

50376
1970
194

50376
1970
194

N° d'ordre 168

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

THESE DE 3^e CYCLE

MENTION ELECTRONIQUE

**Contribution à la conception et à la
réalisation d'un amplificateur ultrasonore**



Jury, Président : M. LEBRUN

Examineurs : M. MORIAMEZ

M. VIDAL

Présentée à Lille, le 24 Février 1970

par Bernard DELANNOY



D 030 171757 0

UNIVERSITE DE LILLE

Faculté des Sciences

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 FERIET, 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.

Assesseurs.

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
PIAM 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 de Physique des ultrasons de la Faculté des Sciences de LILLE, sous la direction de Monsieur le Professeur MORIAMEZ auquel j'adresse ma profonde reconnaissance.

Je remercie Messieurs les Professeurs A. LEBRUN et P. VIDAL d'avoir accepté de faire partie du Jury.

J'adresse mes vifs remerciements à Monsieur J.M. DESRUMAUX Maître-Assistant pour sa collaboration effective à la discussion des résultats de ce travail ainsi qu'à Madame MORIAMEZ, Maître de Conférences.

Mes remerciements les plus cordiaux vont à mes camarades de Laboratoire, particulièrement à Monsieur D.G. THOMAS, Assistant avec qui j'ai effectué ce travail et à Messieurs ALLET et CARLIER, Techniciens, qui m'ont aidé dans la réalisation pratique.

INTRODUCTION

Depuis 1961 de nombreux laboratoires se sont intéressés à l'amplification ultrasonore dans différents types de matériaux. Des résultats intéressants ont été obtenus dans les semiconducteurs piézoélectriques. Le travail qui nous a été proposé est la réalisation d'un tel dispositif .

Cela nous a amené à étudier les appareils électroniques nécessaires à la génération et à la détection d'ondes ultrasonores de différentes fréquences, à l'obtention de champs électriques élevés en régime impulsionnel, au relevé des caractéristiques courant-tension des semiconducteurs.

Nous avons réalisé un ensemble émetteur-récepteur d'ultrasons aux fréquences 40,120 et 200 MHz, la conversion de l'énergie électromagnétique en énergie mécanique est obtenue par excitation d'une pastille de quartz piézoélectrique de coupe X, l'onde acoustique traverse une assemblée acoustique composée du cristal amplificateur isolé électriquement des transducteurs par des rondins de silice fondue.

Nous avons réalisé également deux générateurs de champ électrique pulsé, le premier adapté aux cristaux de faible impédance est basé sur la décharge d'une ligne électromagnétique de puissance, le second d'impédance de sortie plus élevée est basé sur la décharge contrôlée d'un condensateur de puissance.

Nous avons mis en évidence dans le sulfure de cadmium des gains acoustiques relatifs de 1,7 et 7 dB/cm respectivement à 120 et 200 MHz, *l'expérience d'amplification fonctionne effectivement.*

Parallèlement nous avons étudié les variations et les déformations du courant en fonction de la tension appliquée à des cristaux de sulfure de cadmium et d'oxyde de zinc et mis en évidence des effets non linéaires. Les caractéristiques courant-tension de ces semiconducteurs relevées par une méthode d'échantillonnage présentent une saturation de courant liée à la création de phonons par le cristal et à la propagation de domaines à champ électrique élevé qui conduisent à des oscillations du courant que nous avons observées.

. I ATTENUATION ET AMPLIFICATION

ULTRASONORE DANS LES SEMICONDUCTEURS PIEZOELECTRIQUES

I.1. PIEZOELECTRICITE

Lorsqu'une onde acoustique se propage dans un semiconducteur, il y a interaction entre les électrons et les phonons qui sont les quanta d'énergie acoustique. Cette interaction est essentiellement due à la piézoélectricité.

* Une onde acoustique se propageant dans un matériau piézoélectrique crée une contrainte mécanique. Cela entraîne une déformation du milieu qui est à l'origine de l'apparition des charges électrostatiques.

De l'existence de ces charges accompagnant l'onde acoustique dans le corps piézoélectrique résulte l'apparition de champs électriques.

Cet effet se traduit par deux relations linéaires d'une part entre le tenseur des contraintes \vec{T} , et le tenseur des déformations \vec{S} , d'autre part entre les vecteurs intensité \vec{E} et excitation \vec{D} du champ électrique.

Si nous considérons la propagation de l'onde acoustique suivant une direction ces relations s'écrivent :

$$\text{pour la contrainte } T = c S - e E \quad (1)$$

$$\text{et pour l'excitation du champ } D = e S + \epsilon E \quad (2)$$

en désignant par :

c le coefficient d'élasticité en N/m^2

e la constante piézoélectrique du milieu en C/m^2

ϵ la permittivité diélectrique absolue du matériau en F/m

Nous caractérisons le couplage électromécanique par le coefficient $[1]$:

$$K = \left(\frac{e^2}{\epsilon c} \right)^{1/2} \quad (3)$$

Nous avons calculé les coefficients K pour le quartz, l'oxyde de zinc et le sulfure de cadmium dans le cas de la propagation d'une onde longitudinale suivant l'axe d'ordre 6 :

- pour le quartz	K	$\frac{e}{\epsilon c}$	$9,3 \cdot 10^{-2}$
- pour le ZnO	K	$\frac{e}{\epsilon c}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$
- pour le CdS	K	$\frac{e}{\epsilon c}$	$1,55 \cdot 10^{-1}$

nous voyons que le ZnO est 18 fois plus piézoélectrique que le CdS qui est lui même 16,6 fois plus piézoélectrique que le quartz.

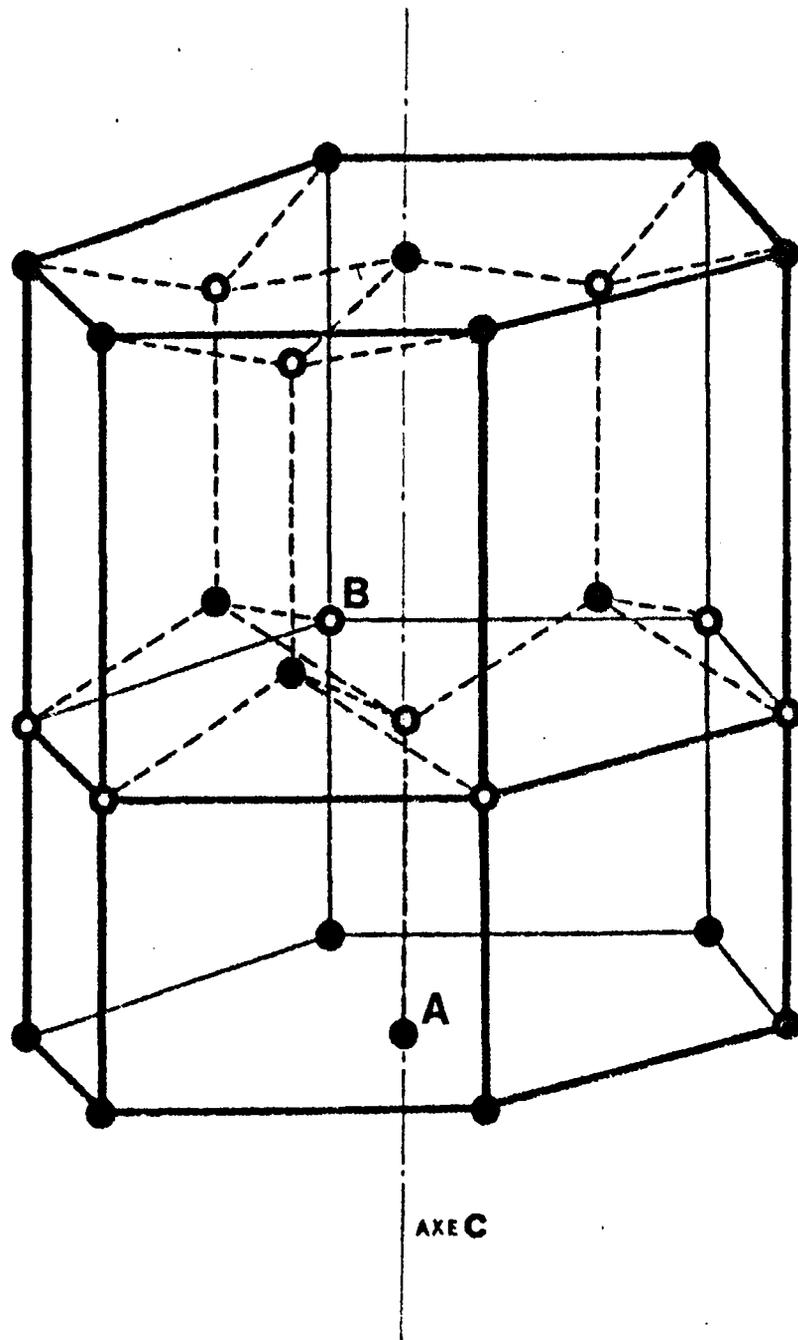


Fig:1 _ Structure de la Wurtzite

I.2. Ondes piézoélectriques actives.

La piézoélectricité produit des champs électrostatiques qui accompagnent l'onde acoustique. Dans le cas des ondes acoustiques planes, seuls les champs électrostatiques longitudinaux sont importants. Il en résulte une polarisation piézoélectrique longitudinale ($\vec{P} = e \vec{\xi}$).

Nous avons travaillé sur des monocristaux de sulfure de cadmium et d'oxyde de zinc qui ont la structure de la Wurtzite.

Un tel monocristal est composé de deux réseaux hexagonaux compacts, l'un composé d'atomes de type A et l'autre d'atomes de type B.

Chaque atome A est au centre d'un tétraèdre dont les coins sont occupés par des atomes B et chaque atome B est au centre d'un tétraèdre d'atomes A. (figure 1).

Une onde acoustique se propageant suivant l'axe de symétrie hexagonal entraîne un déplacement des charges le long de cet axe et il y a création d'un champ piézoélectrique longitudinal. Une telle onde est appelée onde piézoélectrique active.

Si l'onde se propageait dans un plan perpendiculaire à l'axe hexagonal, la polarisation serait transversale et une telle onde piézoélectrique serait inactive.

I.3. Atténuation d'une onde acoustique dans un semiconducteur piézoélectrique.

Nous calculons l'atténuation ultrasonore avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Nous supposons que les seules particules en mouvement sont les porteurs majoritaires du semiconducteur extrinsèque de type n.
- Nous considérons la vitesse de tous les électrons comme constante.
- Nous négligeons les recombinaisons électron-trou et les interactions électron-électron.
- Nous négligeons la dispersion de l'onde acoustique lors de la propagation de cette onde dans le matériau.

Au déplacement u , (x,t) en un point du cristal nous pouvons associer une contrainte T , un champ E et une excitation D

.../...

modulées en $e^{j(kx-\omega t)}$. La modulation de l'excitation électrique entraîne une variation du nombre d'électrons égale à $(n-n_0)$ où n_0 est le nombre de porteurs en l'absence d'onde acoustique et n le nombre de porteurs en présence de l'onde acoustique. D'après le théorème de Gauss il résulte que :

$$\frac{\partial D}{\partial x} = q (n-n_0) = q n_s = Q \quad (4)$$

avec $-q$ charge de l'électron.

La densité des électrons qui participent à la conduction peut s'écrire :

$$n = n_0 + \mathcal{R} n_s e^{j(kx-\omega t)} \quad (5)$$

Si nous appliquons un champ continu E_0 à l'échantillon le champ électrique résultant est :

$$E = E_0 + \mathcal{R} E_s e^{j(kx-\omega t)} \quad (6)$$

Par définition la densité de courant J est la somme des courants de conduction et de diffusion

$$J = q \mu n E + q D_n \frac{\partial n_s}{\partial x} \quad (7)$$

D_n est la constante de diffusion d'Einstein.

La continuité de la charge se traduit par l'équation

$$\frac{\partial J}{\partial x} = -\frac{\partial Q}{\partial t} = -\frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial t} \quad (8)$$

La force qui résulte de la contrainte T sur le matériau est

$$F = \frac{\partial T}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (9)$$

avec ρ masse volumique du cristal.

D'après l'équation (1) $\frac{\partial T}{\partial x} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - e \frac{\partial E}{\partial x}$

Soit $\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - e \frac{\partial E}{\partial x}$ (10), équation de propagation.

A partir de (7) nous calculons

$$\frac{\partial J}{\partial x} = \mu \frac{\partial (q n_0 E)}{\partial x} + \mu \frac{\partial}{\partial x} (q n_s E) + D_n \frac{\partial}{\partial x} \left(q \frac{\partial n_s}{\partial x} \right) \quad (11)$$

et nous obtenons à partir des équations (2) et (6)

$$\frac{\partial^2 D}{\partial x \partial t} = jek^2 u e^{j(kx - \omega t)} + \epsilon E_s k \omega e^{j(kx - \omega t)} \quad (12)$$

En comparant avec l'équation (8) nous obtenons :

$$E_s = - j \frac{ku}{\epsilon} \cdot e \cdot \frac{1}{1 + \frac{j \sigma \epsilon}{1 + \mu \frac{E_0}{\omega} \cdot j \frac{Dnk^2}{\omega}}} \quad (13)$$

où $\sigma = \mu q n_0$ conductivité du matériau en l'absence de champ électrique.

En reprenant la relation de propagation dans le matériau et en négligeant les termes exponentiels d'ordre supérieur à 1 nous en déduisons :

$$\omega^2 = k^2 c' \quad (14)$$

$$\text{avec } c' = c \left\{ 1 + \frac{e^2}{\epsilon c} \left[1 + \mu \frac{k}{\omega} E_0 + j D_n \frac{k^2}{\omega} \right]^{-1} \right\} \quad (15)$$

Introduisons les paramètres suivants :

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

$$\omega_D = \frac{V_s^2}{D_n} \quad (\text{pulsation de diffusion})$$

$$\gamma = 1 + \mu \frac{E_0}{V_s} = 1 - \frac{V_d}{V_s} \quad (\text{paramètre de dérive}) ;$$

Appelons

$$V_d = - \mu E_0 \quad \text{la vitesse de dérive des porteurs}$$

et V_s la vitesse du son.

Lorsqu'une onde acoustique traverse le milieu son atténuation varie comme $e^{-\alpha x}$

Dans l'équation (10) le terme e^{jkx} devient $e^{j(k+j\alpha)x}$

et le vecteur d'onde $k = \frac{\omega}{V_s} + j\alpha$.

De la relation (14) nous tirons $k = \rho^{1/2} \cdot \omega \cdot c'^{-1/2}$

$$\text{d'où } \alpha = \rho^{1/2} \cdot \omega \cdot \int \cdot c'^{-1/2} \quad (16)$$

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

.../...

Nous voyons que le coefficient α varie avec la pulsation ω et pour une valeur donnée de γ passe par un maximum pour

$$\omega = \left(\omega_C \quad \omega_D \right)^{1/2}$$

Son signe est celui de $-\gamma$, c'est à dire qu'il est positif pour $\mu E_0 > V_s$, et négatif si $\mu E_0 < V_s$.

On peut amplifier des ondes acoustiques si on applique un V champ électrique supérieur à un champ critique défini par $E_0 = \frac{V_s}{\mu}$.

Le champ électrique appliqué au monocristal augmente l'énergie des phonons aux dépens des électrons comme l'indique la saturation de courant mise en évidence dans le chapitre suivant.

Le champ électrique agirait donc comme une pompe qui inverserait la population des électrons de telle sorte qu'il y aurait émission de phonons.

Cette inversion de population se produirait quand la vitesse de dérive de l'ensemble des porteurs dépasse la vitesse des ultrasons.

Quand le nombre d'électrons qui peuvent émettre des phonons est supérieur au nombre qui peuvent en absorber on peut considérer que le système fonctionne comme un maser.

II RELEVÉ DES CARACTÉRISTIQUES COURANT-TENSION

La théorie de l'amplification ultrasonore proposée en 1962 par Hutson et White [1] suppose une relation linéaire entre la tension appliquée et le courant débité dans l'échantillon semiconducteur piézoélectrique, quelle que soit cette tension. Il n'en est rien, en effet :

- SMITH et Mc FEE (1962) [2] [3] ont montré qu'il y a saturation du courant dès que le champ électrique appliqué à un cristal de sulfure de cadmium est supérieur au champ critique.

THUILLIER et QUENTIN (1964) [4] ont mis en évidence le même phénomène en étudiant le tellure.

BAUMBERGE et R. VU HUY DAT (1965) [5] ont également observé une saturation de courant dans CdS et GaAs.

William H Haydl (1965) [6] ont aussi observé des saturations dans CdS ainsi que Ishiguro et Tanaka dans le Tellure (1966) [7]

Les auteurs cités ont tracé les caractéristiques courant tension des différents monocristaux ce qui leur a permis de mettre en évidence une très nette saturation du courant dans certains cas.

De ces courbes est déduite la tension correspondante au champ critique à partir de laquelle la vitesse d'ensemble des porteurs est égale à la vitesse du son dans le solide.

Le tracé des caractéristiques I - V permet donc de déterminer quelques paramètres importants pour une étude acoustique des semiconducteurs (résistance, conductivité, champ critique), nous avons réalisé au laboratoire l'équipement permettant le tracé automatique sur un oscilloscope et l'enregistrement des courbes I-V.

II.1 CONCEPTION ET REALISATION DE L'EQUIPEMENT EXPERIMENTAL.

II.1.1. Conception de l'équipement.

Il est nécessaire de disposer d'une puissance suffisante pour créer le champ électrique continu quelle que soit la conductivité des semiconducteurs utilisés, tout en évitant un échauffement excessif de ces derniers, cela nous a amené à réaliser un "champ pulsé".

Les impulsions "continues" devront conserver leur forme quasi rectangulaire et être suffisamment puissantes afin d'utiliser des échantillons de résistances différentes.

.../...

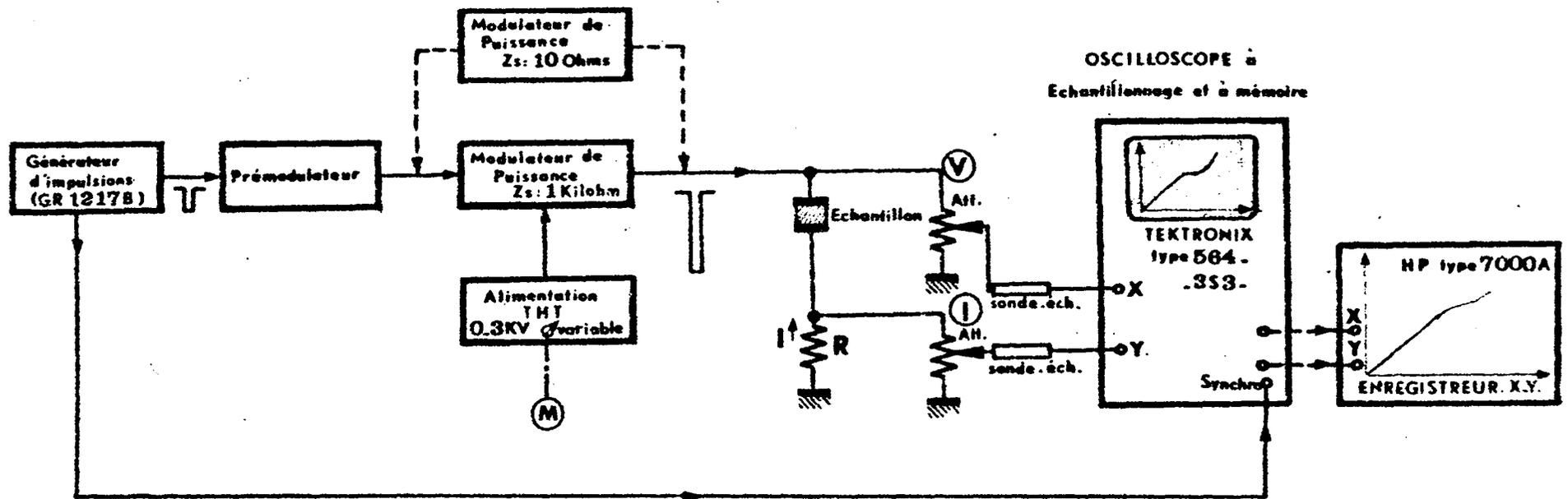


Fig:2 - Schéma de principe : Relevé des Caractéristiques I - V

Il faudra donc faire varier l'amplitude de ce champ dans les limites voulues ainsi que la largeur et la fréquence de répétition des impulsions.

Il faudra enfin pour chaque valeur du champ, relever les valeurs de la tension et du courant dans les échantillons semiconducteurs.

A cet effet nous utiliserons une technique d'échantillonnage.

Le tracé des courbes se fera automatiquement soit sur un oscilloscope à mémoire soit sur un enregistreur X.Y.

La figure (2) donne le schéma synoptique de l'équipement ainsi conçu.

II.1.2 CREATION DU CHAMP ELECTRIQUE

1°) Caractéristiques et choix du générateur d'impulsions.

Le champ électrique continu dans le cristal est obtenu par l'application sur celui-ci pendant un temps donné τ d'impulsions de puissance.

- L'impédance de sortie du générateur est fonction de la conductivité σ des matériaux semiconducteurs que nous sommes en mesure d'utiliser. Compte tenu de σ et des dimensions de ces échantillons, leurs résistances peuvent varier dans des limites assez larges : de quelques dizaines d'ohms à quelques millions d'ohms.

- L'amplitude crête de l'impulsion à appliquer au cristal doit donc être au minimum égale à $E_c \times d$ (épaisseur du cristal) ;

E_c étant la valeur du champ critique qui dépend de la mobilité μ des électrons et de la vitesse du son V_s dans le cristal par la relation $E_c = \frac{V_s}{\mu}$

La durée τ et la fréquence de répétition f_r

des impulsions sont définies par la limite supérieure de la puissance moyenne P_M dissipable dans l'échantillon sachant que τ doit être au moins égal au temps de propagation des impulsions ultrasonores dans le cristal soit :

$$\tau = \frac{d \text{ (épaisseur suivant axe C)}}{V_s \text{ (ondes longitudinales)}}$$

la fréquence f_r peut être déterminée par :

$$f_r \leq \frac{P_M}{P_c \tau} \text{ avec } P_c \text{ puissance crête durant l'impulsion et}$$

P_M puissance moyenne dissipable par effet Joule dans l'échantillon.

