



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude d'oscillateurs à effet Gunn. Asservissement en fréquence et applications.

Patrick Jacques

## ► To cite this version:

Patrick Jacques. Contribution à l'étude d'oscillateurs à effet Gunn. Asservissement en fréquence et applications.. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 1972. Français. NNT: . tel-00470348

**HAL Id: tel-00470348**

**<https://theses.hal.science/tel-00470348>**

Submitted on 6 Apr 2010

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

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

3<sup>me</sup> CYCLE  
D'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR

N° d'ordre : 967

# THÈSE

PRÉSENTÉE

A L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

POUR OBTENIR LE TITRE DE

DOCTEUR EN PHYSIQUE  
MENTION SPECTRONOMIE HERTZIENNE

PAR

**Patrick JACQUES**

MAÎTRE ÈS SCIENCES

Contribution à l'étude d'oscillateurs à effet Gunn.  
Asservissement en fréquence et applications.

soutenue le 21 juin 1972, devant la commission d'examen :

MM. R. SERVANT, Professeur .....	<i>Président</i>
J. ROCH, Professeur .....	} <i>Examineurs</i>
A. CHARRU, Professeur .....	
R. SARDOS, Professeur .....	

—✕—

— 1972 —

A Monsieur le Professeur SERVANT

Directeur du Centre de 3ème Cycle de Spectronomie Hertzienne

A Monsieur le Professeur ROCH

Directeur du Laboratoire de Physique Expérimentale

Respectueux Hommage

A tous ceux qui me sont chers.

## AVANT - PROPOS

---

Ce travail a été effectué dans le Laboratoire de Physique Expérimentale, sous la direction de Monsieur le Professeur ROCH, dans le cadre du Centre de 3ème Cycle de Spectronomie Hertzienne, dirigé par Monsieur le Professeur SERVANT. Qu'ils veuillent bien trouver ici l'expression de ma reconnaissance.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à Messieurs les Professeurs CHARRU et SARDOS qui ont accepté de faire partie du Jury de ma thèse.

Je remercie Monsieur R. MOREAU pour ses conseils opportuns ainsi que tous les chercheurs du Laboratoire pour leur aide utile.

Enfin, mes remerciements vont à tout le personnel technique pour sa collaboration efficace.

-:-:-:-:-

## SOMMAIRE

---

	<u>Page</u>
INTRODUCTION. - .....	1
<u>A. - THEORIE DE L'EFFET GUNN</u>	
I. - EFFET D'ELECTRONS CHAUDS .....	3
II. - FORMATION DE RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE DANS L'ARSENURE DE GALLIUM .....	3
III. - FORMATION DE CHARGES D'ESPACES ; EFFET GUNN .....	7
IV. - MODES A DOMAINES ETOUFFES ET A DOMAINES RETARDES .....	8
V. - MODE L.S. A. ....	9
<u>B. - OSCILLATEURS A EFFET GUNN</u>	
I. - CARACTERISTIQUES GENERALES .....	11
1°) Technologie .....	11
2°) Puissances .....	12
3°) Fonctionnement .....	12
II. - OSCILLATEURS EMPLOYES .....	12
1°) S G. X 01 C .....	12
2°) SOG X 05 D .....	17
<u>C. - REALISATION D'UN ASSERVISSEMENT EN FREQUENCE D'UN OSCILLATEUR</u>	
I. - PRINCIPE .....	23
1°) Montage de Pound .....	23
2°) Montage modifié .....	25
II. - REALISATION .....	29
III. - CARACTERISTIQUES DE LA STABILISATION .....	32
1°) Définition du facteur de stabilisation .....	32

	<u>Page</u>
2°) Recherche du meilleur facteur de stabilisation en continu .....	35
3°) Mesure du facteur de stabilisation dynamique .....	35
4°) Limites d'efficacité .....	40
IV. - CONCLUSIONS .....	40
 <u>D. - REALISATION DE BATTEMENTS DE DEUX OSCILLATEURS</u>	
I. - PRINCIPE .....	41
II. - REALISATIONS PRATIQUES .....	42
III. - REGLAGES .....	43
IV. - APPLICATIONS .....	43
 <u>E. - MESURES DE PERMITTIVITES DES GAZ</u>	
I. - RELATION ENTRE LA FREQUENCE D'ACCORD et ( $\epsilon$ ) .....	46
1°) Guide partiellement rempli de diélectrique .....	46
2°) Guide presque totalement rempli .....	48
II. - VARIATION DE PERMITTIVITE DE L'AIR EN FONCTION DE SON HUMIDITE .....	54
1°) Obtention d'air à un taux d'humidité connu .....	54
2°) Montage .....	54
3°) Résultats .....	57
III. - PERMITTIVITES DE QUELQUES GAZ .....	62
1°) Acétylène .....	63
2°) Oxygène, azote .....	65
3°) Hélium .....	66
F. - CONCLUSIONS .....	67
BIBLIOGRAPHIE . - .....	69

- 1 -

## A - INTRODUCTION

-----

La découverte en 1963 par J.B. GUNN (1) d'instabilités électroniques dans des échantillons d'arséniure de Gallium a permis la réalisation d'oscillateurs solides dans la gamme des ondes centimétriques et millimétriques. Ces oscillateurs possèdent plusieurs avantages sur les anciens générateurs hyperfréquences à tubes, klystron par exemple.

Ils ne nécessitent qu'une seule alimentation continue basse tension, de 6 à 12 volts avec un courant allant de 0,1 à 2 Ampères suivant la puissance de l'oscillateur.

Leur stabilité en fréquence est nettement plus élevée.

Ils sont accordables mécaniquement en fréquence sur une large bande (de 1 à 2 GHz suivant le modèle). Parfois un accord électronique permet de les moduler facilement, de les asservir ou de commander à distance les variations de fréquence.

Les puissances continues obtenues actuellement s'étalent de 5 mW à 500 mW et même jusqu'à 1 W en disposant 4 diodes dans le même générateur.

Leur prix d'achat est aussi relativement bon marché.

Les applications de ces oscillateurs à effet Gunn sont nombreuses : générateurs de laboratoire, oscillateurs locaux, télécommunications à courte ou moyenne distance, source pour radar à effet Doppler, télécommande, etc ...

Monsieur le Professeur ROCH m'a proposé d'étudier dans son Laboratoire quelques applications de ces oscillateurs en mettant plus particulièrement l'accent sur leur qualité principale, c'est-à-dire leur stabilité en fréquence.

Nous avons ensuite réalisé un asservissement en fréquence de l'oscillateur muni d'un accord électronique. Cet asservissement permet d'éliminer les dérives et de relier la fréquence à une "longueur d'onde" dans une portion

de guide.

Un montage permettant le battement des deux oscillateurs, ainsi que la mesure de ces battements, a ensuite été réalisé.

L'ensemble des deux montages précédents a permis la mesure de constantes diélectriques de quelques gaz : Air sec, Azote, Oxygène, Hélium. Nous avons aussi mesuré la variation de permittivité de l'air en fonction de son humidité.

-:-:-:-:-

A - THEORIE DE L'EFFET GUNN

---

A-I. - EFFET D'ELECTRONS "CHAUDS". -

Appliquons un faible champ électrique  $\vec{E}$  à un semi-conducteur. La vitesse de dérive  $\vec{v}$  d'un électron est égale à  $\vec{v} = \mu \vec{E}$ .  $\mu$  est la mobilité électronique dépendant du réseau et de la masse effective de l'électron. Lorsque  $E$  augmente, l'énergie gagnée par les électrons augmente aussi.

Puisque l'électron dissipe une partie de son énergie dans le réseau environnant, son énergie moyenne doit être plus importante que celle du réseau pour que le régime soit permanent.

En introduisant la notion de température d'électron, proportionnelle à son énergie, nous dirons que la température des électrons devient supérieure à celle du réseau. Quand on augmente le champ électrique, les électrons deviennent de plus en plus "chauds" et échangent de plus en plus de phonons (Quanta d'énergie communiqué au réseau cristallin sous forme de vibrations mécaniques). Cela entraîne une augmentation de plus en plus faible de leur vitesse, jusqu'à saturation vers 3000 volts par cm. Ce phénomène d'électron chaud est général à tous les semi-conducteurs mais devient secondaire dans l'arséniure de Gallium (Ga As).

A-II. - FORMATION DE RESISTANCE DIFFERENTIELLE NEGATIVE DANS Ga As . -

Les phénomènes principaux sont liés à la structure de bande de Ga As.

En mécanique classique, l'énergie cinétique d'une particule libre est  $\epsilon = \frac{p^2}{2m}$ ,  $m$  étant sa masse et  $p$  sa quantité de mouvement. L'énergie totale sera donc une simple fonction parabolique de sa quantité de mouvement (figure A-1).

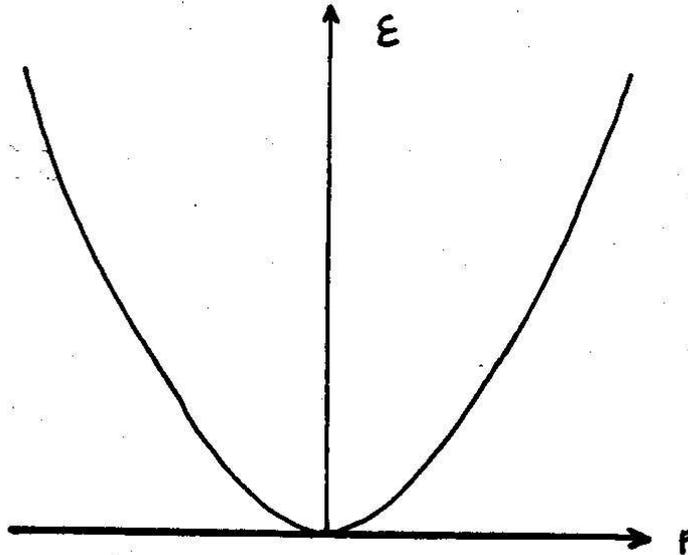
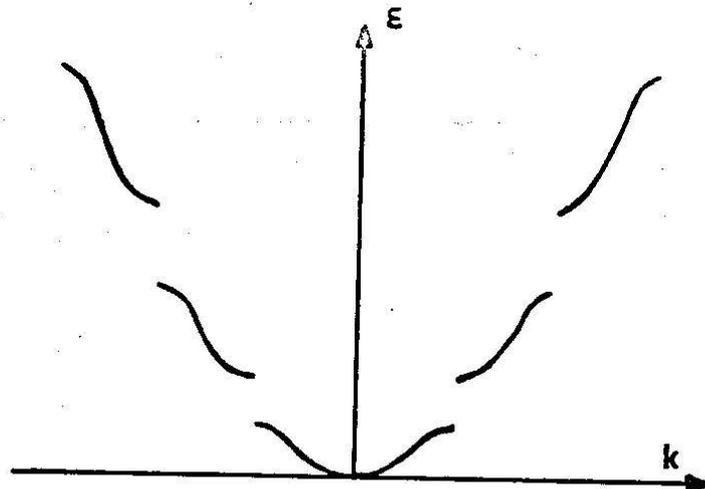


Figure A-1

En mécanique quantique, l'électron possède une onde associée, de valeur  $\frac{h}{p}$  ( $h$  étant la constante de Planck), et donc une longueur d'onde associée  $\vec{k}$ , de module  $\frac{2\pi p}{h}$ . Si l'électron était libre, son énergie serait simplement proportionnelle à  $k^2$  et la fonction  $\epsilon = f(k)$  serait encore une parabole. Mais l'électron se déplaçant dans un solide interagit avec les atomes du réseau et son énergie potentielle dépend de sa position par rapport au réseau cristallin, donc de la périodicité de ce réseau. La courbe parabolique représentant  $\epsilon$  en fonction de  $k$  est complètement déformée (figure A-2).

Figure A-2



Il existe alors des régions appelées bandes d'énergies permises, séparées par des régions où  $k$  n'a pas de valeur réelle, régions appelées bandes d'énergies interdites.

Pour un élément du groupe IV (Germanium par exemple), à une température faible et pour un taux d'impureté minime, les bandes d'énergies sont soit presque complètement vides, soit presque complètement remplies. Les propriétés remarquables des semi-conducteurs sont dues à la présence de quelques électrons dans une bande presque vide (bande de conduction) ou à leur absence dans une bande presque remplie (bande de valence).

La combinaison d'un élément du groupe III comme le Gallium, avec un élément du groupe V comme l'Arsenic, nous donne une substance se comportant sensiblement comme un élément du groupe IV. Mais la répartition des électrons entre deux atomes de valence différente entraîne une polarisation résiduelle de chaque atome. Des champs électriques seront donc produits par les vibrations thermiques du réseau et le trajet des électrons "chauds" sera perturbé considérablement. Sa courbe  $\epsilon = f(k)$  devient alors, pour l'orientation (100) du cristal, celle de la figure A-3.

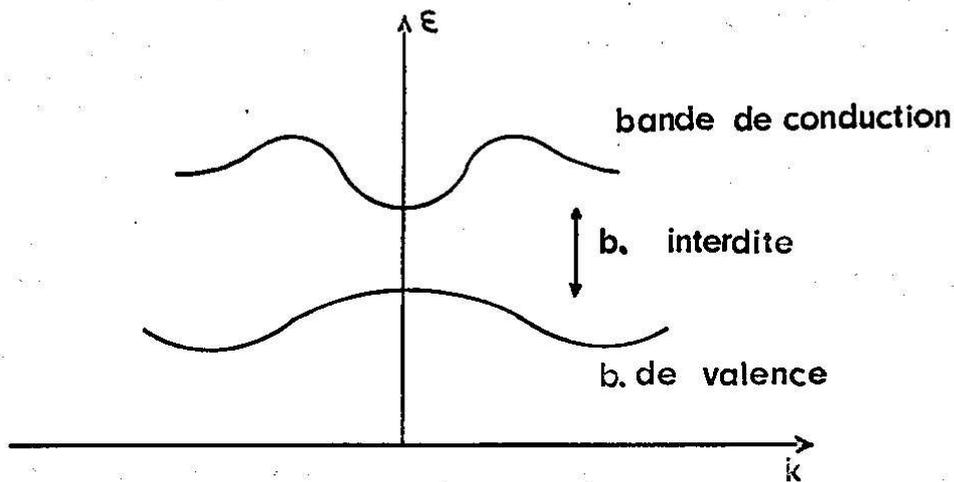


Figure A-3

Ce sont les quelques électrons de la bande de conduction qui vont nous intéresser. Leur énergie va varier en fonction de leur vecteur d'onde comme l'indique la figure A-4.

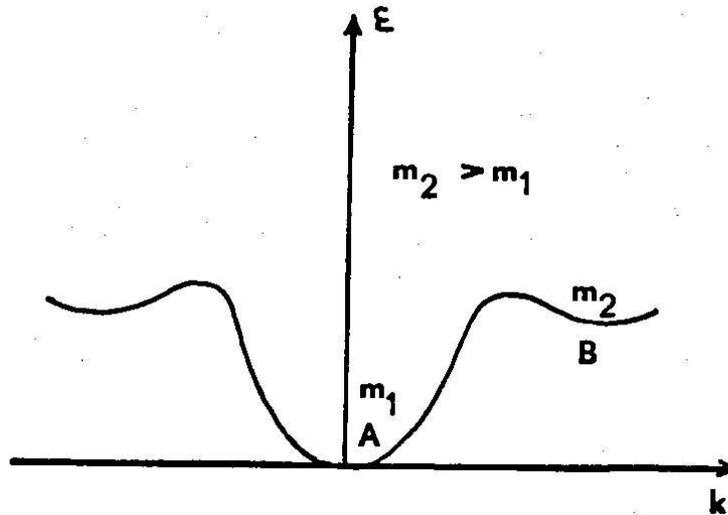


Figure A-4

Considérons l'aspect particulier de ces électrons :

En mécanique classique  $\vec{F} = \frac{d(m\vec{V})}{dt}$  et dans le cas où  $m$  est constant  $\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{\vec{F}}{m}$ . En mécanique ondulatoire  $\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{4\pi^2}{k^2} \cdot \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \cdot \vec{F}$ .

Nous pourrions alors dire que l'électron se comporte classiquement comme s'il avait une masse effective :

$$m^* = \frac{h^2}{4\pi^2} \left( \frac{d^2 \epsilon}{dk^2} \right)^{-1}$$

Cette masse dépend donc de la courbure de la fonction  $\epsilon = f(k)$ .

Si nous appelons  $m$  la masse de l'électron libre, la masse effective dans la région A sera  $m_1^* = 0,068 m$  et dans la région B  $m_2^* = 0,4 m$ . La vallée B est située environ 0,36 eV plus haut que la vallée A.

Soit  $n_1$  le nombre d'électrons en A et  $n_2$  le nombre d'électrons en B. La mobilité  $\mu$  des électrons étant inversement proportionnelle à leur masse, nous aurons  $\mu_1 \gg \mu_2$ .

Quand la matière est en équilibre thermique, les électrons se trouvent en A avec la mobilité  $\mu_1$ . Chauffés par un champ électrique  $\vec{E}$ , les

électrons se déplacent jusqu'en B et acquièrent la mobilité  $\mu_2$ . Leur vitesse moyenne sera  $\vec{V} = \frac{\mu_1 n_1 + \mu_2 n_2}{n_1 + n_2} \cdot \vec{E}$ .

Comme  $\mu_1 = 8000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  et  $\mu_2 = 100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , nous voyons qu'au départ  $\vec{V} \approx \mu_1 \vec{E}$ , puis qu'au moment du transfert des électrons,  $n_2$  augmente rapidement, donc  $V$  diminue ; la densité de courant  $\vec{j} = n e \vec{V}$  également, donc le matériau présente une résistance différentielle négative (RDN) figure A-5.

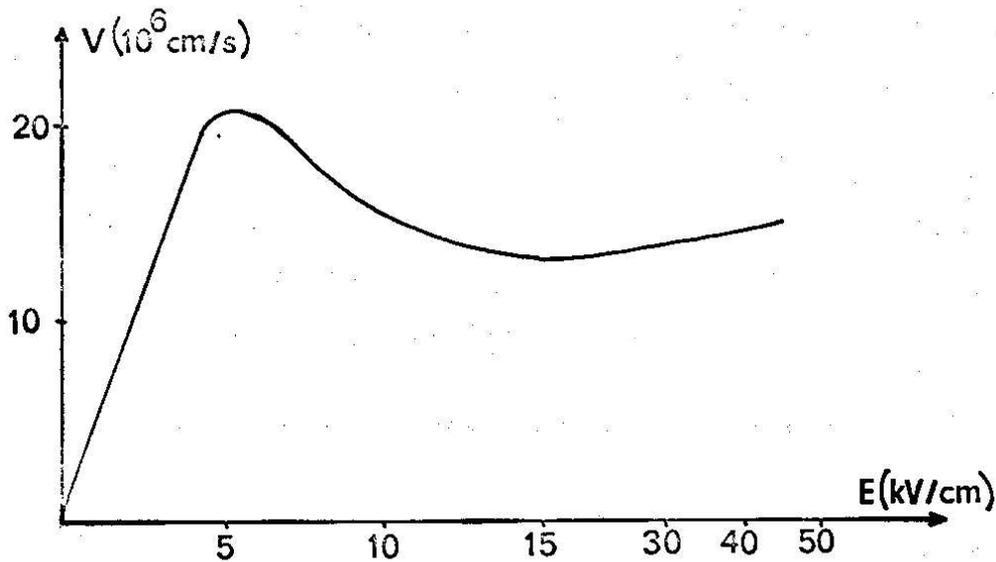


Figure A-5

Remarques : 1°) L'effet de résistance différentielle négative est un effet de volume, indépendant des contacts et de l'état de surface du matériau.

