi}{h} \sum_{k_1, k_2} |H_{k_1, k_2}|^2 f(\vec{k}_1) [1 - f(\vec{k}_2)] \delta(E_{k_2} - E_{k_1} + \hbar\omega) \cdot \delta(\vec{k}_2 - \vec{k}_1 + \vec{k})$$

La probabilité d'émission stimulée est donc

$$P_- - P_+ = -\frac{2\pi}{h} \sum_{k_2} |H_{k_2, k_2+k}|^2 [f(\vec{k}_2) - f(\vec{k}_2 + \vec{k})] \delta(E_{k_2} - E_{k_2+k} + \hbar\omega) \quad (55)$$

On peut remplacer la sommation par une intégrale en utilisant la densité d'état  $\frac{2V}{(2\pi)^3}$ , ce qui donne

$$P_- - P_+ = -\frac{2\pi}{h} \frac{2V}{(2\pi)^3} \int |H|^2 [f(\vec{k}_2) - f(\vec{k}_2 + \vec{k})] \delta(E_{k_2} - E_{k_2+k} + \hbar\omega) (dk_2)$$



En tenant compte de la relation

$$\begin{aligned} & \delta (E_{k_2} - E_{k_2+k} + \hbar\omega) \\ &= \frac{2m}{\hbar^2} \delta (-2\vec{k} \cdot \vec{k}_2 - \vec{k} \cdot \vec{k} + \frac{2m}{\hbar} \omega) \\ &= \frac{m}{\hbar^2 k} \delta (\vec{k}_2 - \frac{m}{\hbar} \vec{v}_s + \frac{\vec{k}}{2}) \end{aligned}$$

on obtient

$$P_- - P_+ = - \frac{2\pi}{\hbar} \frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{m}{\hbar^2 k}$$

$$\int |H|^2 [f(\vec{k}_2) - f(\vec{k}_2 + \vec{k})] \cdot \delta (\vec{k}_2 - \frac{m}{\hbar} \vec{v}' + \frac{\vec{k}}{2}) (d\vec{k}_2)$$

on a remplacé  $\vec{v}_s$  par  $\vec{v}' = \vec{v}_s - \vec{v}_d$  pour tenir compte du déplacement des électrons.

## V - 2 COEFFICIENT D'ATTENUATION ULTRASONORE

Calculons l'élément d'interaction électron-phonon dans le cas du problème unidimensionnel .

D'après Ziman (13) l'élément d'interaction électron-phonon est

$$H_{k_1, k_2} = \left( \frac{\hbar n}{2\omega N M} \right)^{1/2} C \int_V (\psi_{k_1}^* \cdot \psi_{k_2}) \vec{dr}$$

avec N nombre d'atomes dans le volume V considéré

M masse de l'atome

C constante de couplage électron-phonon.

$$\text{Comme } \int_V (\psi_{k_1}^* \cdot \psi_{k_2}) \vec{dr} = i (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \int \psi_{k_1}^* \psi_{k_2} \vec{dr} .$$

$$|H_{k_1, k_2}|^2 = \frac{\hbar}{2\omega N m} C^2 k^2 .$$

$|H|^2$  étant indépendant de  $\vec{k}_2$  peut être sorti de l'intégrale :

$$P_- - P_+ = - \frac{2\pi}{\hbar} \frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{m}{\hbar^2 k} |H|^2$$

$$\left[ \int f(k_2) \delta \left( k_2 - \frac{mv'}{\hbar} + \frac{k}{2} \right) (dk_2) - \int f(k_2 + k) \delta \left( k_2 - \frac{mv'}{\hbar} + \frac{k}{2} \right) (dk_2) \right] .$$

Supposons qu'il n'y ait pas dégénérescence. Il faut appliquer la statistique de Maxwell-Boltzmann suivant laquelle

$$f(k) = n_0 \frac{1}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} e^{-\frac{\hbar^2 k^2}{2m k_B T}}$$

$$f(k_x) = n_0 \frac{1}{(2\pi m k_B T)^{1/2}} e^{-\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m k_B T}}$$

ce qui donne

$$P_- - P_+ = -\frac{2\pi}{\hbar} \frac{2V}{(2\pi)^3} \frac{m}{\hbar^2 k} |H|^2 n_0 \frac{\hbar}{(2\pi m k_B T)^{1/2}} \\ \times \left[ \exp -\frac{\hbar^2}{2\pi m k_B T} \left(\frac{mv'}{\hbar} - \frac{k}{2}\right)^2 \right. \\ \left. - \exp -\frac{-\hbar^2}{2\pi m k_B T} \left(\frac{mv'}{\hbar} + \frac{k}{2}\right)^2 \right]$$

Nous définissons le coefficient d'absorption  $\alpha$  par unité de longueur comme le rapport de la probabilité d'absorption stimulée ( $P_+ - P_-$ ) par le flux de phonons  $n(\vec{k}) v_s$ , ce qui donne dans l'approximation du premier ordre

$$\alpha = \frac{n_0}{(2\pi m k_B T)^{3/2}} \frac{m^2 c^2 \omega}{2\pi^2 \rho v_s^2} \left(1 - \frac{v_d}{v_s}\right) \quad (56)$$

avec  $\rho = \frac{NM}{V}$ .

On voit que  $\alpha$  change de signe quand  $v_d = v_s$ .

Lorsqu'il y a dégénérescence il faut utiliser la statistique de Fermi d'après laquelle

$$F(E) = \frac{1}{1 + \exp \frac{E - E_F}{k_B T}}$$

Soit  $E_F(0)$  l'énergie de Fermi à  $0^\circ$  K.

Si  $E < E_F(0)$ ,  $e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} \rightarrow 0$ ,  $f \rightarrow 1$  ;

Si  $E > E_F(0)$ ,  $e^{\frac{E - E_F}{k_B T}} \rightarrow \infty$ ,  $f \rightarrow 0$ .

Aux températures normales la distribution des électrons est très peu différente de celle à  $0^\circ$  K.

Nous avons deux états électroniques : l'état électronique initial caractérisé par  $f = 1$  à l'intérieur de la sphère et l'état final caractérisé par  $f = 0$  à l'extérieur de la sphère.

Si la propagation se fait suivant l'axe  $x$  on peut admettre que tous les électrons sont inclus dans un cylindre de rayon  $r$  admettant  $k_x$  pour axe de révolution.

Désignons par  $k_F$  le rayon de la sphère de Fermi.

Les limites de  $r$  sont

$$r_1^2 = k_F^2 - \left(\frac{mv'}{h} + \frac{k}{2}\right)^2$$

et

$$r_2^2 = k_F^2 - \left(\frac{mv'}{h} - \frac{k}{2}\right)^2 .$$

L'intégrale déduite de la formule (55) devient

$$P_- - P_+ = -\frac{2\pi}{h} \frac{2V}{(2\pi)^3} |H|^2 \frac{m}{h^2 k} \int_{r_1}^{r_2} 2\pi r dr$$

et le coefficient d'absorption ultrasonore

$$\alpha \approx \frac{c^2 m^2}{2\pi h^3 \rho v_s^2} \left(1 - \frac{v_d}{v_s}\right) .$$

Ce résultat est analogue au précédent mais le facteur de dégénérescence est égal à l'unité.

### V - 3 EFFETS ACOUSTOELECTRIQUES

L'amplitude des ondes acoustiques amplifiées croît et modifie la mobilité, provoquant ainsi un comportement non ohmique.

Lorsqu'on applique le champ pulsé, les modifications dans la distribution de phonons ne sont pas isotropes mais limitées aux  $\vec{k}$  parallèles ou presque parallèles à  $\vec{v}_d$  et il y a apparition d'un courant acoustoélectrique.

$n(\vec{k})$  n'est pas uniforme le long du cristal puisqu'une onde se déplaçant dans la direction de  $\vec{v}_d$  est amplifiée progressivement. Il y a également une variation de  $E_0$  le long du cristal.

Ces inhomogénéités du matériau et la non-uniformité de la conductivité provoquent l'apparition d'oscillations du courant.

V I

EXPERIENCES

-:~::~:~::~:-

VI - 1 CHOIX DES MATERIAUX

Les métaux possèdent des densités de porteurs beaucoup plus grandes que les semiconducteurs. Pour une vitesse moyenne de porteurs égale à la vitesse du son, la densité de courant y serait énorme et un tel cristal se détruirait par fusion.

Le champ critique à partir duquel la vitesse des porteurs devient égale à celle du son est  $E_c \approx \frac{v_s}{\mu}$ .

L'emploi d'un matériau de faible mobilité exigerait la mise en oeuvre de champs élevés. On choisit généralement une mobilité d'environ  $200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$  qui conduit à des champs de l'ordre de  $10^3$  volts plus facilement réalisables.

Il faut également tenir compte du fait qu'une forte mobilité entraîne une dissipation excessive de puissance.

L'atténuation ultrasonore  $\alpha$  est fonction de la conductivité  $\sigma$  du matériau par l'intermédiaire de  $\omega_c$ .

Il est possible d'ajuster dans une certaine mesure pour un matériau donné la valeur de la conductivité électrique  $\sigma$  afin de rendre optimales les valeurs de l'expression

$$\frac{\omega_c \gamma}{\gamma^2 + \left(\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}$$

Le maximum est obtenu pour

$$\frac{\omega_c}{\omega} = \sqrt{\gamma^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_D}\right)^2}$$

A basse fréquence  $\frac{\omega}{\omega_D} \sim 0$ ,  $\frac{\omega_c}{\omega} = \pm \gamma$ .

Le gain maximum est obtenu pour

$$\gamma = -1$$

La valeur optimum de  $\sigma$  est de l'ordre de  $\epsilon \omega$ .

Les valeurs des constantes diélectriques des matériaux semiconducteurs piezoélectriques sont de l'ordre de 9, d'où la condition

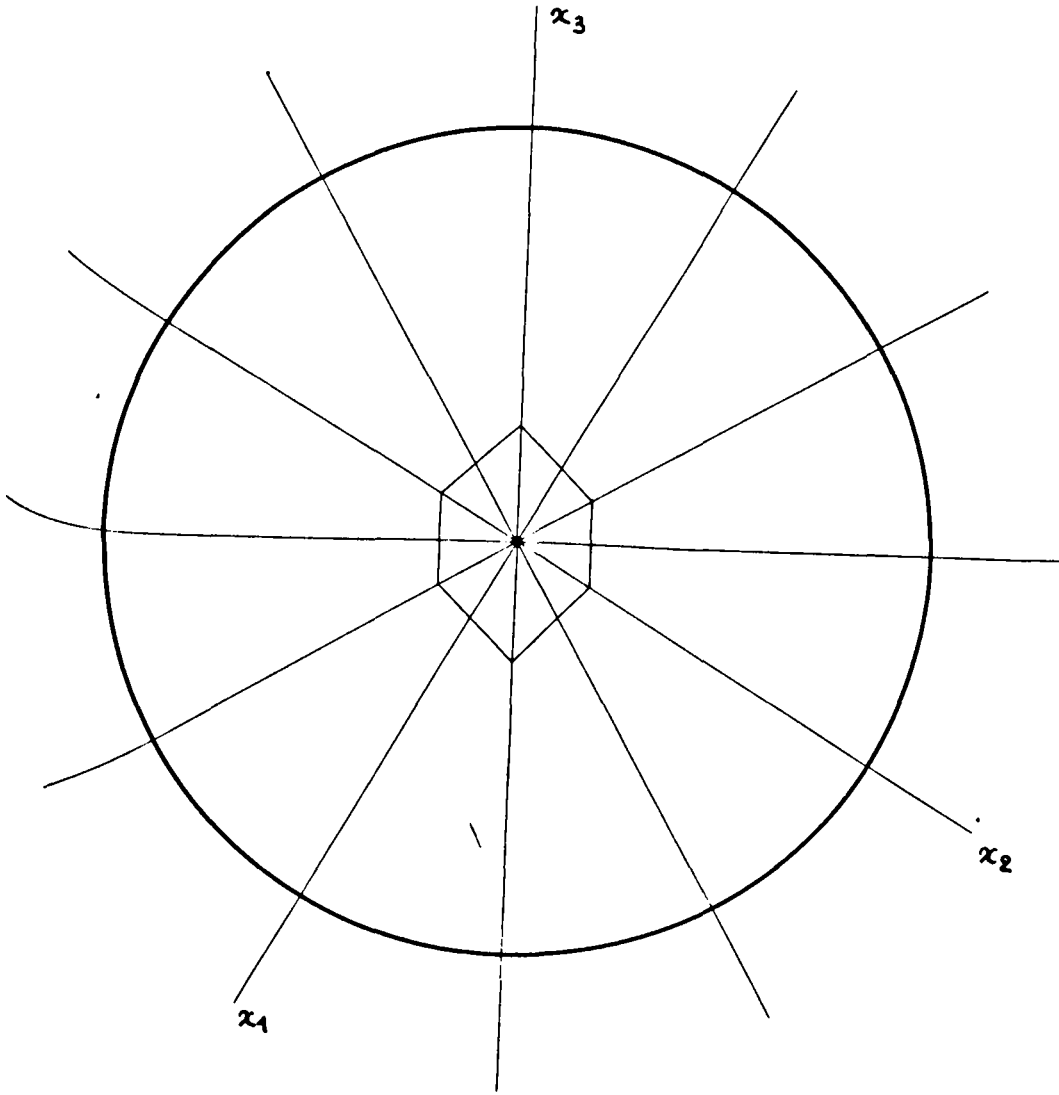
$$\sigma_{op} \approx 10^{-12} \omega$$

A 200 MHz  $\sigma_{op} \approx 1,28 \cdot 10^{-5} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ .

En première approximation la densité de courant à l'intérieur du semiconducteur est de l'ordre de  $J \approx \sigma E$ .

Pour des champs électriques appliqués de l'ordre du kilovolt,  $\sigma \approx 10^{-3} \text{ J}$ .

- Fig. 7 -



Afin de limiter l'effet Joule il faut des densités de courant très faibles, ce qui explique qu'on choisisse des corps presque isolants. Pour un isolant parfait  $\omega_c \rightarrow 0$  et le coefficient d'atténuation est nul.

Pour un conducteur parfait  $\omega_c \rightarrow \infty$ .

La conductivité électrique étant infinie, le champ électrique doit être nul. L'atténuation ou l'amplification des ondes ultrasonores ne peut donc se faire que par des matériaux tels que les semiconducteurs ou les semi-métaux. Aucun résultat effectif d'amplification ultrasonore n'a encore été obtenu dans les semi-métaux tels que l'antimoine et le bismuth.

Les semiconducteurs intrinsèques ne sont pas commercialisés et ont généralement une résistivité de l'ordre de  $10^2 \Omega \cdot \text{cm}$  et une mobilité de  $50 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Leur diagramme énergétique est identique à celui des isolants : la bande de conduction est vide et la bande de valence saturée.

Un cristal intrinsèque a autant de trous que l'électrons : le courant est donc constitué par un déplacement en sens inverse de ces porteurs de charges et il risque d'y avoir prédominance des effets de diffusion.

Les semiconducteurs intrinsèques de type n s'obtiennent en introduisant des impuretés de type donneur (valence cinq). Les électrons y sont majoritaires. Les semiconducteurs intrinsèques de type p s'obtiennent en introduisant des impuretés de type accepteur (valence trois). Les électrons y sont minoritaires.

Nous avons choisi les semiconducteurs de type n dont certains sont photoconducteurs.

Pour que la vitesse du son puisse être atteinte il faut que le nombre de porteurs libres soit relativement faible.

VI - 2 TENSEURS DE PIEZOELECTRICITE, D'ELASTICITE ET DE PERMITTIVITE POUR LES CRISTAUX AYANT LA STRUCTURE DE LA WURTZITE.

Le sulfure de cadmium et l'oxyde de zinc appartiennent à la classe cristallographique  $\bar{6}mm$  dont les éléments de symétrie sont un axe d'ordre six et six plans.

La figure 7 est une représentation stéréographique montrant le choix conventionnel du système d'axes dans lequel sont exprimés en notation matricielle les tenseurs d'élasticité, de piezoélectricité et de permittivité. La théorie des groupes permet d'obtenir le nombre de composants indépendants d'un tenseur de rang donné connaissant la table des caractères du groupe ponctuel  $\bar{6}mm$ . Pour cela il faut effectuer une contraction des indices de façon à se ramener à des matrices sur l'espace  $E_3$ .

La règle est la suivante :

indice matriciel	1	2	3	4	5	6
indice tensoriel	11	22	33	23	13	12
				32	31	21

Le tenseur d'élasticité  $c_{ijkl}$  en notation matricielle s'écrit

1)

$$c_{ij} = \begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

$$c_{11} = c_{22}$$

$$c_{44} = c_{55}$$

$$c_{66} = \frac{1}{2} (c_{11} - c_{12})$$

$$c_{12} = c_{21}$$

$$c_{31} = c_{32} = c_{13} = c_{23}$$

Rapportés au système de coordonnées conventionnel, les tenseurs de piezo-électricité et de permittivité sont respectivement

2)

$$e_{ij} = \begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

$$e_{15} = e_{24}$$

$$e_{31} = e_{32}$$

et

3)

$$\epsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{vmatrix}$$

$$\epsilon_{11} = \epsilon_{22}$$



VI - 3 PROPRIETES DE L'OXYDE DE ZINC

Le monocristal utilisé a été fabriqué par la méthode hydrothermique qui permet l'incorporation d'un agent dopeur (lithium ou cuivre) dans la solution pendant la croissance : la concentration en agent dopeur dépend de la résistivité recherchée.

En utilisant le dopage volumique plutôt que le dopage par diffusion la résistivité peut être contrôlée de façon continue entre 1 ohm-cm et  $10^8$  ohms-cm. Le lithium est un accepteur pour l'oxyde de zinc et compense partiellement les impuretés de type n, assurant ainsi un meilleur isolement. En compensant le monocristal on minimise l'absorption ultrasonore par interaction avec les électrons de la conduction.

Les propriétés cristallines de l'oxyde de zinc, bien qu'elles ne soient pas encore aussi bien connues que celles du quartz et des matériaux similaires, présentent de nombreux avantages pour l'amplification haute fréquence, la réalisation de transducteurs à couches minces ou de lignes à retard ultrasonores.

Une caractéristique remarquable de l'oxyde de zinc est son coefficient de couplage piezoélectrique très élevé ( $K^2 \approx 7,8 \cdot 10^{-2}$ ).

Les monocristaux d'oxyde de zinc fabriqués par la méthode hydrothermique sont peu photosensibles.

Permittivité diélectrique

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \begin{vmatrix} 8,83 & 0 & 0 \\ 0 & 8,83 & 0 \\ 0 & 0 & 8,84 \end{vmatrix}$$

Elasticité

$$c_{ij} = \begin{vmatrix} 21 & X & X & 0 & 0 & 0 \\ X & 21 & X & 0 & 0 & 0 \\ X & X & 21,1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 4,25 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 4,25 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & X \end{vmatrix} \cdot 10^{10} \text{ N/m}^2$$

$c_{13}$  et  $c_{12}$  inconnus.

Piezoélectricité

$$e_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & X & 0 \\ 0 & 0 & 0 & X & 0 & 0 \\ -0,61 & -0,61 & 1,14 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ C/m}^2$$

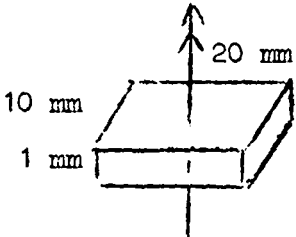
Mobilité optimum

$$\mu = \left( \frac{1,04 \cdot 10^3}{P_0} \right)^{1/3} \text{ m}^2/\text{V.s}$$

Fréquence de gain maximum

$$\nu = (\nu_c \nu_D)^{1/2} = 4,9 \text{ MHz .}$$

Caractéristiques

Forme	parallélépipède
Dimensions	1 mm × 10 mm × 20 mm
Taillé parallèlement à l'axe optique. Les deux faces perpendiculaires à l'axe c sont polies optiques $\frac{\lambda}{10}$ près et parallèles à 5" d'arc près.	
Dopant	lithium
Résistivité à 25° C	$10^8$ ohms-cm
Densité	5,68 g/cm <sup>3</sup>
Mobilité	200 cm <sup>2</sup> /V.s
Nombre de porteurs	$10^{15}$ à $5 \cdot 10^{16}$ par cm <sup>3</sup>
Vitesse acoustique $v_s$	- ondes transversales $2,8 \cdot 10^5$ cm/s - ondes longitudinales $6,1 \cdot 10^5$ cm/s
Fréquence de relaxation diélectrique $\omega_c$	$1,28 \cdot 10^4$ rd/s
Fréquence de diffusion $\omega_D$ à 300° K	- ondes transversales $1,57 \cdot 10^{10}$ rd/s - ondes longitudinales $7,2 \cdot 10^{10}$ rd/s
Champ critique $E_c \approx \frac{v_s}{\mu}$	- ondes transversales 1 400 V/cm - ondes longitudinales 3 050 V/cm
Temps de transit des ondes acoustiques longitudinales	- 0,16 $\mu$ s pour un aller - 0,32 $\mu$ s pour un aller-retour.

Impédance en continu

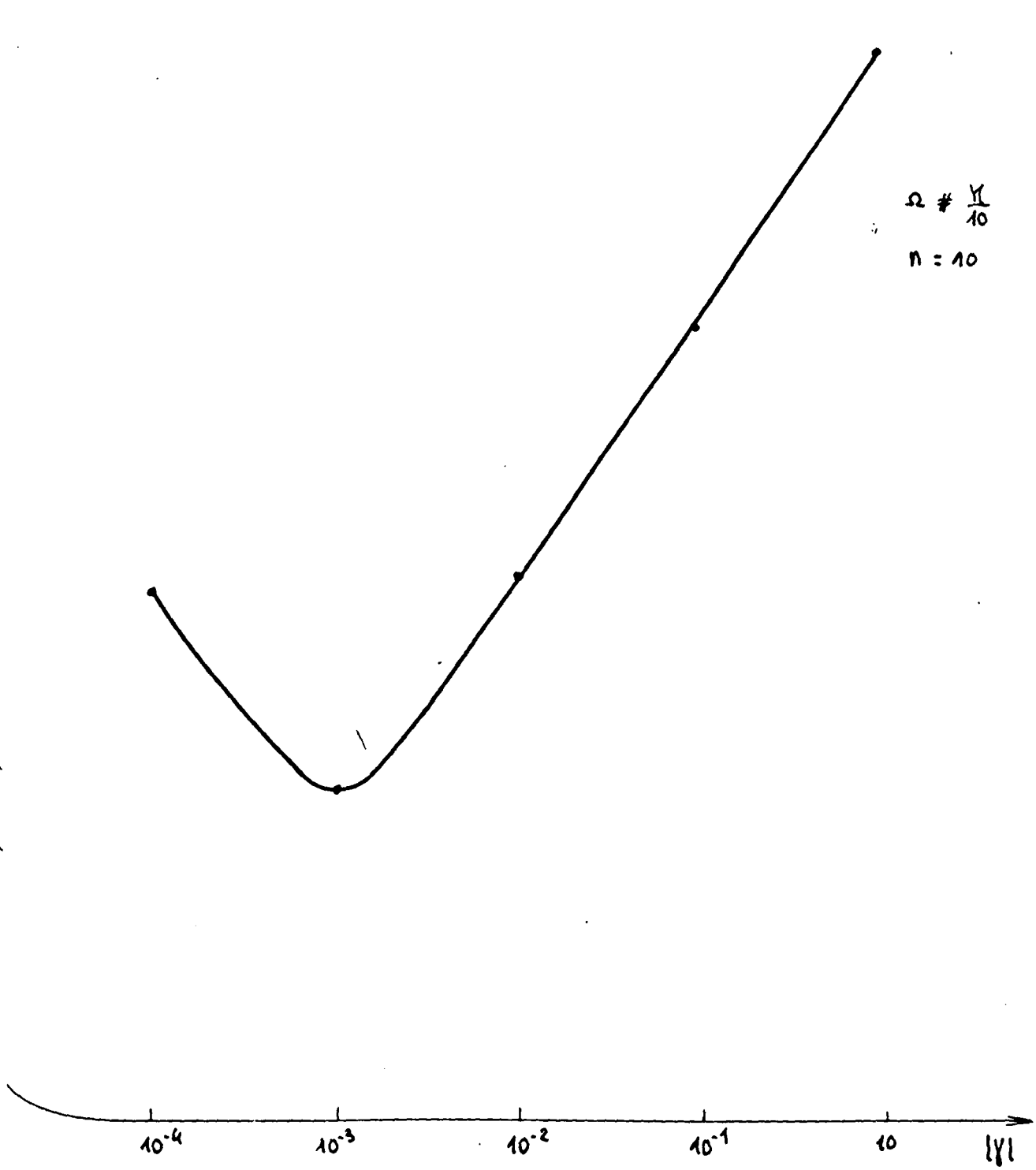
$$Z(o) \approx 5.10^6 \Omega$$

Impédance électro-acoustique

Fréquence (MHz)	Impédance $Z(\omega)$	Capacité équivalente (F/m)
120	$1,45.10^{-3} - j 85$	$1,58.10^{-11}$
200	$5.10^{-4} - j 50$	$1,50.10^{-11}$

La figure 8 représente le temps d'établissement du courant acoustoélectrique en fonction du champ appliqué.

- Fig. 3 -



VI - 4 PROPRIETES DU SULFURE DE CADMIUM

Les monocristaux de sulfure de cadmium sont extrinsèques de type n et photoconducteurs.

Les faces perpendiculaires à l'axe optique sont polies à  $\frac{\lambda}{10}$  et leur planéité est assurée à une demi-longueur d'onde près. La résistivité du sulfure de cadmium est très sensible aux défauts de surface. Par exemple, le fait de polir un cristal peut détruire sa résistivité en volume et celle-ci n'est plus qu'un effet de surface. Il faut donc nettoyer chimiquement la surface pour supprimer les défauts.

Dans la plupart des monocristaux actuellement disponibles la résistivité varie de  $10^2 \Omega\text{cm}$  à  $10^4 \Omega\text{cm}$  (5400Å) à  $10^7 \Omega\text{cm}$  -  $10^{11} \Omega\text{cm}$  (non éclairé). Les impuretés sont Al, Cu, Fe, Mg, Si, Li, Na, Ca à moins de 1 ppm et Zn à 50 ppm.