P_c est égal à $\sigma E^2 v$ avec E champ électrique appliqué et v volume de cristal. Nous l'avons calculée au champ critique E_c .

.../...

Le tableau suivant résume pour les semiconducteurs utilisés, les valeurs des paramètres indiqués ci-dessus.

Cristaux semiconduc- teurs	d m	σ (Ω cm) ⁻¹	μ_n (cm ² /Vs)	v_{son} (m/s)	E_c (V/cm)	V_c (volts)	R (Ω)
ZnO S=2cm ²	10 ⁻³	10 ⁻⁸	200	6,1.10 ³	3050	305	5.10 ⁶
CdS(1) S=0,5cm ²	8.10 ⁻³	10 ⁻¹	700	4,30.10 ³	615	492	16
CdS(2) S=1cm ²	4.10 ⁻³	10 ⁻⁷ dans l'obs- curité 10 ⁻⁴ pour $\lambda = 5420$ A° 100 lumens	200	4,30.10 ³	2150	860	4.10 ⁶ 4.10 ³

Par exemple pour le CdS (2) si nous choisissons une fréquence de répétition respectivement de 30 Hz et 100 Hz la puissance moyenne dissipée par effet Joule avec une impulsion de largeur $\tau = 5 \mu s$ et d'amplitude V_c sera :

CdS (2) : cristal dans l'obscurité

pour $f_r = 30$ Hz $P_M \neq 0,03$ mW

pour $f_r = 100$ Hz $P_M \neq 0,1$ mW

- cristal éclairé (100 lumens).

pour $f_r = 30$ Hz $P_M \neq 30$ mW

pour $f_r = 100$ Hz $P_M \neq 100$ mW

Dans ces conditions, la puissance moyenne dissipée par effet Joule dans l'échantillon est acceptable pour une fréquence de répétition inférieure à 100 Hz.

.../...

Sur ces données de base nous devons choisir le type du générateur à construire.

Des montages réalisés par divers auteurs [8] [9] [10] [11] conciliaient plus ou moins nos exigences. Nous avons été amenés à réaliser deux générateurs de puissance d'impédances de sortie différentes.

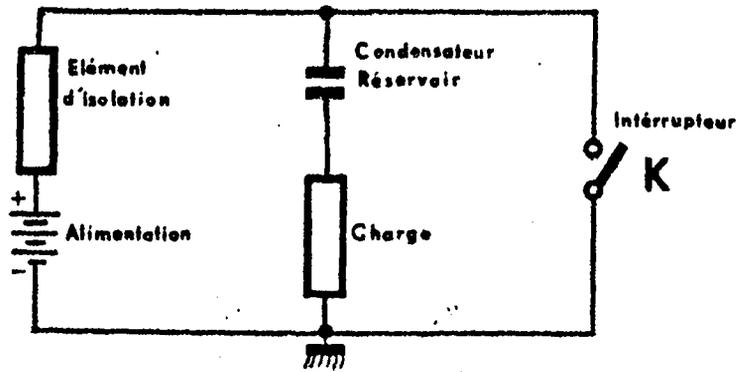
En effet, les cristaux dont nous disposons ont pour la plupart une conductivité σ telle que leur résistance varie de la dizaine d'ohms à quelques dizaines de milliers d'ohms. Il s'avérait donc qu'un générateur dit à "haute impédance" serait d'un emploi plus fréquent qu'un générateur dit à "basse impédance" bien que ce dernier soit nécessaire. De plus, la puissance crête développée par ces deux générateurs, à tension de sortie égale, est très différente, ce qui justifie notre choix.

2°) Principe et réalisation des générateurs.

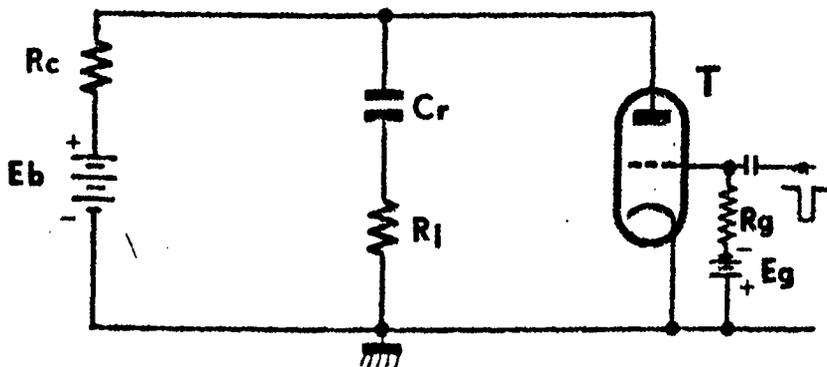
La génération des impulsions est basée d'une part sur la décharge contrôlée d'un condensateur de puissance (générateur haute impédance) et d'autre part sur la décharge d'une ligne électromagnétique de puissance de faible impédance caractéristique (générateur basse impédance) [12]

a) générateur à condensateur de puissance dit de haute impédance.

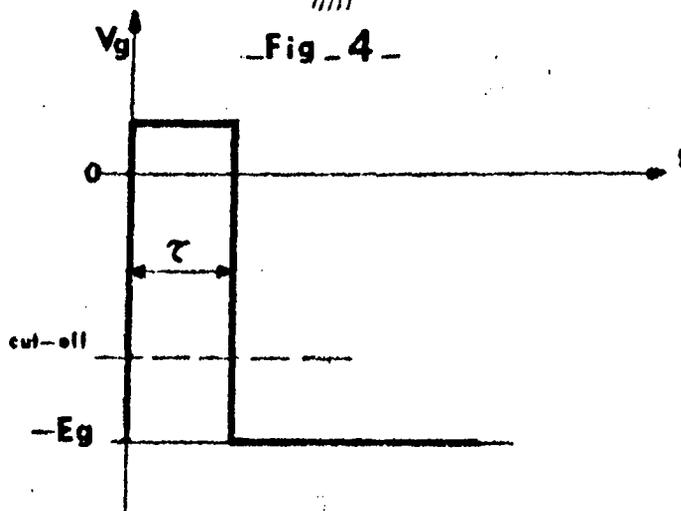
des impulsions pouvant atteindre 3 KV sont obtenues par décharge contrôlée d'un condensateur de puissance, le contrôle étant fait par un tube à vide servant de commutateur. Ces impulsions quasi rectangulaires, sont négatives et finement réglable en largeur de 0,2 μ s à 50 μ s. La tension à la sortie est disponible sous une impédance inférieure au kilohm; elle est variable manuellement ou automatiquement de 50 volts à 3000 volts. La fréquence de répétition est variable de 10^{-2} Hz à 10^4 Hz. Les figures (3) et (4) donnent le schéma de principe de ce générateur.



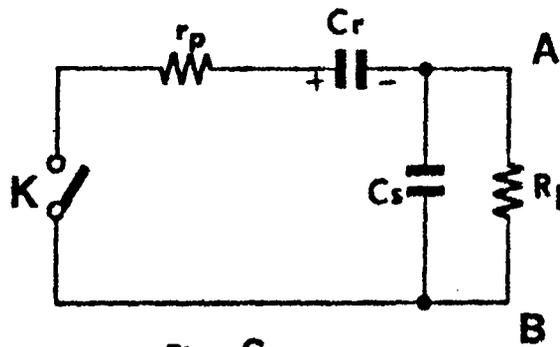
- Fig - 3 -



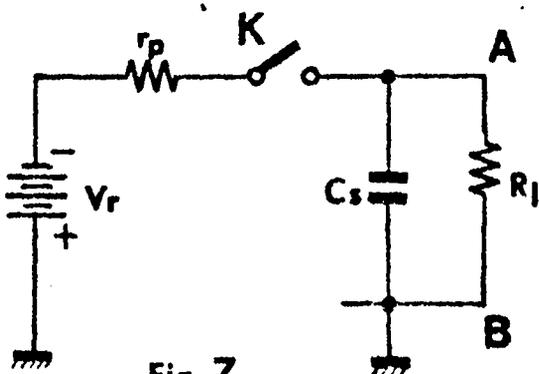
- Fig - 4 -



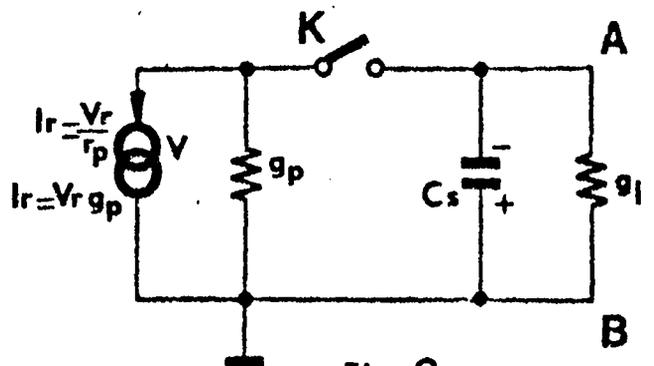
- Fig - 5 -



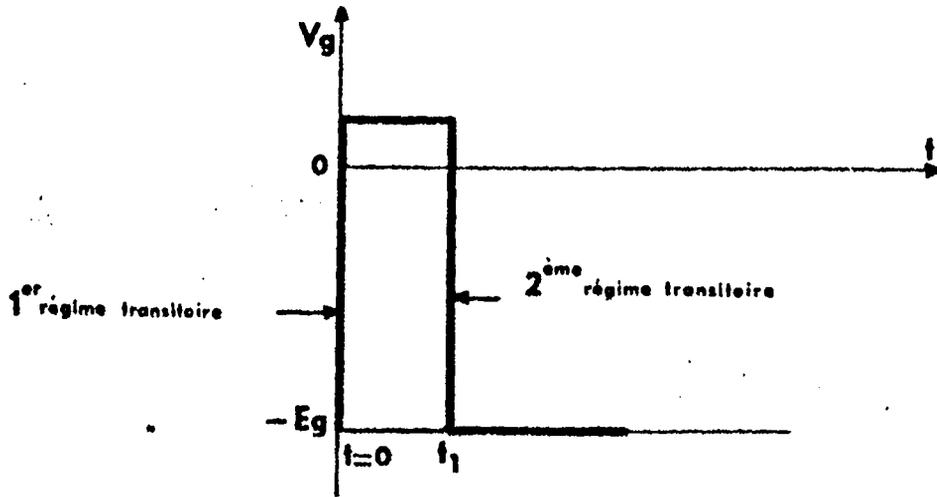
-Fig_6-



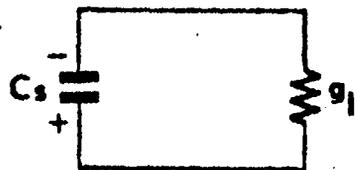
-Fig_7-



-Fig_9-



-Fig_8-



-Fig_10-

Un générateur de ce type est essentiellement un amplificateur ^{classe} C dont le condensateur de couplage C_r est le réservoir d'énergie.

On voit que le circuit de charge comprend : la source primaire E_b , l'élément d'isolation R_c , le condensateur C_r et la charge R_l et le circuit de décharge R_l et le tube T.

Pour que ce circuit fonctionne en pulseur, la grille de T doit être polarisée bien en dessous du cutt-off, (E_g) afin que le tube soit normalement non conducteur comme dans un amplificateur classe C.

L'application d'une polarisation $V_g > 0$ rend le tube conducteur pendant le temps τ (fig 5)

REMARQUE : Il existe deux différences importantes entre le fonctionnement en pulseur et en classe C :

- le rapport des temps de conduction est $\leq 0,5$ en classe C et $\approx 0,01$ en pulseur.
- en pulseur, la forme de la tension aux bornes de R_l est très importante tandis qu'en classe C nous avons obligatoirement une mise en forme par un circuit oscillant accordé.

Nous étudions ici les effets des différents paramètres du circuit sur la forme de la pulse, seul le circuit de décharge nous intéresse (fig 6).

Nous appelons C_s l'ensemble des capacités parasites de sortie, r_p la résistance équivalente du tube lorsqu'il conduit et nous négligeons les temps de commutation du tube.

Afin de connaître les effets des paramètres du circuit sur la forme de l'impulsion de sortie, il faut calculer la tension aux bornes de R_l en fonction du temps, soit $V_{BA}(t)$.

Avant la fermeture de K, nous supposons le condensateur C_r chargé à $V_r = \frac{E_b}{r}$ et nous admettons que $V_r =$ constante durant la durée τ de fermeture.

Le schéma fig (6) devient celui de la fig (7).

Nous étudions séparément les deux régimes transitoires fig (8) :

1er régime transitoire, l'interrupteur K se ferme ;

2ème régime transitoire, l'interrupteur K s'ouvre

Le schéma fig (7) devient celui de la fig (9) en remplaçant le générateur de tension (V_r, r_p) en un générateur de courant (I_r, g_p).

Lorsque K est fermé nous avons :

$$I_r = (g_p + g_\ell) V_{BA} + C_s \frac{d V_{BA}}{dt} \quad (18)$$

La transformée de Laplace de $V_{BA}(t)$ s'écrit $V_{BA}(p)$ et est définie par $V_{BA}(p) = \int_0^\infty V(t) e^{-pt} dt$.

(18) devient :

$$\frac{I_r}{p} = (g_p + g_\ell) V_{BA}(p) + C_s \left[p \cdot V_{BA}(p) - V_{BA}(0) \right] \quad (19)$$

où $V_{BA}(0)$ est la tension initiale de C_s au temps $t = 0$

La fonction $V_{BA}(t)$ cherchée est donnée en résolvant (19) par rapport à $V_{BA}(p)$ et en prenant la transformée inverse de Laplace

$$V_{BA}(t) = \mathcal{L}^{-1} \left[V_{BA}(p) \right]$$

1er régime transitoire.

Soit $V_1(t)$ la valeur de $V_{BA}(t)$ pour $0 \leq t \leq t_1$.

Si nous supposons C_s complètement déchargé à $t = 0$

$$V_{BA}(0) = 0$$

$$(19) \text{ devient : } V_1(p) = \frac{\frac{I_r}{p}}{C_s \cdot p + (g_p + g_\ell)} \quad (20)$$

Décomposons en éléments simples :

$$V_1(p) = \frac{A}{p} + \frac{B}{p + \frac{g_p + g_\ell}{C_s}} \quad (21)$$

$$\text{Avec } A = \frac{I_r}{g_p + g_\ell} = \frac{V_r}{r_p} R_1$$

$$B = - \frac{I_r}{g_p + g_\ell} = - \frac{V_r}{r_p} R_1$$

$$\text{et } R_1 = \frac{1}{g_p + g_\ell}$$

La transformée inverse de $V_1(p)$ s'écrit :

$$V_1(t) \quad 0 \leq t \leq t_1 = \frac{V_r}{r_p} R_1 (1 - e^{-a_1 t}) \quad (22)$$

$$\text{où } a_1 = \frac{g_p + g_\ell}{C_s} = \frac{1}{R_1 C_s} \quad (23)$$

L'équation (22) donne la forme du front d'onde de l'impulsion aux bornes de R_ℓ .

Si l'interrupteur K est fermé pour un temps $t \gg R_1 C_s$

la tension au sommet de l'impulsion est :

$$V_1(t) \quad R_1 C_s \ll t \leq t_1 = \frac{V_r}{r_p} R_1 \quad (24)$$

2ème régime transitoire : L'interrupteur K s'ouvre à l'instant t_1 . Soit $V_2(t)$ la valeur de $V_{BA}(t)$ pour $t \geq t_1$.

Le condensateur C_s est alors chargé à la tension

$$V_1(t_1) \text{ donnée par (22) en faisant } t = t_1.$$

Dans ce cas le schéma du circuit équivalent est donné par la fig (10).

L'équation aux transformées de Laplace s'obtient en faisant dans (19) :

$$I_r = 0 ; \quad g_p = 0 \text{ et } V_{BA}(0) = V_1(t_1).$$

ainsi :

$$V_2(P) = \frac{V_1(t_1)}{P + \frac{g_\ell}{C_s}} \quad (25)$$

ce qui donne :

$$V_2(t) \quad t \geq t_1 = V_1(t_1) e^{-a_2(t-t_1)} \quad (26)$$

$$\text{avec } a_2 = \frac{1}{R_\ell C_s}$$

Si $t_1 \gg R_1 C_s$ l'équation (24) est encore valable et (26) devient :

$$V_2(t) \quad t \geq t_1 = \frac{V_r}{r_p} R_1 e^{-a_2(t-t_1)} \quad (27)$$

.../...

Les équations (22) et (26) font apparaître l'effet très important de la capacité C_s . Elle agit directement sur les temps de montée et de descente de l'impulsion.

Le temps de montée serait excellent si $R_\ell \gg r_p$ et par suite on aurait :

$$R_1 \frac{L}{r} r_p \quad \text{et}$$

$R_\ell C_s \gg R_1 C_s$; dans ces conditions le temps de descente de l'impulsion est plus grand que le temps de montée.

- Pour produire des impulsions aussi rectangulaires que possible avec une charge R_ℓ donnée, C_s et r_p doivent être aussi petits que possible.
- La réalisation est conforme au schéma fig (11).

Le tube commutateur est un tube Haute Fréquence du type émission à cathode oxyde et à chauffage direct.

Le condensateur C_r est du type puissance à film diélectrique plastique spécialement destiné à fonctionner en régime d'impulsions.

La batterie E_b est une alimentation THT réglable de 0 à 3 KV manuellement ou automatiquement à l'aide de petits moteurs asynchrones. Trois vitesses sont possibles afin de parcourir dans les deux sens la plage 0-3000 Volts en 4, 10 ou 15 minutes.

Sur la figure(12)est représenté le schéma détaillé du montage y compris les commandes et les sécurités.

Nous trouvons également sur la fig (11) le schéma du prémodulateur destiné à commander le générateur d'impulsions de puissance.

Ce prémodulateur fonctionne essentiellement en amplificateur d'impulsions avec sortie à basse impédance. Le signal d'entrée est produit par un générateur d'impulsions pilote dont la largeur et la fréquence de répétition sont réglables à volonté (GR.1217 B).