2°) L'apparition de la résistance différentielle négative est liée à certaines conditions : la variation d'énergie entre les vallées doit être supérieure à l'énergie d'agitation thermique  $kT$  ( $\approx 0,025 \text{ eV}$ ) et inférieure à la largeur de la bande interdite du matériau (1,4 eV pour Ga As). Enfin, la mobilité électronique doit diminuer quand on passe de la vallée principale aux vallées secondaires.

A-III. - FORMATION DES CHARGES D'ESPACE. EFFET GUNN. -

Si, dans le matériau, nous avons une variation de la densité

électronique et si le champ électrique est supérieur au champ de seuil, la charge d'espace a tendance à augmenter. En effet, avec une RDN, une augmentation de champ électrique correspond à une diminution de vitesse et les électrons s'accumulent dans la région de fort champ. Ce phénomène instable se stabilise lorsque la vitesse de déplacement de la charge d'espace est égale à la vitesse des électrons extérieurs à la charge.

Comme l'intégrale du champ sur la longueur de l'échantillon est égale à la tension appliquée, un réglage convenable de cette dernière empêchera le champ extérieur au domaine de dépasser le champ de seuil de la RDN. Il ne pourra donc y avoir qu'une seule perturbation à la fois. En pratique la région cathodique atteint la première des champs supérieurs au seuil de la RDN. Cela provient de l'existence d'une région plus résistive au niveau de la soudure cathodique.

En résumé, la charge d'espace prend naissance à la cathode, se propage jusqu'à l'anode, disparaît, puis une autre charge d'espace continue le cycle. La période des oscillations est donc proportionnelle à la longueur de l'échantillon.

La vitesse de dérive des charges d'espace étant de l'ordre de  $10^7$  cm/s des oscillations de 10 gigahertz nécessitent une longueur  $L = VT$  de l'ordre de 10 microns.

D'autres modes de formation d'oscillations peuvent avoir lieu.

#### A-IV. - MODES A DOMAINES ETOUFFES ET A DOMAINES RETARDES. -

Un échantillon placé dans une cavité résonnante ayant une période  $T_0$ , polarisé en régime de RDN, aura une tension à ses bornes égale à la somme de la tension continue appliquée et de la tension instantanée due au résonateur.

Si nous appelons  $T_D$  le temps de croissance du domaine à RDN,  $T_+$  le temps de transit du domaine dans l'échantillon,  $T_0$  le temps de relaxation du diélectrique, nous aurons :

1°) Modes à domaines étouffés si  $T_D < T_0 < T_+$ , comme  $T_0 > T_D$ , un

domaine qui apparaît à la cathode a le temps de se développer. Mais comme  $T_0 < T_+$ , la tension tombera en dessous de la tension seuil avant que le domaine atteigne l'anode ; le domaine est donc "étouffé" avant d'atteindre l'anode.

2°) Modes à domaines retardés si  $T_D < T_+ < T_0$ . Comme  $T_+ < T_0$  le domaine peut atteindre l'anode. Si la phase du signal haute fréquence est convenablement ajustée, le domaine suivant est étouffé avant d'être complètement formé et aucun domaine n'apparaît avant que le voltage dépasse à nouveau le seuil. Le résonateur "retarde" donc la formation des domaines.

Des calculs numériques (4) ont montré que le pourcentage théorique était de 13 % dans le mode à domaine étouffé et de 27 % dans le mode à domaine retardé. Ces modes sont importants car la fréquence est ainsi commandée par le circuit et le rendement peut atteindre de grandes valeurs.

A-V. - MODE L.S.A. ( Limited space charge accumulation). -

Apparaît lorsque  $T_d \ll T_0 < T_D$ .

Le matériau est polarisé au-dessus de la tension de seuil de la RDN. Quand la tension monte au-dessus de la tension de seuil, un domaine commence à apparaître à la cathode. Comme  $T_0 < T_D$  la tension totale tombe en-dessous de la tension de seuil avant qu'un domaine ne soit complètement formé. Le matériau passe la plus grande partie de son cycle haute fréquence en résistance négative (Figure A-6 page suivante). Les calculs théoriques (4) donnent un rendement maximal compris entre 18 et 23 %. Ce mode L.S.A. a donc sa fréquence imposée par le circuit. Ce mode est très sensible aux valeurs de la charge et à la surtension élevée du circuit. D'autre part, pour détruire les accumulations de charges qui pourraient se former à partir de la cathode ou par des impuretés, on est obligé d'augmenter le temps de polarisation en résistance positive. Cela entraîne une limite supérieure de fréquence d'oscillation et une diminution du rendement.

En pratique, il existe un mode proposé par MUANG et Mac KENZIE (6) en 1968 qui est la transition entre le mode avec domaine et le mode L.S.A. Le temps de formation des domaines est de l'ordre de la période  $T_0$  de l'oscillateur. L'échantillon a donc un domaine qui s'amplifie pendant la presque

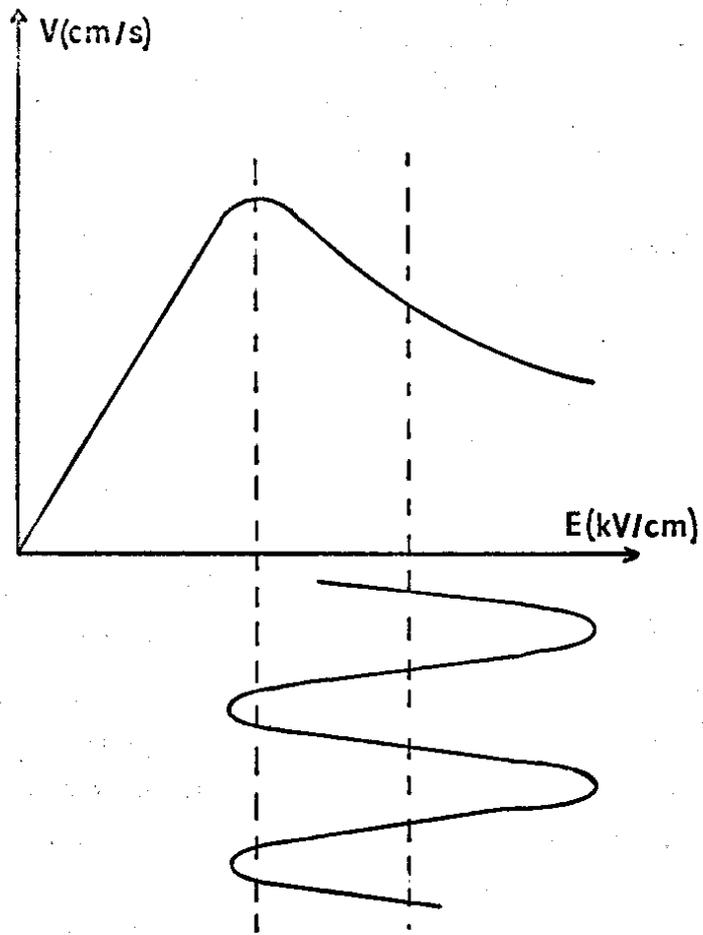


Figure A-6

totalité de la période de l'oscillation. Ce type d'oscillation a l'avantage d'être moins sensible aux conditions de charge et de circuit haute fréquence que le mode L.S.A. et d'exister dans une plus grande gamme de fréquence que ce dernier.

-----

B - OSCILLATEURS A EFFET GUNN

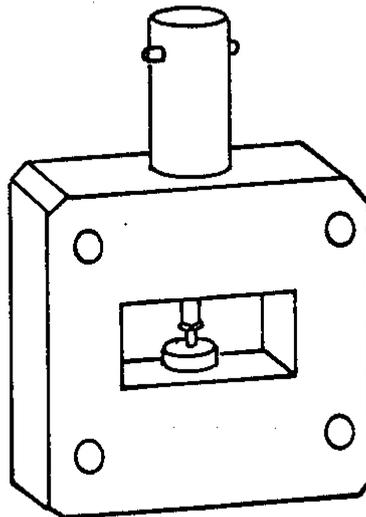
---

B-1. - CARACTERISTIQUES GENERALES. -

1°) Technologie : L'élément actif de l'oscillateur peut se présenter sous différentes formes :

- un parallélépipède rectangulaire d'Arséniure de Gallium est enserré entre deux contacts métalliques recouvrant complètement les deux grandes faces. Le champ électrique ne dépend alors que de la distance à partir de la cathode. Ce modèle fut utilisé par J.B. GUNN. L'inconvénient majeur réside dans l'apparition de courants de fuite et de claquages. Cette structure ne peut dépasser quelques GHz.

Pratiquement l'échantillon est réalisé par épitaxie sur un substrat de type  $n^+$  ou sur un substrat semi-isolant. Cet échantillon est monté sur un plot en laiton qui sert de dissipateur thermique. Ce plot est placé dans le guide d'onde à environ une demi-longueur d'onde d'un court-circuit. Cela constitue une cavité à faible coefficient de surtension, ce qui permet une grande variation de fréquence (figure B-1)



SGX 01C

Figure B-1

Entre le court-circuit et la diode Gunn, certains oscillateurs possèdent un varactor qui permet, par variation de la tension appliquée à ce varactor, de faire varier la fréquence.

2°) Puissance : La puissance des oscillateurs Gunn actuellement commercialisés varie de 5 mW jusqu'à 500 mW dans la bande 8-12 GHz. Les oscillateurs Gunn se synchronisant facilement, il a même été commercialisé un générateur hyperfréquence à 11 GHz comprenant quatre diodes synchronisées, fournissant ainsi une puissance de 1 W en continu.

La limitation de puissance provient de l'énorme dissipation thermique (de l'ordre de  $10^7$  W par  $\text{cm}^3$ ) dans l'échantillon de Ga As ainsi que de sa mauvaise conductivité thermique.

3°) Fonctionnement : En général, les oscillateurs commercialisés fonctionnent avec des modes à domaines ce qui évite les contraintes déjà signalées du mode L.S.A. Les domaines sont "retardés" ou "étouffés" suivant la concentration en électrons, la longueur de l'échantillon et la fréquence d'utilisation.

#### B-II. - OSCILLATEURS EMPLOYÉS. -

Nous avons employé deux oscillateurs livrés par la Radiotechnique Compélec, références S GX 01 C et S GX 05 D.

1°) S GX 01 C : Cet oscillateur se compose d'un morceau de guide rectangulaire traversé dans sa grande largeur par la diode. Une fiche BNC permet d'alimenter cette dernière en courant continu. Le montage se fait suivant le schéma ci-dessous (Figure B-2), l'adaptateur étant ici un stub réglable en profondeur et en abscisse.

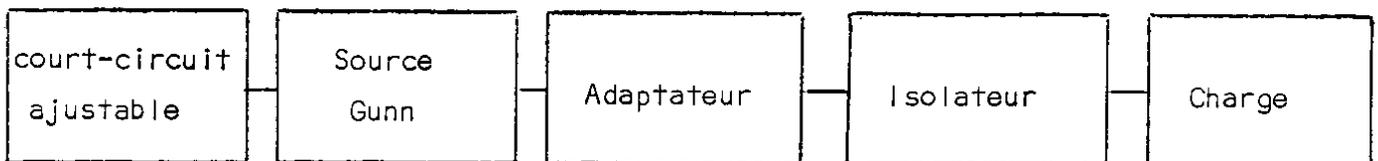


Figure B-2

L'inversion de la tension d'alimentation ainsi que le dépassement de la tension maximale détruisant la diode Gunn, nous avons mis en parallèle sur l'alimentation, une diode Zener. De même des oscillations HF parasites ont été supprimées en plaçant un condensateur de 0,1  $\mu$ F également en parallèle sur la sortie.

La tension de fonctionnement normal est de 7 V. Nous avons établi (Figure B-3) la courbe de l'intensité du courant en fonction de la tension d'alimentation. Nous trouvons bien globalement l'allure d'un matériau présentant une résistance différentielle négative. Cette courbe diffère de la caractéristique "statique" calculée par BUTCHER et FAWCETT (8 et 9). Cette différence est due à la présence dans l'échantillon d'un courant de diffusion des électrons qui s'ajoute au courant de conduction ayant la vitesse de déplacement des domaines.

L'oscillation commence à partir de 4 volts, ce qui correspond bien au maximum de la courbe.

Cet oscillateur était équipé d'une diode CXY 11C pouvant théoriquement délivrer une puissance minimale de 15 mW. La fréquence étant ajustable par déplacement du court-circuit, nous avons mesuré, à l'aide d'un microwattmètre composé d'un thermistor monté sur un pont résistif, la puissance fournie quand la fréquence varie (Figure B-4). Le stub d'adaptation a été ajusté à chaque fréquence afin d'obtenir toujours la puissance maximale disponible.

Les 15 mW annoncés par le constructeur sont dépassés entre 8900 MHz et 10 000 MHz. A 1 dB près, le générateur fournit 15 mW entre 8800 et 11 000 MHz.

Nous avons enfin procédé à un étalonnage en fréquence du piston de court-circuit à l'aide d'un fréquencemètre Hewlett-Packard 5245 L muni d'un convertisseur hyperfréquence permettant la mesure de fréquences comprises entre 8,2 et 12,4 GHz (Figure B-5).

La fréquence dépend de la température de l'élément :  $\frac{\Delta f}{\Delta T}$  de l'ordre de 0,5 MHz /°C (5), ainsi que de sa tension d'alimentation : 30 MHz par volt autour du point de fonctionnement. L'équilibre thermique est atteint au bout de 2 heures de fonctionnement.