Permittivité diélectrique

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \begin{vmatrix} 9,02 & 0 & 0 \\ 0 & 9,02 & 0 \\ 0 & 0 & 9,53 \end{vmatrix}$$

Elasticité

$$c_{ij} = \begin{vmatrix} 9,07 & 5,81 & 5,10 & 0 & 0 & 0 \\ 5,81 & 9,07 & 5,10 & 0 & 0 & 0 \\ 5,10 & 5,10 & 9,38 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1,50 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1,50 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 8,68 \end{vmatrix} 10^{10} \text{ N/m}^2$$

Piezoélectricité

$$e_{ij} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -0,210 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,210 & 0 & 0 \\ 0,244 & 0,244 & 0,440 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix} \text{ C/m}^2$$

Mobilité optimum

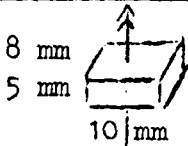
$$\mu = \left( \frac{2,5 \cdot 10^5}{\rho_0} \right)^{1/3} \text{ m}^2/\text{V.s}$$

Fréquence de gain maximum

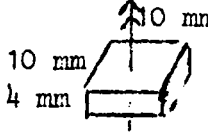
$$\nu = (\nu_c \nu_D)^{1/2} \approx 120 \text{ MHz}$$

Caractéristiques

(n° 1)

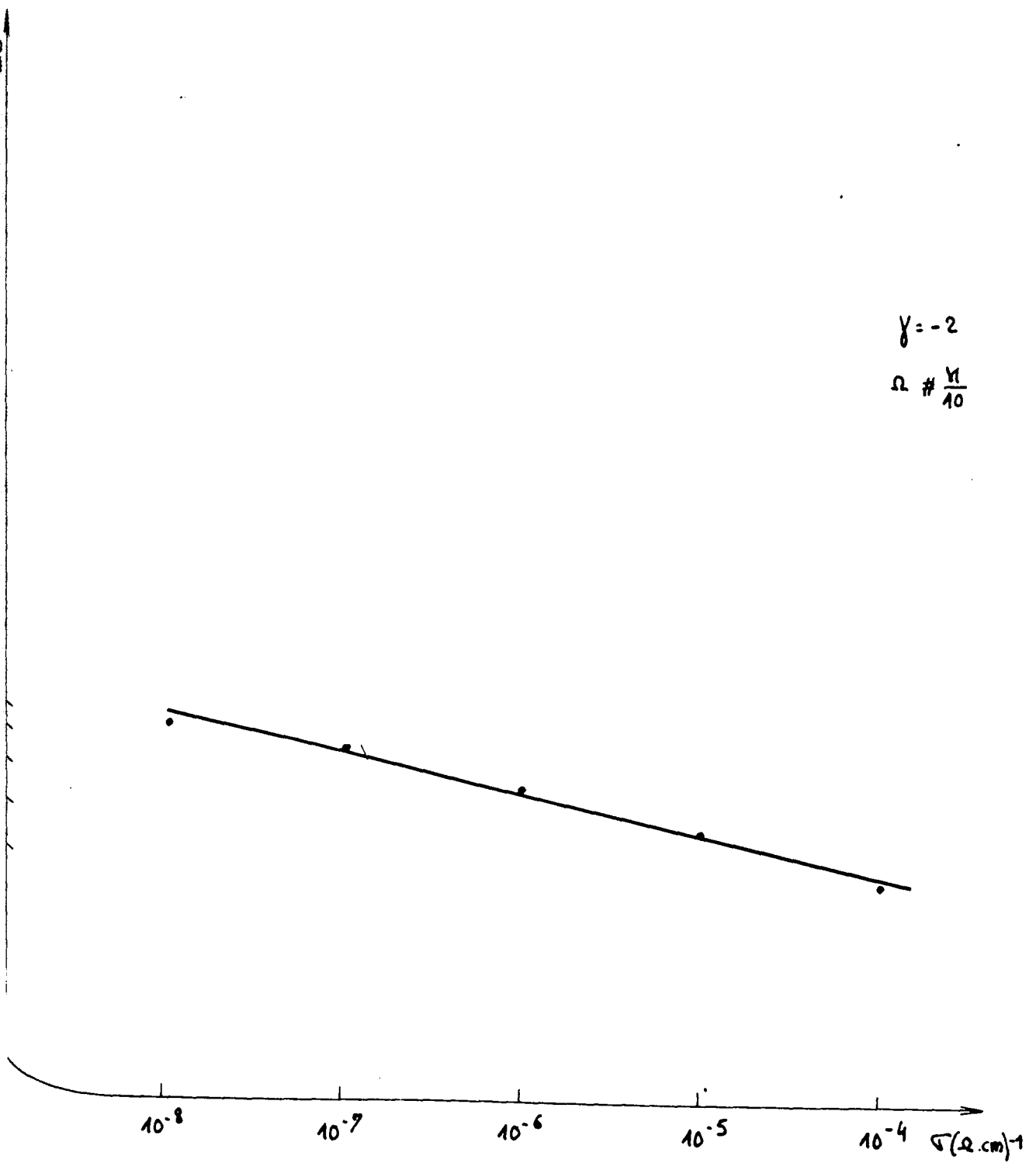
Forme	Parallélépipède
Dimensions	10 mm × 5 mm × 8 mm
Deux faces perpendiculaires à l'axe c	 <p>8 mm 5 mm 10 mm</p>
Non dopé	
Résistivité	10 Ω.cm
Mobilité $\mu$	700 cm <sup>2</sup> /V.s
Vitesse acoustique $v_s$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- ondes transversales <math>1,75 \cdot 10^5</math> cm/s</li> <li>- ondes longitudinales <math>4,30 \cdot 10^5</math> cm/s</li> </ul>
Fréquence de relaxation diélectrique $\omega_c$	$1,18 \cdot 10^9$ rd/s
Fréquence de diffusion $\omega_D$ à 300° K	<ul style="list-style-type: none"> <li>- ondes transversales <math>5,1 \cdot 10^6</math> rd/s</li> <li>- ondes longitudinales <math>3,10 \cdot 10^7</math> rd/s</li> </ul>
Champ critique $E_c \approx \frac{v_s}{\mu}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- ondes transversales 400 V/cm</li> <li>- ondes longitudinales 615 V/cm</li> </ul>

(n° 2)

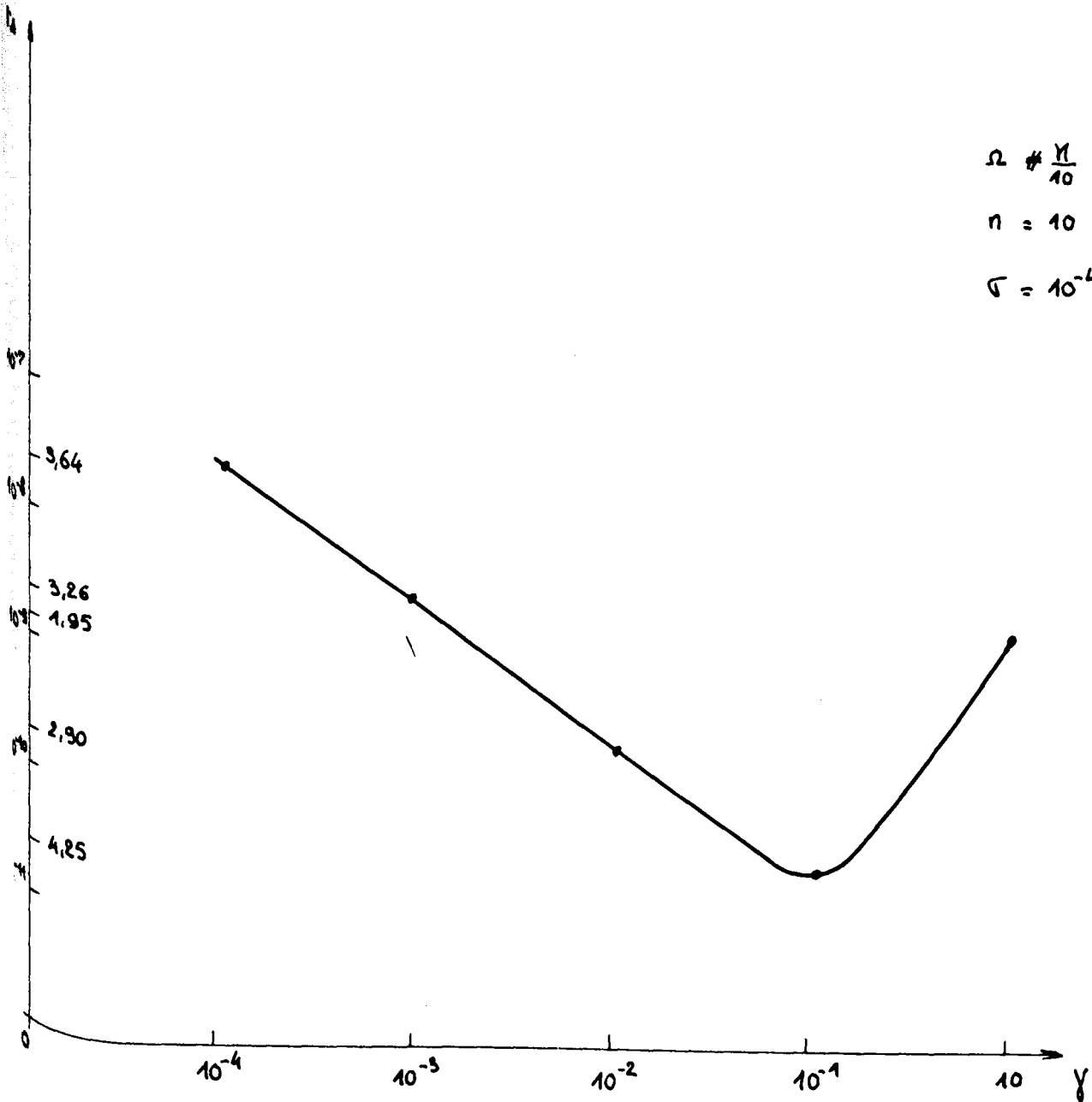
Forme	cubique
Dimensions	10 mm × 10 mm × 4 mm
Deux faces perpendiculaires à l'axe c	
Impuretés dominantes	Zn.
Non dopés	.
Résistivité à 25° C	$10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ dans l'obscurité $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ pour $\lambda = 5420 \text{ \AA}$ à 100 Lumens
Densité	4,82
Mobilité $\mu$	$200 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$
Fréquence de relaxation diélectrique $\omega_c$	- si $\sigma = 10^{-4} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ $1,25 \cdot 10^8 \text{ rd/s}$ - si $\sigma = 10^{-8} (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ $1,25 \cdot 10^4 \text{ rd/s}$
Fréquence de diffusion $\omega_D$ à 300° K	- ondes transversales $3,20 \cdot 10^{10} \text{ rd/s}$
Champ critique $E_c = \frac{v}{\mu}$	- ondes transversales 875 V/cm - ondes longitudinales 2 150 V/cm
Temps de transit des ondes acoustiques longitudinales	- 0,93 $\mu\text{s}$ pour un aller - 1,86 $\mu\text{s}$ pour un aller-retour



- Fig. 9 -



- Fig. 10 -



Impédance statique

$$Z(\omega) \approx 4.10^4 \Omega \quad \text{pour } \rho = 10^5 \Omega.cm$$

Impédance électro-acoustique

Fréquence (MHz)	Conductivité ( $\Omega.cm$ )	Impédance $Z(\omega)$	Capacité équivalente (F/m)
120	$10^5$	10 -j 640	$2,08.10^{-12}$
200		3,56 -j 380	$2,08.10^{-12}$

Les figures 9 et 10 représentent le temps d'établissement du courant acoustoélectrique en fonction de la conductivité et du champ appliqué.

VI - 5 CONTACTS OHMIQUES

Des contacts ohmiques sont nécessaires des deux côtés du cristal de façon à lui appliquer un potentiel de dérivation.

Les éléments trivalents qui diffusent facilement dans les monocristaux donnent de bons contacts.

Les résultats obtenus jusqu'à ce jour suggèrent deux conditions pour obtenir un bon contact ohmique (14) :

- le métal à déposer doit avoir un potentiel d'extraction plus faible que celui du monocristal. Si un métal de potentiel d'extraction  $\phi_1$  est déposé par évaporation sur un semiconducteur de potentiel  $\phi_2$  il y a formation d'une couche dipolaire qui produit une chute de potentiel entre le métal et l'intérieur du semiconducteur égale à  $(\phi_1 - \phi_2)$ .

Pour des métaux de faible  $\phi_1$  et des monocristaux à forte conductivité cette différence de potentiel est très faible.

Les potentiels d'extraction de l'indium et du gallium sont respectivement de 3 et 4eV. La chute de potentiel est de l'ordre de 0,1 eV dans le cas d'un contact In - CdS.

- le métal constitue une impureté de type donneur ou accepteur suivant qu'il s'agit d'un semiconducteur de type n ou de type p. La diffusion dans le cristal n'est pas nécessaire pour réaliser un bon contact ohmique.