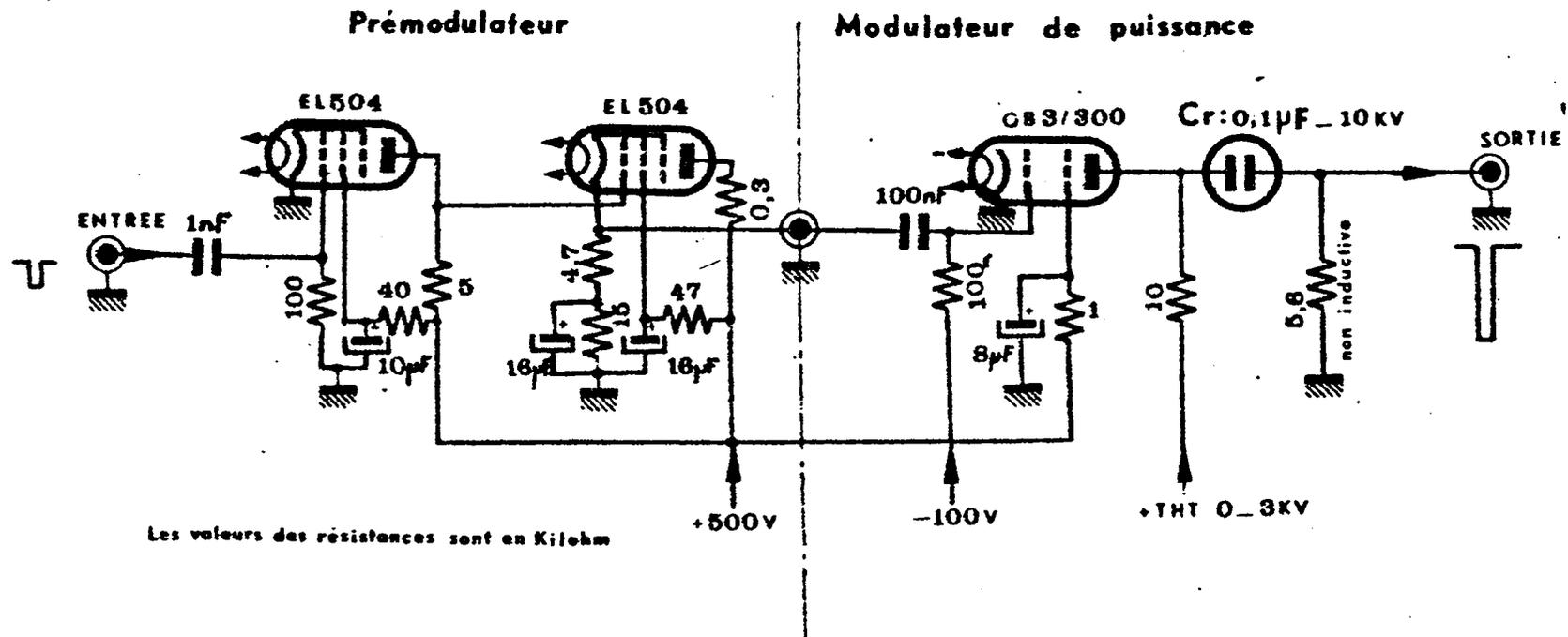


Fig:11: Schéma détaillé du prémodulateur et du modulateur de puissance

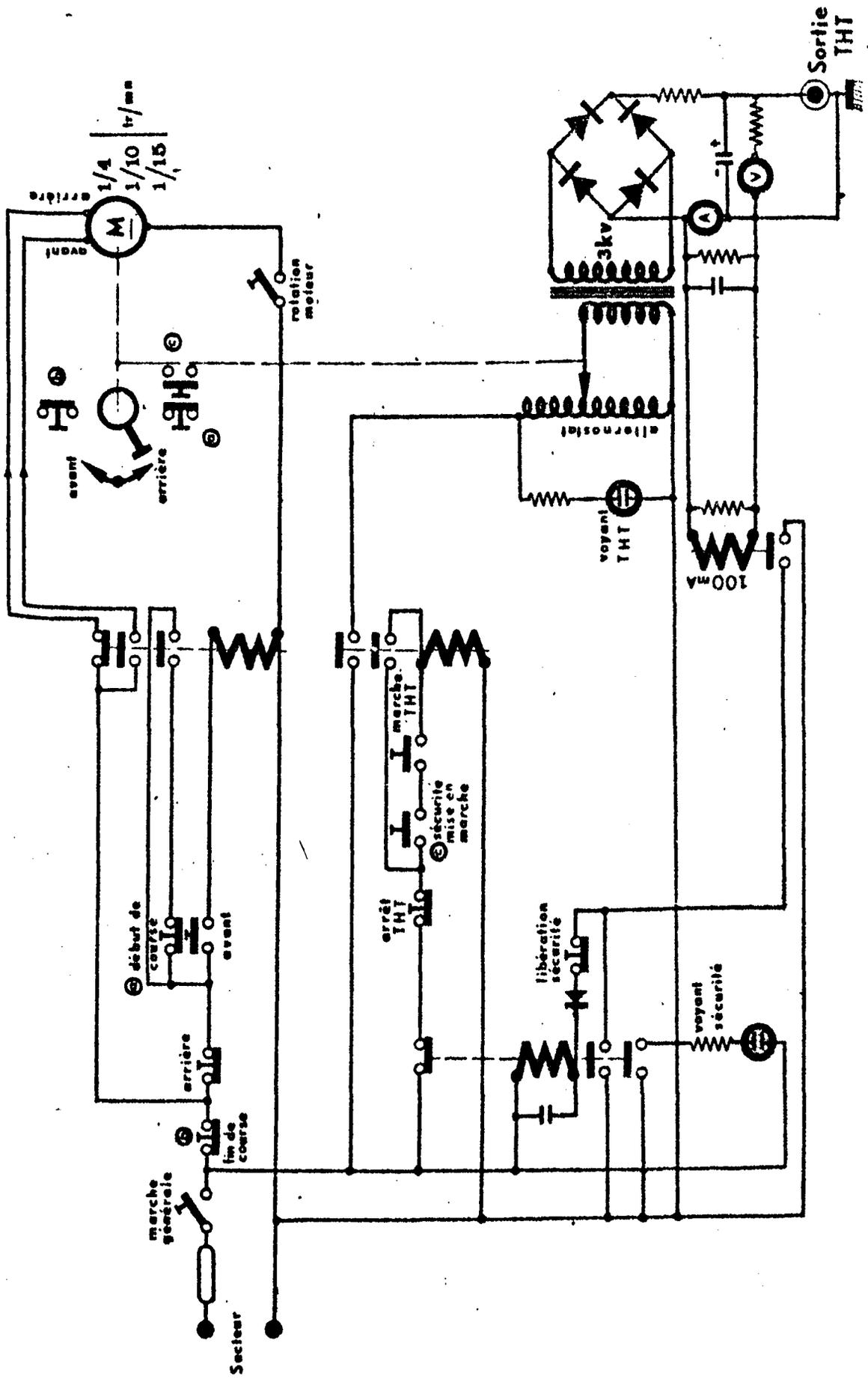


Fig-12- Alimentation .I.H.I-

b) Générateur de puissance à ligne dit "de faible impédance":

Des impulsions s'élevant jusqu'à 2,5 KV sont obtenues par décharge d'une ligne artificielle à cellules LC série de basse impédance caractéristique. La décharge se fait à travers un thyatron à hydrogène type 5 C 22 pouvant commander une puissance de 1,5 MW. Les impulsions quasi-rectangulaires sont négatives et de durée variable par bonds de 0,25 μ s à 4 μ s. (0,25 μ s; 0,5 μ s; 2 μ s; 4 μ s).

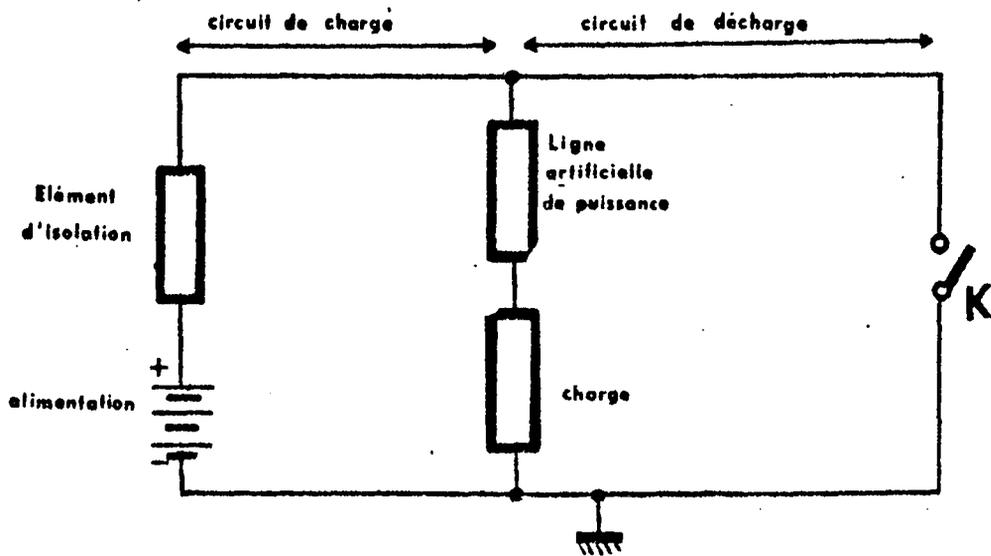
La tension à la sortie est disponible sous une impédance de 10 ohms; elle est variable manuellement ou automatiquement de 100 à 2500 volts. La fréquence de répétition peut varier de 10^{-2} Hz à 10^2 Hz.

PRINCIPE et FONCTIONNEMENT.

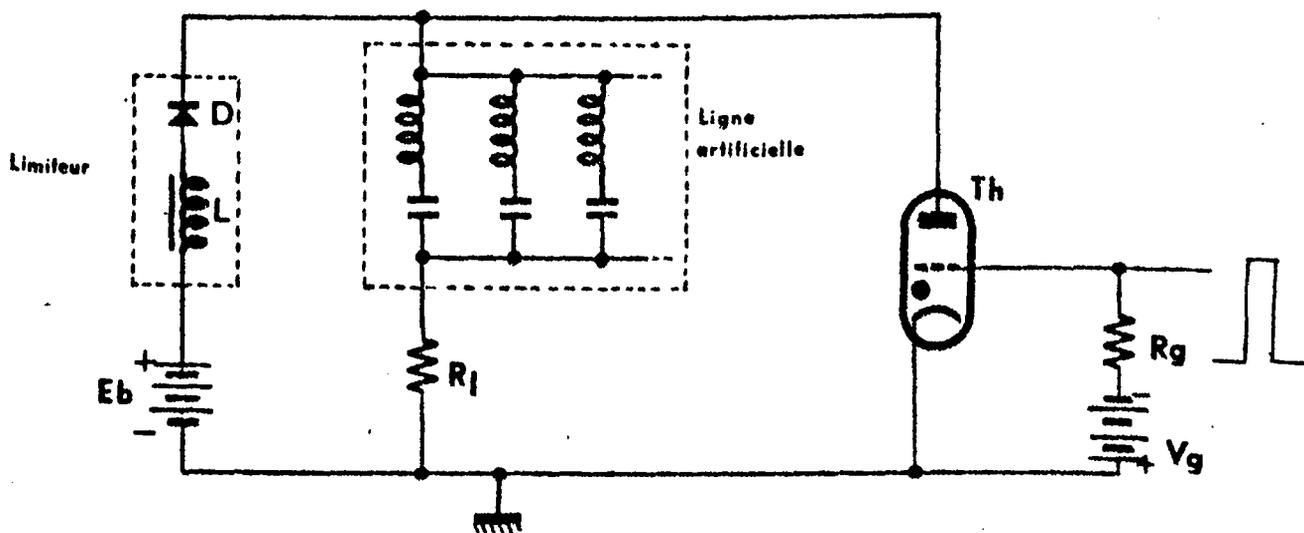
La décharge d'une ligne artificielle permet d'obtenir des impulsions de forme quasi rectangulaire d'une durée de l'ordre de la microseconde. En effet, si on décharge une ligne de transmission, préalablement chargée, dans une impédance égale à son impédance caractéristique, le courant reste constant pendant toute la durée de la décharge, c'est-à-dire pendant le temps correspondant à la propagation aller et retour le long de cette ligne et l'on peut obtenir ainsi un signal de forme très sensiblement rectangulaire dont la durée, définie par la longueur électrique de la ligne, peut être extrêmement courte (voir annexe 1).

Une telle ligne peut être remplacée par un certain nombre de cellules identiques, constituant une ligne artificielle; on peut même obtenir des résultats sensiblement équivalents en utilisant un petit nombre de cellules constituées par des éléments localisés (selfs et capacités) dont les valeurs inégales doivent être calculées en fonction de l'impédance à réaliser et de la durée de l'impulsion que l'on recherche. La figure (13) montre le schéma de principe du montage.

La ligne artificielle, chargée lentement par une source de haute tension d'impédance interne élevée quand le commutateur K est ouvert, se décharge quand ce commutateur est fermé, dans la charge R_L . La fermeture du commutateur doit être extrêmement rapide. On utilise à cet effet un thyatron à hydrogène dont la grille est commandée par un générateur auxiliaire produisant des impulsions périodiques à front raide sous une puissance relativement faible; cette dernière disposition permet de commander le départ des



_ Fig 13 _



_ Fig 14 _

impulsions avec une très grande précision.

Le montage réel est schématisé par la figure (14).

- La ligne artificielle est chargée par une source de courant continu à travers un self de choc L , une diode D et la charge R_ℓ . Si la source de courant continu était connectée directement à l'entrée de la ligne, la charge de celle-ci serait oscillatoire à la fréquence de résonance de l'ensemble du circuit et la tension tendrait à se stabiliser à E_b .

La présence de la diode a pour effet de bloquer les oscillations et de maintenir la tension de charge de la ligne au niveau de la crête de la première oscillation soit à environ le double de E_b . (voir annexe 2).

La décharge périodique de la ligne est déclenchée par le thyatron Th , dont l'allumage est commandé par un générateur de signaux rectangulaires à front raide.

Dès que Th est conducteur, l'entrée de la ligne est mise brusquement à la masse, ce qui est sans danger pour la source de courant continu protégée par le self de choc L et la ligne se trouvant fermée sur son impédance caractéristique $R_\ell = Z_0$.

Celle-ci se trouve parcourue par un courant d'intensité pratiquement constante pendant toute la durée de la décharge qui peut être variable suivant la nature de la ligne artificielle mise en service.

Etude de la ligne artificielle.

La figure (15) représente le schéma de principe de décharge. Nous avons encadré en pointillé le réseau servant à produire une impulsion de forme requise comportant :

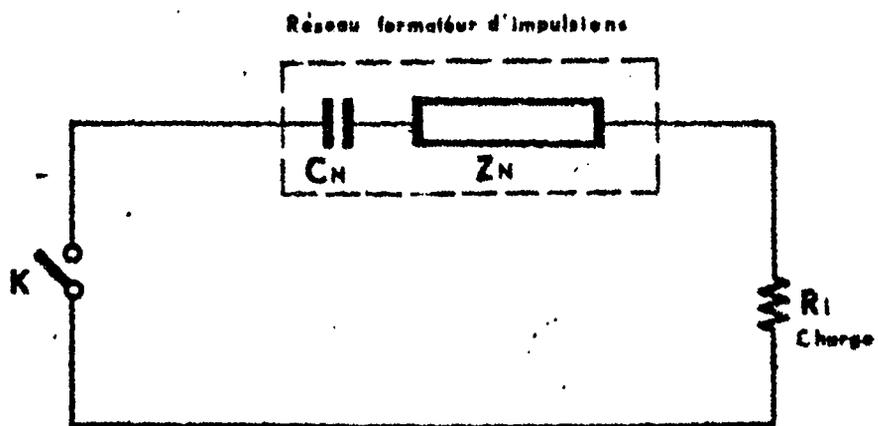
C_N : capacité équivalente du réseau.

Z_n : circuit configurateur d'impulsion d'impédance Z_n .

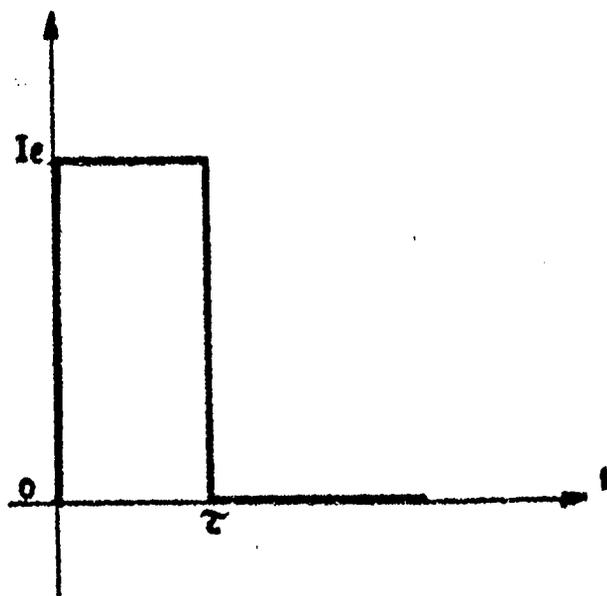
L'équation régissant le circuit fig (15) est (lorsque K est fermé) :

$$\frac{Q_N}{C_N} = V_N = i(t) \left[R_\ell + Z_n \right] + \frac{1}{C_N} \int idt. \quad (28)$$

avec Q_N et C_N charge et tension initiales de C_N .



_Fig_15_ Circuit de base pour la génération d'impulsions de forme diverse...



_Fig_16_

Transformons l'équation (28) en utilisant la transformée de Laplace pour le courant :

$$i(p) = \int_0^{\infty} i(t) e^{-pt} dt.$$

(28) devient :

$$\frac{V_N}{P} = i(p) \left[R_\ell + Z_N + \frac{1}{P C_N} \right] \quad (29)$$

L'amplitude de $i(p)$ est déterminé par V_N potentiel initial de C_N . Nous avons :

$$Z_N = \frac{V_N}{P i(p)} - R_\ell - \frac{1}{P C_N} \quad (30)$$

Un courant rectangulaire tel que l'indique la figure (16) d'amplitude crête I_ℓ et de durée τ s'écrit en notation opérationnelle:

$$i(p) = \frac{I_\ell}{P} (1 - e^{-P\tau}) \quad (31)$$

En portant (31) dans (30) nous avons :

$$Z_N = \frac{V_N}{I_\ell (1 - e^{-P\tau})} - R_\ell - \frac{1}{P C_N} \quad (32)$$

soit :

$$Z_N + \frac{1}{P C_N} = R_\ell \left[\frac{\frac{V_N}{I_\ell R_\ell} - 1 + e^{-P\tau}}{1 - e^{-P\tau}} \right] \quad (33)$$

En multipliant haut et bas par $e^{P\tau/2}$ nous obtenons :

$$Z_N + \frac{1}{P C_N} = R_\ell \left[\frac{\left(\frac{V_N}{I_\ell R_\ell} - 1 \right) e^{\frac{P\tau}{2}} + e^{-\frac{P\tau}{2}}}{e^{\frac{P\tau}{2}} - e^{-\frac{P\tau}{2}}} \right] = R_\ell \left[\coth \frac{P\tau}{2} + \frac{\left(\frac{V_N}{I_\ell R_\ell} - 2 \right) e^{\frac{P\tau}{2}}}{e^{\frac{P\tau}{2}} - e^{-\frac{P\tau}{2}}} \right] \quad (34)$$

En posant $V_N = 2 I_\ell R_\ell$ (35)

$$Z_N + \frac{1}{P C_N} = R_\ell \coth \frac{P\tau}{2} \quad (36)$$

Le second membre de (36) peut être identifié à l'impédance d'une ligne de transmission en circuit ouvert, d'impédance caractéristique $Z_c = Z_o = R_l$ et de temps de transmission $\delta = \frac{l}{2}$ (voir annexe 1)

(36) devient :

$$\boxed{Z_N + \frac{1}{p C_N} = Z_o \coth p \delta} \quad (37)$$

Dans ce cas le réseau de la figure (15), soit l'ensemble Z_N + capacitance de C_N , doit être électriquement équivalent à une ligne de transmission (cable coaxial par exemple).

Pour obtenir des impulsions de longue durée, les câbles doivent être longs, donc cette solution n'est pas très intéressante, la ligne artificielle à éléments localisés offre un avantage certain car la forme de l'impulsion peut être modifiée en agissant sur les valeurs des paramètres du réseau et le nombre des éléments.

La détermination des éléments équivalents d'un réseau simulant une ligne de transmission est un problème mathématique.

La simulation de la ligne de transmission peut s'obtenir par le procédé de décomposition en une série de fractions rationnelles de la fonction impédance ou admittance de la ligne. Nous identifions ensuite les termes obtenus avec ceux d'un réseau électrique que nous avons choisi.

Pour la ligne de transmission, la décomposition en fractions rationnelles de

$$Z(p) = Z_o \coth p \delta \text{ et } Y(p) = \frac{1}{Z_o} \text{th } p \delta \text{ donne :}$$

$$Z(p) = \frac{Z_o}{\delta p} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{2 Z_o \delta}{\pi^2 n^2} p}{\frac{\delta^2}{\pi^2 n^2} p^2 + 1} \quad (38)$$

$$Y(p) = \frac{1}{Z(p)} = \frac{1}{Z_o} \text{th } p \delta = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\frac{8 \delta}{2 Z_o} \cdot \frac{p}{(2n-1)^2}}{\frac{4 \delta^2}{\pi^2} \frac{p^2}{(2n-1)^2} + 1} \quad (39)$$

.../...

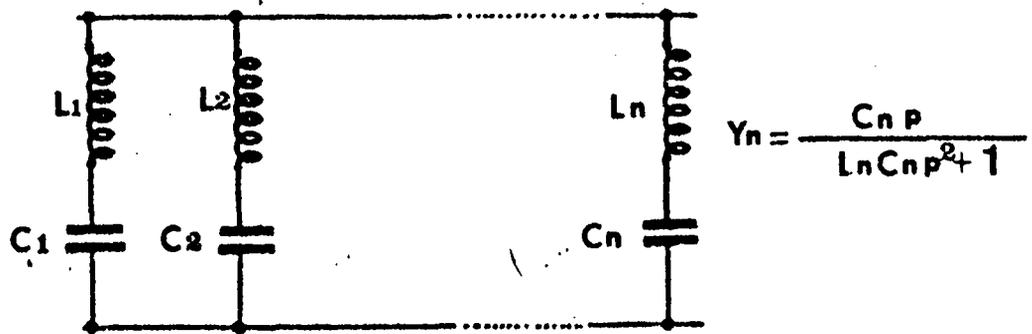


Fig 17.

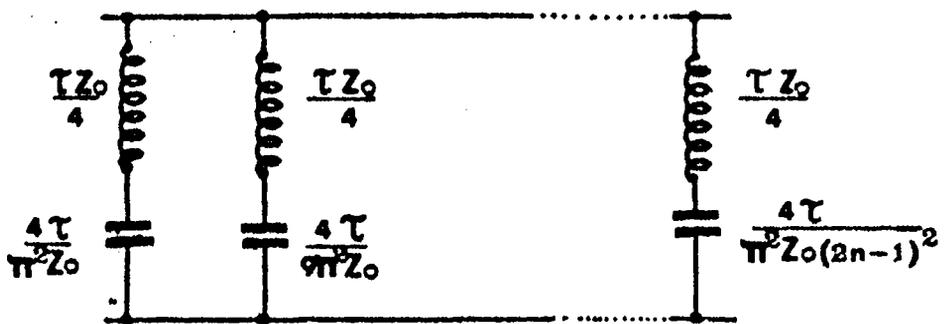


Fig 18.

Fonction admittance :

Chaque terme de la fonction admittance (39) peut être identifié avec l'admittance d'une inductance et d'une capacitance disposées en série fig. (17).

Nous avons :

$$Y_n = \frac{C_n p}{1 + p^2 L_n C_n} \equiv \frac{\frac{8\delta}{\Pi^2 Z_o} \frac{p}{(2n-1)^2}}{\frac{4\delta^2 p^2}{\Pi^2 (2n-1)^2} + 1} \quad (40)$$

ce qui donne :

$$C_n = \frac{8}{\Pi^2 (2n-1)^2} \cdot \frac{\delta}{Z_o} = \frac{8 C_N}{(2n-1)^2 \Pi^2} \quad (41)$$

$$\text{avec } C_N = \frac{\delta}{Z_o} = \frac{\tau}{2 Z_o} \quad (42)$$

$$\text{ou } C_n = \frac{4 \tau}{\Pi^2 Z_o (2n-1)^2} \quad (43)$$

$$\text{et } L_n = \frac{Z_o \delta}{2} = \frac{L_N}{2} \quad (44)$$

$$\text{avec } L_N = \delta Z_o \quad (45)$$

$$\text{ou } L_n = \frac{\tau Z_o}{4} \quad (46)$$

Un tel réseau est représenté fig (18)

Nous vérifions en calculant la série

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8 C_N}{\Pi^2 (2n-1)^2} = \frac{8 C_N}{\Pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2}$$

que l'on obtient C_N donc la capacité comprise dans le réseau initial fig. (15) , ou encore la capacité équivalente du réseau.

A partir de ces résultats, nous avons dressé un tableau des valeurs des éléments en fonction de $Z_o = R_{\lambda}$ choisi et des largeurs d'impulsion désirées.