### CARACTERISTIQUE INTENSITE - TENSION DE SGX 01C

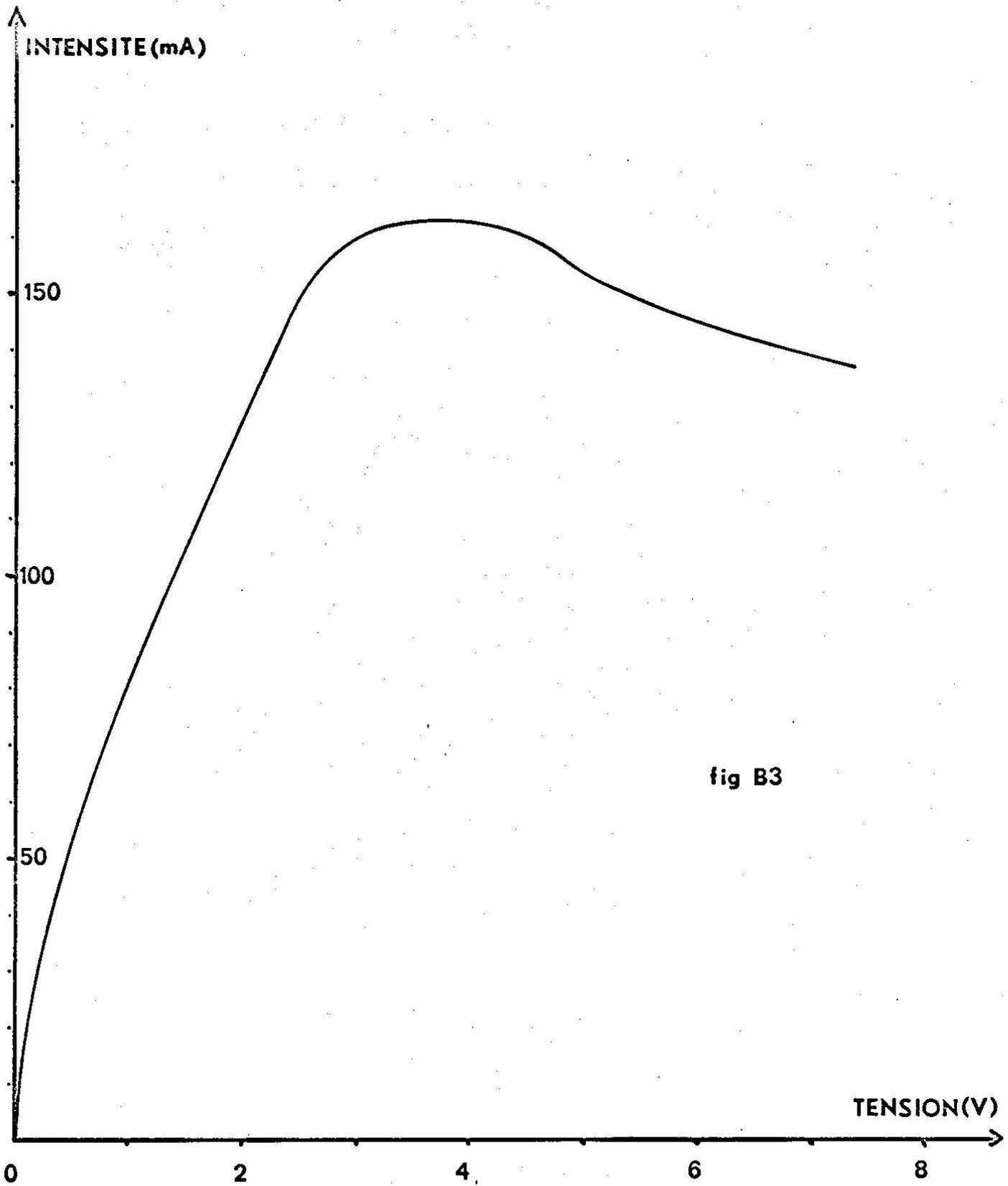
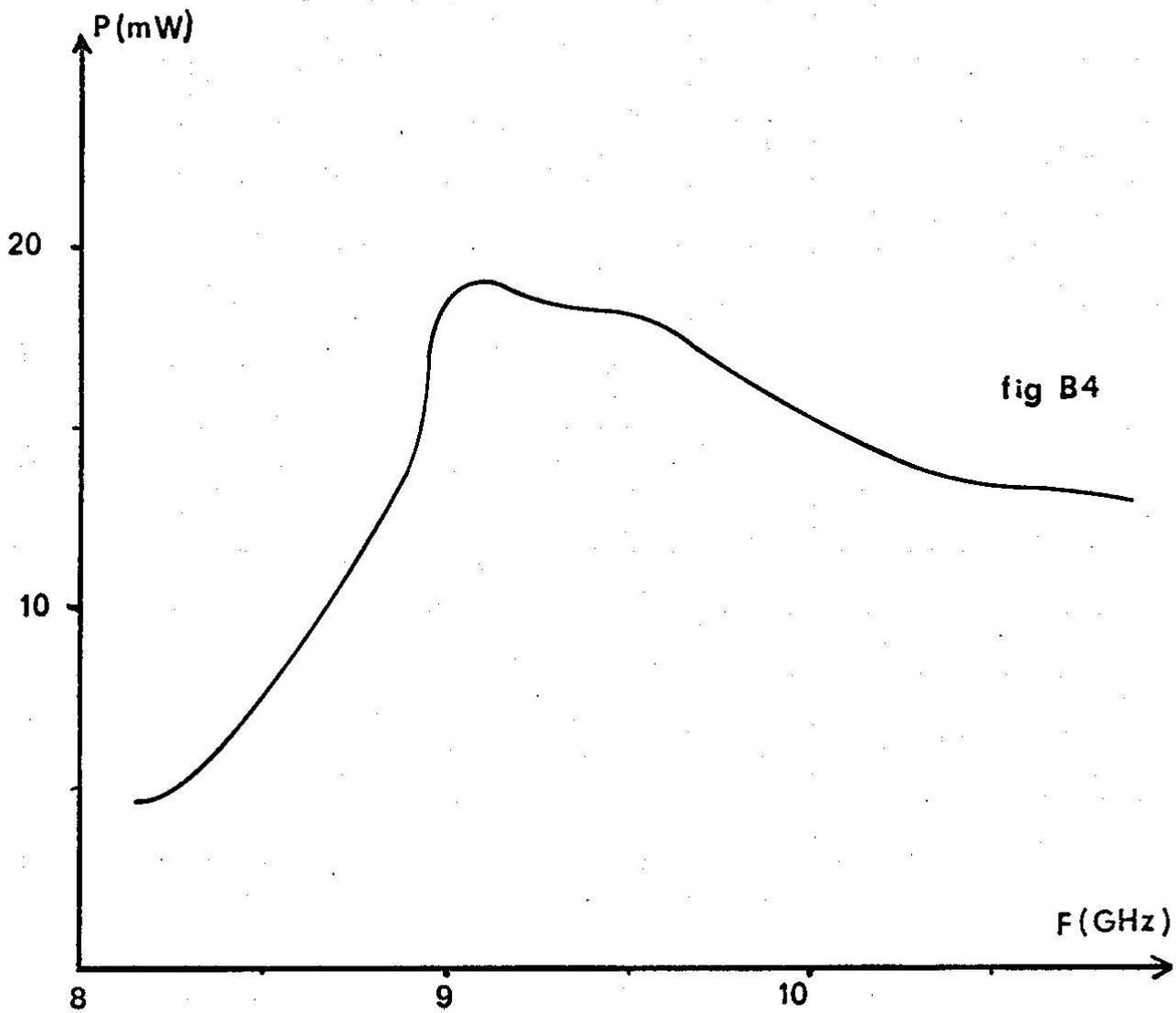
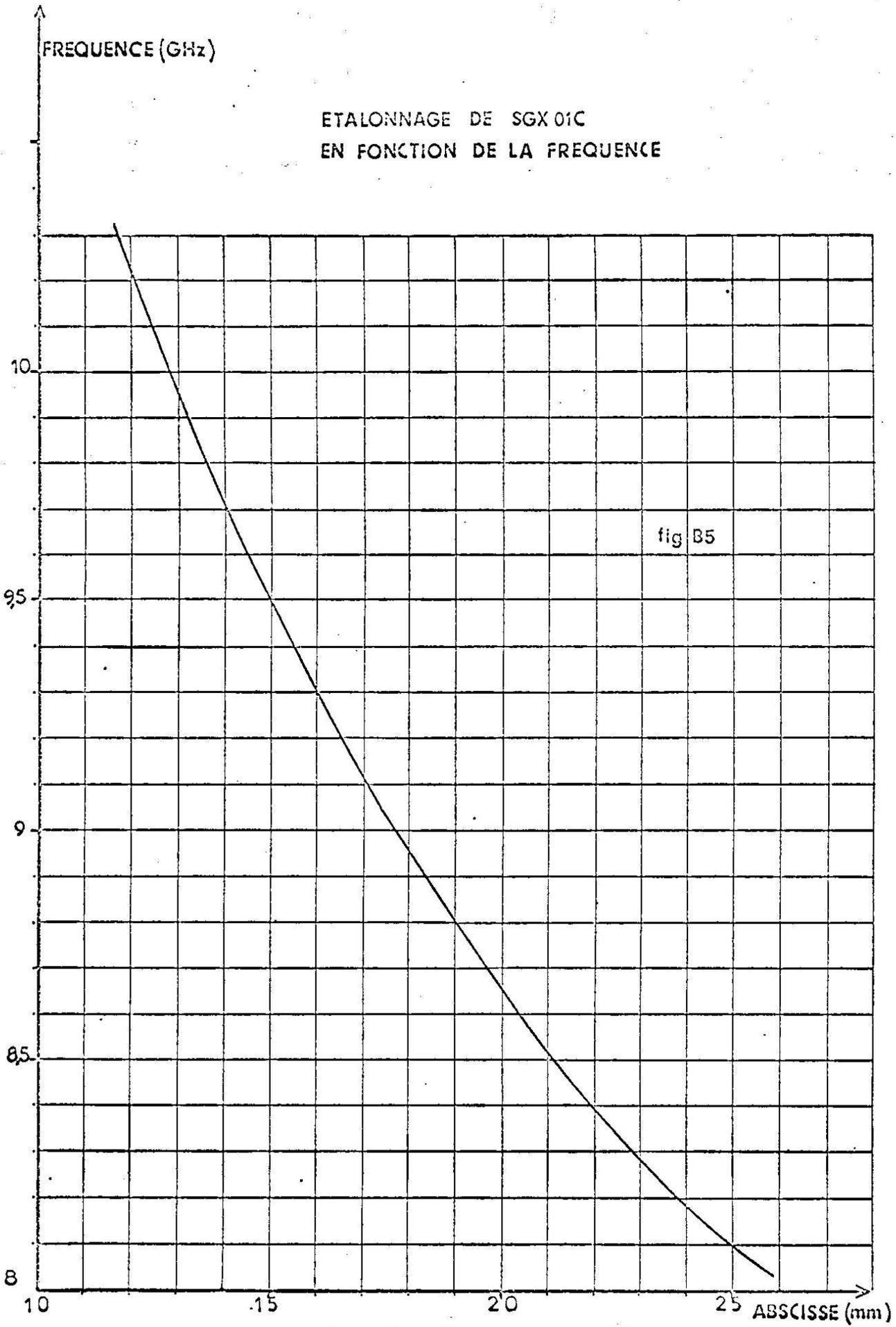


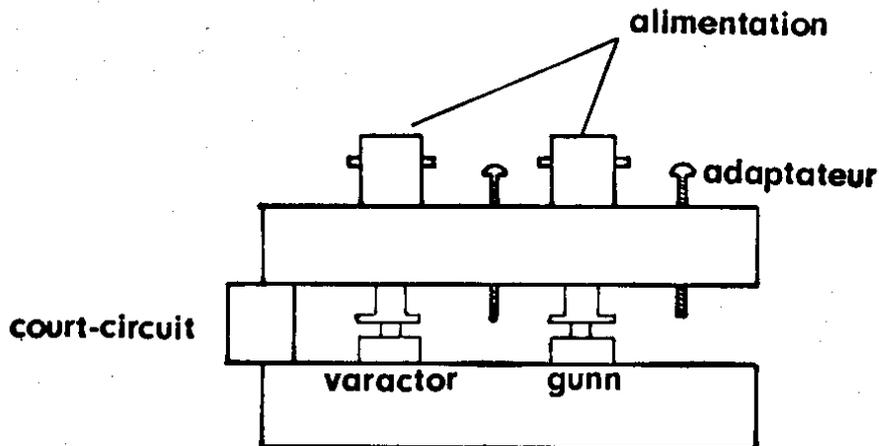
fig B3

VARIATION DE PUISSANCE DE SGX 01C  
AVEC SA FREQUENCE





2°) S G X 05 D : Ce générateur est plus complexe que le premier. Il se compose d'un élément de guide rectangulaire fermé par un court-circuit fixe, d'un varactor pour l'accord électronique en fréquence, d'un stub pour l'accord mécanique, de la diode Gunn et d'un stub d'adaptation.



La diode Gunn est une CXY 11 D délivrant 20 mW. Son alimentation se fait par une tension continue de 8 V. La caractéristique de l'intensité du courant en fonction de la tension appliquée est donnée par la figure B-6. Elle est analogue à celle du générateur S G X 01 C et s'explique par le même phénomène de résistance différentielle négative. L'oscillation commence aussi à partir de 4 volts .

La fréquence est ajustable mécaniquement de 8700 MHz à 9600 MHz; en modifiant la résonance de la cavité par l'enfoncement ou le retrait du stub situé entre la diode Gunn et le court-circuit.

Le Varactor est un 821 CXY D , à l'arséniure de Gallium du type à barrière de Schottky. La capacité est d'environ 3 pf et diminue lorsqu'on lui applique une tension continue. Elle atteint environ le tiers de sa valeur à la tension maximale de 12 volts. Cela modifie donc la fréquence de résonance de la cavité comme le montre la figure B-7. En moyenne, son action est de 10 MHz par volt. Cela permet une modulation en fréquence de l'oscillateur, ainsi que tout montage nécessitant une commande électronique de la fréquence.

CARACTERISTIQUE COURANT-TENSION DE SGX 05D

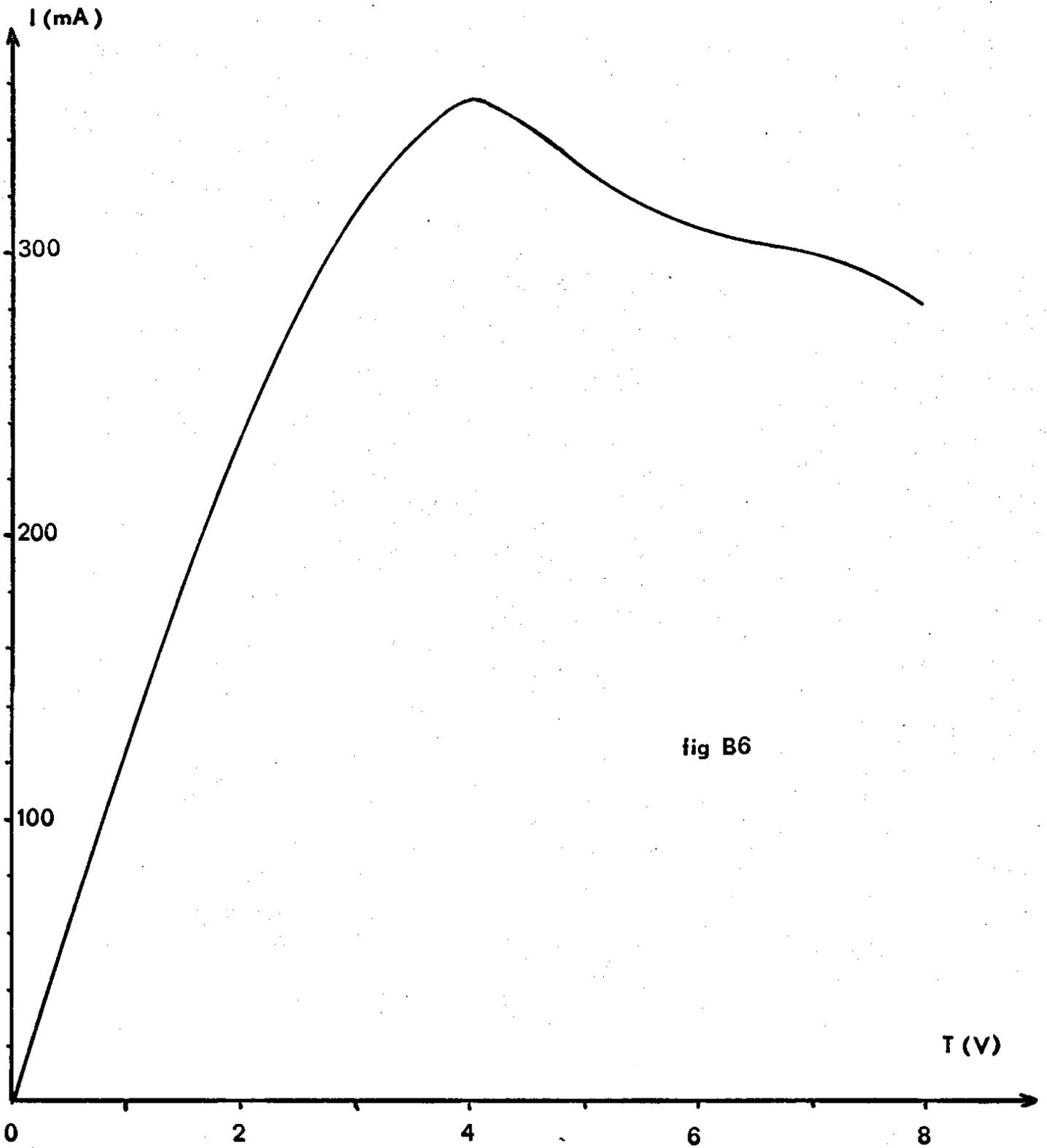
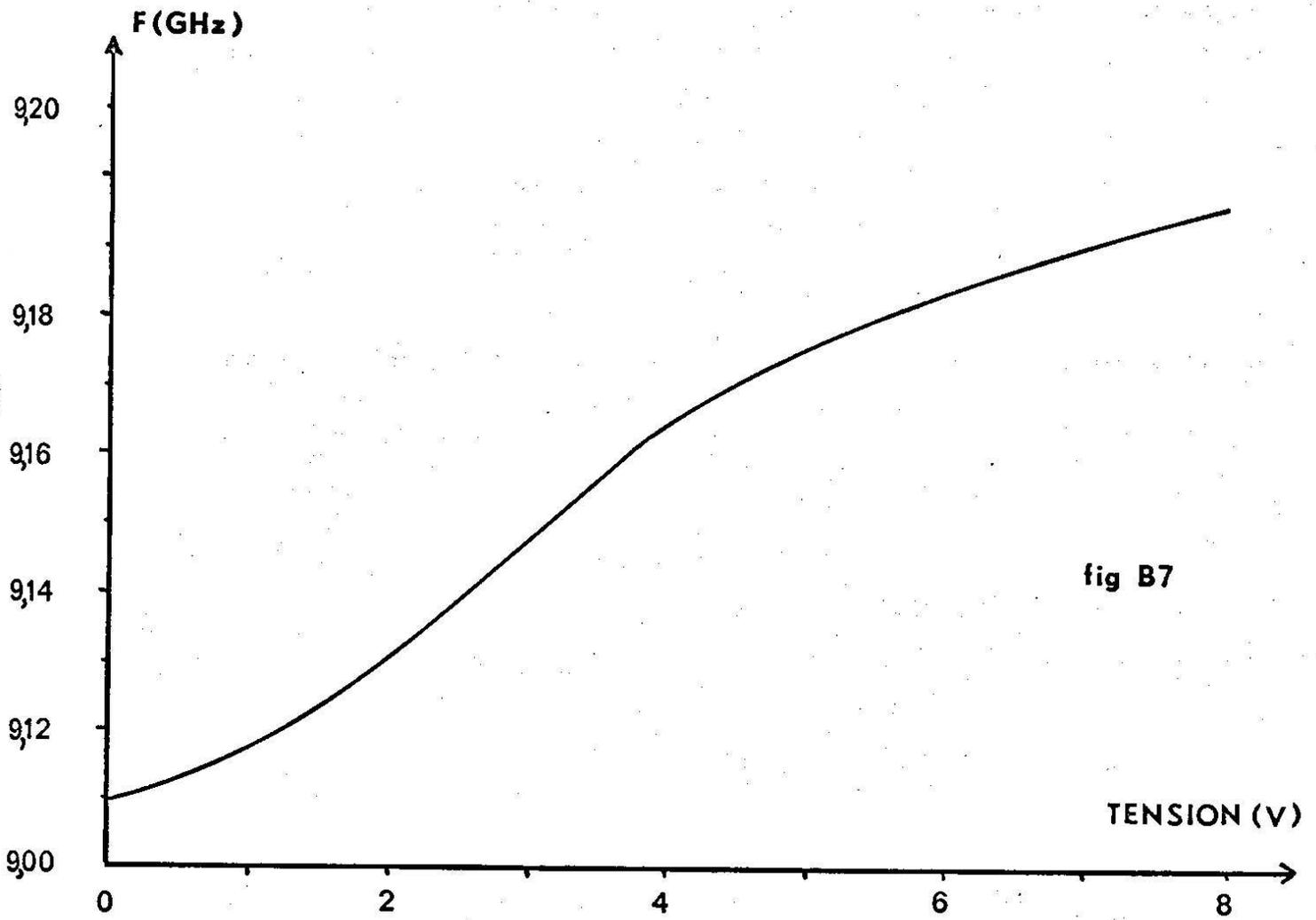


fig B6

**ACTION DU VARACTOR SUR LA FREQUENCE  
DE SGX 05D**



**fig B7**

La puissance garantie par le constructeur pour un générateur équipé d'une diode CXY 11 D est de 20 mW. Nous avons mesuré cette puissance en faisant varier la fréquence mécaniquement et en ajustant l'adaptation à l'aide du stub de sortie. Les résultats de la figure B-8 montrent que les 20 mW sont fournis entre 8830 et 9400 MHz et à 1 dB près, entre 8800 et 9550 MHz.

La puissance est aussi fonction de la tension d'alimentation de la diode Gunn, comme le montre la figure B-9. Nous avons donc un moyen de moduler en amplitude les oscillations du générateur. Par exemple, une variation de la tension d'alimentation de 8 V à 8,5 V, donc de 6 %, entraîne une variation de puissance de 3,8 mW donc de 20 %. Mais cette modulation en amplitude sera toujours accompagnée d'une modulation en fréquence car la tension d'alimentation agit sur la fréquence (30 MHz par volt en moyenne).

Par contre, si l'oscillateur fonctionne dans une zone où la puissance est indépendante de la fréquence, une modulation en fréquence par varactor n'entraînera aucune modulation en amplitude.