Le gallium et l'indium déposés sur la plupart des matériaux de type n ont tendance à réaliser des contacts ohmiques de faible résistivité et ne provoquant pas de réactions apparentes sur les monocristaux. Nous avons choisi l'indium qui reste stable sur une large gamme de température. L'état de surface est très important pour la tenue des contacts et les électrodes nécessaires pour obtenir un champ électrique uniforme à l'intérieur du cristal sous l'effet d'une tension extérieure sont déposées par évaporation sous vide.

On réalise dans l'enceinte un vide secondaire avec une pompe à diffusion d'huile. Un piège à air liquide situé au voisinage de l'échantillon améliore localement le vide et condense les trous d'impuretés. L'indium est contenu dans un creuset chauffé par effet Joule et placé à quinze centimètres au dessous du cristal. Avant l'évaporation, le cristal est étuvé pendant une heure. Le traitement a pour objet de dégazer le cristal, d'éliminer les traces d'eau et de l'enrichir superficiellement en cadmium et en zinc. Pendant l'évaporation qui dure une quinzaine de minutes, le cristal est maintenu à une température de  $-50^{\circ}$  C. Lorsqu'une face a reçu le dépôt d'indium, le cristal est retourné et l'on recommence une évaporation d'indium identique à la première. Un courant d'azote à  $-200^{\circ}$  C évite l'oxydation. L'épaisseur d'indium évaporé sous vide est d'environ  $0,5 \mu$ . Malgré le refroidissement dans le courant d'azote, il arrive que les couches d'indium s'oxydent légèrement. Afin d'éviter cela on peut les recouvrir d'un film d'or.

Lorsqu'on utilise des contacts ohmiques ainsi réalisés le poli optique du cristal est légèrement altéré et l'adhésion mécanique cristal-buffer nécessite l'utilisation d'un liant acoustique aux jonctions. Il faut chercher à minimiser les pertes acoustiques. On peut réaliser une adhésion mécanique presque parfaite avec un minimum de pertes <sup>(15)</sup> en réalisant des contacts ohmiques par la technique de diffusion qui conduit à une adhésion moléculaire avec un état de surface peu perturbé.

La diffusion est une technique de dopage qui utilise la propriété qu'ont les atomes libres de pénétrer dans un solide de nature différente porté à haute température.

La diffusion est le phénomène par lequel des corps placés en contacts se mélangent sans qu'il y ait brassage des molécules. Elle permet d'obtenir des jonctions de surfaces étendues. Il faut diffuser une impureté de type contraire à celle du cristal avec une concentration supérieure à celle du cristal original.

On appelle couche diffusée la région superficielle dans laquelle la concentration de l'impureté diffusée est partout supérieure à celle de l'impureté présente avant la diffusion.

Les atomes d'impuretés s'insèrent dans le réseau cristallin en prenant les places réservées aux atomes du cristal lui-même et laissées vacantes par les imperfections et l'agitation thermique.

Les éléments accepteurs diffusent plus vite que les donneurs et les constantes de diffusion sont toujours faibles.

Pour augmenter la vitesse de pénétration on a intérêt à opérer à des températures élevées. Cependant la durée de vie des porteurs diminue notablement après un traitement à haute température.

Pratiquement, on place le semiconducteur de type n et l'impureté p à diffuser dans une ampoule de quartz scellée sous vide et placée dans un four à diffusion porté à la température voulue (550° C pour le sulfure de cadmium) pendant deux ou trois minutes. La pénétration dans le cristal est d'environ 1 mm.

## VI - 6 LIAISONS ACOUSTIQUES

Des essais d'assemblage ont été réalisés à l'aide de résines de différents types.

Quel que soit le produit utilisé, les pertes sont toujours de l'ordre de quelques dB. Les résines ont un certain nombre de qualités qui les rendent intéressantes : facilité d'utilisation et d'assemblage avec un grand nombre de matériaux, possibilité d'utilisation dans une gamme de températures assez large. Elles conduisent les ondes acoustiques longitudinales et transversales à température ambiante. Les résines epoxy peuvent être utilisées aux basses températures pour ces deux types d'ondes.

La principale difficulté consiste à réaliser une liaison très mince. La résine forme un film mince continu déposé sur les faces polies du cristal préalablement dégraissé à l'acétone.

En général, les propriétés des résines ne dépendent pas de l'échauffement ou du refroidissement.

Nous avons utilisé conjointement le baume du Canada et la Dow Corning epoxy resin 276 V 2 qui est un polymère dérivé du alpha-méthylstyrène. Dans notre expérience d'amplification des pertes mesurées étaient de 6 dB à chaque jonction.

Il est évident que des pertes trop importantes rendraient impossible la détection d'un gain relatif de quelques dB.

#### VI - 7 CHAMP PULSE

On utilise un champ pulsé pour diminuer la dissipation dans le cristal. Il sert à modifier la vitesse de déplacement des électrons ; il est appliqué de façon qu'il y ait mouvement des électrons dans le sens de l'onde acoustique. Les contacts ohmiques servent à uniformiser le champ à l'intérieur du cristal. Pour des matériaux de faible mobilité, des échantillons de quelques kilohms sont facilement réalisables et les impulsions sont obtenues par décharge d'un condensateur de puissance.

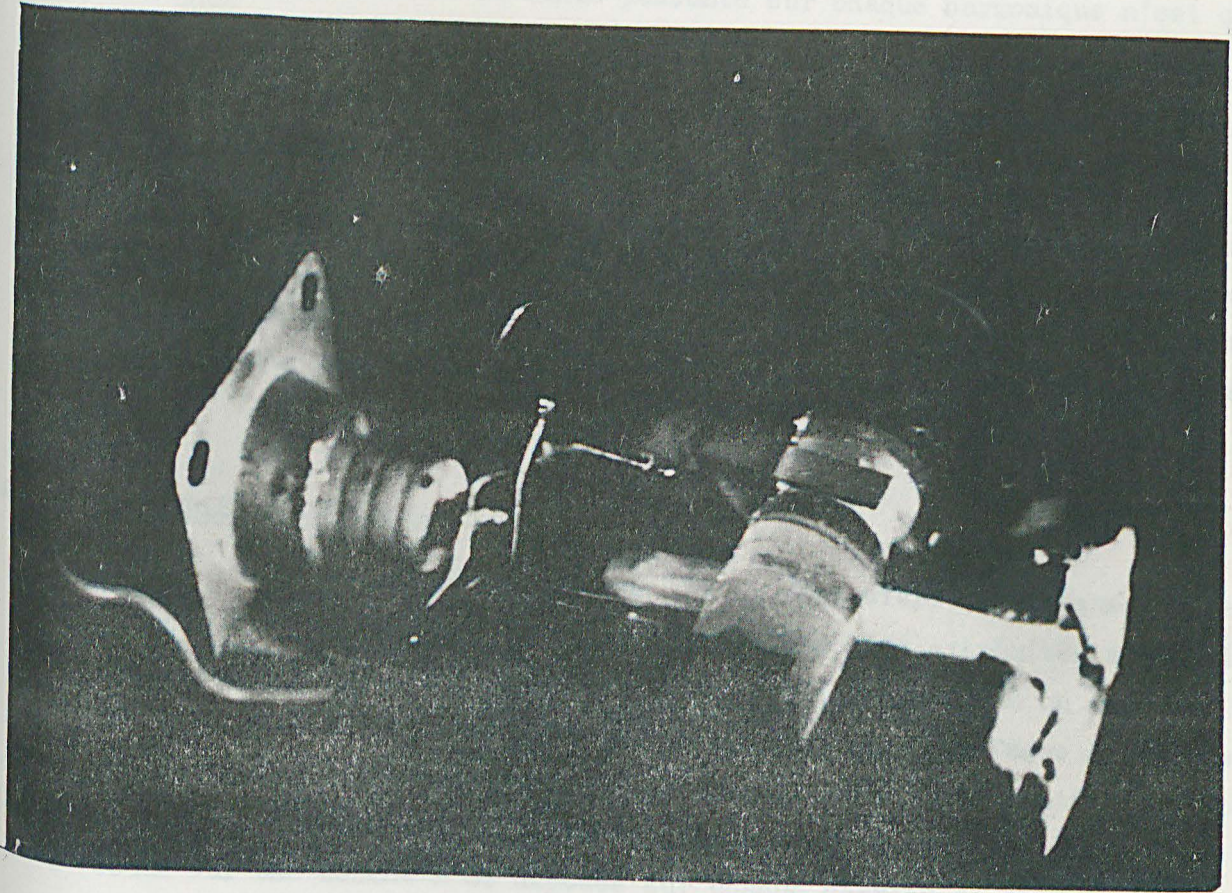
Pour des matériaux ayant une forte mobilité, les échantillons de taille convenable ont une impédance électrique de quelques ohms au plus.

La production d'un champ électrique intense dans ce matériau requiert alors une puissance considérable. Le générateur correspondant est basé sur la décharge d'une ligne à retard (L,C) de très basse impédance caractéristique. Plusieurs cellules (L,C) constituent une ligne donnant une forme d'impulsion convenable. La décharge se fait à travers un thyatron à hydrogène. Nous disposons d'impulsions de durée variable s'élevant de 0 à 3 000 volts. Le temps de montée de la pulse n'a pas grande importance mais celle-ci doit être quasi-rectangulaire, ce qui nécessite un écrêtage.

#### VI - 8 TRANSDUCTEURS

La production d'ultrasons nécessite l'utilisation de transducteurs transformant l'énergie électromagnétique en énergie acoustique et réciproquement. Un transducteur à quartz a en général un rendement très faible. On peut l'augmenter en utilisant un champ électrique rendu plus élevé par l'emploi de disques minces de quartz dont l'épaisseur est un multiple impair de la demi-longueur d'onde acoustique.

- Fig. 11 -



La figure 11 représente l'ensemble buffer-cristal.  
Sur cette figure on distingue  
- les barreaux de liaison  
- le monocristal de sulfate de calcium  
- les microconducteurs qui servent à appliquer le champ sur le cristal  
- les transistors.



Ils sont plus efficaces puisque l'énergie électrique est emmagasinée dans un plus faible volume. Les plus faibles épaisseurs pratiquement utilisables vibrent sur des modes fondamentaux allant de 2 à 40 MHz. Aux fréquences plus élevées il faut exciter un tel disque sur un harmonique. Le rendement décroît rapidement et la bande passante sur chaque harmonique n'est que de quelques MHz seulement.

Nous avons utilisé des pastilles de quartz Valpey qui résonnent à fréquence fondamentale de 40 MHz.

Nous adaptons nos transducteurs par l'intermédiaire de circuits parallèles (L,C) résonant à une fréquence égale à la fréquence fondamentale ou sur un harmonique impair. La self est calculée empiriquement. Chaque transducteur est adapté séparément au wobulateur avec son circuit d'accord.

#### VI - 9 ASSEMBLEE ACOUSTIQUE

L'assemblée acoustique est un dispositif symétrique qui se compose de deux barreaux de silice fondue dont les extrémités sont polies optiquement à  $\frac{\lambda}{10}$ . Sur l'une des faces de chaque barreau on colle un quartz de coupe X métallisé avec du baume du Canada. Les deux faces de chaque quartz sont recouvertes d'une couche chrome-or. La polarisation des électrodes est assurée par un retour à la masse qui se fait à l'aide d'un fil soudé sur une couche d'or déposée sur chaque barreau de silice.

La figure 11 représente l'ensemble buffers-cristal.

Sur cette figure on distingue :

- les barreaux de silice.
- le monocristal de sulfure de cadmium.
- les microsoudures qui servent à appliquer le champ sur le cristal
- les transducteurs.



VI - 10 REFLEXIONS AUX LIMITES

Lorsque les ultrasons passent d'un milieu (1) d'impédance acoustique  $Z_1$  à un milieu (2) d'impédance acoustique  $Z_2$  le coefficient de réflexion est

$$r = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (57)$$

avec  $Z_1 = \rho_1 v_s^{(1)}$

et  $Z_2 = \rho_2 v_s^{(2)}$ .