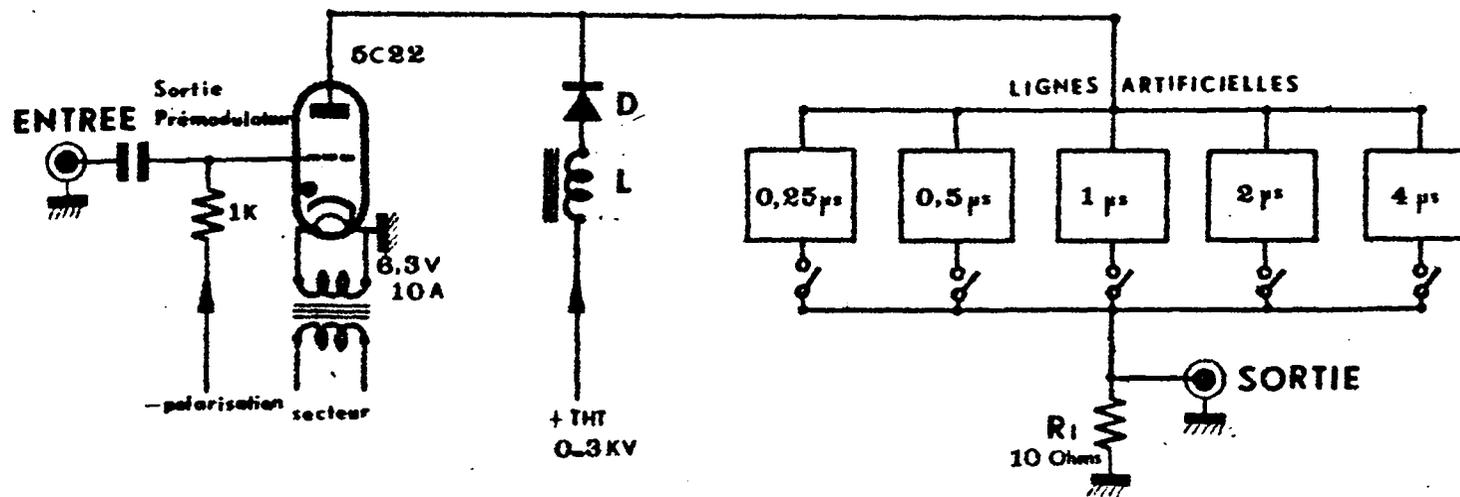


Fig:19 - Schéma du modulateur "faible impédance"

Nous avons ensuite réalisé ces différents réseaux à l'aide de selfs et capacités choisies de façon à répondre aux impératifs d'isolement et de tenue en régime impulsif.

Les impulsions obtenues sont trapézoïdales car nous nous sommes limité à 5 cellules.

La figure (19) donne le schéma de la réalisation.

II.1.3. Enregistrement automatique des courbes.

Principe de la mesure.

Le schéma de principe est donné fig (20).

Pour chaque valeur du potentiel appliqué au cristal nous devons relever les valeurs crêtes du potentiel V à ses bornes et les valeurs du courant I qui le traverse aux points a et b sur les sommets des impulsions fig (20).

On peut effectuer ces mesures point par point : pour une valeur de V donnée on relève V et V_2 .

Il faut disposer pour cela de deux voltmètres de crête, un oscilloscope bicourbe par exemple ou un échantillonneur à deux voies ; le principal inconvénient de cette méthode est la longueur du temps de mesure : pendant ce temps le cristal est soumis aux impulsions HT qui risquent de l'échauffer dangereusement.

Nous avons donc pensé à automatiser ces mesures, en utilisant la technique d'échantillonnage à deux voies (X-Y) associée à un enregistreur X-Y, un nombre minimum d'impulsions est alors appliqué au cristal car chacune d'elle fournit les informations demandées et les met en mémoire.

Deux échantillons des valeurs crêtes de V et de I sont prélevés et mis en mémoire. La fréquence du prélèvement est synchrone avec la fréquence de répétition du générateur d'impulsions.

L'amplitude des impulsions du générateur augmente graduellement par commande manuelle ou mieux automatique à l'aide de petits moteurs dans une plage fixée à l'avance.

A chaque impulsion les valeurs instantanées de V et de I sont mises en mémoire et sont envoyées respectivement sur les voies

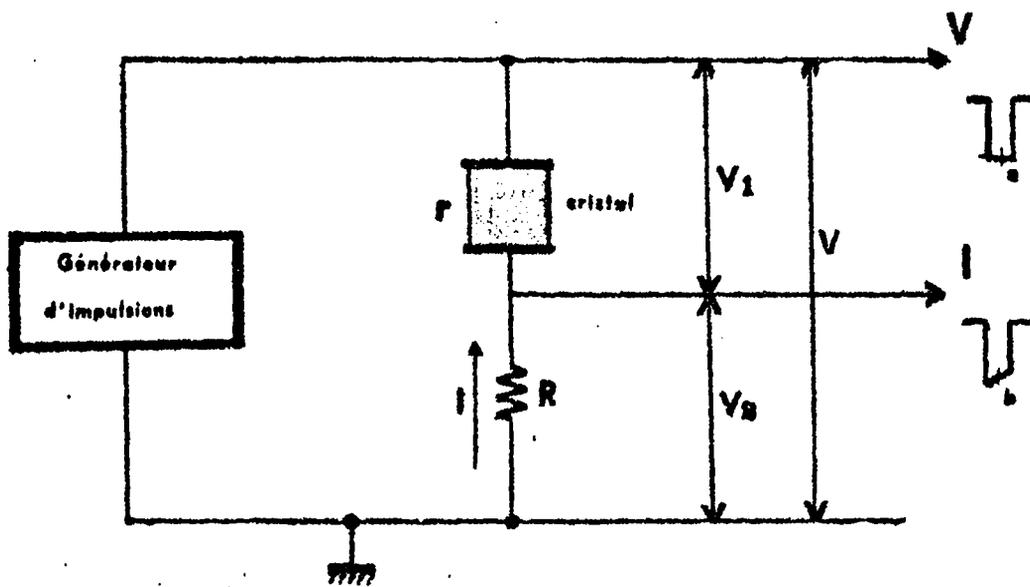


Fig 20 V_1 : tension réelle aux bornes du cristal

$$V_s = RI$$

$$V_{\text{relève}} \neq V_1 \text{ si } R \ll r$$

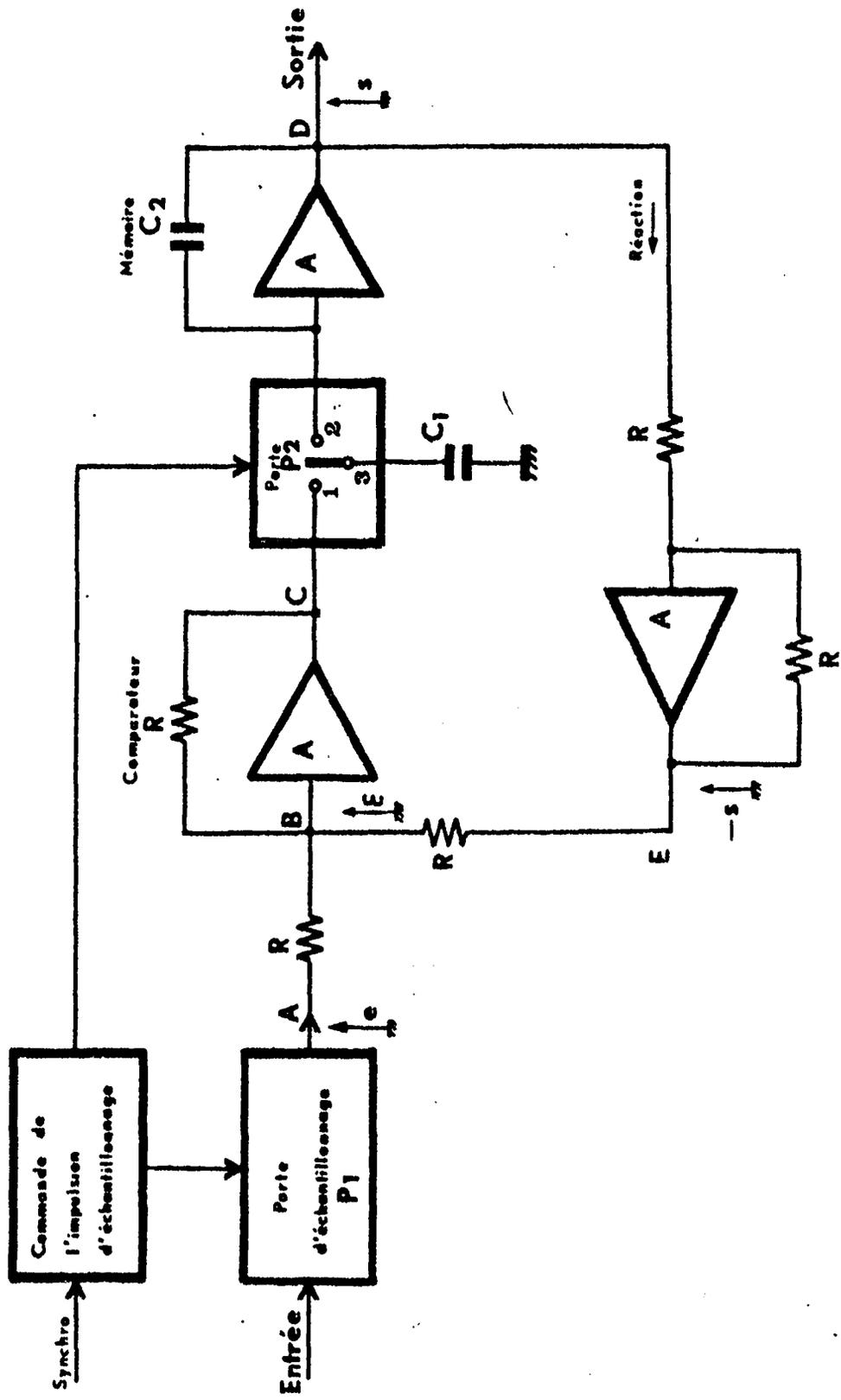


Fig: 21 - Schéma de principe d'un échantillonneur bloquer

X et Y d'un oscilloscope ou d'un enregistreur X.Y. L'utilisation d'un oscilloscope à mémoire est intéressante car nous disposons alors directement de la courbe enregistrée sur l'écran pour une durée relativement grande ce qui permet l'observation et la photographie.

Cette méthode d'enregistrement est avantageuse car nous disposons d'un relevé unique, complet et rapide : le temps de relevé est uniquement fonction de la fréquence de répétition des impulsions ce qui donne également la définition du tracé c'est-à-dire le nombre de points par division sur l'écran. Nous obtenons ainsi un échauffement minimum du cristal au cours du relevé.

Principe de l'échantillonnage à boucle fermée.

Nous donnons le principe de fonctionnement d'un échantillonneur bloqueur conservant l'information constante pendant une période d'échantillonnage afin de préciser la difficulté rencontrée lorsque nous travaillons à basse fréquence de répétition.

Le principe d'un échantillonneur bloqueur peut être représenté par le schéma fonctionnel fig (21).

L'ouverture de la porte d'échantillonnage P_1 est commandée par des impulsions. Pendant la durée d'ouverture de P_1 une certaine quantité d'électricité prélevée au signal d'entrée, charge la capacité C_1 , la porte P_2 assure alors le contact 1-3. Quand le contact 3-2 intervient la tension de charge de C_1 est appliquée à l'entrée de l'amplificateur opérationnel qui joue le rôle de mémoire (assimilable à un condensateur) par l'intermédiaire du condensateur C_2 .

La boucle de réaction ramène la tension de sortie s au comparateur jusqu'à la prise d'échantillon suivante. Nous avons toujours en B (fig 21) la tension d'erreur $\epsilon = e - s$. Pour des impulsions de période T nous obtenons la relation de récurrence :

$$\epsilon_{nT + t} = \epsilon_{nT + t} - s_{nT}.$$

La figure (22) résume le fonctionnement d'un tel système.

Nous nous apercevons pratiquement que ce système ne bloque pas l'information d'une manière constante dans le temps. En effet, la perte d'information du signal provient principalement de la mémoire qui est assimilable à une capacité non parfaite.

Nous avons utilisé un échantillonneur Tektronix type 3 S 3 qui nous a donné satisfaction pour des fréquences de répétition ≥ 30 Hz.

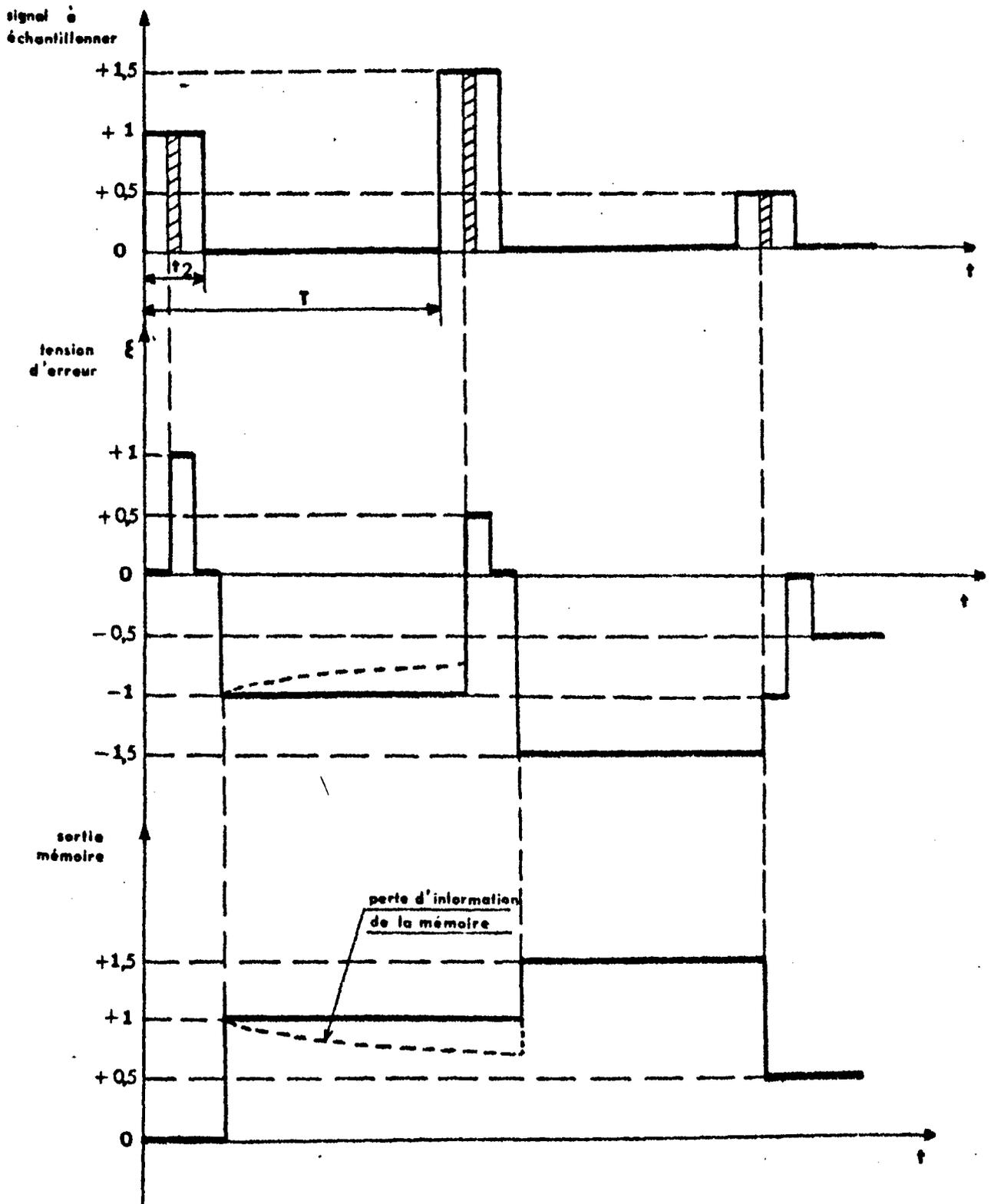


Fig: 22 Principe de l'échantillonnage d'un train d'impulsions répétitif

Au dessous de cette valeur la perte d'information est trop importante, ce qui a pour conséquence l'obtention d'un tracé trop grossier de la courbe sur l'écran ou l'enregistreur.

II.2. Résultats

Nous avons appliqué aux cristaux étudiés des impulsions de durée convenable en provenance d'un des deux générateurs.

Les fig (23, 24, 25) représentent respectivement les caractéristiques I-V de l'oxyde de zinc, du sulfure de cadmium (1) et du sulfure de cadmium (2). Ces courbes ont été obtenues en choisissant le point d'échantillonnage vers le milieu de l'impulsion appliquée afin de permettre l'établissement des effets non linéaires. En échantillonnant dès l'application du champ, nous vérifions la loi d'Ohm quel que soit le champ appliqué.

II.3. INTERPRETATION -

Nous constatons dans les trois cristaux un changement de pente dans les courbes représentant la variation du courant en fonction du champ électrique appliqué. La première branche correspond à la loi d'ohm, il y a variation linéaire du courant en fonction de la tension. A partir d'un certain champ électrique variable suivant le cristal considéré, et l'éclairement si le cristal est photoconducteur (voir fig 23, 24, 25) il y a un palier de saturation du courant. Le courant étant dû aux porteurs majoritaires cela signifie que le mouvement des électrons devient indépendant du champ électrique appliqué. Autrement dit, l'énergie supplémentaire fournie aux électrons a été absorbée par les phonons d'agitation thermique du cristal et ce dernier peut fonctionner en émetteur d'ondes acoustiques.

Pour les cristaux de ZnO et de CdS 2, nous avons retrouvé une variation linéaire de pente différente après le palier. Le cristal CdS 1 présentait une impédance trop faible pour qu'on puisse lui appliquer des tensions plus élevées.

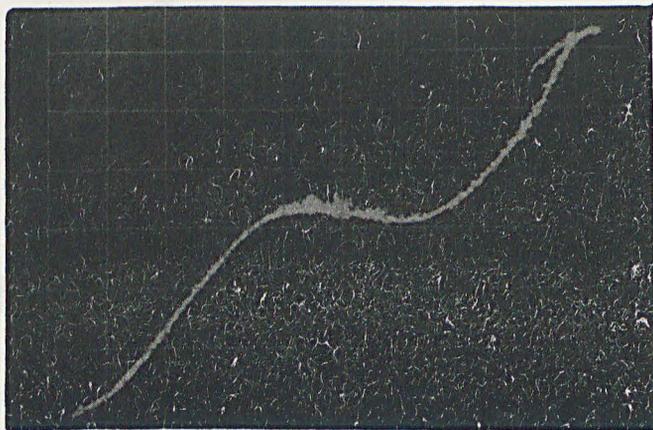


Fig: 23

Caractéristique I-V dans ZnO

Echelle horizontale : 220 V par division

Echelle verticale : 200 μ A par division

Champ critique : 550 volts

Largeur d'impulsion : 5 μ s

Point d'échantillonnage : 2 μ s

Echelle horizontale : 220 V/div

Champ critique : 550 volts

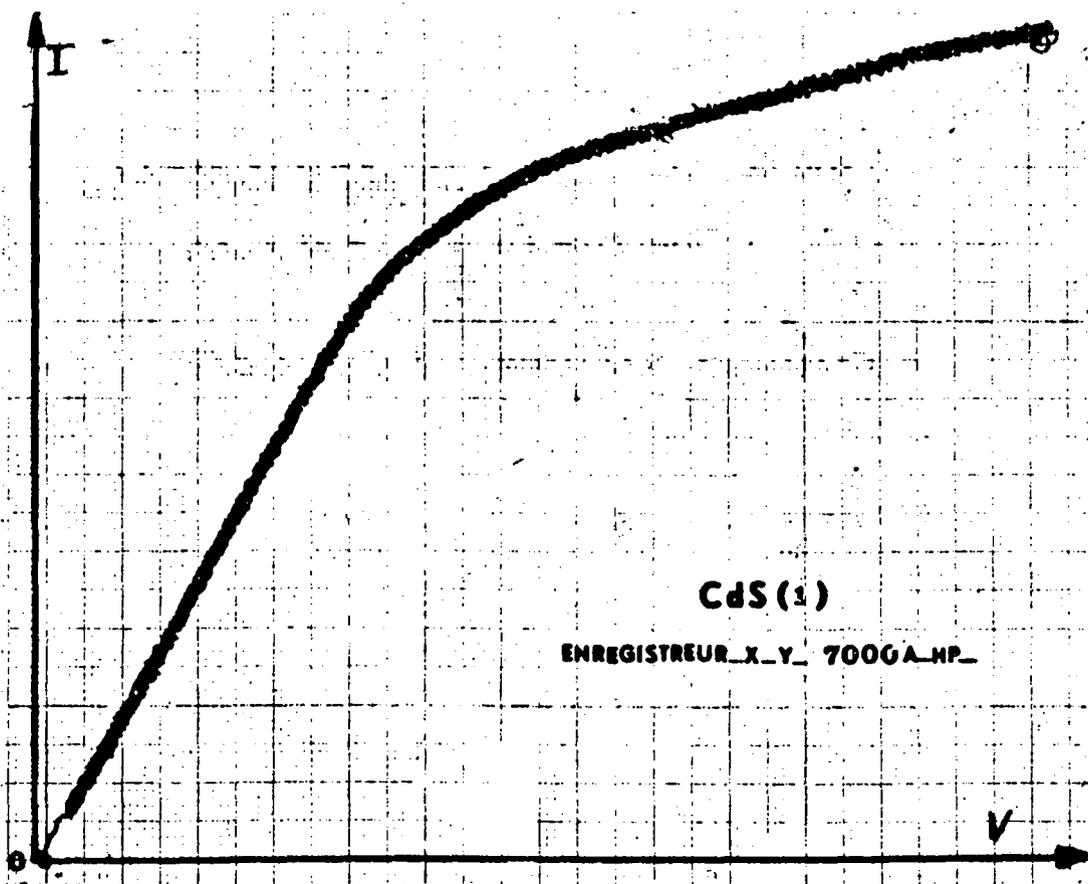


Fig: 24

Caractéristique I-V dans CdS (1)

Echelle verticale : 1 A/cm

Echelle horizontale : 125 V/cm

Champ critique : 555 volts

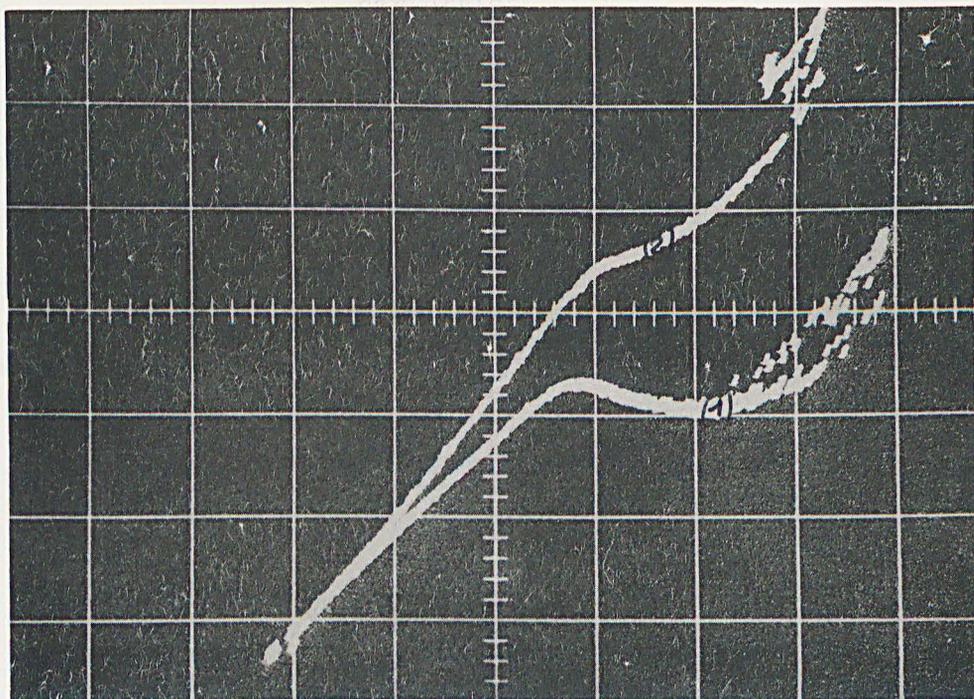


Fig: 25

Caractéristique I-V dans CdS (2)

Echelle horizontale : 220 volts par division

Echelle verticale : 0,65 mA par division

Champ critique : 750 volts

(1) obscurité ($\rho = 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$)

(2) éclaircissement ($\rho = 4,45 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$)

Largeur d'impulsion : 5 μs

Point d'échantillonnage : 2,5 μs

III EFFETS NON LINEAIRES

III.1. MONTAGE

Le montage est identique à celui utilisé pour le relevé des caractéristiques courant tension.