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

VARIATION DE PUISSANCE DE SGX 05D  
AVEC SA FREQUENCE

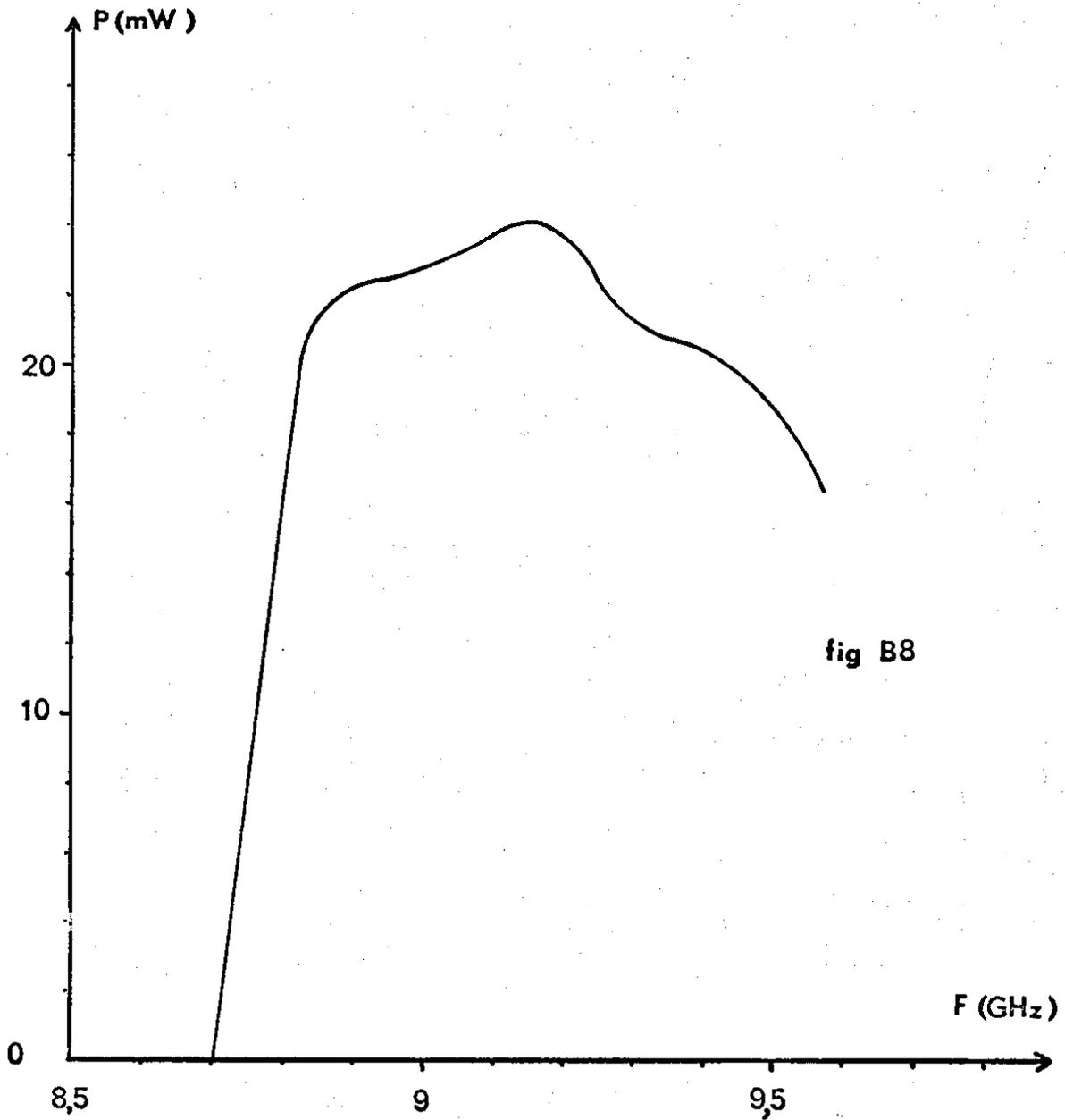
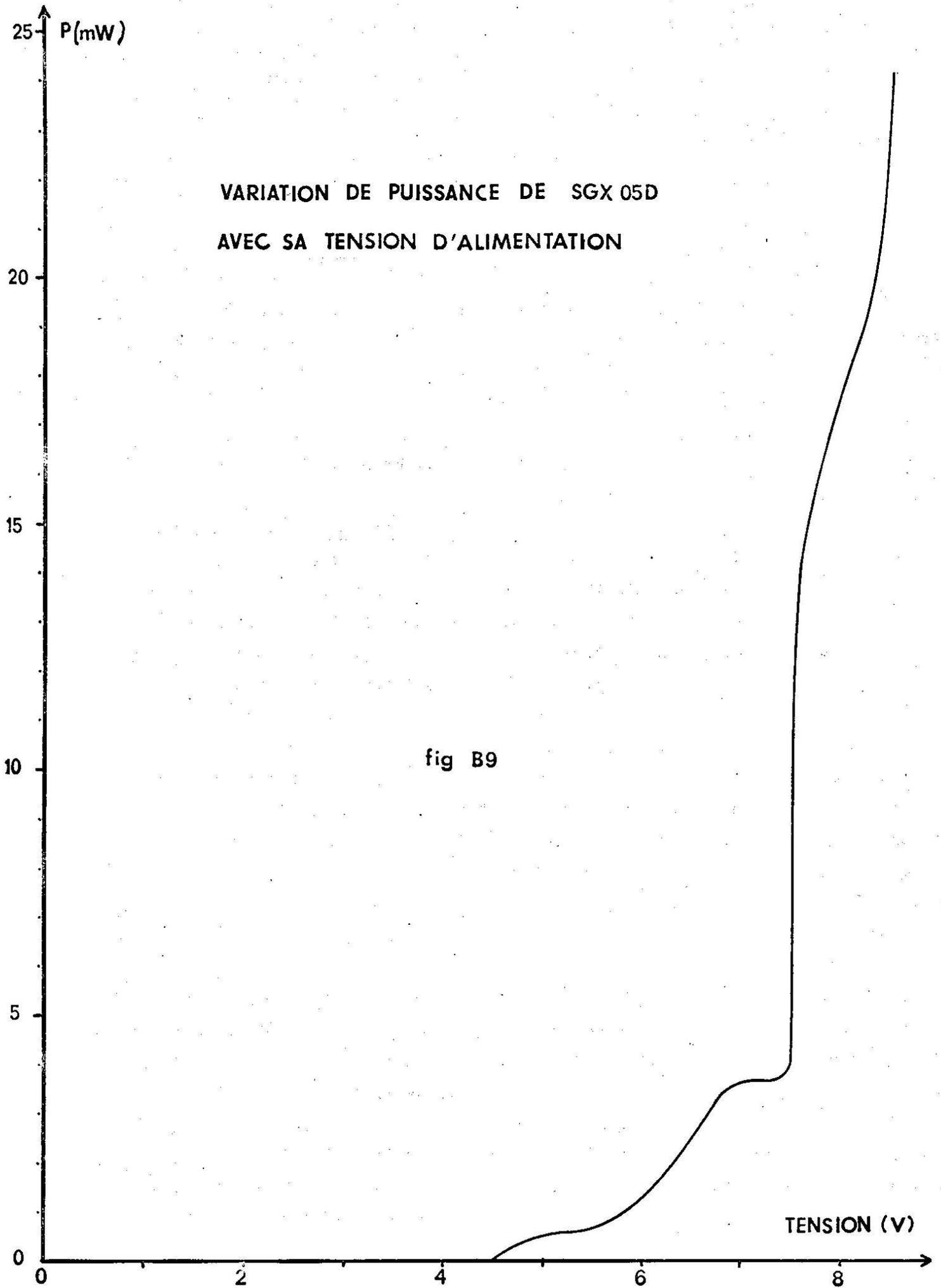


fig B8



C - REALISATION D'UN ASSERVISSEMENT EN FREQUENCE  
D'UN OSCILLATEUR

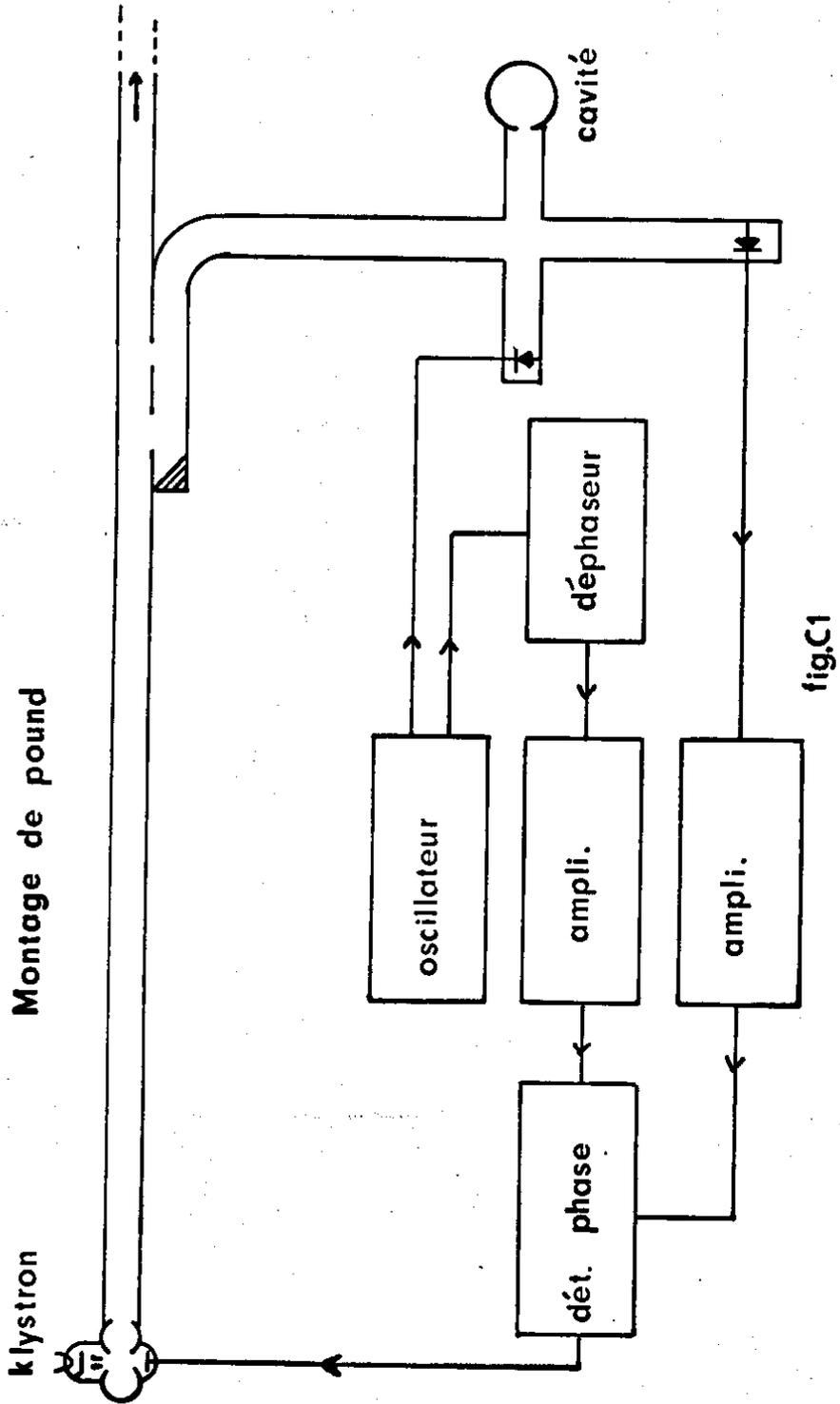
---

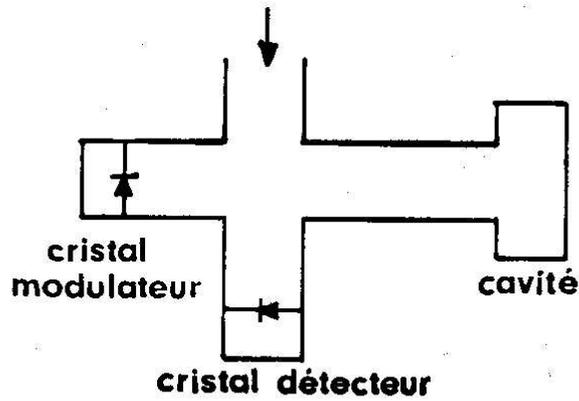
C-1. - PRINCIPE. - Nous nous sommes servis du générateur Gunn possédant un varactor d'accord. Ce varactor peut être considéré, au point de vue commande de fréquence, comme l'équivalent d'un reflex de klystron. Son emploi est même simplifié car le varactor n'est pas porté à une haute tension comme le reflex ( - 200 à - 850 V). D'autre part, l'action du varactor est généralement plus énergique (10 MHz/V) que celle du reflex (environ 1 MHz par volt). Cela aura l'inconvénient de rendre plus sensible le générateur Gunn aux fluctuations de tension.

1°) Montage de Pound : En général, on compare la fréquence  $f$  du générateur à une fréquence fixe  $f_0$  d'une cavité. Un discriminateur donne une tension algébrique continue proportionnelle à l'écart des deux fréquences. Cette tension, amplifiée, est envoyée en correction sur le reflex du klystron. POUND a d'abord utilisé un discriminateur à courant continu (10) qui nécessite un amplificateur à courant continu.

Un discriminateur avec modulation a ensuite été utilisé (11 et 12). La modulation peut se faire directement sur le varactor, mais cela a l'inconvénient de moduler l'onde d'utilisation. La modulation peut aussi être dans une branche d'un té hybride, voir figure C-1. La courbe d'absorption de la cavité est explorée par cette modulation dont la réponse a une phase  $0$  ou  $\pi$  par rapport à la tension de modulation, phase qui dépend de la fréquence de l'onde porteuse par rapport à la fréquence de la cavité. Cette réponse, après passage dans un amplificateur alternatif est comparée à une modulation de référence. L'amplitude et le signe de la différence de phase entre les deux modulations servent au détecteur de phase suivi du circuit intégrateur à fournir une tension continue de correction, tension ramenant la fréquence de l'oscillateur à la valeur de celle de la cavité.

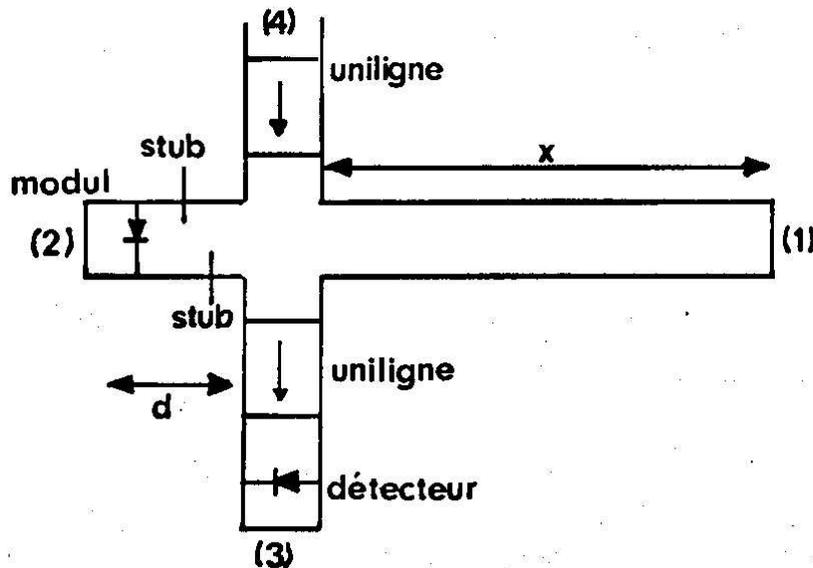
La modulation de l'onde se fait dans un bras de té hybride, la cavité se trouve dans le bras opposé, la détection se faisant dans le bras opposé à l'arrivée de l'onde.





· Un autre montage a été réalisé simplement en inversant cristal modulateur et détecteur, le principe général restant le même. Ces montages présentent l'inconvénient d'être d'un réglage difficile et de ne convenir qu'à une seule fréquence. En effet, si on fait varier la fréquence de la cavité on est obligé de retoucher la distance du té à la cavité.

2°) Montage modifié : Nous avons modifié le principe de POUND en remplaçant la cavité par un court-circuit.



Le montage discriminateur se compose d'un té hybride ; les bras E et H de ce té sont reliés à un court-circuit d'une part et à un bras muni d'un cristal modulateur d'autre part. L'onde hyperfréquence arrive par le bras (4) en passant par un uniligne afin d'éviter une modulation de l'onde principale , le coupleur directif n'ayant qu'un découplage de 32 dB entre le bras dérivé et l'utilisation.

Le principe de fonctionnement est simple si l'on considère que le té est magique.

Si nous appelons  $a_i$  l'onde entrant dans le té par le bras  $i$  et  $b_i$  l'onde sortant du té par le bras  $i$  , nous aurons :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \end{pmatrix}$$

Comme le bras (3) est muni d'un uniligne ,  $a_3 = 0$  , donc

$$b_1 = b_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} a_4$$

et

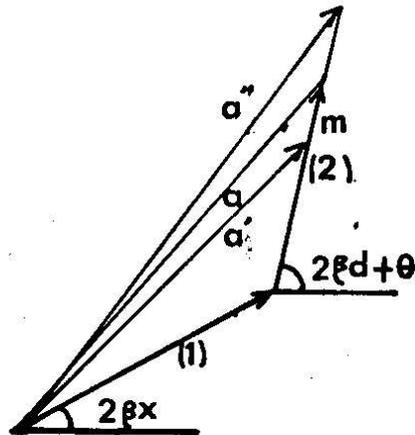
$$b_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1 - a_2)$$

Le déphasage provoqué par l'ensemble du bras (1) est  $2\beta x + \pi$ .

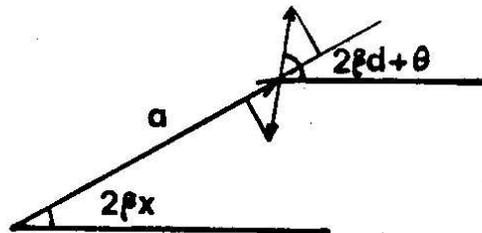
Dans le bras (2) le cristal introduit un déphasage  $\theta$  . Le déphasage total dû au bras sera :  $2\beta d + \theta$  .

Dans le bras (3) s'ajouteront deux ondes déphasées, l'une de  $2\beta d + \theta$  , l'autre  $2\beta x$  ( $\pi$  annule le signe - de la différence des ondes).