Pour l'indium,  $\rho = 7,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$  et  $v_s = 2,5 \cdot 10^3 \text{ m/s}$  ;

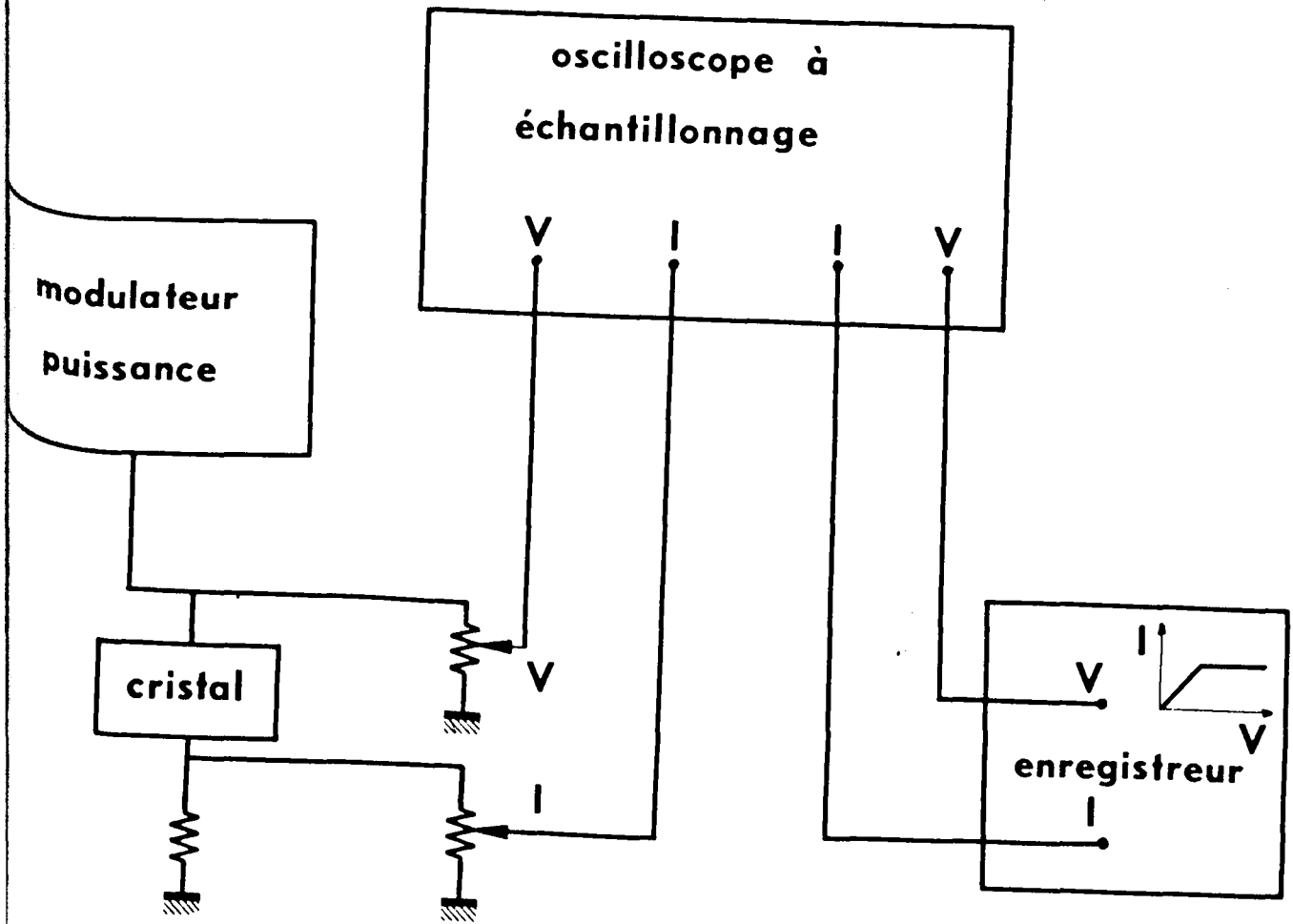
pour l'air,  $\rho = 1,3 \text{ kg/m}^3$  et  $v_s = 340 \text{ m/s}$  .

Nous avons calculé deux coefficients de réflexion à titre indicatif :

Nature de la réflexion	Coefficient de réflexion
Indium-CdS	0,08
Indium-ZnO	0,40

Nous négligerons les pertes résultant des différentes réflexions qui peuvent intervenir au cours de l'expérience.

- Fig. 12 -



VI - 11 CARACTERISTIQUES COURANT-TENSION

La polarité de la tension appliquée au cristal peut être inversée sans déplacer ce dernier qui peut être éclairé avec une intensité variable. Le relevé du courant en fonction de la tension est réalisé à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage relié à un enregistreur x-y. L'oscilloscope délivre une tension continue proportionnelle à la grandeur à mesurer à un instant  $t_0$  donné après le début de l'impulsion, soit  $I(t_0)$  et  $V(t_0)$ . En faisant varier la position du point d'échantillonnage, c'est-à-dire  $t_0$ , il est possible d'analyser différents points de l'impulsion de courant. Les impulsions de courant sont mesurées en relevant la tension aux bornes d'une résistance de faible valeur placée en série avec le cristal (Fig. 12). Les impulsions rectangulaires qu'on envoie dans le cristal sont négatives. Elles ont une fréquence de répétition de 30 à 35 Mz de façon à éviter un échauffement excessif de cristal. Avant que le champ critique ne soit atteint, la caractéristique I.V est pratiquement linéaire et nous avons un comportement ohmique. Le champ critique décroît avec la résistivité qu'on peut modifier par éclairage dans le cas d'un cristal photoconducteur de sulfure de cadmium.

D'après ce qui précède le champ critique est

$$E_c = \frac{v_s}{\mu}$$

Les valeurs expérimentales sont légèrement différentes des valeurs théoriques pour deux raisons :

- a) les effets de piégeage
- b) la valeur approchée de la mobilité des électrons.

On peut expliquer l'existence d'un palier de saturation de la façon suivante : les phonons dans le cristal gagnent de l'énergie à partir du champ électrique appliqué et il y a création d'un flux de phonons. Les électrons libres se regroupent dans des creux de potentiel et les champs piezoélectriques locaux dépassent en intensité le champ appliqué. Une augmentation du champ électrique appliqué a pour effet de transférer la quantité de mouvement des électrons au flux ultrasonore qui est amplifié sans qu'il y ait accroissement de la vitesse des électrons : le courant devient indépendant du champ appliqué. Le palier de saturation est une indication de l'interaction électron-phonon. Si le palier est faible, l'interaction est faible par suite d'une forte concentration en impuretés et en défauts.

La figure 13 donne l'allure de la caractéristique obtenue par enregistrement avec le CdS n° 1 à faible résistivité qui n'a plus été utilisé par la suite.

Les figures 14 et 15 donnent les mêmes caractéristiques obtenues pour le ZnO et le CdS (2) avec ou sans éclairage.

Dans le cas de l'oxyde de zinc on remarque que le courant continue à croître après saturation et qu'il existe un second champ critique. Cet accroissement de courant est dû à une augmentation du nombre d'électrons libres par suite de l'ionisation des niveaux piégés par les porteurs avec absorption des électrons libres et la seconde saturation apparaît quand la plupart des électrons piégés passent dans la bande de conduction.

## VI - 12 OSCILLATIONS DE COURANT

Lorsque nous appliquons une tension au cristal, la situation dans l'échantillon est normale : la densité de courant est constante en fonction du temps, la répartition du champ électrique dans l'échantillon est uniforme et la loi d'Ohm est vérifiée.

Si maintenant nous dépassons le champ critique, nous aurons des régions de l'échantillon où la conductivité différentielle va devenir négative ; dans la région où le champ augmente le plus rapidement, généralement au voisinage de la cathode, la conductivité différentielle négative va conduire à la formation d'une zone de haut champ électrique. Ce domaine se propage vers l'anode à la vitesse du son. La valeur du champ électrique dans la région extérieure à ce domaine décroît pour respecter la condition de potentiel extérieur constant et le courant décroît.

Cet état transitoire peut cesser de deux façons

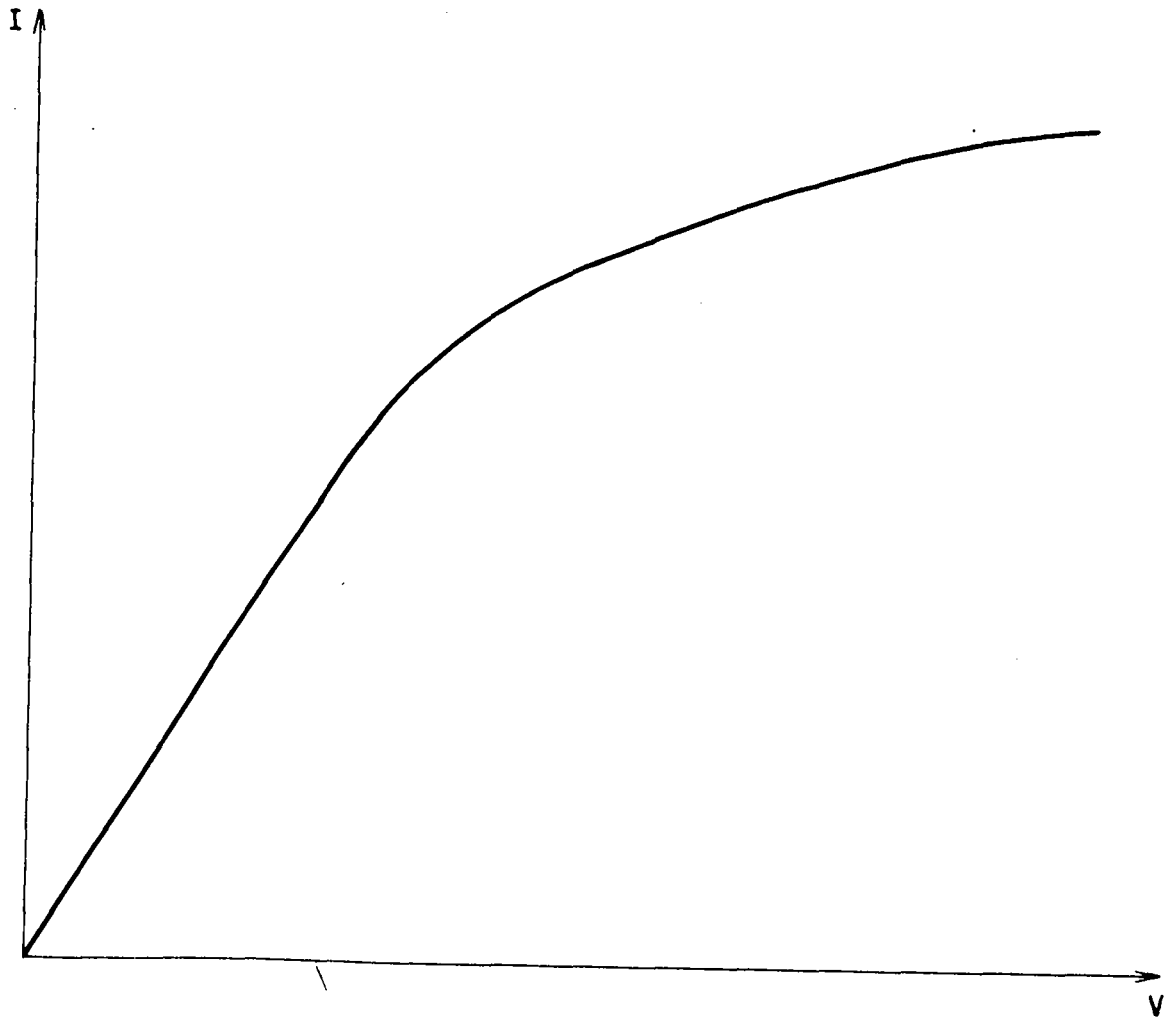
- ou bien le domaine arrive au bout de l'échantillon
- ou bien il y a saturation et le courant reste constant.

Plus la tension appliquée est élevée, plus le deuxième processus a tendance à l'emporter sur le premier.

Dès que le domaine a quitté l'échantillon on est ramené aux conditions initiales. On a donc un oscillateur de courant à tension constante appliquée. Le domaine se propageant à la vitesse du son, la période est égale au temps de transit de l'onde acoustique dans l'échantillon.

D'après Haydl <sup>(16)</sup> les cristaux qui ont un gain acoustique important donnent des oscillations de courant de grande amplitude et ceux qui ont un gain acoustique faible et une forte atténuation acoustique donnent des oscillations amorties. Ces oscillations indiquent l'existence d'une interaction électron-phonon plus ou moins importante suivant qu'elles sont

- Fig. 13 -



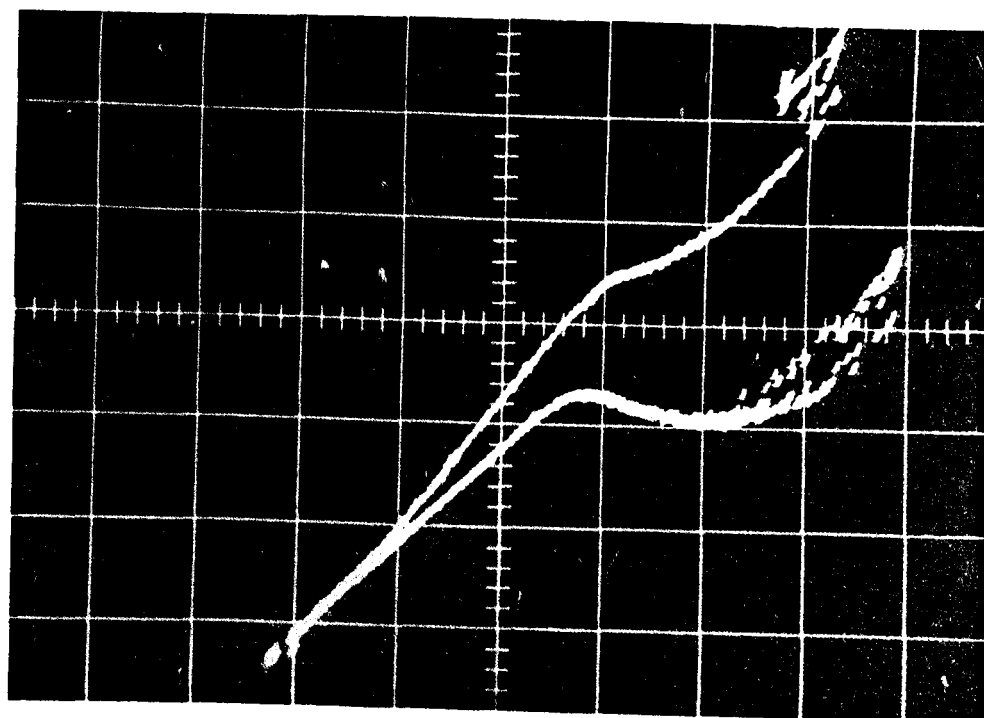
Echelle verticale : 1 A/cm.