Nous observons la forme du courant sur un oscilloscope classique.

III.2. OSCILLATIONS DANS L'OXYDE DE ZINC.

Nous avons observé dans le cas de l'oxyde de zinc des oscillations de courant stables comme l'indique la fig (26).

Avec l'échelle de temps adopté nous voyons que la période des oscillations est de 0,33 μ s.

Compte tenu de l'erreur expérimentale qui est d'environ 5 % cette période correspond au temps mis par les ultrasons pour parcourir un trajet aller et retour dans le cristal de (0,32 μ s).

En outre, nous remarquons que ces oscillations sont amorties. D'après H. WILLIAM [6] ces oscillations sont une indication des interactions électrons-phonons qui sont plus ou moins fortes suivant que les oscillations sont plus ou moins amorties. Lorsqu'elles sont très amorties le cristal est un mauvais amplificateur d'ultrasons.

III.3. INTERPRETATION -

Sous l'influence d'un champ électrique élevé la masse effective et la mobilité des électrons varient, le courant cesse d'être proportionnel au champ.

Dans la bande de conduction normale, il y a deux niveaux de conduction possibles. Sous l'action du champ électrique la vitesse d'un électron augmente et il passe d'un niveau énergétique inférieur à un niveau énergétique supérieur.

Le courant qui augmentait en fonction de la tension diminue et la résistance du cristal devient négative. Les défauts de structure du cristal entraînent une non uniformité de la répartition du champ dans ce dernier. Nous pouvons donc diviser le cristal en domaines. Si dans l'un de ces domaines le champ atteint le seuil nécessaire pour que la résistance du cristal devienne négative il y a accumulation d'électrons dans ce domaine.

Ce domaine tend à se propager jusqu'à l'extrémité du cristal et la résistance de l'échantillon retrouve sa valeur primitive. Quand l'échantillon est un barreau de section constante

.../...

le domaine prend presque toujours naissance à la cathode là où le champ est plus perturbé et se dirige vers l'anode. La vitesse de propagation du domaine est sensiblement celle des électrons dans le champ extérieur c'est-à-dire celle du son lorsqu'on a atteint la valeur du champ critique. La période théorique des oscillations du cristal qui fonctionne comme un oscillateur est $2 \frac{l}{v_s}$ c'est-à-dire

le temps de transit de l'onde ultrasonore dans le cristal.

Pratiquement on trouve que c'est toujours un nombre entier d'aller et retour dans le cristal.

Autrement dit, le domaine traverse l'échantillon est réfléchi et revient à sa position initiale avant de disparaître.

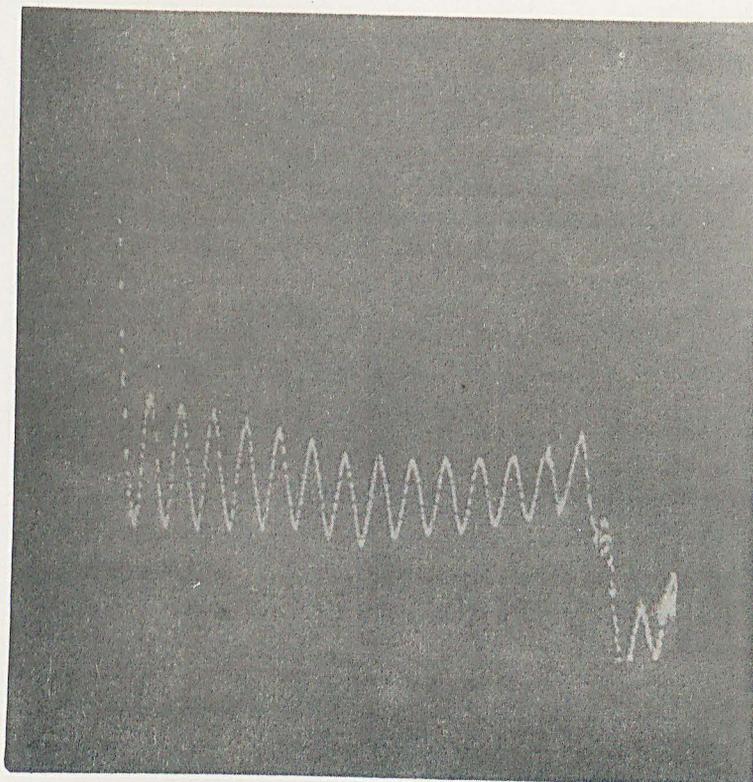


Fig: 26

Oscillations de courant dans ZnO

Echelle horizontale : 0,5 μ s par division

Echelle verticale : 5 mV par division

V = 590 volts

IV AMPLIFICATION ACOUSTIQUE

IV.1. Conception et réalisation de l'équipement expérimental.

Nous devons être capable d'observer et de mesurer dans le sémiconducteur considéré, l'atténuation acoustique en présence d'un champ électrique continu intense.

Nous devons donc créer une onde acoustique, la propager dans le semiconducteur, la détecter, et appliquer un champ électrique au semiconducteur dans des conditions favorables à l'amplification.

Comme nous l'avons signalé au chapitre II, nous devons éviter un échauffement excessif du cristal par effet Joule.

Nous travaillerons donc uniquement en régime impulsionnel.

IV.1.1. Création et détection de l'onde ultrasonore.

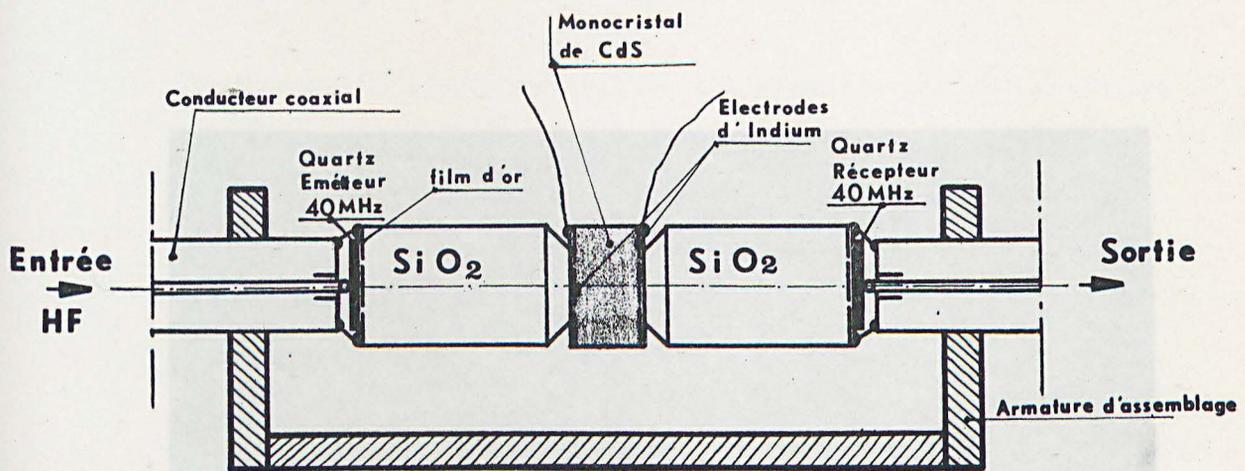
Assemblée acoustique.

Elle est constituée essentiellement d'un cristal semiconducteur piézoélectrique et de deux transducteurs dont le rôle est de transformer l'onde électromagnétique haute fréquence en onde ultrasonore et inversement.

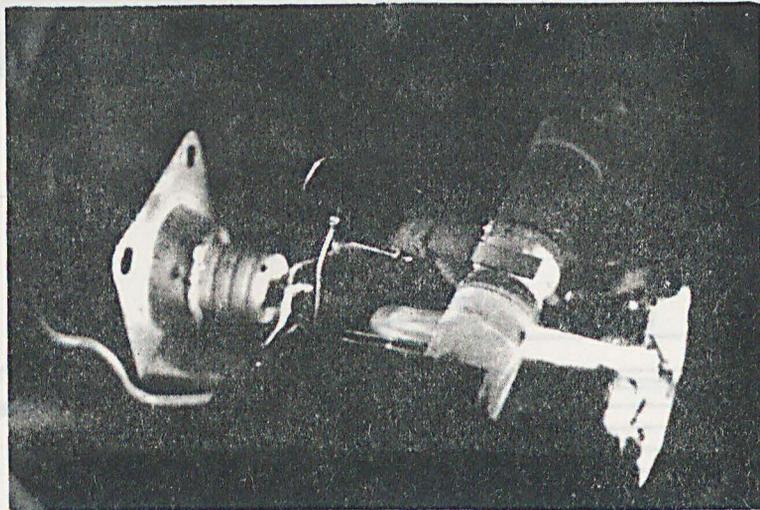
Le dispositif expérimental est donné par les figures (27) et (28) :

- L'amplificateur ultrasonore est un monocristal de sulfure de cadmium (CdS 2) de forme parallélépipédique d'épaisseur 4 mm suivant la direction de propagation des ondes longitudinales piézoélectriquement actives qui est celle de l'axe hexagonal. Il est recouvert sur les faces polies à mieux que $\lambda/10$ perpendiculaires à cet axe d'une couche d'indium déposée par évaporation sous vide; ces électrodes permettent une bonne application du champ électrique extérieur. Nous avons déposé ensuite une couche mince d'or de faible largeur sur le périmètre des électrodes d'indium ce qui permet la soudure des fils conducteurs d'arrivée des impulsions de tension.

- Les lignes de propagation acoustiques sont constituées par deux rondins de silice fondue dont les faces sont très soigneusement dressées



Fig_27_ Disposition des éléments de l'Assemblée Acoustique_



Fig_28_ Photographie du dispositif_

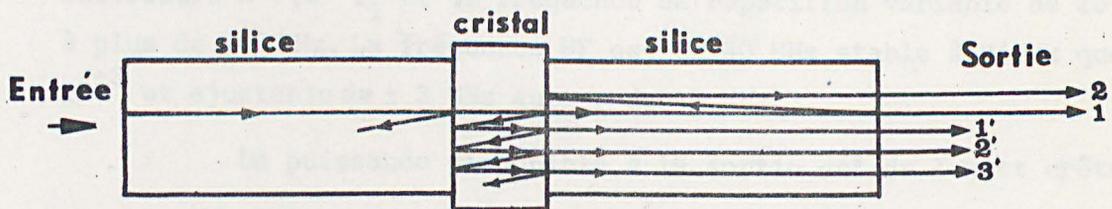
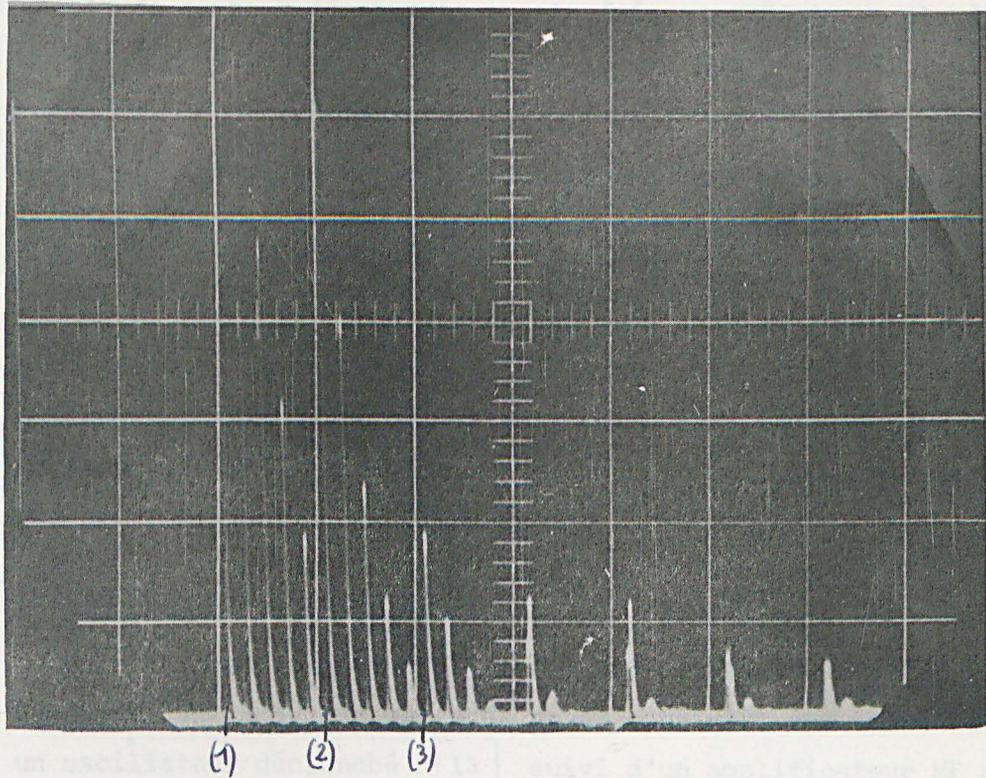


Fig. 29. Système d'échos à 40 MHz -

et polies. Nous avons déposé un film d'or coté transducteurs afin de permettre un retour de masse convenable pour l'excitation.

La conversion électromécanique, est réalisée par des pastilles de quartz de coupe X résonnants sur la fréquence fondamentale de 40 MHz ou sur les harmoniques impairs 120 et 200 MHz.

Nous avons réalisé les assemblages avec du beaume du Canada, l'ensemble étant maintenu entre deux conducteurs coaxiaux.

La qualité du dispositif et en particulier le collage est satisfaisant. Nous pouvons vérifier sur la fig (29) par le nombre d'échos intermédiaires qui se réfléchissent successivement sur les faces du cristal semiconducteur, la qualité du couplage mécanique des diverses parties de l'assemblage.

GENERATEUR ET RECEPTEUR HF.

Nous avons travaillé aux fréquences de 40 - 120 et 200 MHz. Le générateur à 40 MHz que nous avons construit est constitué par un oscillateur déclenché [13] suivi d'un amplificateur HF de puissance.

Il fournit des impulsions Haute Fréquence de largeur t_1 variable entre $0,1 \mu s$ et $10 \mu s$, de temps de montée et de descente inférieurs à $0,1 t_1$ et de fréquence de répétition variable de 10^{-2} Hz à plus de 100 KHz. La fréquence HF est de 40 MHz stable à mieux que 10^{-3} et ajustable de ± 3 MHz autour de 40 MHz.

La puissance disponible à la sortie est de 1 watt crête.

Ce montage est piloté par un générateur d'impulsions GR 1217B.

Nous excitons le quartz émetteur par l'intermédiaire d'un autotransformateur HF accordé qui assure l'adaptation entre l'amplificateur HF et le transducteur.

Le schéma de ce générateur est donné fig (30).

Le générateur à 120 MHz que nous avons construit est constitué d'un oscillateur HF à $60 \text{ MHz} \pm 2 \text{ MHz}$ suivi d'un étage doubleur et d'un amplificateur de puissance HF. Un générateur d'impulsions module l'étage final de puissance.

Nous disposons à la sortie d'impulsions HF de largeur fixe $1 \mu s$ sous une puissance crête de quelques watts.

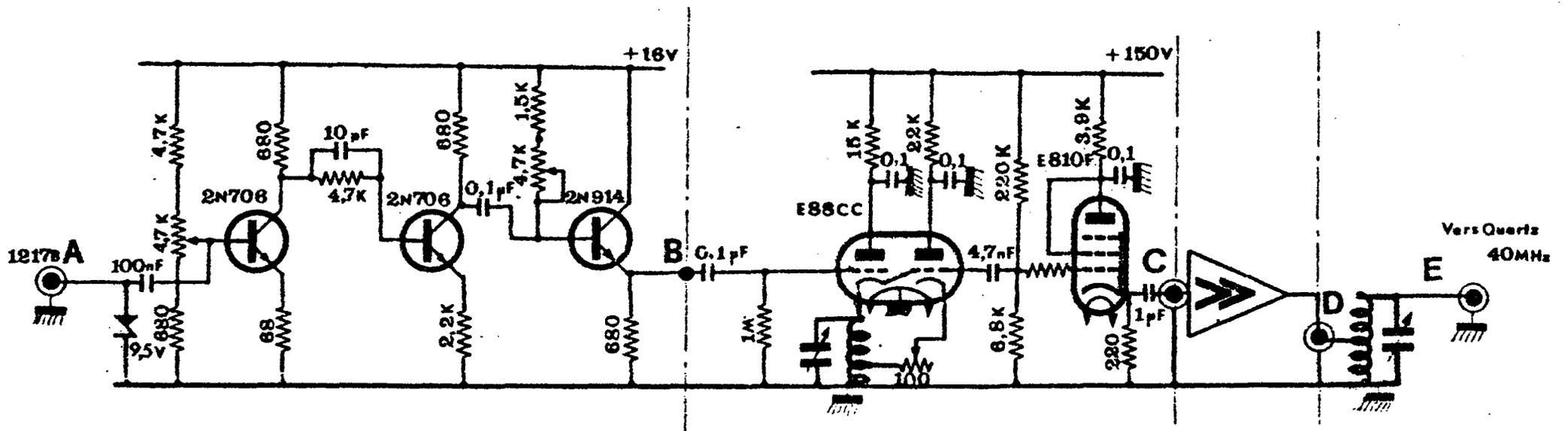
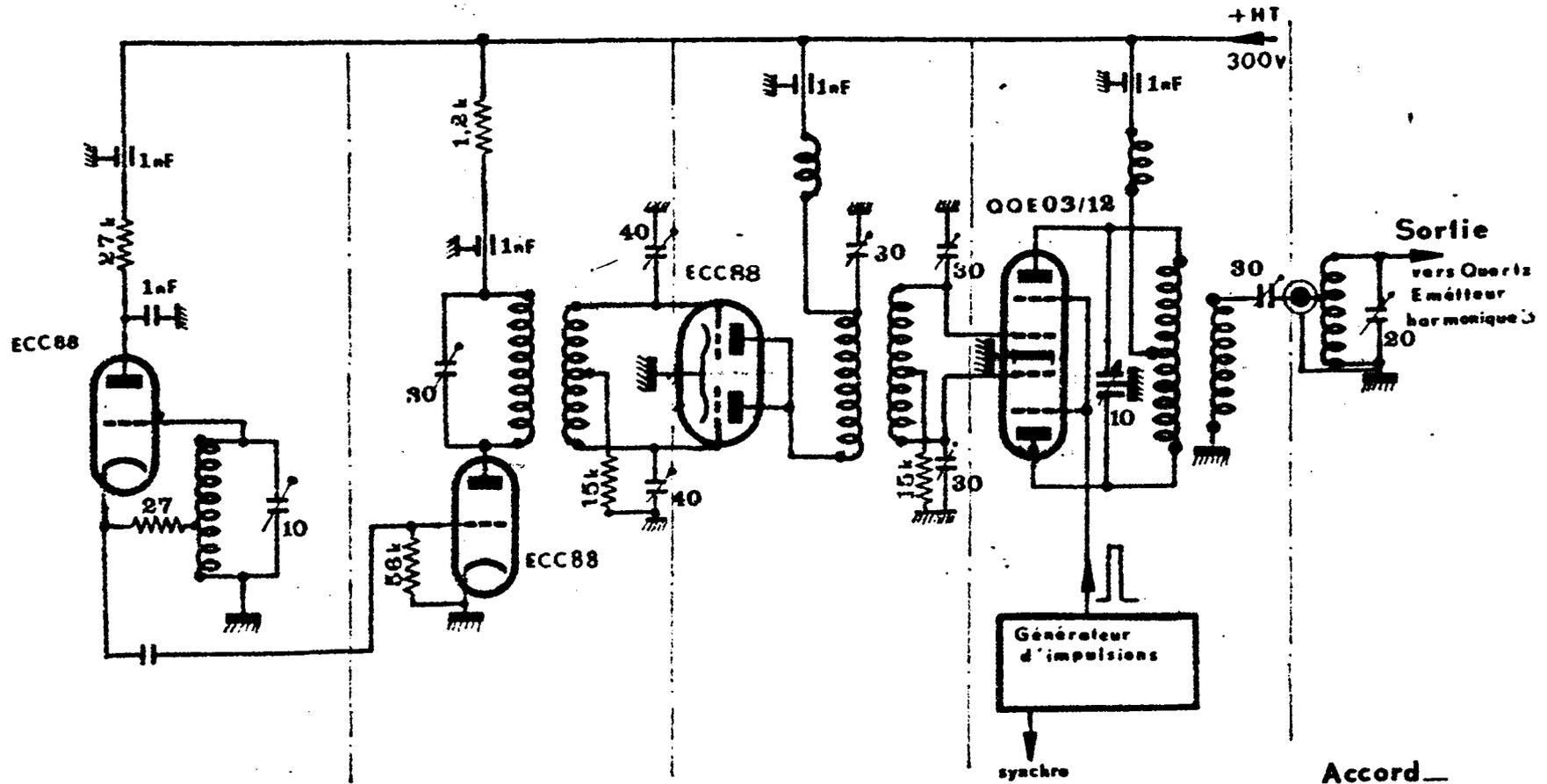