Mais l'onde provenant de (2) est modulée à la pulsation  $\omega_0$  avec une amplitude  $m$  par le cristal modulateur. L'onde résultante en (3) sera donc aussi modulée. Représentons vectoriellement ces ondes :



Pour augmenter le taux de modulation, nous adaptions le cristal modulateur autour de son impédance moyenne. Le schéma vectoriel sera alors le suivant :



et l'onde résultante aura pour amplitude  $A = a + m \cos \omega_0 t \cos (2 \beta d + \theta - 2 \beta x)$   
 Le cristal détecteur produira un courant fonction de cette amplitude :  
 $i = \alpha A + \gamma A^2 + \delta A^3 + \dots$  par exemple :

$$i = \alpha |a + m \cos \omega_0 t \cos (2 \beta (d-x) + \theta)| + \gamma |a^2 + m^2 \cos^2 \omega_0 t \cos^2 (2 \beta (d-x) + \theta) + 2 a m \cos \omega_0 t \cos (2 \beta (d-x) + \theta)| + \dots$$

Nous aurons une composante continue  $\alpha a + \gamma a^2 + \dots$  provenant

de la détection hyperfréquence. Les termes en  $2 \omega_0 t$  seront filtrés par la détection synchrone. Seuls seront intéressants les termes :

$$\alpha m \cos \omega_0 t + (2 \beta(d-x) + \theta) + \gamma 2 a m \cos \omega_0 t \cos (2 \beta(d-x) + \theta) + \dots$$

donc de la forme :

$$m \cos \omega_0 t \cos (2 \beta(d-x) + \theta) |\alpha + 2 a \gamma + 3 a^2 \delta + \dots|$$

Ce terme s'annulera pour  $2 \beta(x-d) = -\theta + \frac{\pi}{2}$ . Comme la détection synchrone tient compte du signe de la phase, il faut que ce terme s'annule toujours dans le même sens et donc :  $2 \beta(x-d) = -\theta + \frac{\pi}{2} + 2 k \pi$  (k entier positif).

Comme  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$   $\lambda_g$  = longueur d'onde guidée, et si on pose  $-\theta + \frac{\pi}{2} = 2 \pi h$ , nous aurons :

$$x - d = 2 \pi (h + k) \frac{\lambda}{4\pi}$$

$$x - d = (h + k) \frac{\lambda}{2}$$

les minima apparaîtront à chaque accroissement de  $x - d$  d'une longueur égale à  $\frac{\lambda}{2}$ .

Quand  $k$  atteint quelques unités,  $h$  devient négligeable et le système équivaut à faire varier la fréquence afin d'avoir toujours la différence de deux bras d'un té égale à un nombre entier de demi longueurs d'ondes.

Remarque 1. - Notre té n'est pas magique ; par exemple, les T.O.S.T. sont respectivement : 1,19 pour (3) et (4) ; 3,14 pour (2) et 2,14 pour (1). Mais comme nous avons pris les bras E et H comme bras (1) et (2), leur découplage est égal à 40 dB et le terme modulé dans le courant du cristal détecteur ne subira aucune modification.

Remarque 2. - Il n'y a pas d'inconvénient à ce que le cristal détecteur ne soit pas dans une zone de détection quadratique. Le cas général a d'ailleurs été pris dans le raisonnement.

C-II. - REALISATIONS. -

Nous avons réalisé cet asservissement en fréquence en utilisant les plans d'une stabilisation de klystron à 70 kHz . Le schéma de montage est représenté figure C-2.

Un coupleur 10 dB prélève une partie de l'onde hyperfréquence pour l'envoyer dans le té. L'onde modulée à 70 kHz est détectée par un cristal de type 1 N 23 B. Ce courant est amplifié, et, par l'intermédiaire d'un détecteur de phase est comparé à l'oscillation de référence convenablement déphasé. Nous avons alors une tension continue de correction qui est appliquée aux bornes du varactor d'accord.

Le schéma du montage électronique est donné figure C-3.

L'oscillateur 170 kHz comporte 4 étages :

- Un étage oscillateur avec un transformateur accordé. L'oscillation est entretenue par la réaction positive introduite sur la base .
- Un étage déphaseur qui peut faire varier de  $\pi$  le déphasage par le réglage d'un circuit RC entre émetteur et collecteur ;
- Un étage d'adaptation d'impédance ;
- Un étage amplificateur.

Cet oscillateur alimente d'une part les bases des deux transistors de la détection de phase, d'autre part, soit le cristal modulateur, soit le varactor d'accord.

L'amplificateur comporte quatre étages. Son gain est commandé par une résistance variable qui règle le courant émetteur-collecteur des deux premiers étages.

Le détecteur synchrone est constitué de 2 transistors. Ils sont attaqués d'une part entre émetteur et collecteur par la tension alternative de sortie de l'amplificateur et, d'autre part, aux deux bases en opposition

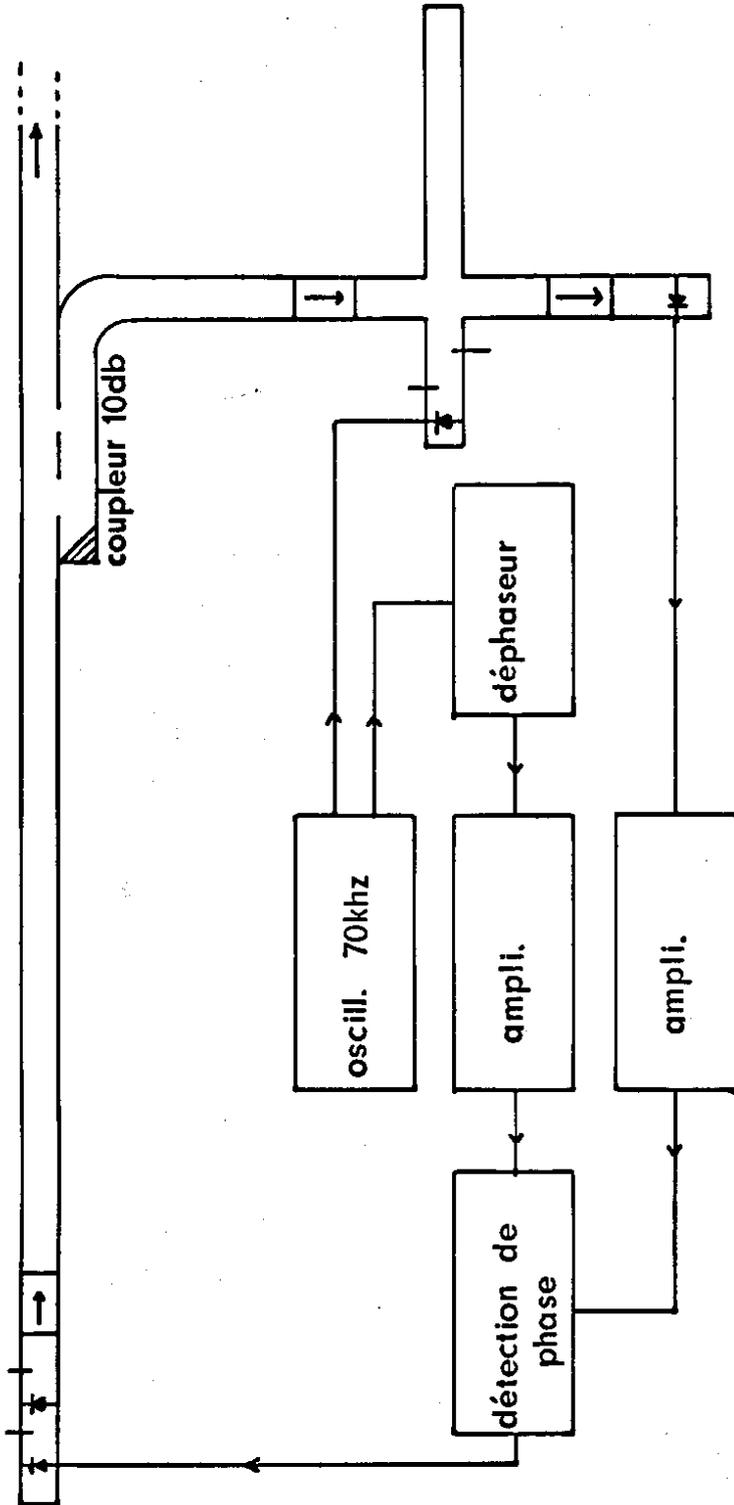


fig. c2



de phase par la tension de référence. Un signal non nul sera observé sur les émetteurs des transistors lorsque la tension de l'amplificateur bloquera les transistors. La forme de ce signal dépendra du déphasage entre les deux tensions.

Les tensions émetteurs sont ensuite amplifiées par l'étage suivant dont les transistors sont attaqués par la base.

Un détecteur de crête transforme ainsi une variation de phase en variation de niveau. Les transistors amplificateurs pouvant fonctionner du blocage à la saturation, la variation du niveau de sortie est de l'ordre de la tension d'alimentation.

Cette tension continue est appliquée au varactor d'accord en respectant la polarité à l'aide d'un contacteur à 6 positions. Ce contacteur permet d'avoir les connexions suivantes :

1. - Tension dans le sens (1) et modulation sur le varactor
2. - Tension débranchée et modulation sur le varactor
3. - Tension dans le sens (2) et modulation sur le varactor
4. - Tension dans le sens (2) et modulation sur le cristal
5. - Tension débranchée et modulation sur le cristal
6. - Tension dans le sens (1) et modulation sur le cristal

Le bouton test permet d'envoyer une partie de la modulation directement à l'entrée de l'amplificateur afin de constater le bon fonctionnement de l'ensemble électronique de la stabilisation.

Un oscilloscope branché sur la prise monitor permet de régler la stabilisation en visualisant la tension de sortie de l'amplificateur.

### C-III. - CARACTERISTIQUES DE LA STABILISATION. -

1°) Définition du facteur de stabilisation : La figure C-4 (page suivante) représente la boucle formée par l'oscillateur et son varactor, le discriminateur, l'ensemble amplificateur - détecteur de phase.

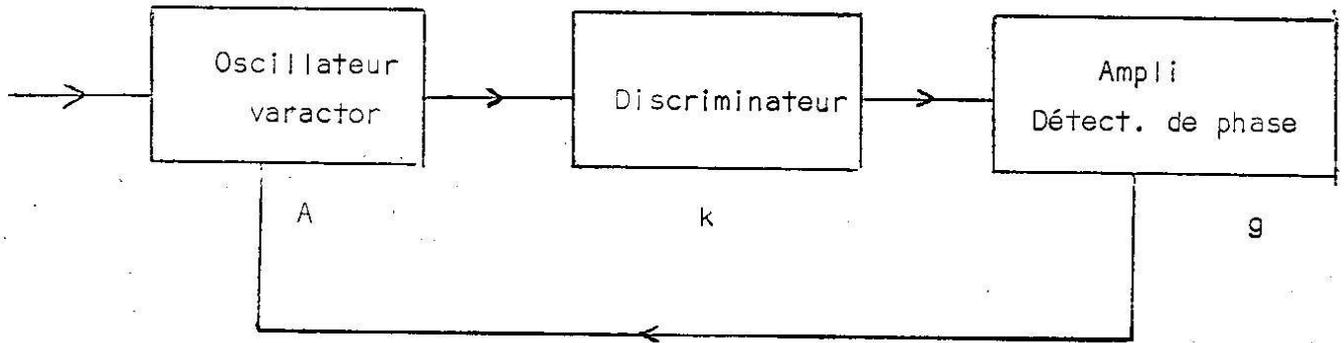


Figure C-4

A, k, g sont les fonctions de transfert de ces éléments.

Soit A la sensibilité du varactor.

$$A = \frac{\text{variation de fréquence}}{\text{variation de potentiel de varactor}}$$

Ici  $A = 10 \text{ MHz/volt}$  mais dépend du potentiel appliqué comme le montre la figure C-5.

Lorsque le discriminateur reçoit une onde à la fréquence  $f$  il donne une tension  $v = k (f - f_0)$ . L'amplificateur, qui possède une gain de 80 dB, applique donc au varactor une tension  $g.v$  en respectant le signe grâce au détecteur de phase.

Lorsque le système est débranché, l'introduction aux bornes du varactor d'une tension de perturbation  $\Delta V_1$  entraîne une variation de fréquence  $\Delta f_1 = A \cdot \Delta V_1$ .

Lorsque le C.A.F. est branché nous n'aurons plus que  $\Delta f_2 = A \cdot \Delta V_2$ . La différence des deux tensions étant fournie par la stabilisation  $\Delta V_1 - \Delta V_2 = v \cdot g$  avec  $v = k \cdot \Delta f_2$ , donc nous aurons :

$$\Delta V_1 - \Delta V_2 = g k \Delta f_2$$

Nous définissons le facteur de stabilisation S comme le rapport de la variation de fréquence sans stabilisation sur la variation de fréquence avec stabilisation  $S = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2}$ . D'après ce qui précède nous pouvons écrire :

### SENSIBILITE DU VARACTOR AVEC SA TENSION

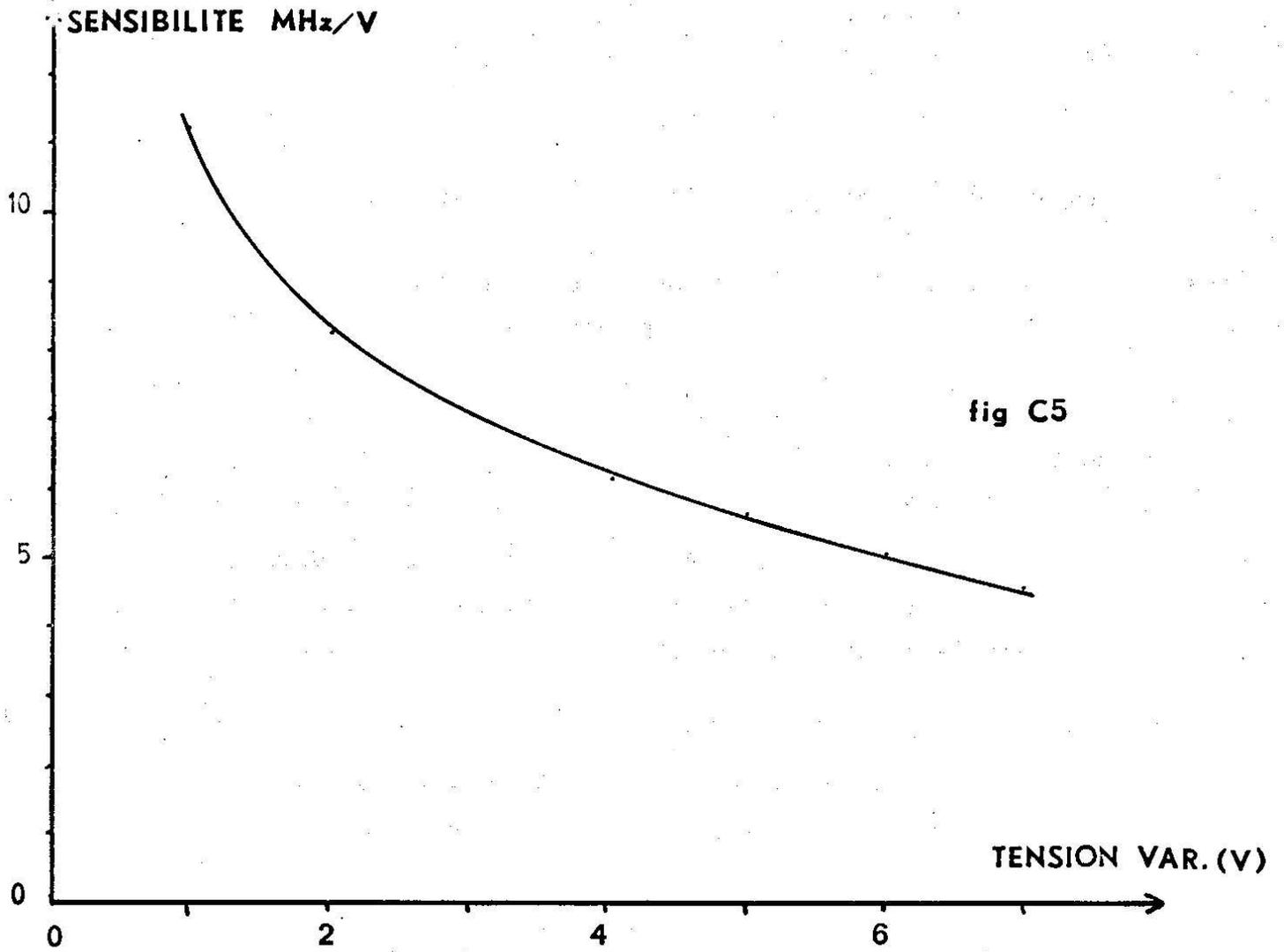


fig C5

$$S = 1 + g k A$$

Comme nous avons avantage à avoir  $S$  le plus élevé possible, nous devons chercher à avoir  $g$ ,  $k$ ,  $A$  maximum.

2°) Recherche du meilleur facteur de stabilisation en continu : La mesure de  $S$  a été faite en appliquant une tension de 7 volts au varactor et en notant la variation de fréquence sans stabilisation puis avec stabi-

lisation :  $S = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2}$ .

Nous avons aussi relevé les fluctuations de fréquences.

Nous faisons varier la longueur du bras ( $l$ ) du té. Nous avons une série de stabilisations possibles tous les  $\lambda_g/2$ . La figure C-6 donne la courbe du facteur de stabilisation en fonction de la longueur du bras pour  $x$  allant de 116,30 mm à 693,46 mm. Nous donnons aussi les fluctuations de fréquence pour ces différentes longueurs. Nous avons porté en abscisse  $k = \frac{2(x-d)}{\lambda_g}$ .  $d$  est alors égal à 71,86 mm. Le maximum de stabilisation est obtenu pour  $k$  compris entre 10 et 16, c'est-à-dire  $293,48 \text{ mm} < x < 426,00 \text{ mm}$ . Les fluctuations de fréquence diminuent quand  $x$  augmente. Pour la suite de notre travail, nous utiliserons une longueur  $x = 426,00 \text{ mm}$ , c'est-à-dire le maximum de stabilisation avec un bruit en fréquence minimum.

La figure C-7 montre la variation de la stabilisation avec la tension appliquée sur le varactor. Cette décroissance est principalement due à la variation de  $A$  déjà observée. Nous aurons intérêt, pour bénéficier d'un asservissement maximum, à avoir des tensions de correction minimales. Cette stabilisation statique présente le double intérêt d'éviter les dérives de fréquence de l'oscillateur et de relier la fréquence à une "longueur électrique" de guide d'onde.