Echelle horizontale : 10<sup>5</sup> V/cm

Champ critique : 535 volts

Fig 14

(1)



(2)

Echelle horizontale : 220 volts par division

Echelle verticale : 0,65 mA par division

Champ critique : 750 volts

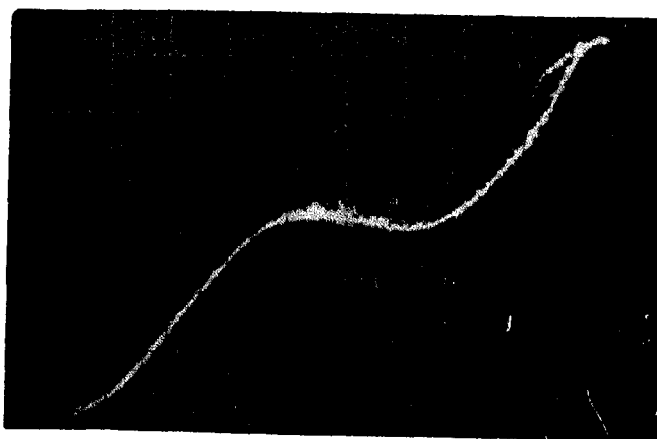
(1) obscurité ( $\rho = 10^7 \Omega.cm$ )

(2) éclaircissement ( $\rho \approx 4,45 \cdot 10^5 \Omega.cm$ )

Largeur d'impulsion : 5  $\mu s$

Point d'échantillonnage : 2,5  $\mu s$

- Fig. 15 -



Echelle horizontale : 220 V par division

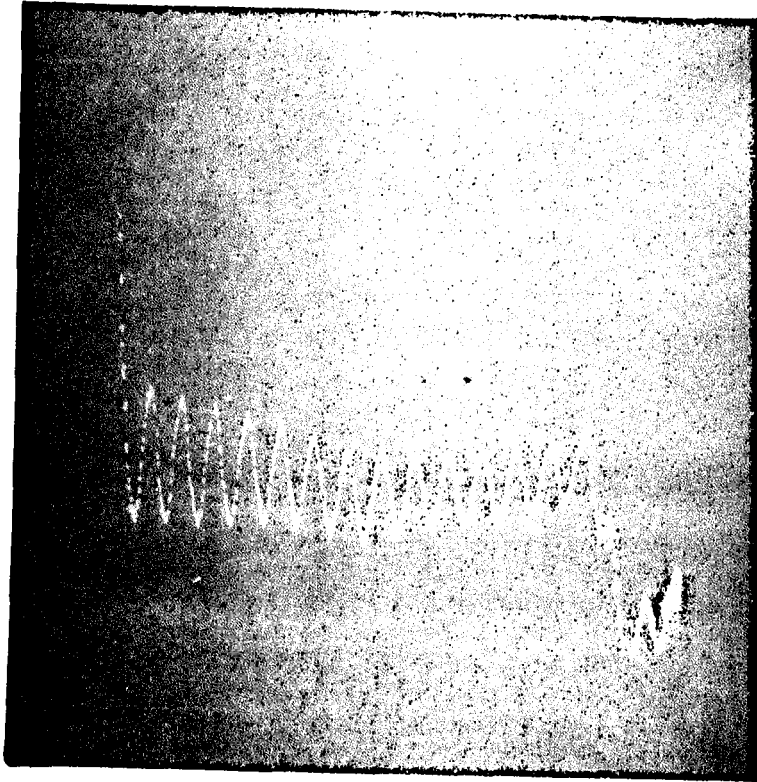
Echelle verticale : 200  $\mu$ A par division

Champ critique : 550 volts

Largeur d'impulsion : 5  $\mu$ s

Point d'échantillonnage : 2  $\mu$ s

- Fig. 16 -



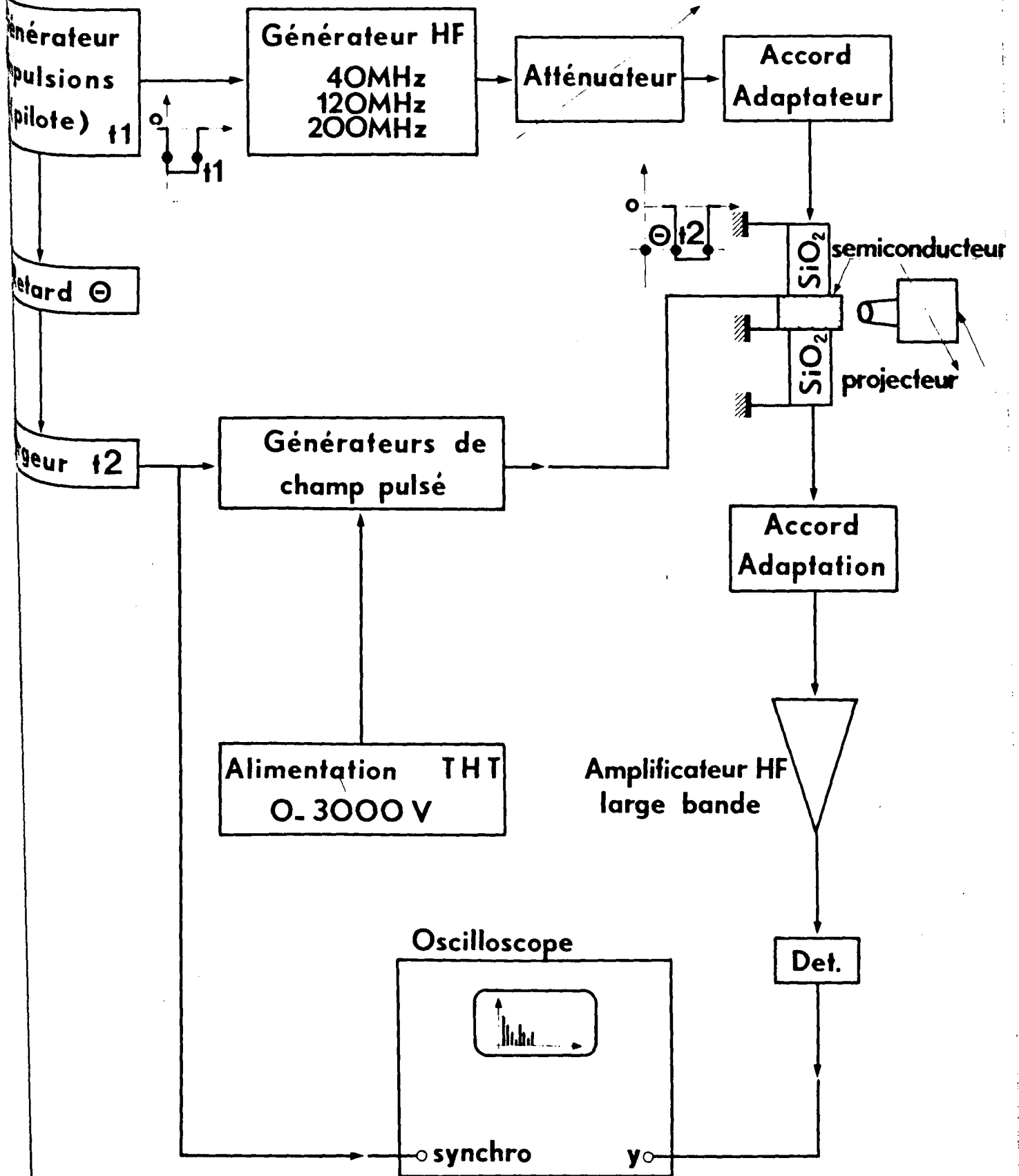
Echelle horizontale : 0,5 us par division

Echelle verticale : 5 mV par division

V = 590 volts



- Fig. 17 -



amorties ou non. Le montage est le même que pour les caractéristiques courant-tension moins l'enregistreur.

Dans le cas du sulfure de cadmium on remarque pour la courbe (2) qu'il y a deux branches à la fin du palier de saturation. Cela signifie que le cristal entre en oscillation.

Les deux parties de la courbe sont les enveloppes de ces oscillations qui apparaissent pour un champ appliqué supérieur à 800 volts.

Les oscillations n'existent que lorsqu'on échantillonne dans la zone instable de la caractéristique courant-tension.

La figure 16 représente l'enregistrement des oscillations stables obtenues dans l'oxyde de zinc. La période est sensiblement la même quelle que soit la largeur de l'impulsion de tension.

La période mesurée est de  $0,33 \mu s$  ; elle est indépendante du point d'échantillonnage. La durée théorique d'un aller-retour dans le cristal est de  $0,32 \mu s$  .

## VI - 13 FLUX ULTRASONORE

D'après ce qui précède on peut dire approximativement que les porteurs de charges ne peuvent dépasser la vitesse du son dans le milieu considéré : dès qu'ils ont atteint cette vitesse, le cristal fonctionne en émetteur d'ondes acoustiques.

En l'absence de signal à l'entrée, lorsque l'échantillon entre en oscillation il y a un flux d'énergie acoustique qui sort du bruit. On atteint rapidement un état stationnaire qui semble se produire lorsque le regroupement en porteurs n'est plus suffisant pour compenser l'atténuation. Le flux acoustique n'est pas uniforme mais contient des pics distants du temps mis par les ondes ultrasonores pour effectuer quelques aller-retour dans le cristal. Les champs critiques nécessaires pour obtenir une saturation de courant et un flux ultrasonore sont identiques. La présence d'un flux ultrasonore signifie que l'amplification est supérieure aux pertes par réflexion au niveau des liaisons. Lorsque le flux de phonons atteint un niveau appréciable, il limite l'amplitude du gain acoustique : cet effet conduit à choisir des cristaux de faible longueur de façon à réduire l'importance du flux ultrasonore. Lorsque le flux est important le gain est considérablement réduit par suite d'une forte interaction signal flux. Le flux ultrasonore est à large bande ; lorsque les transducteurs sont accordés on n'observe qu'une portion très faible de flux.

Dans le cas du sulfure de cadmium <sup>(2)</sup> nous avons observé un flux constitué par des pics distants de 10  $\mu$ s, temps mis par les ultrasons pour faire cinq aller-retour dans le cristal.

## VI - 14 AMPLIFICATION

La figure 17 donne le schéma du montage (40, 120 et 200 MHz).  
Il s'agit :

- de créer et de détecter une onde acoustique en évitant l'état stationnaire dans le milieu étudié.
- de disposer d'une puissance suffisante pour créer le champ électrique piezoélectrique quelle que soit la mobilité du conducteur en évitant un effet Joule excessif.

En raison de la puissance dissipée dans l'échantillon, proportionnelle à la fréquence, l'expérience doit être faite en régime d'impulsions.

Les transducteurs sont excités en régime impulsionnel et le champ pulsé est réglé de façon à apparaître durant les périodes pendant lesquelles les impulsions acoustiques sont appliquées.

Le signal radiofréquence délivré par l'oscillateur est appliqué au transducteur à l'entrée provoquant l'apparition d'une onde acoustique longitudinale ; cette onde se propage dans le premier buffer, le cristal, le second buffer et, est transformée en un signal radiofréquence par le transducteur de sortie. Le signal est amplifié, détecté et observé sur un oscilloscope dont la base de temps est synchronisée sur l'impulsion initiale. Un adaptateur d'impédance est associé à chaque transducteur. Les buffers jouent le rôle de relais et assurent l'isolement électrique du cristal. Ils sont appliqués directement sur les faces planes et parallèles du cristal recouvertes d'indium et y adhèrent avec du baume du Canada. Le faible rendement à la conversion électromécanique et les très fortes pertes de couplage entre milieux solides rendent la réalisation délicate. L'impulsion de tension est décalée du temps de propagation dans le premier buffer. Elle est appliquée au cristal par l'intermédiaire de deux microsoudures à l'étain sur deux plaques d'or déposées sur les couches d'indium par évaporation sous vide. La différence de potentiel, la durée des impulsions et le temps de retard par rapport à l'impulsion initiale peuvent être contrôlés séparément. On se place au champ critique ou à une valeur légèrement supérieure, ce qui correspond à un gain acoustique.