Fig:30 - Ensemble Emetteur 40 MHz



Oscillateur. 60MHz. — Amplificateur. 60MHz. — Doubleur. 120MHz. — Puissance. 120MHz. — Adaptation —

Fig. 31. Ensemble Emetteur. 120 MHz

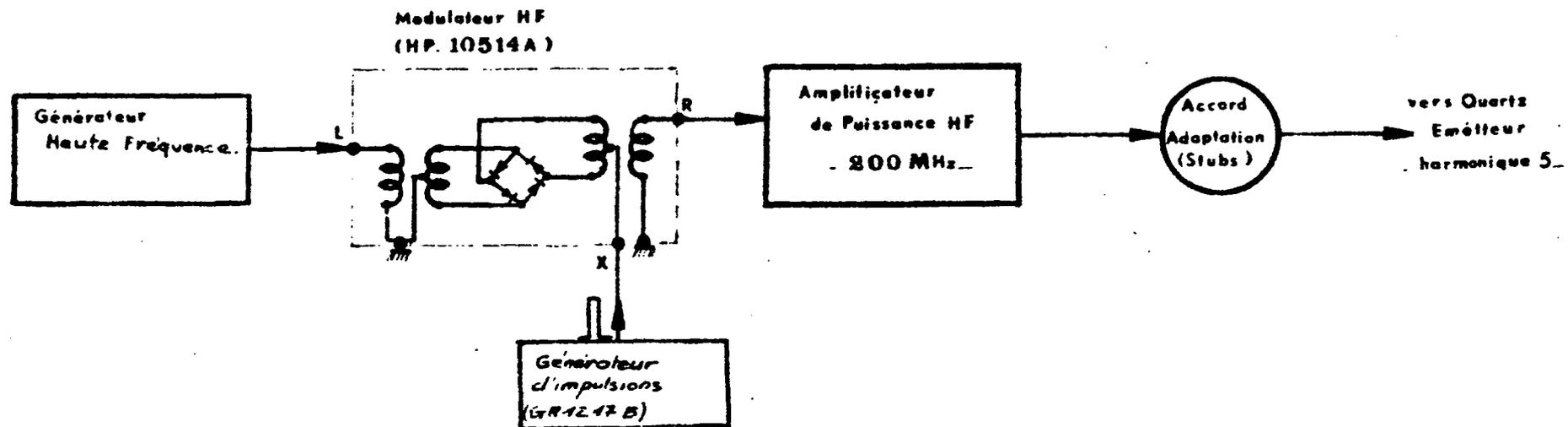


Fig: 32 — Ensemble Emetteur — 200 MHz —

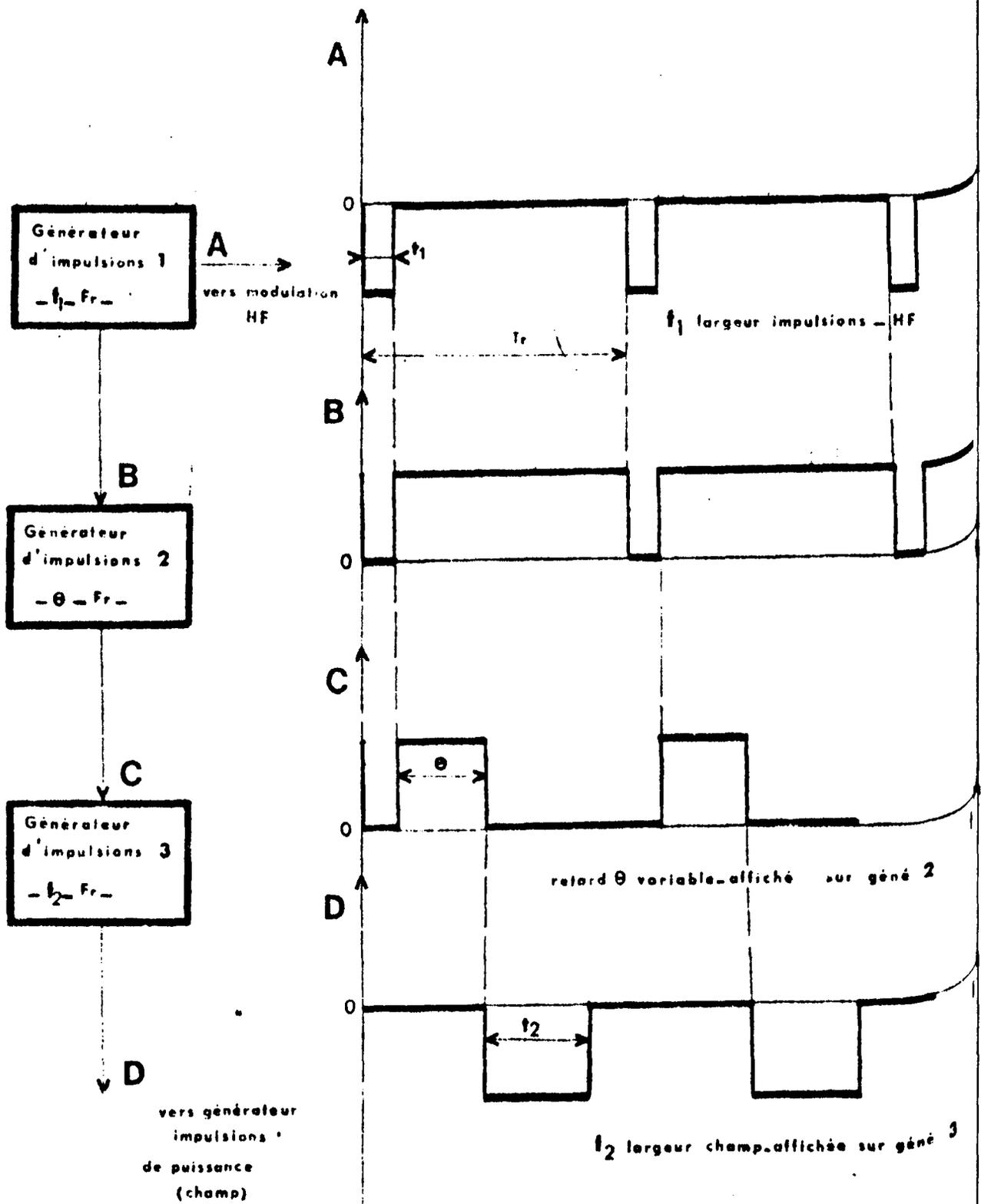


Fig: 33

Nous excitons le quartz émetteur sur l'harmonique 3 par l'intermédiaire d'un adaptateur du même type que celui utilisé à 40 MHz.

Le schéma de ce générateur est donné fig (31).

Le générateur à 200 MHz est constitué d'un modulateur HF à diodes (HP 10514A) suivi d'un amplificateur de puissance HF (ampli télévision canaux 11 et 12). Les impulsions HF à la sortie ont une puissance crête d'environ 5 watts et sont réglables en largeur de 0,1 μ s à plus de 10 μ s. Nous excitons le quartz émetteur sur l'harmonique 5 et adaptons les impédances à l'aide de stubs. Le schéma d'ensemble est donné fig (32).

Le récepteur est commun aux trois montages, à l'exception des systèmes d'adaptation transducteur-récepteur qui sont identiques à ceux de l'émission.

Nous avons utilisé un amplificateur distribué à large bande de fréquence (1-300 MHz). Il assure une détection possible d'un signal de 1 μ V sur 50 ohms. Le signal de sortie est détecté avant d'être envoyé sur un oscilloscope pour visualiser les échos ultrasonores.

IV.1.2. Champ électrique et son application.

Nous utilisons les générateurs d'impulsions de puissance décrits au chapitre II.

L'impulsion de champ électrique doit être appliquée au semiconducteur durant le temps que l'onde ultrasonore traverse ce dernier. L'instant d'application du champ est donc retardé du temps correspondant à la propagation de l'onde dans le premier rondin transmetteur. Dans notre cas il vaut environ 5 μ s. Nous devons donc retarder de 5 μ s la synchronisation du générateur d'impulsions de puissance par rapport au générateur d'impulsions pilote qui synchronise le générateur d'impulsions HF.

Il est possible de produire ce retard et de faire varier le temps d'application du champ en utilisant trois générateurs d'impulsions (principe donné fig.33). La solution adoptée, moins onéreuse, est donnée fig (34).

Le générateur d'impulsions pilote commande le monostable M_1 dont la constante de temps réglable fixe le retard θ par rapport à l'impulsion initiale. Le signal de sortie de M_1 est différentié. Un

.../...

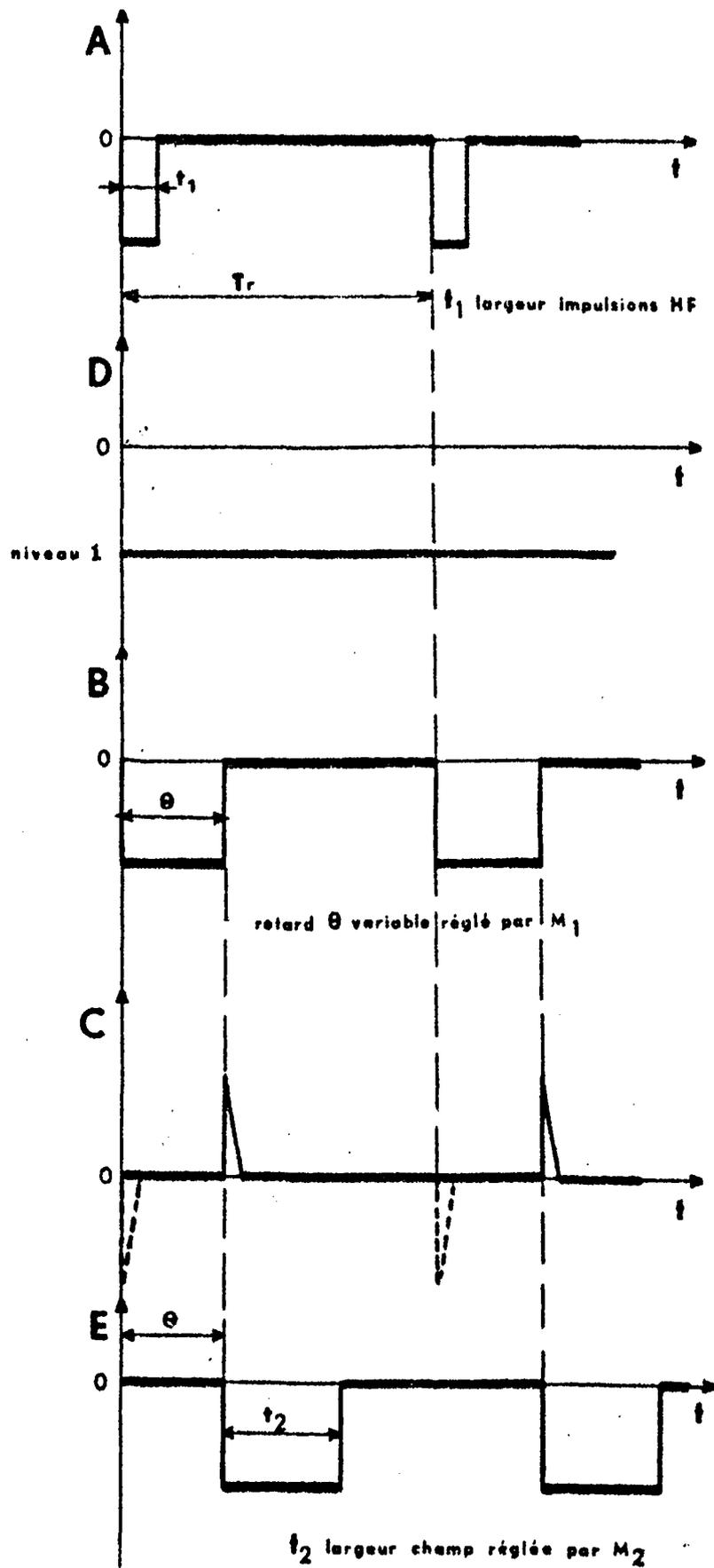
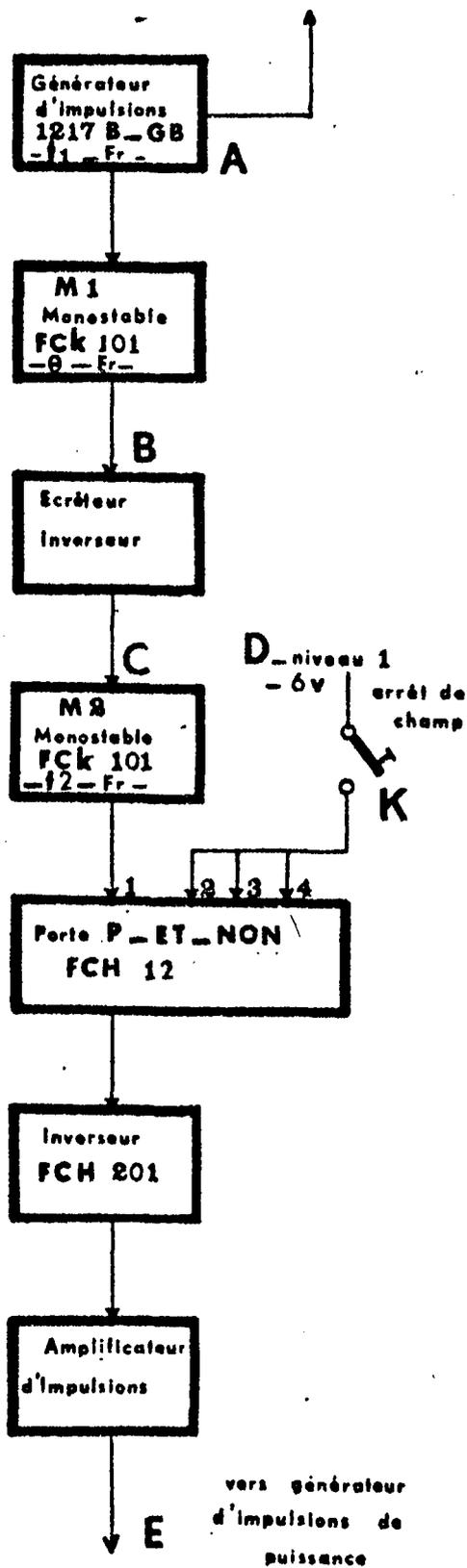


Fig: 34

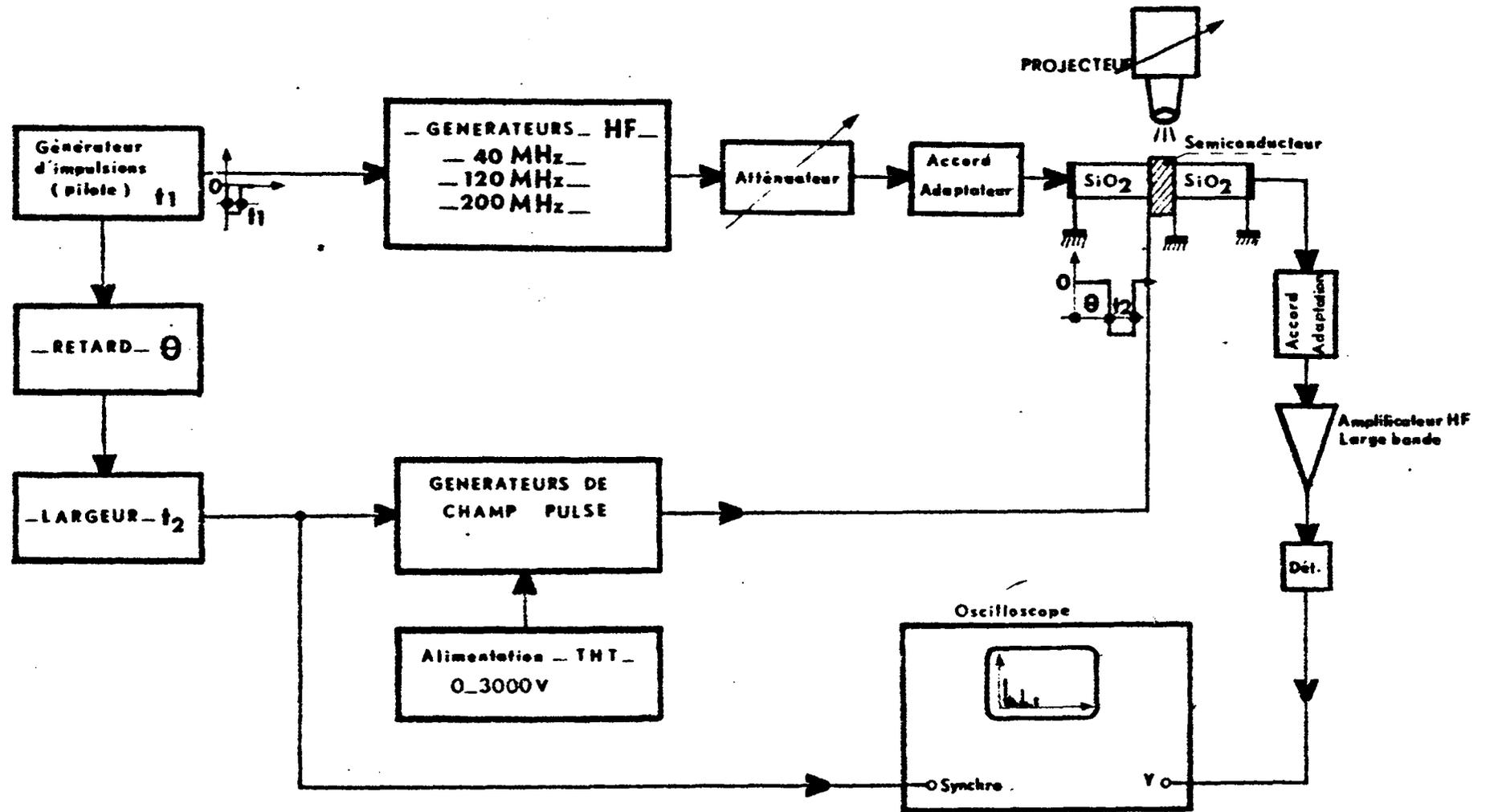


Fig:35- Schéma synoptique Manipulation Amplification Ultrasonore -

détecteur conserve les tops correspondant à la descente du signal de sortie M_1 , ces derniers commandent le monostable M_2 dont la constante de temps donne la largeur t_2 de l'impulsion de sortie.

Cette dernière est appliquée sur l'entrée 1 d'une porte ET; la suppression du potentiel fixe (interrupteur K) normalement appliqué aux entrées 2-3-4 permet de supprimer facilement le champ appliqué au cristal.

IV.1.3. Ajustement des paramètres.

Nous avons utilisé le sulfure de cadmium comme amplificateur ultrasonore. Ce cristal a l'avantage d'être photoconducteur; il est possible d'ajuster sa conductivité σ en l'éclairant convenablement en lumière blanche comme le montrent les figures 35 et 36.

Lorsqu'on a choisi une conductivité on connaît la pulsation de relation ω_c . Nous travaillons à la température ambiante (300° K) ce qui fixe la pulsation de diffusion ω_D . Dans le cas de notre expérience $\sigma \approx 10^{-5} (\Omega \text{ cm})^{-1}$. D'après la théorie, la fréquence idéale de travail est $\omega = \sqrt{\omega_c \omega_D}$ soit 120 MHz, ce qui justifie la gamme de fréquence utilisée.

Les figures 37 et 38 représentent les variations expérimentales du coefficient d'atténuation relatif en fonction du champ électrique appliqué. Les coefficients d'amplification sont maximum pour des tensions appliquées respectivement égales à $V = 1600$ et 1800 Volts, ce qui correspond à $|\gamma| = 0,85$ et $1,1$. Les conditions optimales théoriques d'amplification correspondent à $|\gamma| = 1$.

Nous pouvons donc admettre que les conditions d'amplification sont presque optimales.

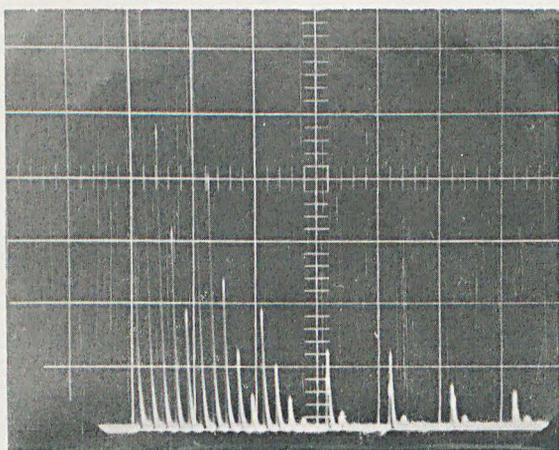
Les résultats sont différents des valeurs théoriques calculées à partir des valeurs théoriques de μ et E_0 ; ce qui peut s'expliquer par les réflexions de l'onde ultrasonore aux extrémités du cristal, les pertes acoustiques à chaque jonction qui sont de 6dB et les variations de la mobilité en fonction du champ appliqué.