Remarque : La relation existant entre la fréquence de l'oscillateur et la longueur d'un guide impose une grande rigidité à ce bras ; nous sommes obligés de travailler à température et pression constantes pour éviter les déformations

3°) Mesure du facteur de stabilisation dynamique : En pratique, la

### FACTEUR DE STABILISATION EN FONCTION DE LA LONGUEUR DU BRAS

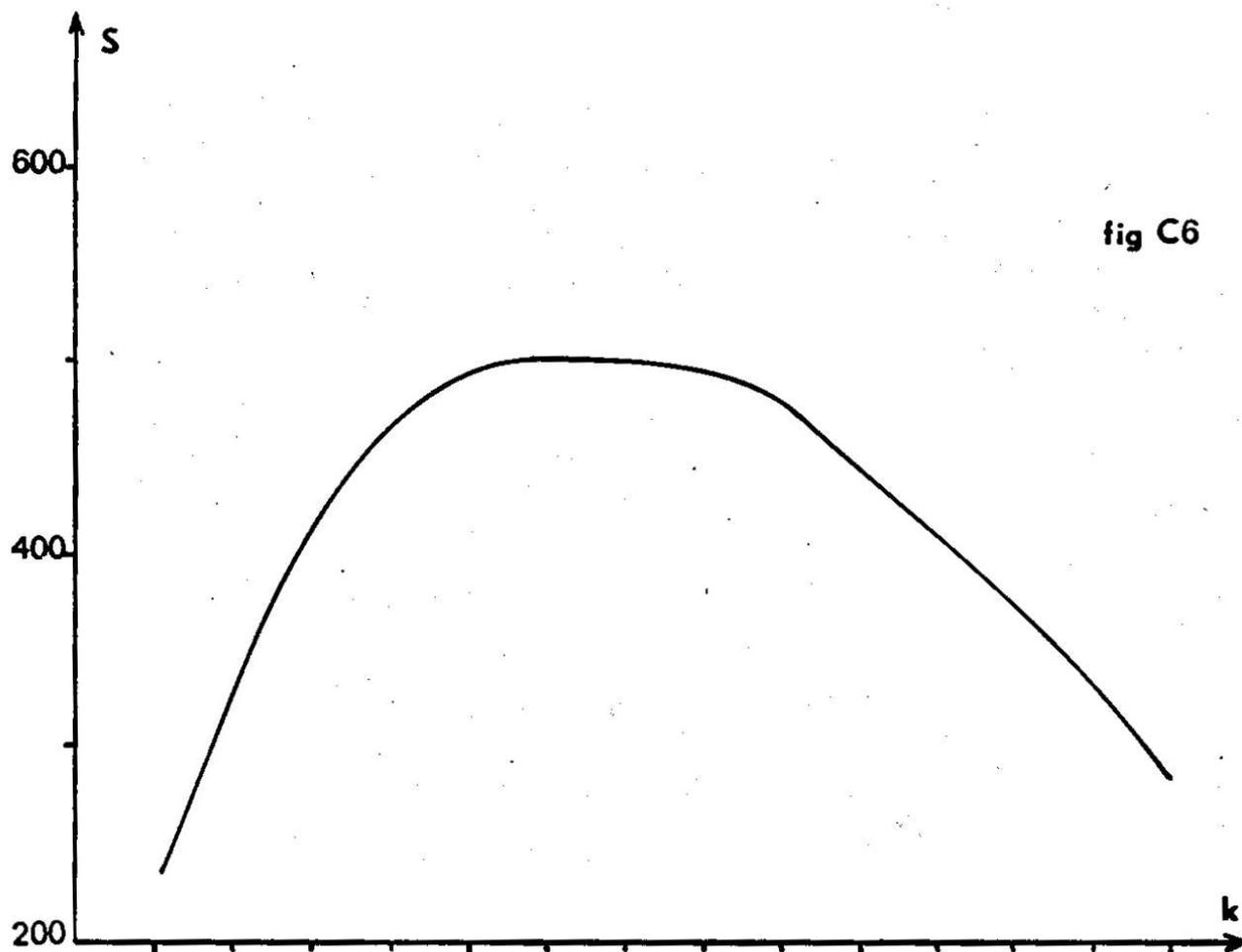
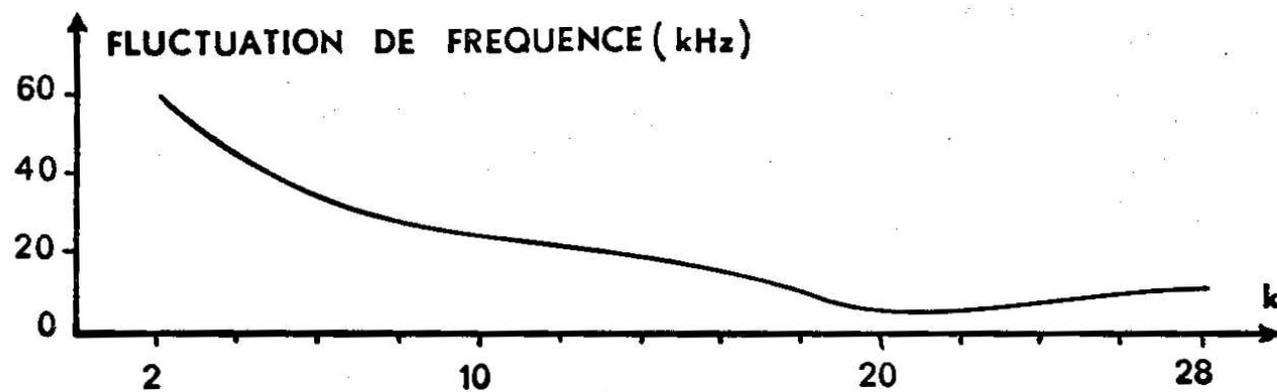


fig C6



VARIATION DU GAIN AVEC  
LA TENSION DE CORRECTION

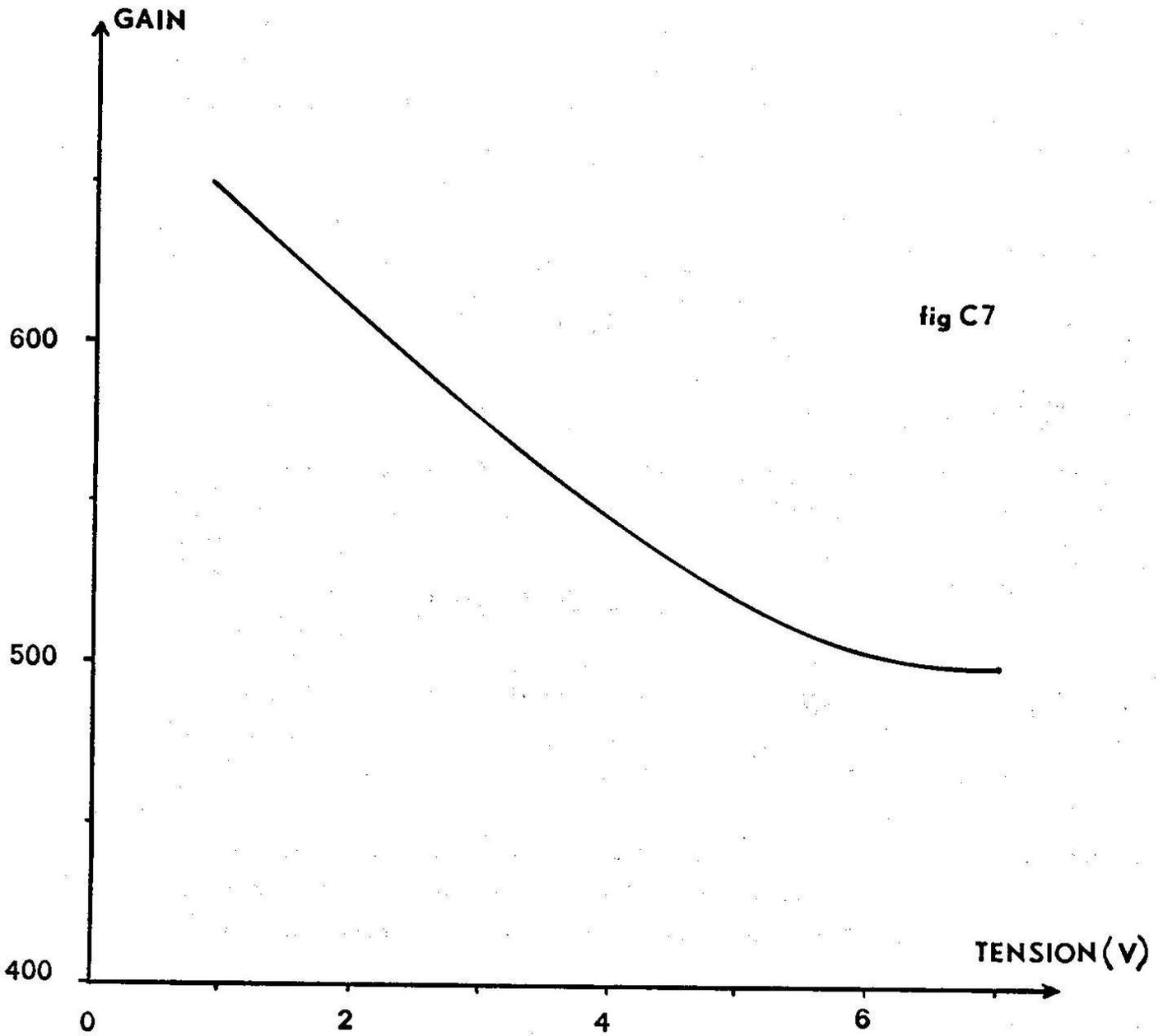


fig C7

perturbation peut être alternative et il est intéressant de connaître le comportement du système. Si on appelle  $G$  le gain de boucle ouverte,  $G = A \cdot k \cdot g$ . Lorsque le gain est  $\gg 1$ , nous avons :

$$G = A \cdot k \cdot g \approx 1 + A \cdot k \cdot g = S$$

$A$  et  $k$  ne dépendent pratiquement pas de la fréquence de la perturbation. Par contre, le gain  $g$  de l'amplificateur en dépend. Le système de stabilisation comprenant une modulation et une démodulation, il est nécessaire de filtrer cette modulation. Le gain en boucle ouverte doit être  $< 1$  pour cette fréquence. Ceci est réalisé à l'aide d'un simple filtre RC. Le gain de l'amplificateur devient, à la fréquence :

$$g(\omega) = g_0 \left| 1 + \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right|^{1/2}$$

avec la pulsation de coupure  $\omega_c = \frac{1}{RC}$ , donc  $G(\omega) = G_0 \left| 1 + \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \right|^{-1/2}$

Comme le gain à la fréquence de modulation,  $G(\omega_0)$ , doit être inférieur à 1 et nous devons avoir :

$$G(\omega_0) \approx G_0 \frac{\omega_c}{\omega_0} < 1$$

Soit  $\omega_1$  la pulsation où  $G(\omega_1) = G_0 \frac{\omega_c}{\omega_1} = 1$ , donc  $\omega_1 = G_0 \omega_c$

Le temps de réponse de l'appareil est donné par  $\frac{1}{f_1} = \frac{2\pi}{\omega_1}$ .

En pratique, la mesure du facteur de stabilisation dynamique se fera en branchant en série sur l'alimentation du varactor un oscillateur à fréquence variable. Un oscilloscope mesure les tensions aux bornes du varactor. Le rapport de l'amplitude de la tension lorsque la stabilisation est arrêtée sur l'amplitude de la tension avec la stabilisation, nous donne  $S$ . La figure C-8 nous donne la courbe en coordonnées logarithmiques du gain en fonction de la fréquence. La fréquence  $f_1$  pour laquelle le gain est égal à 1 est 2 kHz. Cela correspond à un temps de réponse de 0,5 ms. Le filtre RC est alors égal à  $RC = \frac{1}{\omega_c} = \frac{G_0}{\omega_1} = 0,04$  s. Un générateur de signaux carrés, mis en série avec l'alimentation varactor, permet, par visualisation sur un oscilloscope de la tension varactor, de donner aussi une approximation du temps de réponse. On trouve alors 0,7 ms.

GAIN FONCTION DE LA FREQUENCE DE PERTURBATION

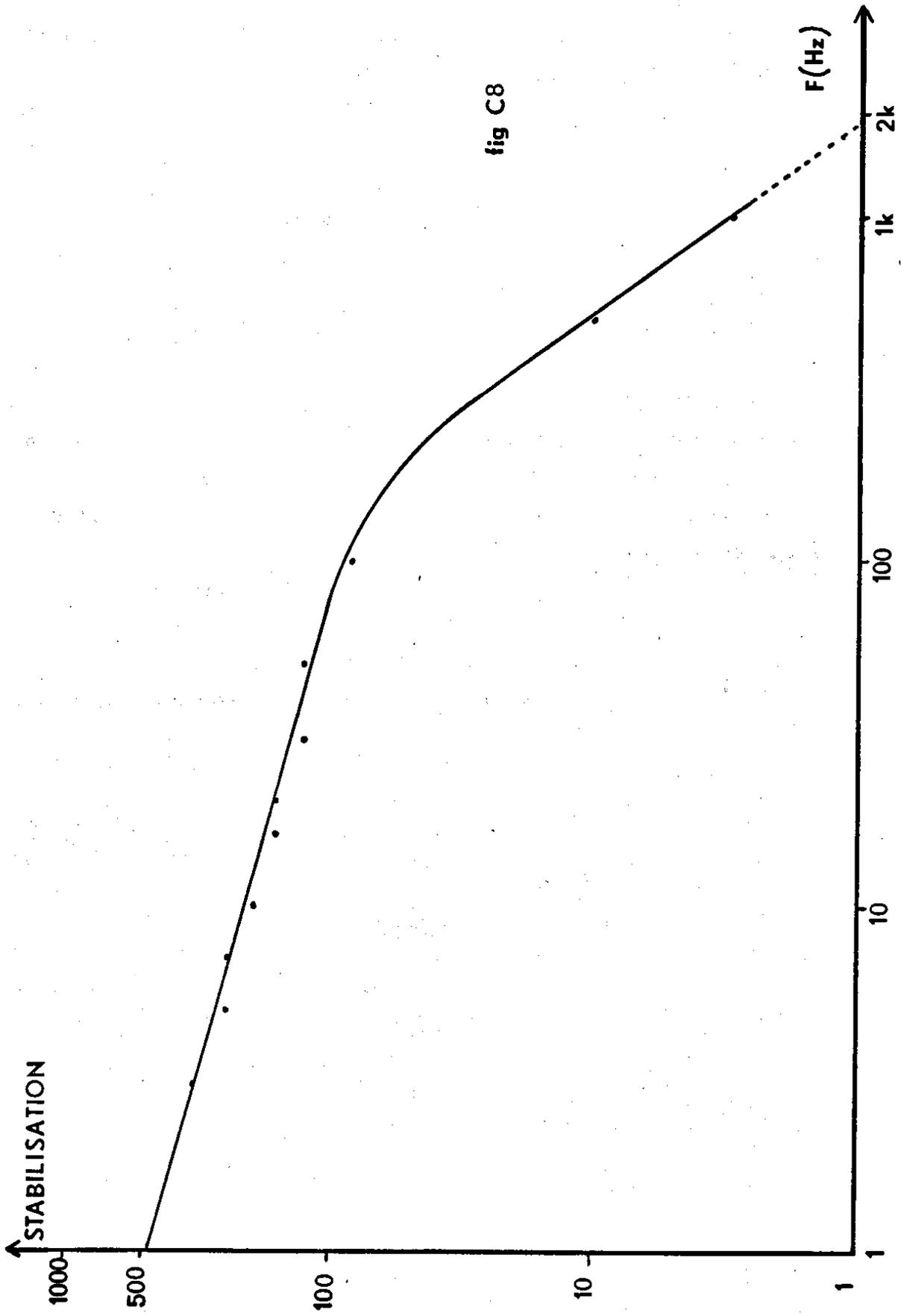


fig C8

4°) Limites d'efficacité : Stabilisation branchée , il est possible de faire varier la fréquence d'accord dans les limites de la tension maximum du varactor, donc sur 120 MHz en déplaçant le court-circuit du bras stabilisateur.

Par ailleurs, il est possible "d'accrocher" la stabilisation lorsque la fréquence au moment du branchement est différente de moins de 50 MHz de la fréquence de la stabilisation.

C-IV. - CONCLUSIONS. -

Cette stabilisation a plusieurs avantages. D'abord, elle limite les dérives lentes avec un gain compris entre 500 et 600. Ces dérives sont principalement d'ordre thermique. Ensuite, elle limite les perturbations jusqu'à des fréquences de 2 KHz ; la principale perturbation est due au ronflement à 50 Hz et ses harmoniques qui apparaissent dans les alimentations stabilisées.

Enfin, elle permet de relier des variations de longueur électrique de guide à des variations de fréquence.

-:-:-:-:-

D - REALISATION DE BATTEMENTS DE DEUX OSCILLATEURS

---

D-1. - PRINCIPE. -

La très bonne stabilité en fréquence des oscillateurs Gunn nous a conduits à essayer de réaliser les battements de deux oscillateurs.

L'onde résultante de la somme de deux ondes de même amplitude et de fréquence légèrement différente a son amplitude qui varie avec le temps. En effet, si nous appelons  $E_1$  et  $E_2$  ces ondes :

$$E_1 = E \cos \omega_1 t$$

$$E_2 = E \cos \omega_2 t$$

$$E_1 + E_2 = E (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t)$$

$$E_1 + E_2 = 2 E \cos \left( \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t \right) \cos \left( \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t \right)$$

Lorsque  $\omega_1$  est très peu différent de  $\omega_2$ ,  $|\omega_2 - \omega_1| = \Delta\omega$

$$E_1 + E_2 = \left[ 2 E \cos \frac{\Delta\omega t}{2} \right] \cos \omega_1 t$$

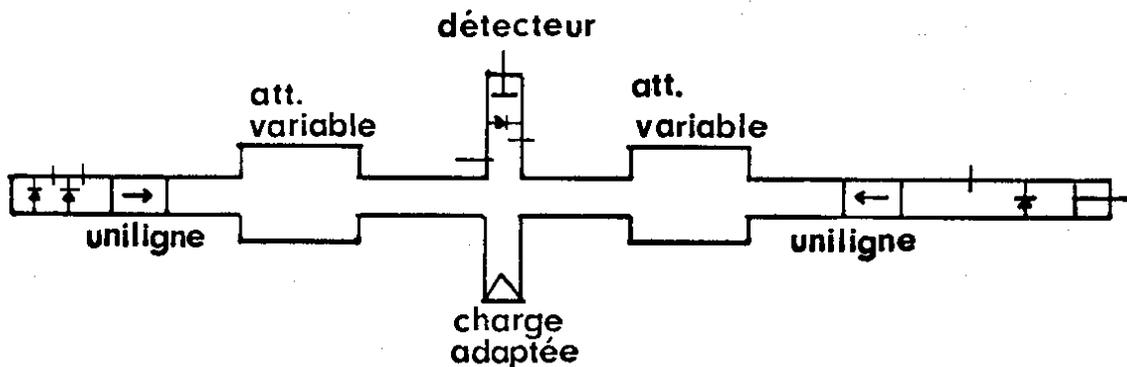
Nous voyons que l'amplitude varie au cours du temps avec une pulsation  $\Delta\omega$ .

Lorsque les deux ondes n'auront pas la même amplitude, nous aurons encore un phénomène de battements avec une pulsation  $\Delta\omega$ . Le minimum sera alors  $|E_{01} - E_{02}|$  pour  $t = (2k + 1) \frac{\pi}{\Delta\omega}$  et le maximum  $E_{01} + E_{02}$  pour  $t = k \frac{2\pi}{\Delta\omega}$ .