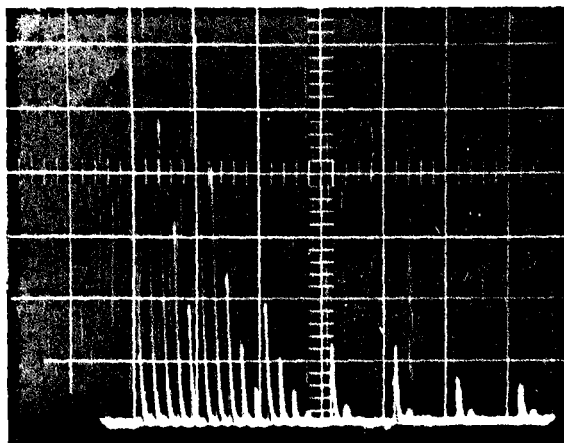
Le monocristal de sulfure de cadmium est éclairé à l'aide d'un projecteur d'une puissance de 500 watts. L'atténuation ultrasonore est une fonction de l'éclairement comme l'indiquent les photos de la figure 18 qui montrent respectivement les échos obtenus sur le fondamental dans l'obscurité ( $10^7 \Omega \cdot \text{cm}$ ) et pour un éclairement qui correspond à une résistivité de  $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$  ou  $10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ . On constate expérimentalement que l'accroissement de l'éclairement entraîne l'accroissement de l'atténuation et de la conductivité.

Les figures 19 et 21 montrent un écho à 120 et 200 MHz

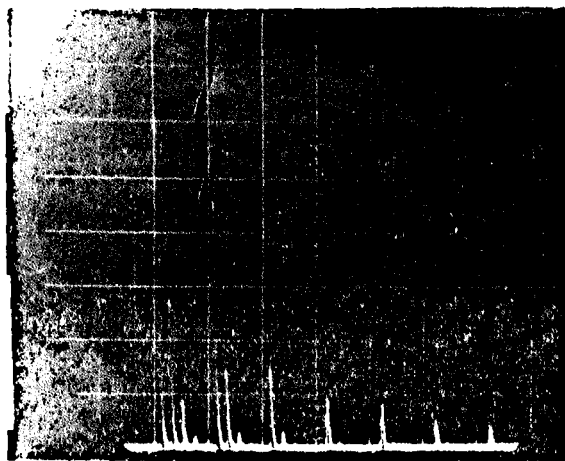
- en l'absence de champ
- amplifié lorsque la différence de potentiel appliquée est suffisante et coïncide avec l'impulsion radiofréquence qui traverse le cristal.
- non amplifié quand le champ est suffisant pour assurer l'amplification mais ne coïncide pas avec les impulsions radiofréquence.

Fig 18

(1)



(2)

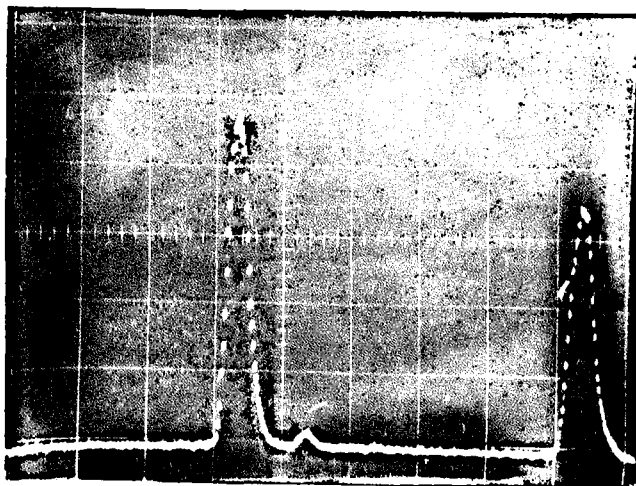


(1) sans éclaircissement ( $\rho = 10^7 \Omega.cm$ )

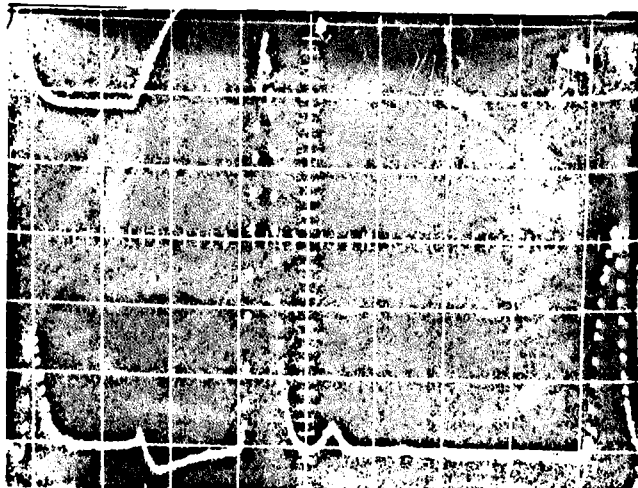
(2) avec éclaircissement ( $\rho = 10^5 \Omega.cm$ )

$E = 0$

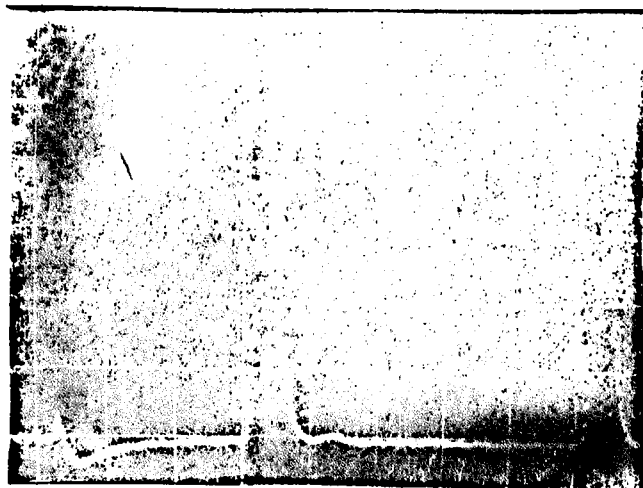
(1)



(2)



(3)



Echelle horizontale : 5  $\mu$ s par division

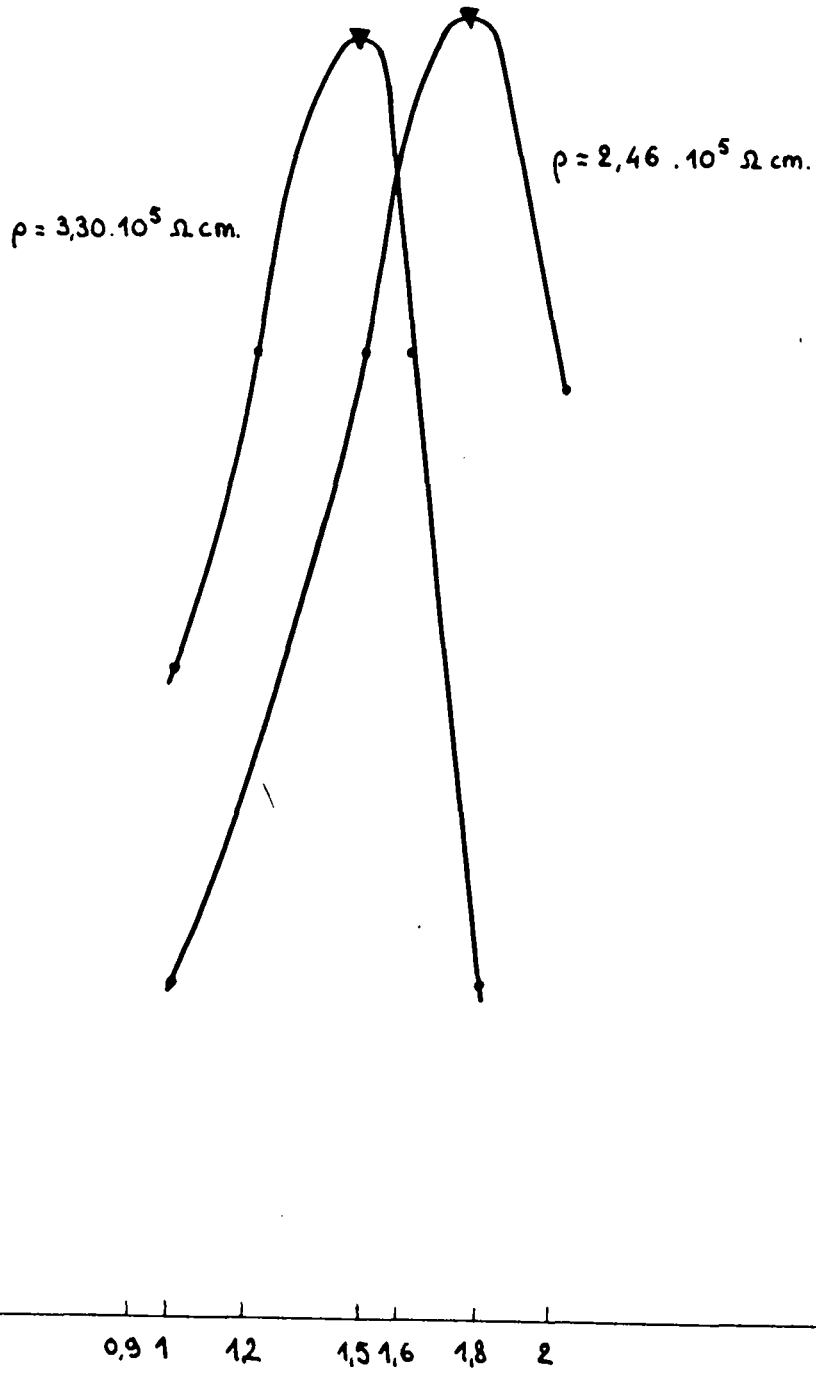
Echelle verticale : 20 mV par division

Résistivité du cristal :  $2,46 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$

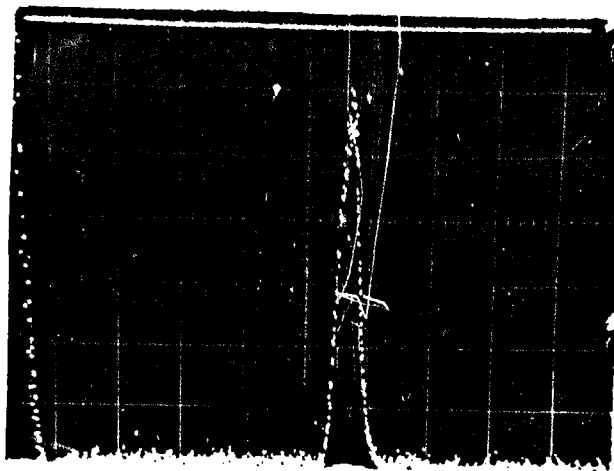
(1) en l'absence de champ

(2) champ correctement appliqué

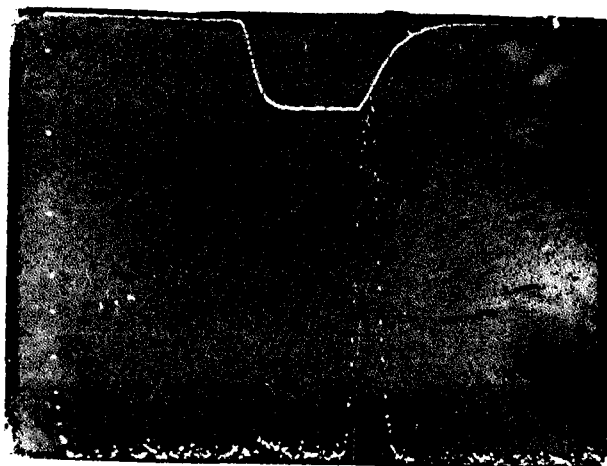
(3) champ décalé



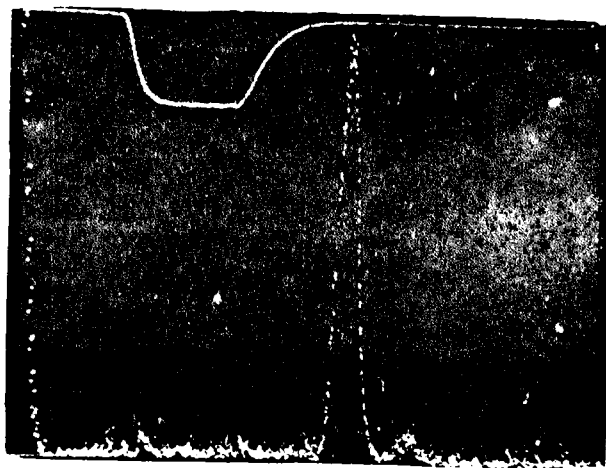
(1)



(2)



(3)