IV.2. Mesure du coefficient d'atténuation.

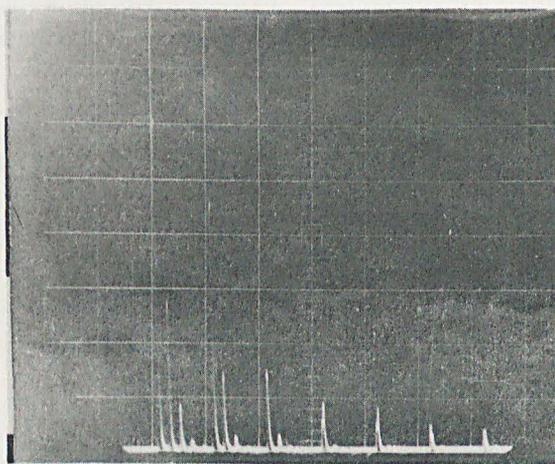
On caractérise la qualité de l'assemblée acoustique par ses pertes d'insertion, définies par rapport aux puissances électromagnétiques à l'entrée P_e et à la sortie P_s :

$$\text{pertes d'insertion (dB)} = 10 \log_{10} \frac{P_s}{P_e}$$

Lorsque les pertes d'insertion deviennent négatives elles correspondent à un gain électromagnétique net.



(1)



(2)

Fig: 36

Ajustement de la conductivité σ

(1) : sans éclairage ($\rho = 10^7 \Omega.cm$)

(2) : avec éclairage ($\rho = 10^5 \Omega.cm$)

$E = 0$

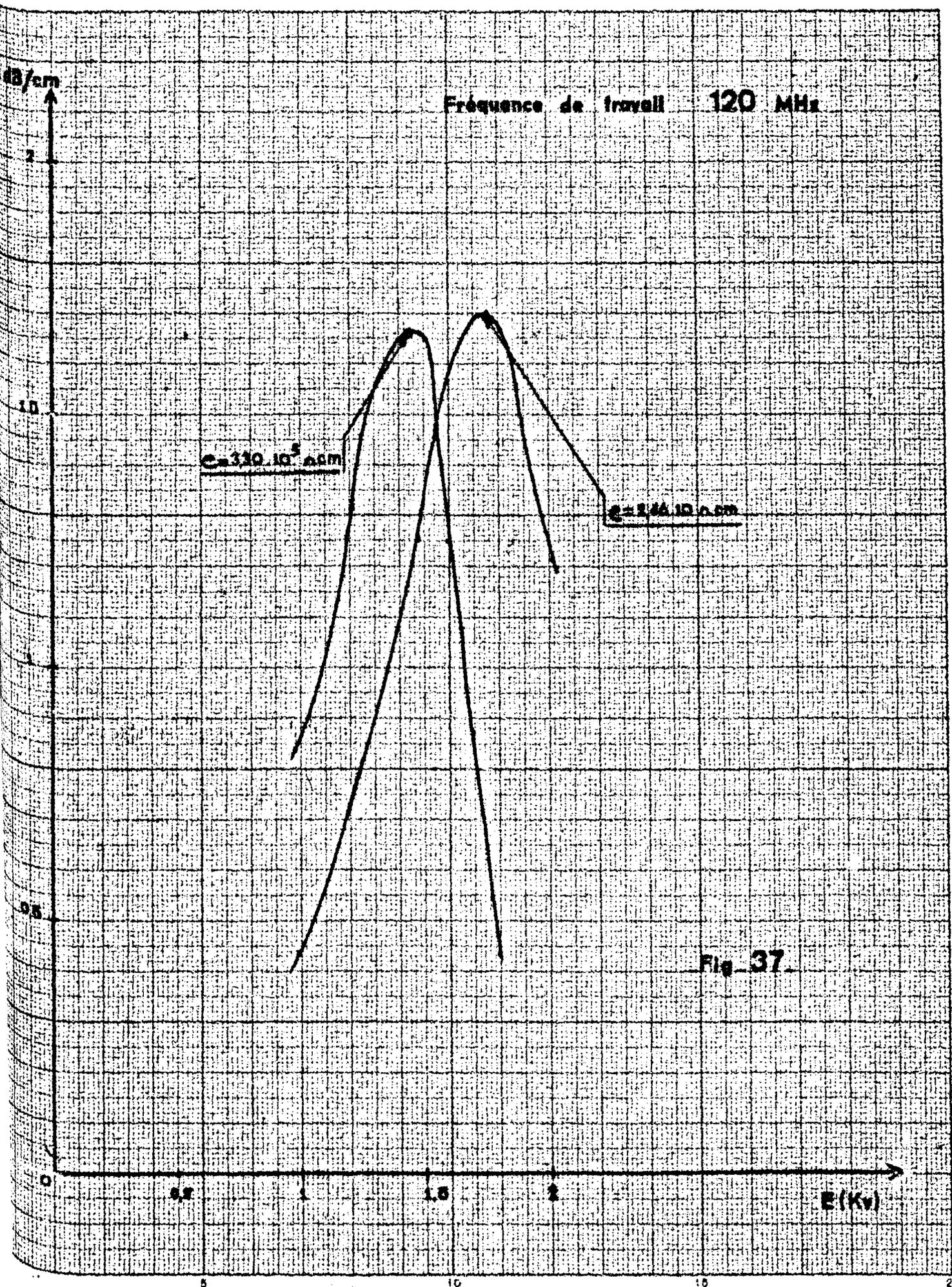


Fig. 37

Frequência de trabalho 200 MHz

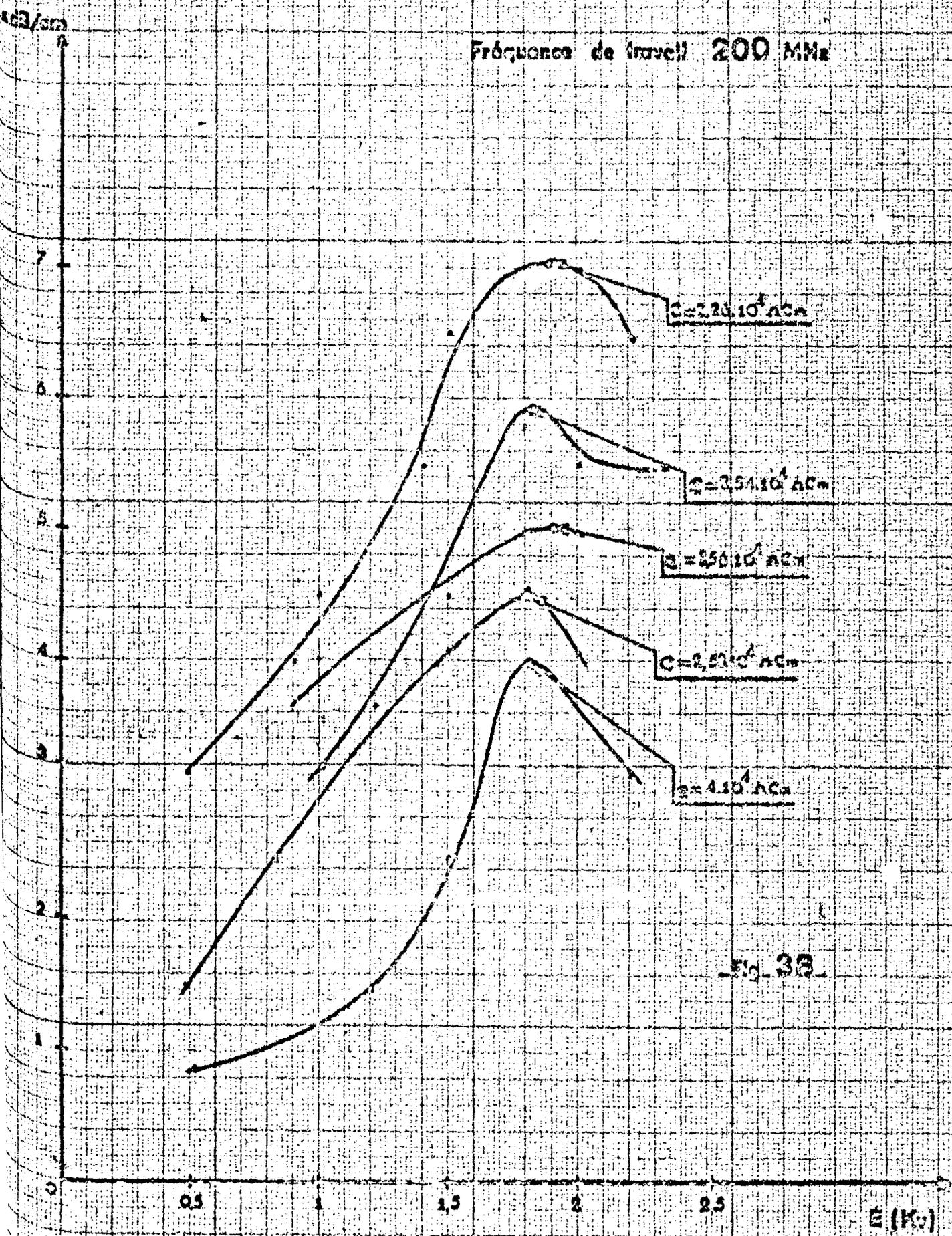
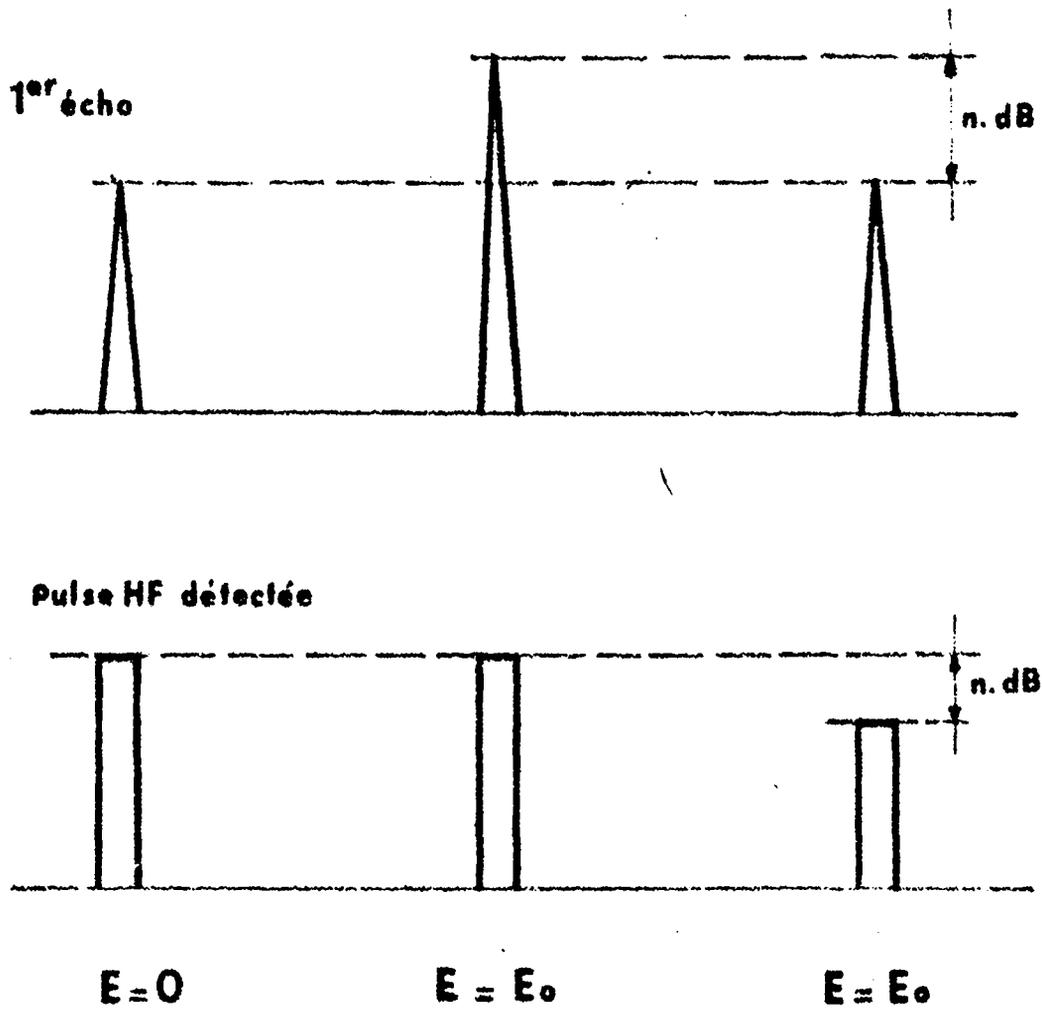


Fig. 38



_ Fig _ 39 _ Principe de la mesure du Gain Relatif _

Il est préférable de définir un gain acoustique qui peut être relatif ou net.

- le gain acoustique relatif s'obtient en comparant les niveaux détectés du premier écho ultrasonore avant et après application du champ électrique. La figure 39 indique le principe de la mesure. Le signal d'émission HF est atténué de n dB de façon à ramener le 1er écho amplifié à son niveau initial.
- lorsque l'atténuation des ondes ultrasonores au cours de la propagation du premier écho dans l'assemblée acoustique est inférieure au gain relatif mesuré on dit qu'il y a gain acoustique net :

$$\text{gain net} = \text{gain relatif} - \text{atténuation sans champ.}$$

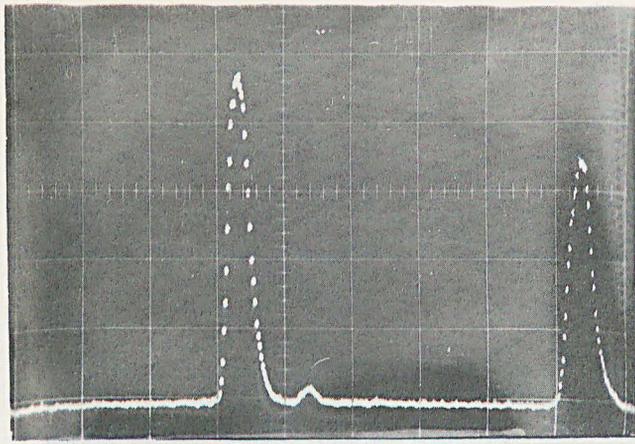
IV.3. Résultats expérimentaux.

Les gains obtenus sont des gains relatifs comme le montre les fig 40 et 41 qui représentent respectivement aux fréquences 120 MHz et 200 MHz le 1er écho :

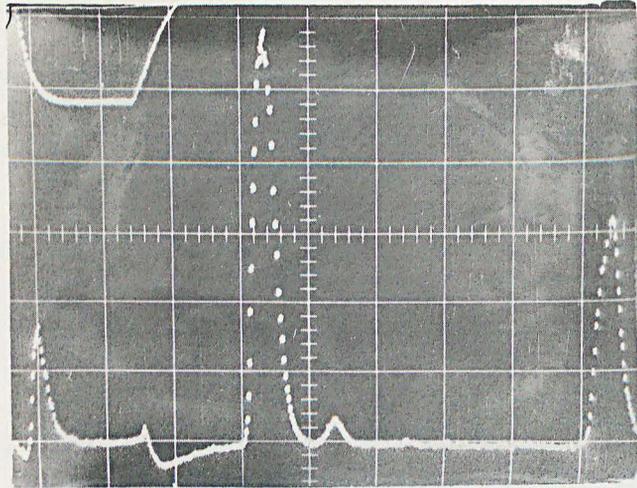
- a) en l'absence de champ électrique
- b) amplifié lorsque le champ électrique est convenablement appliqué.
- c) lorsque le champ est mal appliqué.

Nous n'avons pas amplifié à 40 MHz.

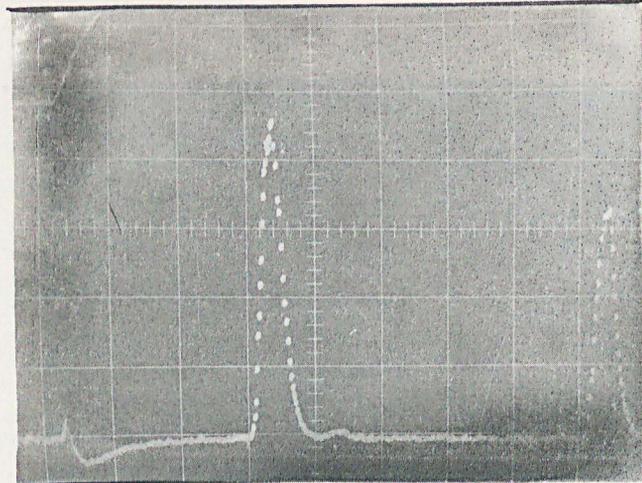
Le gain maximum est obtenu à 200 MHz (7 dB/cm) tandis que le gain obtenu à 120 MHz est de 1,7 dB/cm. On peut expliquer ce fait car en calculant ω nous avons supposé que tous les électrons participaient à la conduction et que la mobilité était une constante.



(1)



(2)



(3)

Fig: 40

Fréquence de travail 120 MHz

Echelle horizontale : 5 μ s par division

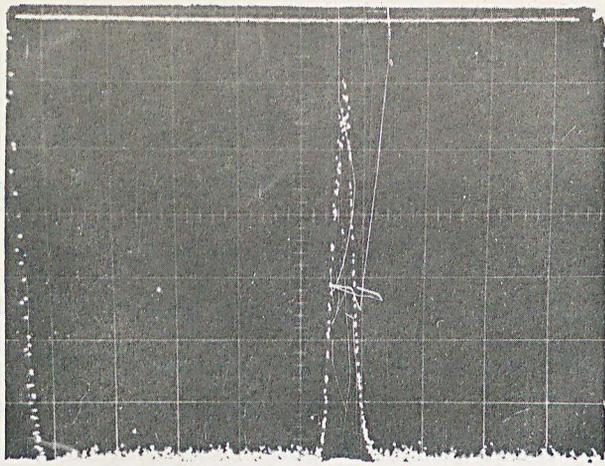
Echelle verticale : 20 mV par division

Résistivité du cristal : $2,46 \cdot 10^5 \Omega \cdot \text{cm}$

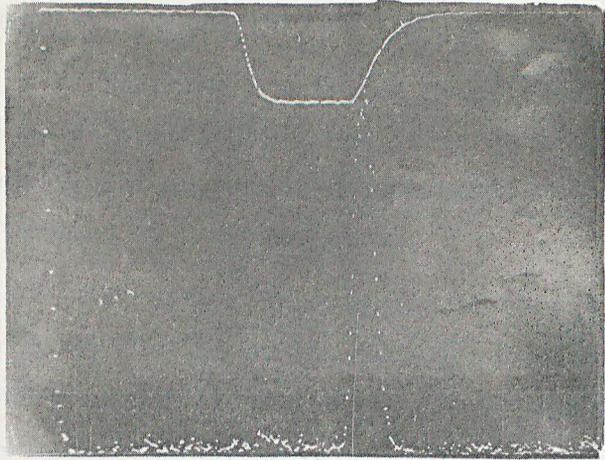
(1) en l'absence de champ

(2) champ correctement appliqué

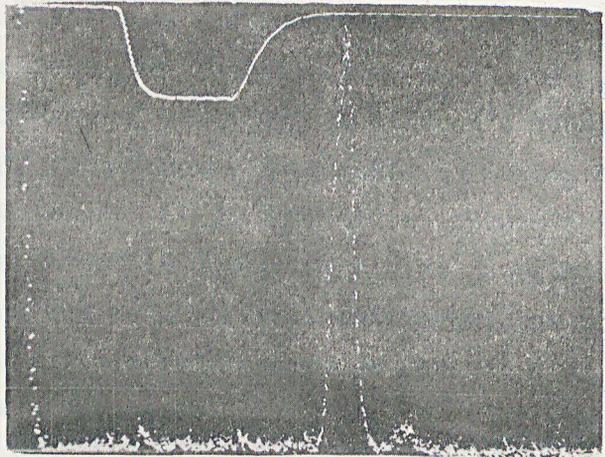
(3) champ décalé



(1)



(2)



(3)

Fig: 41

Fréquence de travail 200 MHz

Echelle horizontale : 50 μ s par division

Echelle verticale : 50 mV par division

(1) en l'absence de champ

(2) champ décalé

(3) champ correctement appliqué

CONCLUSION

Nous avons réalisé des générateurs de champ élevé et un dispositif de retard d'impulsion qui nous permet d'appliquer un champ électrique au cristal à un instant choisi par rapport au passage des ultrasons.

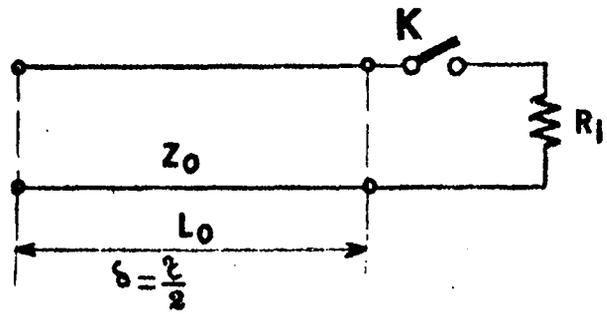
Ces deux montages associés à l'assemblée acoustique nous ont permis de réaliser un amplificateur ultrasonore à l'aide d'un monocristal de Sulfure de Cadmium.

Le champ électrique nécessaire à l'amplification est appliqué sous forme impulsionnelle et sa valeur correspond approximativement au palier de saturation de la caractéristique courant tension du semiconducteur.