Un cristal détecteur placé dans ce champ produira donc un courant modulé à la fréquence  $\Delta f = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$ .

D-11. - REALISATION PRATIQUE. -

Chaque oscillateur est suivi d'un uniligne et d'un atténuateur. Puis, ils sont reliés aux bras E et H d'un té hybride. Les deux autres bras comportent, l'un une charge adaptée, l'autre un cristal détecteur I N 23 B avec court-circuit mobile et stubs d'adaptation.



Le courant du cristal détecteur est envoyé soit aux bornes d'un oscilloscope soit aux bornes d'un fréquencemètre.

Le fréquencemètre utilisé est un Hewlett Packard 5245 L pouvant mesurer les fréquences comprises entre 0 et 50 MHz. Sa sensibilité extrême est de 0,1 V.

Le principe de fonctionnement est le suivant (18) : pendant un intervalle de temps parfaitement déterminé par un oscillateur à quartz, on compte le nombre de périodes de la fréquence à déterminer. L'oscillateur à quartz a ici une fréquence de 1 MHz et est suivi d'un diviseur de fréquence de 1 MHz à 0,1 MHz par décade. L'intervalle de temps servant de base de mesure peut donc être pris entre 10 s et 0,1  $\mu$ s. Pour des raisons d'ordre pratique (affichage assez rapide et nombre de chiffres significatifs suffisants) nous avons choisi une base de 10 ms. Les mesures effectuées avec une base de 0,1 s ou 1 ms, ne nous ont pas permis de constater de différence dans les fluctuations de fréquence.

Les signaux entrant dans le fréquencemètre passent d'abord par un circuit de mise en forme. Ce circuit les transforme en créneaux de tension à front raide. La forme des signaux à l'entrée n'a donc pas d'importance.

Nous voyons donc que c'est une fréquence moyenne sur un temps de 10 ms qui sera affichée.

#### D-III. - REGLAGES. -

On choisit une zone de fréquences correspondant à une puissance optimale pour les deux oscillateurs. Le détecteur branché sur l'entrée continue de l'oscilloscope et un bras atténué au maximum, on règle l'autre atténuateur afin d'avoir une tension bien déterminée aux bornes du cristal (200 mV par exemple). Après avoir noté le niveau d'atténuation, il ne reste plus qu'à recommencer en inversant le rôle des bras. Enfin, on ouvre les deux atténuateurs à leurs valeurs notées.

A cause de la capacité du détecteur, l'amplitude de la modulation diminue quand l'écart de fréquence augmente. Il faut donc prévoir un niveau suffisant afin d'appliquer toujours à l'entrée du fréquencemètre une tension supérieure au seuil de ce dernier.

#### D-IV. - APPLICATIONS . -

Les applications sont multiples :

Nous avons d'abord pu constater que ces battements étaient relativement faciles à obtenir et présentaient une grande stabilité. L'oscillation présentée sur la photo de l'oscilloscope (photo n° 1) a une fréquence de 1 MHz. La forme de ces oscillations dépend surtout de la réponse du cristal mélangeur. Une détection linéaire nous aurait donné un aspect de sinusoïde redressée dans l'hypothèse de battements sinusoïdaux. Une détection quadratique nous donne une courbe en forme de sinus carré.

Ensuite, en laissant fixe la fréquence d'un oscillateur, il est possible de mesurer les variations de fréquence de l'autre jusqu'à 80 MHz environ.

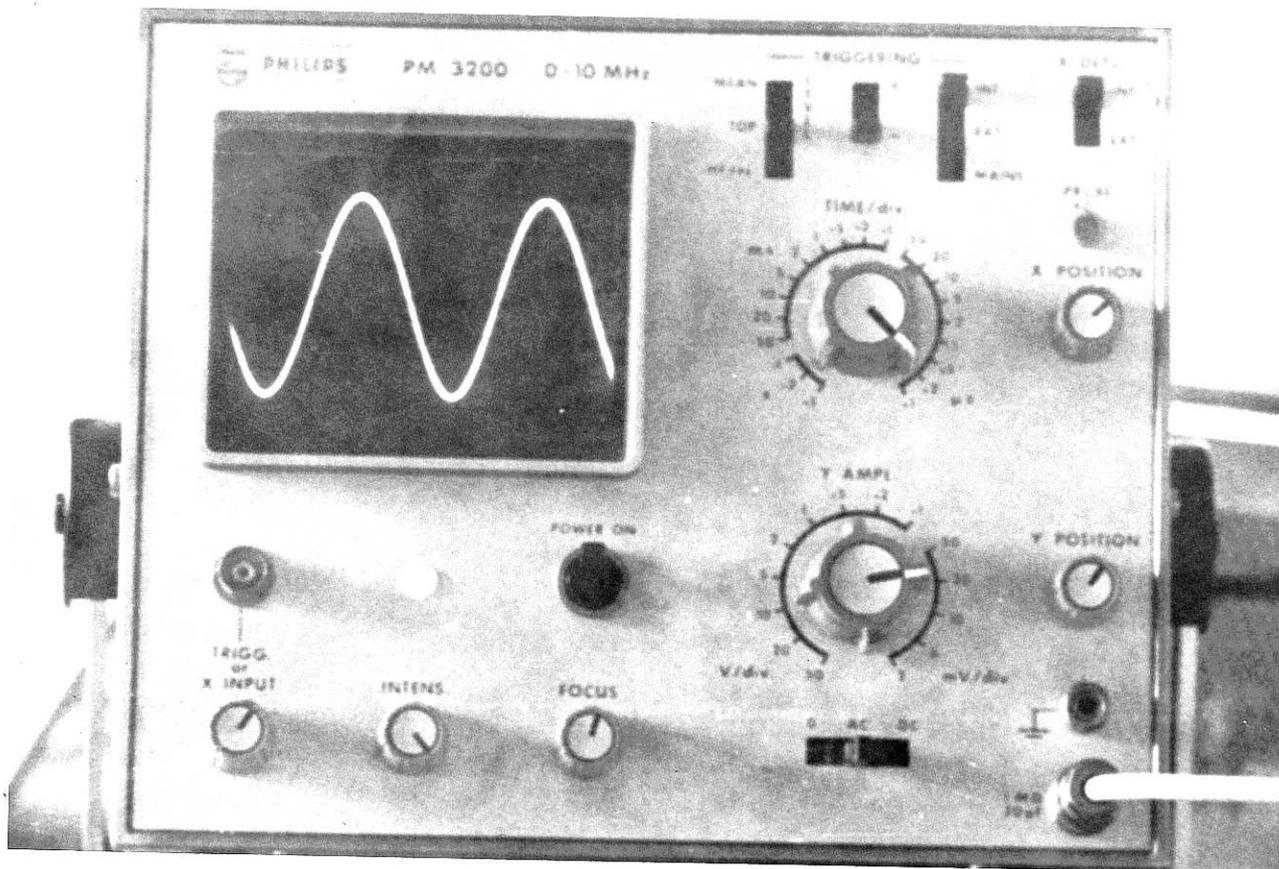


Photo N° 1

Battelements à 1 MHz

Enfin, nous disposons d'un moyen de mettre en évidence les fluctuations de fréquence de nos oscillateurs. Le cristal détecteur branché sur l'oscilloscope, avec des battements à 50 kHz, nous constatons des fluctuations de fréquence correspondant à environ 15 kHz. Si nous supposons que chaque oscillateur contribue également au bruit en fréquence des battements, nous pouvons dire que leur fluctuation de fréquence est de 7,5 kHz. C'est en accord avec les fluctuations enregistrées par le fréquencemètre équipé du tiroir hyperfréquence dans la mesure à 9 GHz.

Dans ce qui précède, nous n'avons pas parlé des harmoniques des fréquences ni des battements entre harmoniques de même rang. Il est en effet impossible de déceler la présence de ces battements ni à l'oscilloscope ni au fréquencemètre.

Avec notre montage, lorsque la fréquence des battements atteint 20 kHz, les deux oscillateurs se couplent et les battements disparaissent. Nous avons alors ajouté un autre uniligne dans un des bras. Le phénomène de couplage a disparu, les battements devenant aléatoires vers 15 kHz à cause des fluctuations de fréquence .

-:-:-:-

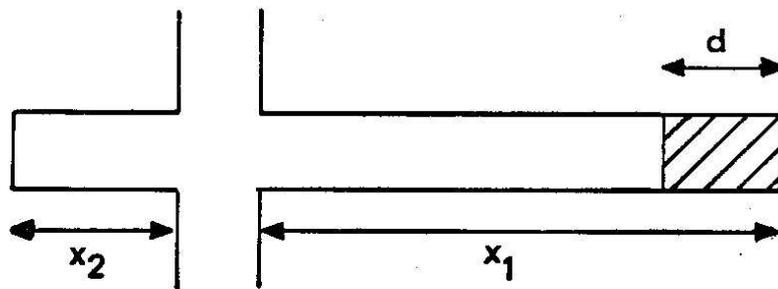
E - MESURES DE PERMITTIVITES DE GAZ

---

E-1. - RELATIONS ENTRE LA FREQUENCE D'ACCORD ET ( $\epsilon$ ). -

Nous avons vu au chapitre D que nous pouvions asservir la fréquence à la longueur d'onde guidée dans deux bras d'un té. Il est intéressant de chercher la relation entre  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$  et la fréquence d'accord dans le cas d'un remplissage partiel du guide.

1°) Guide partiellement rempli de diélectrique : Nous remplissons le fond du bras (1) du té par un diélectrique à pertes ( $\epsilon$ ) =  $\epsilon' - j \epsilon''$  ; soit  $d$  la longueur remplie.



Avec le guide vide :  $x_1 - x_2 = \frac{k}{2} \lambda_{og}$  {1}

Le fond du guide est rempli de diélectrique ( $\epsilon$ ) sur une longueur  $d$ . Les constantes de propagation sont :

- Guide vide :  $\gamma_{og} = \alpha_0 + j \beta_0$

- Guide avec diélectrique :  $\gamma_{1g} = \alpha_1 + j \beta_1$

En remplaçant  $x_1$  par  $x_1 = d + d \frac{\beta_0}{\beta_1}$ , nous pouvons écrire :

$$x_1 - x_2 + d \left( \frac{\beta_0}{\beta_1} - 1 \right) = \frac{k}{2} \lambda'_{og}$$

ce qui donne avec {1} :

$$\frac{k}{2} (\lambda'_{og} - \lambda_{og}) = d \left( \frac{\beta_0}{\beta_1} - 1 \right) \quad \{2\}$$

$\nu_0$  étant la fréquence de l'oscillateur,  $\lambda_c$  la fréquence de coupure du guide vide ( $\lambda_c = 45,72$  mm), nous appelons  $\nu_0 + \Delta\nu$  la fréquence de l'oscillateur lorsque le diélectrique est en place.

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} \quad \{3\}$$

$$\lambda'_0 = \frac{c}{\nu_0 + \Delta\nu}$$

et donc :

$$\lambda'_{og} = \frac{c \lambda_c}{(\nu_0 + \Delta\nu) \sqrt{\lambda_c^2 - \frac{c^2}{(\nu_0 + \Delta\nu)^2}}}$$

Les relations de Maxwell permettent d'écrire :

$$\gamma_{lg} = \omega^2 \mu_0 \mu \epsilon_0 \left( \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2} + \epsilon' + j \epsilon'' \right)$$

et :

$$\lambda_{og} = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left( \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2} - 1 \right)$$

donc :

$$\frac{\beta_0}{\beta_1} = \frac{\text{im} \left\{ \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \left( \left( \frac{\lambda'_0}{\lambda_c} \right)^2 - 1 \right)} \right\}}{\text{im} \left\{ \sqrt{\omega^2 \mu_0 \mu \epsilon_0 \left( \left( \frac{\lambda'_0}{\lambda_c} \right)^2 - \epsilon' + j \epsilon'' \right)} \right\}}$$

c'est à dire, si la perméabilité du diélectrique est  $\mu_0$  :

$$\frac{\beta_0}{\beta_1} = \frac{j \sqrt{1 - \frac{c^2}{\lambda_c^2 (\nu_0 + \Delta\nu)^2}}}{\text{im} \left\{ \frac{c^2}{\lambda_c^2 (\nu_0 + \Delta\nu)^2} - \epsilon' + j \epsilon'' \right\}} \quad \{5\}$$

En remplaçant  $\frac{\beta_0}{\beta_1}$  {5},  $\lambda_0$  {3},  $\lambda'_{og}$  {4} dans l'équation {2} nous aurons une relation reliant  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$  à  $\Delta\nu$ .

Nous avons calculé par ordinateur les fréquences correspondantes aux différents  $\epsilon'$  et  $\epsilon''$ . Les valeurs de  $d$  ont été prises entre 1 et 8 mm, la fréquence  $\nu_0 = 9435$  MHz et la constante  $k = 17$ .

Les figures E1 et E2 donnent, pour  $d = 2$  mm et  $d = 4$  mm, les variations de  $\epsilon'$  en fonction de la fréquence, pour différentes valeurs de  $\epsilon''$ . Nous avons également cherché pour quelles valeurs de  $\delta$  l'action des pertes diélectriques sur la fréquence d'accord peut être négligée ( $\text{tg } \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$ ). Une variation de fréquence inférieure à 15 kHz a été considérée comme négligeable puisque de l'ordre des fluctuations de fréquence.

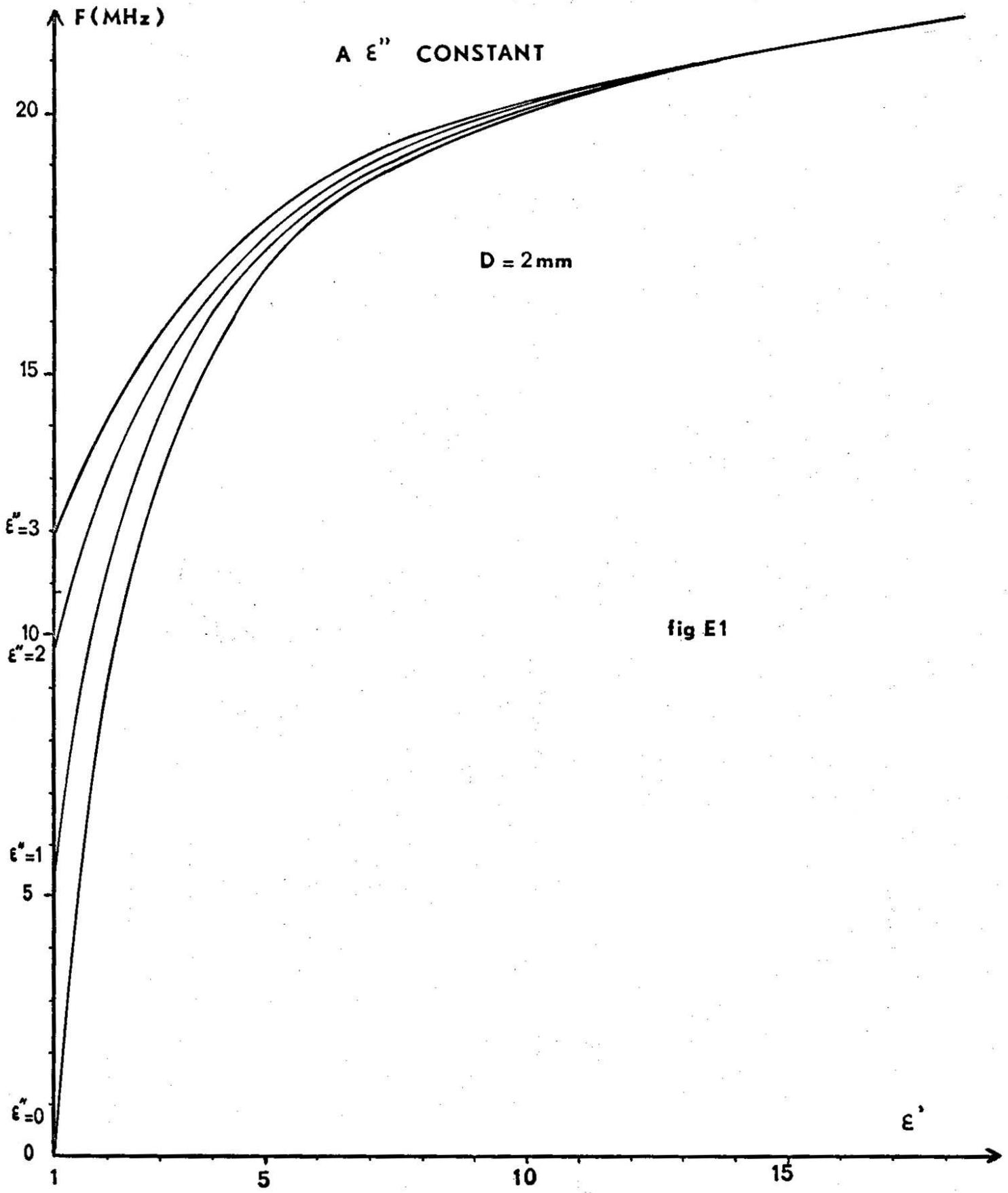
Pour des diélectriques tels que  $\epsilon' < 10$ , les pertes ont une action négligeable lorsque  $\text{tg } \delta < 0,05$ .

Pour des diélectriques tels que  $\epsilon' > 10$ , les pertes ont une action négligeable lorsque  $\text{tg } \delta < 0,09$ .

En conclusion, nous voyons que cette méthode est limitée à la mesure de diélectriques dont on connaît les pertes, ou de diélectriques dont les pertes sont faibles.