Echelle horizontale : 50  $\mu$ s par division

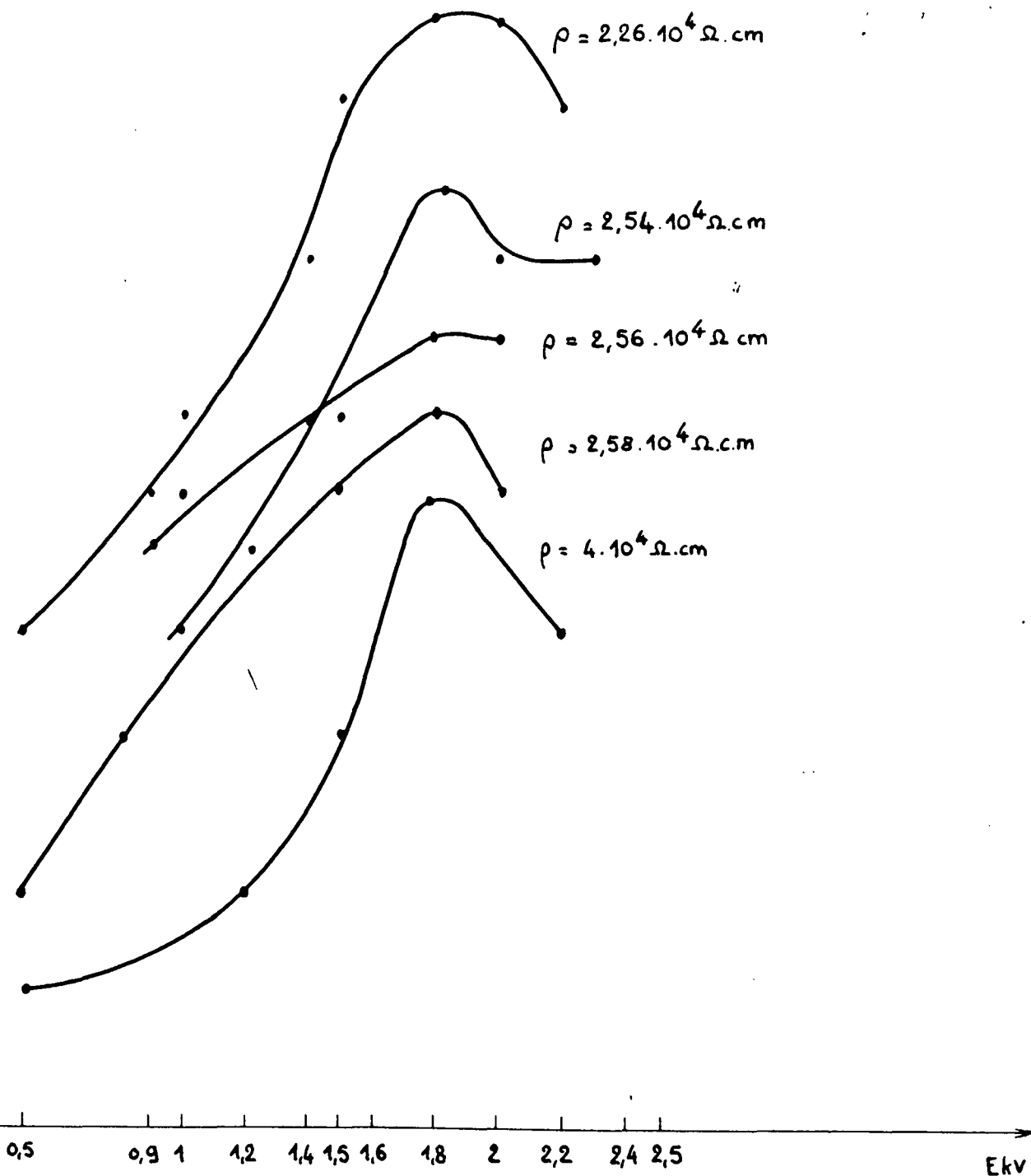
Echelle verticale : 50 mV par division

(1) en l'absence de champ

(2) champ décalé

(3) champ correctement appliqué





L'amplitude de l'écho amplifié est limitée pour trois raisons :

- la densité de courant et la piezoélectricité sont des effets non linéaires
- les vibrations du réseau sont anharmoniques.

Pour éviter la déformation des impulsions et une détérioration du gain, nous avons limité l'impulsion radiofréquence à 1  $\mu$ s.

Une impulsion de tension d'une durée de 10  $\mu$ s reste sans effet à moins que le retard reste tel que l'impulsion de tension ne recouvre de quelques  $\mu$ s le temps de transit de 0,95  $\mu$ s de l'impulsion ultrasonore dans l'échantillon.

Dans la figure 19 on note à gauche du premier écho la fuite qui correspond à l'excitation mécanique du cristal.

Sur les graphiques 20 et 22 on voit que le gain diminue lorsque la résistivité croît et que le champ critique augmente lorsque la résistivité décroît.

Nous constatons également que la valeur du champ critique correspond à peu près à la valeur théorique . Ce résultat a déjà été mis en évidence par Mac Fee <sup>(17)</sup> .

Le courant dans le semiconducteur piezoélectrique de type n s'accroît vers l'anode : la densité des porteurs et le champ électrique dans un tel semiconducteur sont redistribués de façon à former une région de champ fort près de l'anode. Les ondes acoustiques sont amplifiées dans un échantillon où il y a une forte inhomogénéité électrique : cela altère le seuil des ondes longitudinales.

On peut introduire un facteur correctif en remarquant que le champ critique dépend de la fréquence.

En effet, d'après la relation de dispersion

$$\rho \omega^2 = k^2 c'$$

on voit qu'on ne peut obtenir une valeur réelle de k que pour

$$1 - f \mu E_0 \left( \frac{k}{\omega} \right) = 0 .$$

Dans ces conditions c'est une grandeur réelle et on a

$$v^2 \left[ \left( \frac{c}{\rho} \right) - 1 \right] + \frac{f D_n \omega^2}{\omega c} \left[ \left( \frac{c}{\rho} \right) - \left( 1 + \frac{e^2}{\epsilon c} \right) \right] = 0 .$$

La valeur de  $v$  qui satisfait à cette équation est

$$v = v_s \left[ 1 + K^2 \frac{\frac{\omega^2}{\omega_c^2 D}}{1 + \frac{\omega}{\omega_c D}} \right].$$

Quelle que soit la fréquence, la facteur correctif est faible devant l'unité.

Nous pensons que les écarts observés sont provoqués par l'amplification d'ondes transversales dont les vecteurs d'onde font des angles finis avec l'axe hexagonal. Bien que les ondes transversales se propagent le long de l'axe hexagonal ne se couplent pas avec les porteurs en déplacement, les ondes transversales situées en dehors de l'axe ont un couplage effectif avec les porteurs.

Un fait supporte notre hypothèse : l'écart à la loi d'ohm devient sensible pour un champ qui est plus fort que le seuil pour l'amplification des ondes transversales. C'est là une condition pour l'amplification des ondes transversales considérées.

La figure 19 montre que le second écho a très peu varié par rapport à sa position initiale : il y a saturation du signal après le second passage dans le cristal, ce qui prouve une interaction entre les flux et les échos. Cela signifie également que les échos qui se succèdent sont en présence d'un flux de plus en plus élevé.

Les gains théoriques sont respectivement :

$$1,03 \text{ dB/cm à } 120 \text{ MHz pour } E = 1\,500 \text{ volts} \\ (\gamma \approx -0,85) \text{ et } \rho = 3,30 \cdot 10^5 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$$

$$11 \text{ dB/cm à } 200 \text{ MHz pour } E = 1\,800 \text{ volts} \\ (\gamma \approx -1,1) \text{ et } \rho = 2,26 \cdot 10^4 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}.$$

Les gains obtenus sont différents de ceux trouvés par l'expérience.

On ne peut pas obtenir une plus grande cohésion entre la théorie et l'expérience pour les raisons suivantes :

- inhomogénéité de la photoconductivité dans l'échantillon
  - ondulation de l'impulsion du champ appliqué
  - pertes acoustiques dues à la diffusion des phonons provoquées par les phonons thermiques répartis au hasard, les impuretés et les dislocations
- Les pertes, quelle que soit leur cause, augmentent avec la fréquence

La diffusion par les phonons thermiques peut être réduite en refroidissant le cristal

- incertitude sur la constante piezoélectrique
- relation d'Einstein non valable à cause du non équilibre thermique des électrons sous l'action du champ appliqué
- variations de la mobilité avec le champ appliqué et la déformation
- répartition non uniforme du champ appliqué dans l'échantillon
- relaxation associée au piégeage par les impuretés
- pertes dues à la conduction de chaleur par les électrons perturbés
- interactions électron-phonon dans la bande de conduction .

Par suite des variations de la résistivité à l'intérieur du semiconducteur on obtient une valeur moyenne de  $\alpha$  qui n'est pas la vraie valeur moyenne de l'atténuation dans le matériau. D'autre part, le courant acoustoélectrique est accompagné d'un flux important.

Par suite des pertes résultant de l'interaction entre l'onde progressive et les porteurs, le flux acoustique est limité à un état stationnaire qui provoque l'apparition d'un mécanisme de pertes linéaires équivalent au gain.

Il faut également tenir compte des pertes au niveau des liaisons silice-cristal dont les dimensions restent grandes devant la longueur d'onde acoustique.

D'autre part, comme la durée de propagation des ondes transversales est très inférieure à celle des ondes longitudinales, il se produit des interactions parasites entre les électrons et les ondes transversales se propageant suivant des directions "hors-axe".

Le couplage parasite donne lieu à des phénomènes de saturation qui limitent le signal acoustique amplifié. C'est la raison pour laquelle de nombreux expérimentateurs travaillent en ondes transversales.

## C O N C L U S I O N

Le courant qui traverse un semiconducteur, photoconducteur ou non, se sature pour une certaine valeur de la tension appliquée par suite des échanges énergétiques entre électrons et phonons.

Lorsque le courant de conduction dépend de l'éclairement le champ critique décroît lorsque la résistivité croît.

Pour une polarisation bien déterminée il apparaît des oscillations de courant stables et reproductibles qui caractérisent l'interaction électron-phonon. Ces oscillations sont liées à la propagation de domaines de haut champ. L'amplification ultrasonore dépend d'un flux ultrasonore qui est un phénomène aléatoire. Son existence est prouvée par la saturation du signal après un ou plusieurs passages dans le cristal.

Le gain acoustique relatif est fonction d'un certain nombre de paramètres dont les plus facilement ajustables sont la conductivité et la fréquence. Une faible variation de ces paramètres entraîne une variation appréciable du gain acoustique. Le gain est maximum pour une fréquence correspondant au maximum de la répartition spectrale du flux qui est différente de la fréquence théorique qui devrait rendre le gain optimum.

Par suite de l'échauffement du semiconducteur il n'a pas été possible d'opérer autrement qu'en régime pulsé.

Il semble intéressant de poursuivre les travaux en vue d'obtenir un amplificateur haute fréquence sur lequel on pourrait opérer de façon continue sans chaleur destructrice, ce qui permettrait de construire des lignes à retard à faible perte et à large bande avec possibilité d'amplification des signaux électriques.

Enfin, en étudiant systématiquement les effets acoustoélectriques on devrait recueillir des informations précises sur le comportement physique d'un matériau semiconducteur excité par un champ électrique périodique ou continu.

(13) ZIMAN

Electrons et Phonons (Oxford)

(14) ROSE

Photoconductivity of solids (Wiley)

(15) DIEULESAINT, SCHMITT, TORGUET

Amplification par effet acoustoélectrique

Onde électrique, p 667, Vol 496, Juillet 1968

(16) HAYDL

The Review of Scientific Instruments, 36, 5, May 1965

(17) MAC FEE

J. Appl. Phys. 34, 1548, 1963

TABLE DES MATIERES

	pages
Introduction	1
I. Propagation d'une onde acoustique dans un semiconducteur piezoélectrique	2
I.1 Matériaux piezoélectriques	3
I.2 Semiconducteurs extrinsèques	4
I.3 Propagation d'une onde plane acoustique dans un cristal piezoélectrique	5
I.4 Ondes piezoélectriques actives	11
I.5 Application aux cristaux ayant la structure de la Wurtzite	12
I.6 Interaction électron-phonon	14
I.7 Couplage piezoélectrique	14
I.8 Couplage par potentiel de déformation	17
II. Amplification ultrasonore	18
II.1 Amplification	19
II.2 Hypothèses simplificatives	19
II.3 Coefficient d'atténuation	20
II.4 Gain de l'amplification ultrasonore	26
II.5 Effets de piégeage	28
II.6 Influence de la température	34
II.7 Mobilité optimum	35
II.8 Impédance équivalente	36
II.9 Bande passante	40
II.10 Stabilité	41
II.11 Approximation du "couplage faible"	47
III. Bilan énergétique	49
III.1 Puissance maximum de sortie	50
III.2 Puissance dissipée dans l'échantillon	51
III.3 Rendement	54
IV. Effets non linéaires	56
IV.1 Courant acoustoélectrique	57
IV.2 Temps d'établissement du courant acoustoélectrique	60
IV.3 Champ électroacoustique	62
IV.4 Gain aller-retour	62
IV.5 Conductivité différentielle négative	64
IV.6 Génération d'harmoniques	65
IV.7 Comportement non ohmique	67

	pages
V. Théorie microscopique	69
V.1 Probabilités d'émission et d'absorption d'un phonon	70
V.2 Coefficient d'atténuation ultrasonore	72
V.3 Effets acoustoélectriques	74
VI. Expériences	75
VI.1 Choix des matériaux	76
VI.2 Tenseurs de piezoélectricité, d'élasticité et de permittivité pour les cristaux ayant la structure de la Wurtzite.	77
VI.3 Propriétés de l'oxyde de zinc	79
VI.4 Propriétés du sulfure de cadmium	83
VI.5 Contacts ohmiques	86
VI.6 Liaisons acoustiques	88
VI.7 Champ pulsé	89
VI.8 Transducteurs	89
VI.9 Assemblée acoustique	90
VI.10 Réflexions aux limites	91
VI.11 Caractéristiques courant-tension	92
VI.12 Oscillations de courant	93
VI.13 Flux ultrasonore	95
VI.14 Amplification	95
Conclusion	100
Bibliographie	101