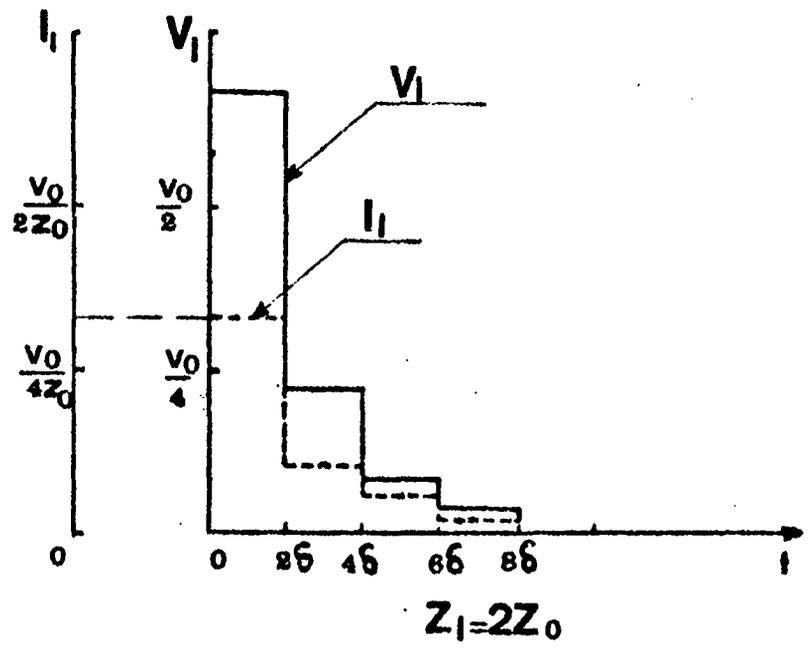
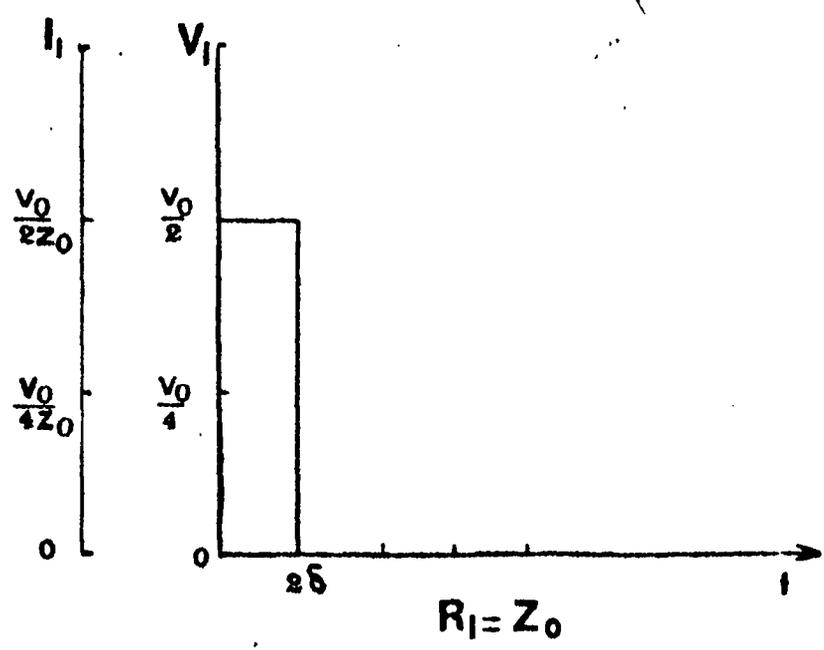
Il serait intéressant de reproduire la même expérience en ondes transversales et en ondes longitudinales à des fréquences plus élevées ce qui nécessiterait des champs électriques moins intenses.

Le dispositif que nous avons réalisé ne constitue qu'une première étape dans l'étude de l'amplification ultrasonore car il présente le grave inconvénient de ne pouvoir être utilisé en fonctionnement continu ; en effet l'échauffement du cristal qui est inévitable entraîne une importante variation de ses propriétés semiconductrices. L'application des phénomènes d'amplification d'ondes de surface nous semble devoir être plus fructueuse car elle permet de choisir un bon diélectrique piézoélectrique et un bon semiconducteur, l'interaction électron-phonon se faisant à la surface de deux matériaux en contact.

- ANNEXES -



- Fig_1 -



- Fig_2 -

ANNEXE 1

IMPULSION PRODUITE PAR LA DECHARGE D'UNE LIGNE DE TRANSMISSION SANS PERTES.

Soit une ligne de transmission d'impédance caractéristique Z_0 à extrémité ouverte, chargée préalablement à V_0 .

La nature du courant transitoire produit par la décharge de cette ligne dans une résistance de charge R_ℓ peut être étudiée comme suit :

- L'impédance à une extrémité d'une telle ligne est :

$$Z = Z_0 \coth \gamma L. \tag{47}$$

avec γ constante de propagation = $j\beta = J\omega\sqrt{\ell c}$
(ℓ et c constantes linéiques).

$$\text{donc } Z = Z_0 \coth j\omega\delta \tag{48}$$

en posant $\delta = \sqrt{\ell c} \cdot L = \frac{L}{v}$ = temps de transmission de la ligne.

En opérationnel avec $p = j\omega$

$$(48) \text{ devient } Z = Z_0 \coth p \delta \tag{49}$$

- A la fermeture de K, fig 1 supposée instantanée, le courant dans R_ℓ peut s'exprimer par :

$$i(p) = \frac{V_0}{p [R_\ell + Z_0 \coth p \delta]} \tag{50}$$

$$i(p) = \frac{V_0}{p \left[R_\ell + Z_0 \frac{e^{-p\delta} + e^{p\delta}}{e^{p\delta} - e^{-p\delta}} \right]} \tag{51}$$

$$= \frac{V_0 (1 - e^{-2p\delta})}{p \left[R_\ell (1 - e^{-2p\delta}) + Z_0 (1 + e^{-2p\delta}) \right]}$$

$$= \frac{V_0 (1 - e^{-2p\delta})}{p (R_\ell + Z_0)} \times \frac{1}{1 + \frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} e^{-2p\delta}}$$

$$i(p) = \frac{V_0 (1 - e^{-2p\delta})}{p (R_\ell + Z_0)} \left[1 - \frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} e^{-2p\delta} + \left(\frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} \right)^2 e^{-4p\delta} - \left(\frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} \right)^3 e^{-6p\delta} \dots \right]$$

La transformée inverse donne :

$$i(t) = \frac{V_0}{Z_0 + R_\ell} \left[1 - U(t-2\delta) - \left(\frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} \right) U(t-2\delta) U(t-4\delta) + \left(\frac{Z_0 - R_\ell}{Z_0 + R_\ell} \right)^2 U(t-4\delta) - U(t-6\delta) \dots \right]$$

dans laquelle $U(t-n\delta) = 1$ pour $(t-n\delta) > 0$

$$U(t-n\delta) = 0 \text{ pour } (t-n\delta) < 0 \tag{53}$$

Si $R_\ell = Z_0$ le courant circulant dans la charge R_ℓ est une impulsion unique d'amplitude :

$$I = \frac{V_0}{2 Z_0} \text{ et de durée } \tau = 2 \delta . \tag{54}$$

La tension aux bornes de R_ℓ est alors égale à :

$$V_\ell = \frac{V_0}{2} \tag{55}$$

Nous représentons ci-après le courant et la tension dans les cas

$$R_\ell = Z_0 \text{ et } R_\ell = 2 Z_0 . \text{ (fig 2)}$$

ANNEXE 2.

CHARGE d'UNE LIGNE DE TRANSMISSION A PARTIR d'une SOURCE DE COURANT CONTINU.

Nous admettons les simplifications suivantes :

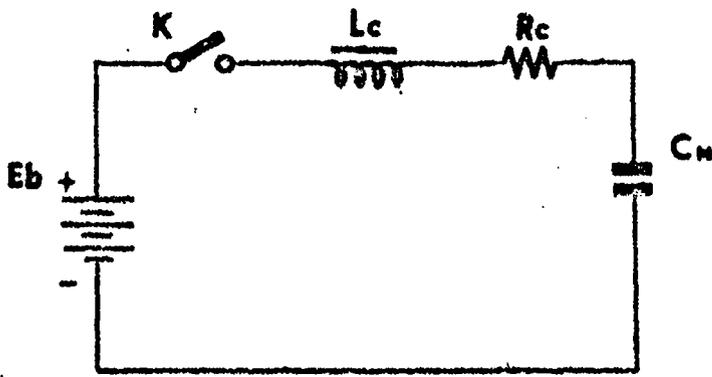
- la ligne artificielle est assimilable à C_N capacité équivalente, les inductances sont négligeables, car la fréquence de charge est beaucoup plus faible que la fréquence propre de la ligne.
- la réactance de charge L_C est supposée linéaire et possède une résistance R_C .
- l'interrupteur K commandant la charge est supposé parfait.

Le circuit de charge peut se représenter par le schéma fig. 3

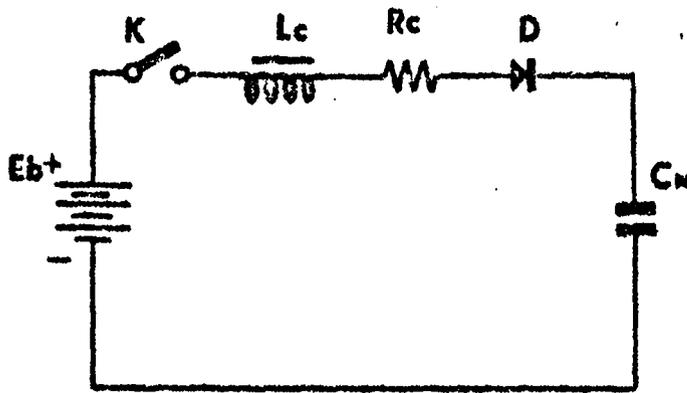
- L'équation différentielle du réseau s'écrit :

$$L_C \frac{d^2 q_N}{dt^2} + R_C \frac{dq_N}{dt} + \frac{q_N}{C_N} = E_b \tag{56}$$

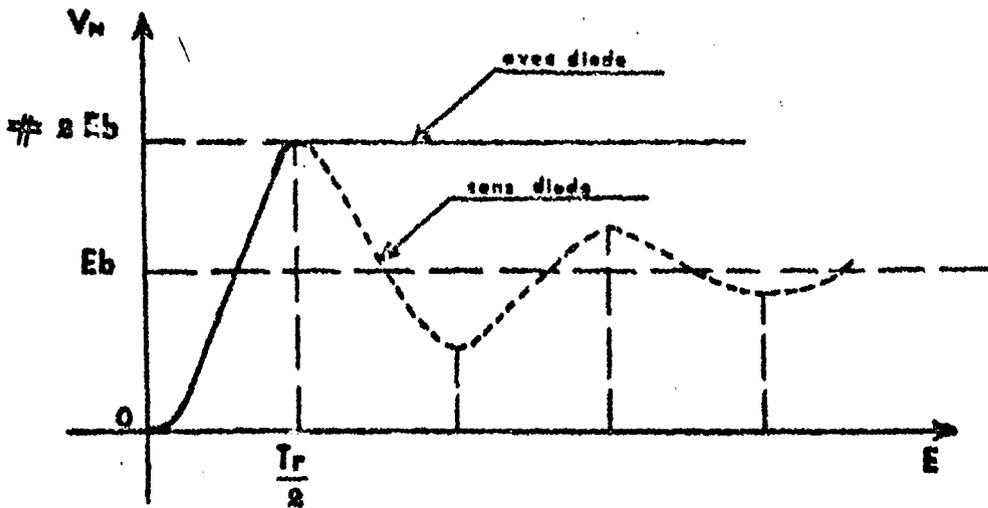
.../...



- Fig - 3 -



- Fig - 4 -



- Fig - 5 -

- Si nous avons $i_c(0)$ courant initial dans L_c et $v_N(0)$ tension initiale aux bornes de C_N les conditions initiales s'écrivent :

$$\left. \begin{aligned} q_N(0) &= C_N v_N(0) \\ \text{et } \left(\frac{dq_N}{dt} \right)_{t=0} &= i_c(0) \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Les conditions initiales (57) reportées dans (56) donnent avec :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} q_N(t) &= p q_N(p) - q_N(0) \\ \frac{d^2}{dt^2} q_N(t) &= p^2 q_N(p) - p q_N(0) - \left(\frac{dq_N}{dt} \right)_{t=0} \\ q_N(p) &= \frac{E_b}{L_c p} \frac{1}{p^2 + \frac{R_c}{L_c} p + \frac{1}{L_c C_N}} + \frac{\left(p + \frac{R_c}{L_c} \right) q_N(0)}{p^2 + \frac{R_c}{L_c} p + \frac{1}{L_c C_N}} + \frac{i_c(0)}{p^2 + \frac{R_c}{L_c} p + \frac{1}{L_c C_N}} \quad (58) \end{aligned}$$

En posant : $a = \frac{R_c}{2L_c}$; $\omega_0^2 = \frac{1}{L_c C_N}$,

$$\omega^2 = \omega_0^2 - a^2 = \frac{1}{L_c C_N} - \frac{R_c^2}{4L_c^2} . \text{ l'équation (58) devient}$$

$$q_N(p) = E_b C_N \omega_0^2 \left[\frac{1}{p(p+a)^2 + \omega^2} \right] + q_N(0) \frac{(p+a)+a}{(p+a)^2 + \omega^2} + i_c(0) \frac{1}{(p+a)^2 + \omega^2} \quad (59)$$

Après décomposition en éléments simples, nous obtenons :

$$q_N(p) = C_N E_b \left[\frac{1}{p} - \frac{(p+a)+a}{(p+a)^2 + \omega^2} \right] + q_N(0) \frac{(p+a)+a}{(p+a)^2 + \omega^2} + i_c(0) \frac{1}{(p+a)^2 + \omega^2} \quad (60)$$

ce qui donne pour $q_N(t)$ en écrivant les transformées inverses :

$$\begin{aligned} q_N(t) &= C_N E_b \left[1 - e^{-at} \left(\cos \omega t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right) \right] \\ &+ q_N(0) e^{-at} \left(\cos \omega t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right) + i_c(0) e^{-at} \frac{\sin \omega t}{\omega} . \quad (61) \end{aligned}$$

$$\text{et } v_N(t) = \frac{q_N(t)}{C_N} = E_b + e^{-at} \left\{ (v_N(o) - E_b) \left[\cos \omega t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right] + \frac{i_c(o)}{C_N \omega} \sin \omega t \right\} \quad (62)$$

En différentiant l'équation (61) et en simplifiant on obtient :

$$i_c(t) = e^{-at} \left\{ \frac{E_b - v_N(o)}{L_c} \frac{\sin \omega t}{\omega} + i_c(o) \left(\cos \omega t - \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right) \right\} \quad (63)$$

A cause de la faible durée de l'impulsion de décharge, le courant dans L_c peut être considéré comme identique à celui du cycle précédent alors $i_c(o) = i_c(T_r)$ avec T_r période de répétition.

$$\text{de (63) on tire : } i_c(o) = \frac{E_b - v_N(o)}{L_c \omega} \cdot \frac{\sin \omega T_r}{e^{aT_r} + \frac{a}{\omega} \sin \omega T_r - \cos \omega T_r} \quad (64)$$

En reportant $i_c(o)$ dans l'équation (62) on obtient :

$$v_N(t) = E_b + E_b - v_N(o) e^{-at} \left[\frac{\sin \omega t \sin \omega T_r}{(e^{aT_r} - \cos \omega T_r + \frac{a}{\omega} \sin \omega T_r) L_c C_N \omega^2} - (\cos \omega t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t) \right] \quad (65)$$

$$v_N(T_r) = E_b + \left[E_b - v_N(o) \right] e^{-a T_r} \left[\frac{\sin^2 \omega T_r}{(e^{a T_r} - \cos \omega T_r + \frac{a}{\omega} \sin \omega T_r) L_c C_N \omega^2} - (\cos \omega T_r + \frac{a}{\omega} \sin \omega T_r) \right] \quad (66)$$

En reportant (64) dans (63) on obtient :

$$i_c(t) = \frac{E_b - v_N(o)}{L_c \omega} e^{-at} \frac{e^{aT_r} \sin \omega t + \sin \omega(T_r - t)}{e^{a T_r} + \frac{a}{\omega} \sin \omega T_r - \cos \omega T_r} \quad (67)$$

Si nous négligeons R_c : alors $a = 0$ et les expressions (65) et (67) deviennent :

$$v_N(t) = E_b + \left[E_b - v_N(o) \right] \frac{\frac{\sin 2t - T_r}{2 \sqrt{L_c C_N}}}{\sin T_r} \quad (68)$$

$$i_c(t) = \frac{E_b - v_N(o)}{\sqrt{\frac{L_c}{C_N}}} \left[\begin{array}{c} \cos \frac{T_r - 2t}{2\sqrt{L_c C_N}} \\ \frac{\sin T_r}{2\sqrt{L_c C_N}} \end{array} \right] \quad (69)$$

Les équations (68) et (69) sont celles de la charge oscillante (fig 5).

v_N au temps de décharge est (66)

$$v_N(T_r) = 2 E_b - v_N(o) \quad (70)$$

Si l'on suppose $i_c(o) = 0$ ce qui est le cas quand la période de répétition T_r est grande devant la durée de l'impulsion de décharge de la ligne, les équations (62) et (63) deviennent :

$$v_N(t) = E_b + e^{-at} \left(v_N(o) - E_b \right) \left[\cos \omega t + \frac{a}{\omega} \sin \omega t \right] \quad (71)$$

$$\text{et } i_c(t) = \frac{E_b - v_N(o)}{L_c \omega} e^{-at} \sin \omega t. \quad (72)$$

au temps de décharge c'est-à-dire à $t = T_r$ soit pour $\omega T_r = \pi$

$$v_N(T_r) = E_b + \left[E_b - v_N(o) \right] e^{-a T_r} \quad (73)$$

Puisque $Q = \frac{\omega L_c}{R_c}$, $a = \frac{R_c}{2 L_c}$ et $a T_r = \frac{\pi}{2Q}$

$$v_N(T_r) = E_b + \left[E_b - v_N(o) \right] e^{-\frac{\pi}{2Q}} \quad (74)$$

Nous voyons (équation 70) que dans le cas où le circuit présente des pertes faibles la somme des tensions initiale et finale est voisine de $2 E_b$.

Pratiquement le circuit a toujours des pertes et le rapport $\frac{v_N}{E_b}$ est inférieur à 2. Ce rapport dépend d'une part du coefficient de qualité de circuit de charge ce que montre l'équation (74).

D'autre part, la linéarité de l'inductance L_c intervient aussi dans la diminution de ce rapport.

En réalité, nous plaçons une diode en série entre l'inductance de charge et la ligne artificielle de façon à bloquer la tension de la charge au premier maximum de l'oscillation (fig 4. et 5)

Ceci permet de faire varier la période de récurrence dans de bonnes limites et d'avoir des valeurs de L_c relativement faibles.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Mutson.AR et White.DL - JAP, 33, 1, 40 1962 - JAP 33, 8, 2547, 1962
- [2] Smith RW. Phys.Rev.Letters Vol.n° 3. 9, 87, 90, 1962.
- [3] Mc Fee J.H. - JAP, 34, 5, 1548, 1963.
- [4] Quentin.G et Thuillier.JM;- 7° Congrès International de Physique des semiconducteurs, Paris 1964.
- [5] C. Baumberger et R. Vu.Huy. Dat L'onde électrique t. XLV n° 464 nov.1965. p 1285 - 1292.
- [6] William H. Haydl - Détermination of the relative acoustic gain in semiconductors - The review of scientific instruments vol. 36 number 5 may 1965. 681-682.
- [7] T. Ishiguro et T. Tanara. Journal of the physical Society of Japan. vol.21 supplément 1966 p. 489-492.
- [8] Nacibov (A.S) et Lomakin (V.L) générateur for rectangular pulses, Inst and experimental techniques. May-June 1965 n° 3 p. 592-594.
- [9] Chan (T) et Gunn (M.W) A high voltage pulse générateur using switched thyatron, Elect.Eng. June 1965 - 37 n° 448 p. 401-403.
- [10] Granger (R) Réalisation d'un générateur d'impulsions de grande puissance : J. Physique octobre 1965 tome 26 n° 10 page 213A-214A.
- [11] G. Nenciarini et G. Kamarinos. Un générateur d'impulsions de haute tension à débit élevé. Revue de Phys.appliquée.tome 4 n° 1. mars 1969 page 94-96.
- [12] Glasoe.Gn.Lebacqz.JV.Pulse générateurs. Radiation Laboratory Séries n° 5 (Mc graw-Hill 1948).
- [13] Rapport de stage. D.E.A. électronique. B.DELANNOY. Faculté Sciences LILLE 1967. Etude et réalisation de quelques procédés de modulation en impulsion d'une onde sinusoïdale, Haute fréquence.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I:

Atténuation et amplification ultrasonore dans les semiconducteurs piézoélectriques.

I.1. Piézoélectricité.

I.2. Ondes piézoélectriques actives.

I.3. Atténuation d'une onde acoustique dans un semiconducteur piézoélectrique.

CHAPITRE II:

Relevé des caractéristiques courant-tension des semiconducteurs.

II.1. Conception et réalisation de l'équipement expérimental.

II.1.1. Conception de l'équipement.

II.1.2. Création d'un champ électrique.

 - caractéristiques et choix des générateurs d'impulsions.

 - principe et réalisation des générateurs d'impulsions.

II.1.3. Enregistrement automatique des courbes.

II.2. Résultats.

II.3. Interprétation

CHAPITRE III :

Effets non linéaires.

III.1. Montage.

III.2. Oscillations de courant dans ZnO.

III.3. Interprétation.

CHAPITRE IV :

IV.1. Conception et réalisation de l'équipement expérimental.

IV.1.1. Création et détection de l'onde ultrasonore.

IV.1.2. Champ électrique et son application.

IV.1.3. Ajustement des paramètres.

IV.2. Mesure du coefficient d'atténuation.

IV.3. Résultats expérimentaux.

CONCLUSION -

- Annexes
- Table des matières.
- Bibliographie.