2°) Guide presque totalement rempli : Dans le cas où les pertes sont négligeables, nous pourrions mesurer les variations de la constante diélectrique. Les gaz remplissent cette condition. Pour augmenter la sen-

RELATION ENTRE VARIATION DE FREQUENCE ET  $\epsilon'$  ,



RELATION ENTRE LA VARIATION DE FREQUENCE  
ET  $\epsilon'$ , A  $\epsilon''$  CONSTANT

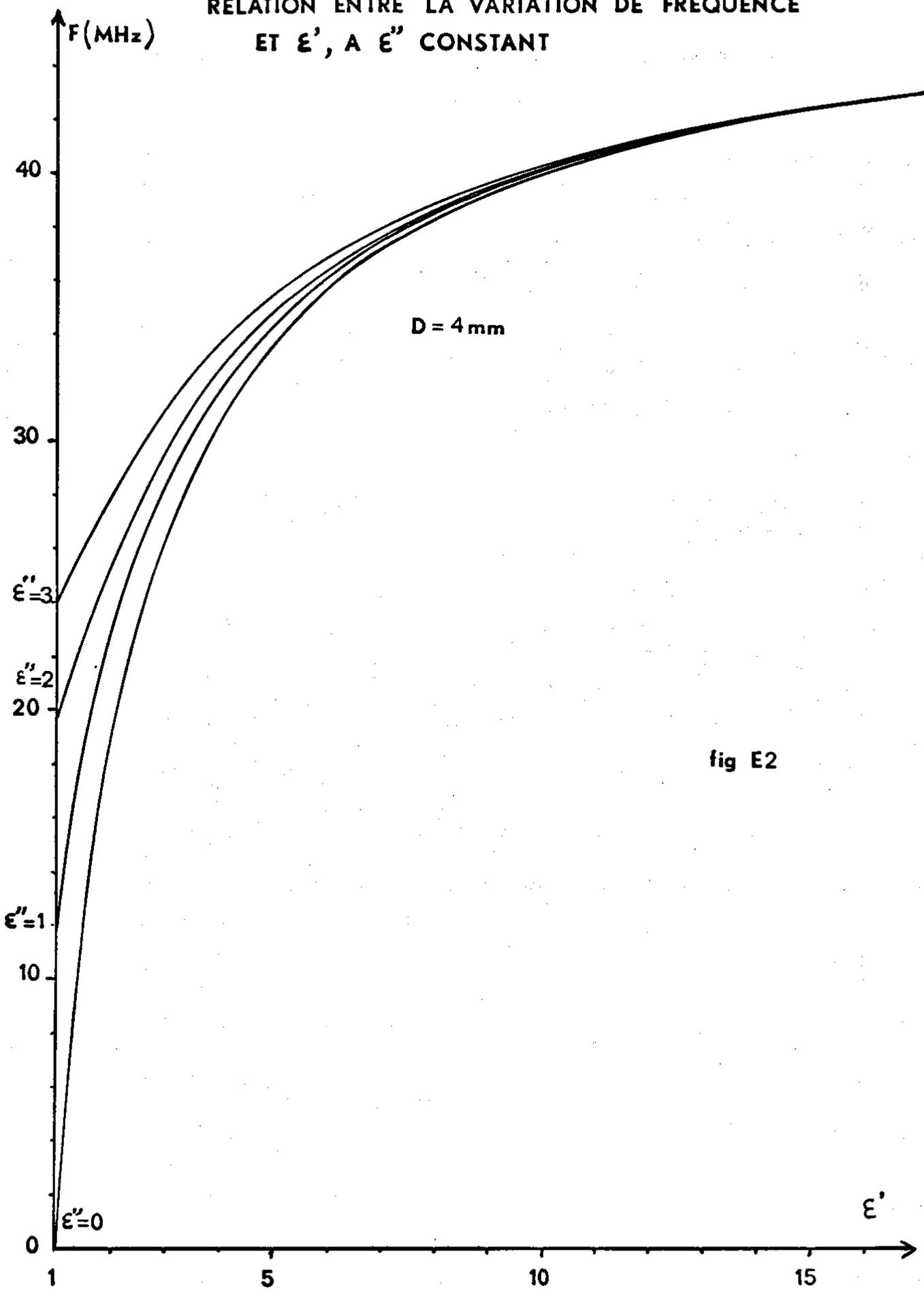


fig E2

sibilité de l'appareil, nous avons intérêt à augmenter la longueur du guide rempli par le gaz.

Si nous remplissons totalement les bras (1) et (2) de gaz à étudier, nous pourrions écrire :

$$\frac{x_1 - x_2}{\lambda_{lg}} = \frac{k}{2}$$

Comme  $k$ ,  $x_1$ ,  $x_2$  sont constants, cela impose  $\lambda_{lg} = \text{Constante}$ .

Comme la longueur d'onde guidée en milieu diélectrique sans perte est :

$$\lambda_{lg} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}$$

cela implique :

$$\epsilon_1 = \lambda_0^2 \left[ \frac{1}{\lambda_{lg}^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \right]$$

de petites variations  $\Delta\epsilon$  de  $\epsilon$  provoqueront de petites variations de fréquence  $\Delta\nu$  avec la relation :

$$\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = -2 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}$$

{6}

Si nous ne remplissons que le bras (1) de gaz à étudier, le bras (2) contenant de l'air, nous pourrions écrire :

$$\frac{x_1}{\lambda_{1g}} - \frac{x_2}{\lambda_{2g}} = \frac{k}{2} = \frac{\lambda_{2g} x_1 - \lambda_{1g} x_2}{\lambda_{1g} \lambda_{2g}}$$

Soit  $\lambda_{2g} = \lambda_{1g} + \delta$

$$\frac{k}{2} = \frac{-\lambda_{1g} x_2 + (\lambda_{1g} + \delta) x_1}{\lambda_{1g} (\lambda_{1g} + \delta)}$$

$$\frac{k}{2} = \frac{\lambda_{1g} (x_1 - x_2) + \delta x_1}{\lambda_{1g} (1 + \frac{\delta}{\lambda_{1g}})} = \frac{\lambda_{1g} (x_1 - x_2) + \delta x_1}{\lambda_{1g}} \left(1 - \frac{\delta}{\lambda_{1g}}\right)$$

$$\frac{k}{2} = \frac{x_1 - x_2}{\lambda_{1g}} + \frac{x_2 \delta}{\lambda_{1g}^2} + \frac{x_1 \delta^2}{\lambda_{1g}^3}$$

Cherchons les ordres de grandeur des différents termes :

$$\epsilon = \lambda_0^2 \left( \frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2} \right)$$

Pour une même fréquence de l'oscillateur, une petite variation de  $\epsilon$  entraîne :

$$\frac{d\epsilon}{\epsilon} = \frac{d\left(\frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}\right)}{\frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}} = \frac{-2 d\lambda_g}{\lambda_g^3 \left(\frac{1}{\lambda_g^2} + \frac{1}{\lambda_c^2}\right)}$$

donc :

$$d\lambda_g = -\left(\lambda_g + \frac{\lambda_g^3}{\lambda_c^2}\right) \frac{d\epsilon}{2\epsilon}$$

$$\text{Avec : } \lambda_g = 45 \text{ mm} \qquad \lambda_c = 45,72 \text{ mm}$$

$$d\varepsilon = 0,001 \text{ par exemple et } \varepsilon \approx 1$$

$$\delta = d \lambda_g = 0,044 \text{ mm}$$

$$\frac{d\delta}{\lambda_g} = 10^{-3}$$

L'approximation  $\frac{1}{1 + \frac{\delta}{\lambda_{1g}}} \approx 1 - \frac{\delta}{\lambda_{1g}}$  est justifiée.

Les différents termes ont pour valeur :

$$\frac{x_1 - x_2}{\lambda_{2g}} = 7,50$$

$$\frac{x_2}{\lambda_{1g}} = 2 \times 10^{-3}$$

$$\frac{x_1 \delta^2}{\lambda_{1g}} = 10^{-5}$$

La différence entre les résultats réels et les calculs effectués avec la formule {6} est inférieure à 0,03 % .

Nous pourrions donc, en ne remplissant que le bras (1) de gaz à étudier, employer la formule {6} , c'est-à-dire :

$$\Delta\varepsilon = - \frac{2\varepsilon}{v_0} \Delta v$$

Avec  $v_0 = 9350 \text{ MHz}$  et  $\varepsilon = 1,000580$  (Air sec à 0° C et 760 mm de Hg)

nous aurons :

$$\Delta\varepsilon = - 214 \times 10^{-6} \Delta v \quad (\Delta v \text{ en MHz})$$

Les mesures de fréquence s'effectuant avec 15 kHz d'incertitude, nous pouvons espérer une précision de  $3 \times 10^{-6}$  dans la mesure de  $\Delta\epsilon$ .

E-II. - VARIATION DE PERMITTIVITE DE L'AIR EN FONCTION DE SON HUMIDITE. -

L'appareil devant déceler des variations supérieures à  $3 \times 10^{-6}$ , la variation de permittivité de l'air avec son taux d'humidité sera un phénomène décelable. Les pertes seront négligées.

1°) Obtention d'air à un taux d'humidité connu : La méthode la plus simple pour avoir de l'air à un taux d'humidité connu consiste à faire barboter de l'air dans un mélange d'acide sulfurique et d'eau. Il existe des tables (23) donnant, connaissant la température et le titre du mélange, la pression maxima de vapeur. Le titre  $\tau$  est le rapport de la masse d'acide sulfurique à la masse totale du mélange .

La figure E3 montre les variations de cette pression en fonction du titre de la solution. Nous avons fait quatre mélanges avec pour titre :

$T_1$	$\tau = 0,4375$
$T_2$	$\tau = 0,3310$
$T_3$	$\tau = 0,2426$
$T_4$	$\tau = 0$ (eau pure)

Les variations de pression de vapeur avec la température sont données par la figure E-4. Nous voyons qu'il est indispensable de connaître avec précision cette température. En effet, une variation de 1° C provoque une variation de la pression de vapeur d'environ 1 mm de Hg (pour permettre une comparaison, notons que l'eau pure à 20° C a une pression de vapeur de 17,6 mm de Hg).

2°) Montage : L'air passe d'abord dans un flacon contenant une solution de potasse afin de retenir les traces de gaz carbonique, puis dans un flacon piège. L'air passe ensuite soit dans trois flacons remplis d'acide sulfurique pur, soit dans trois flacons remplis de mélange acide-eau. Le

VARIATION DE LA PRESSION DE VAPEUR  
AVEC LE TITRE DU MELANGE

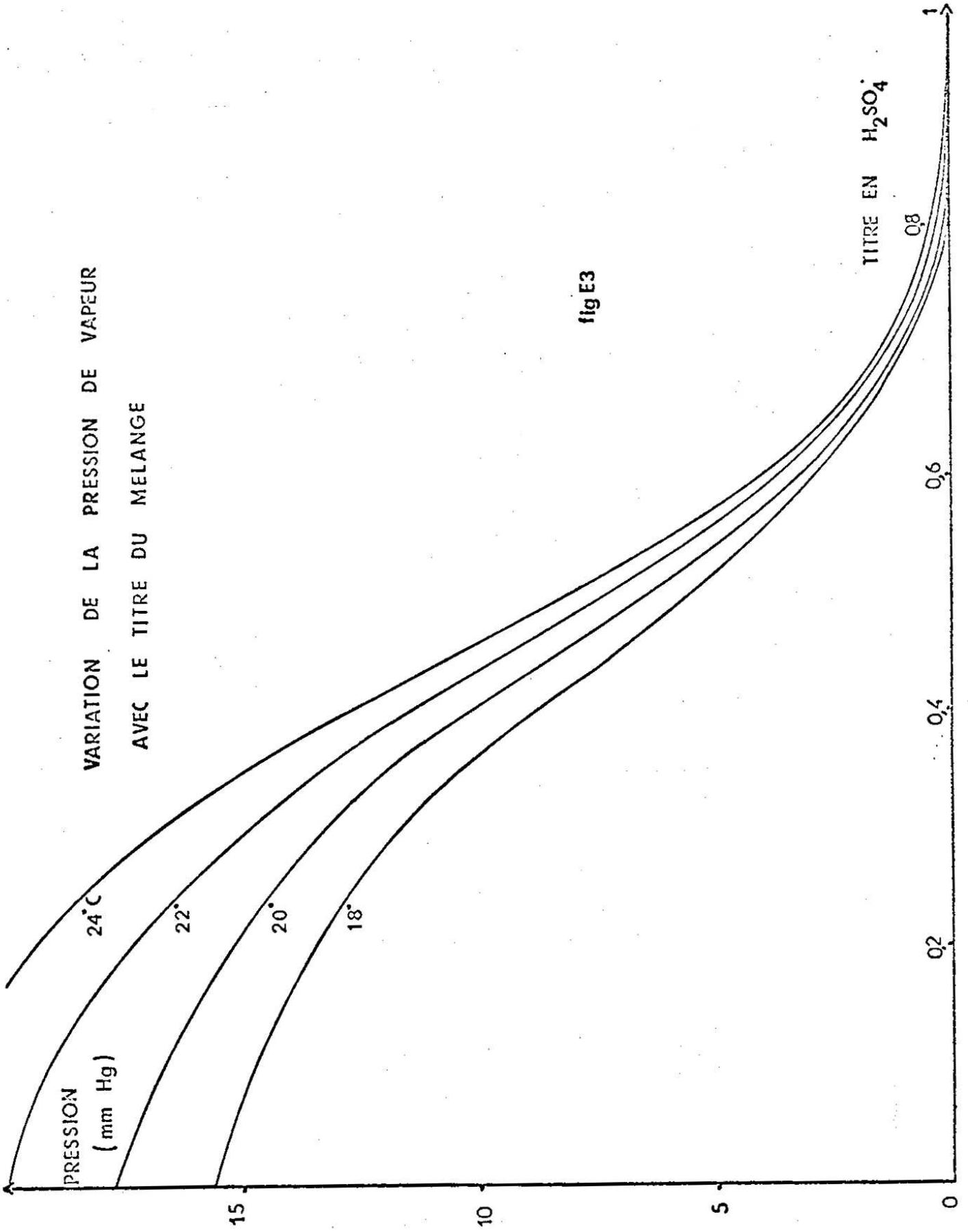


fig E3

TITRE EN H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>

PRESSION  
(mm Hg)

VARIATION DE PRESSION DE VAPEUR AVEC LA TEMPERATURE

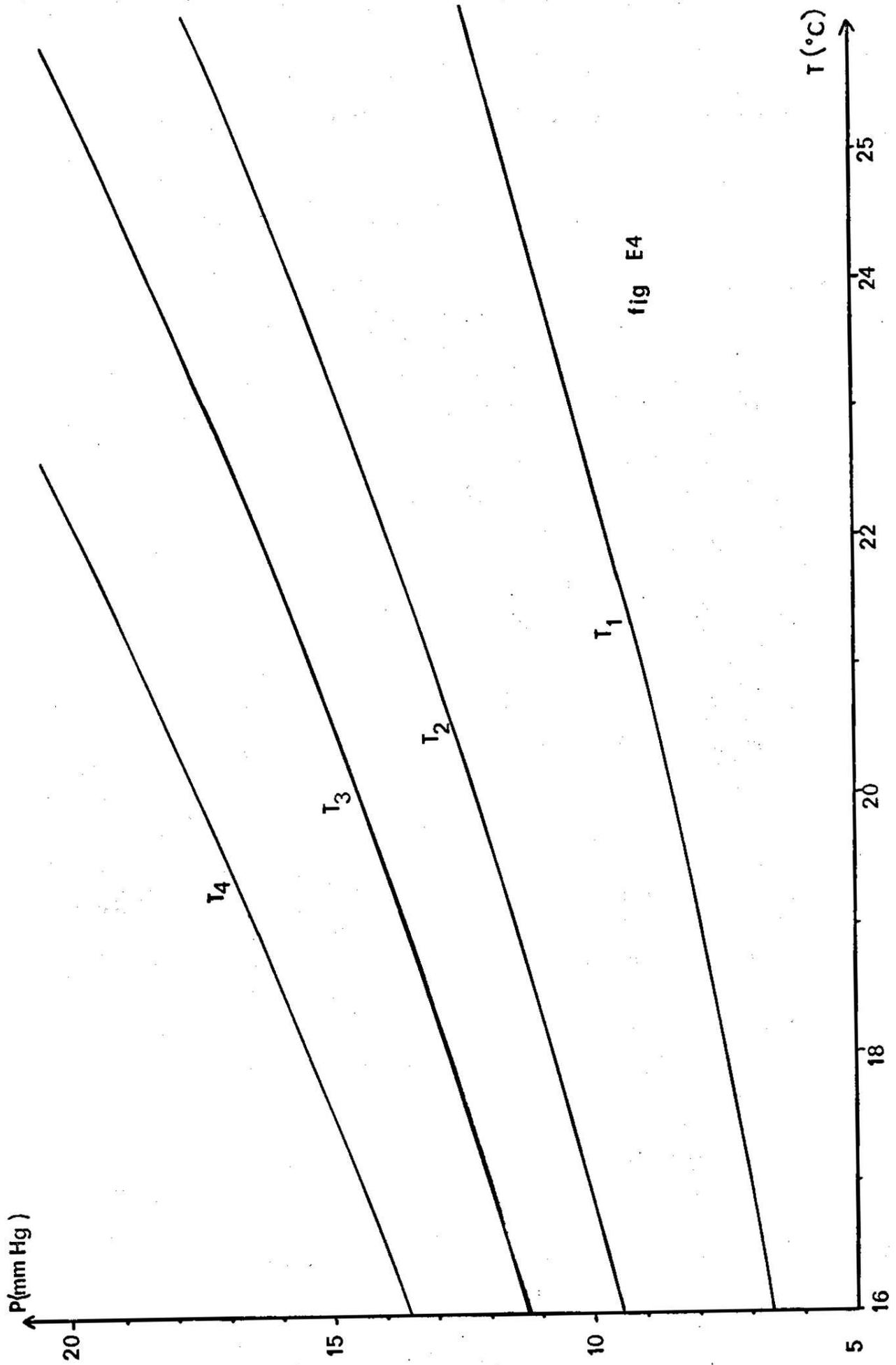
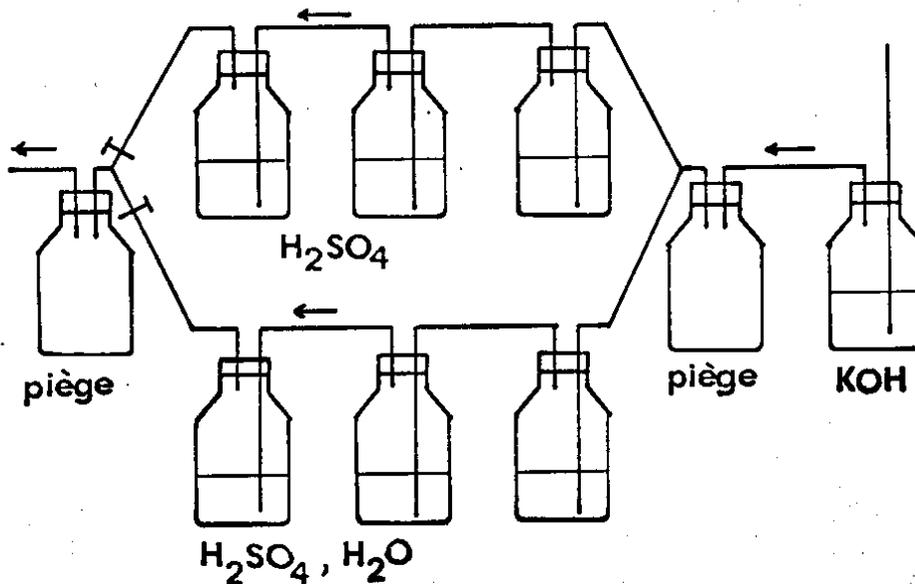


fig E4

choix des flacons traversés par l'air se fait à l'aide de deux robinets.

Le flacon piège protège le guide contre l'acide sulfurique. L'autre piège empêche les mélanges solution de potasse avec acide sulfurique.

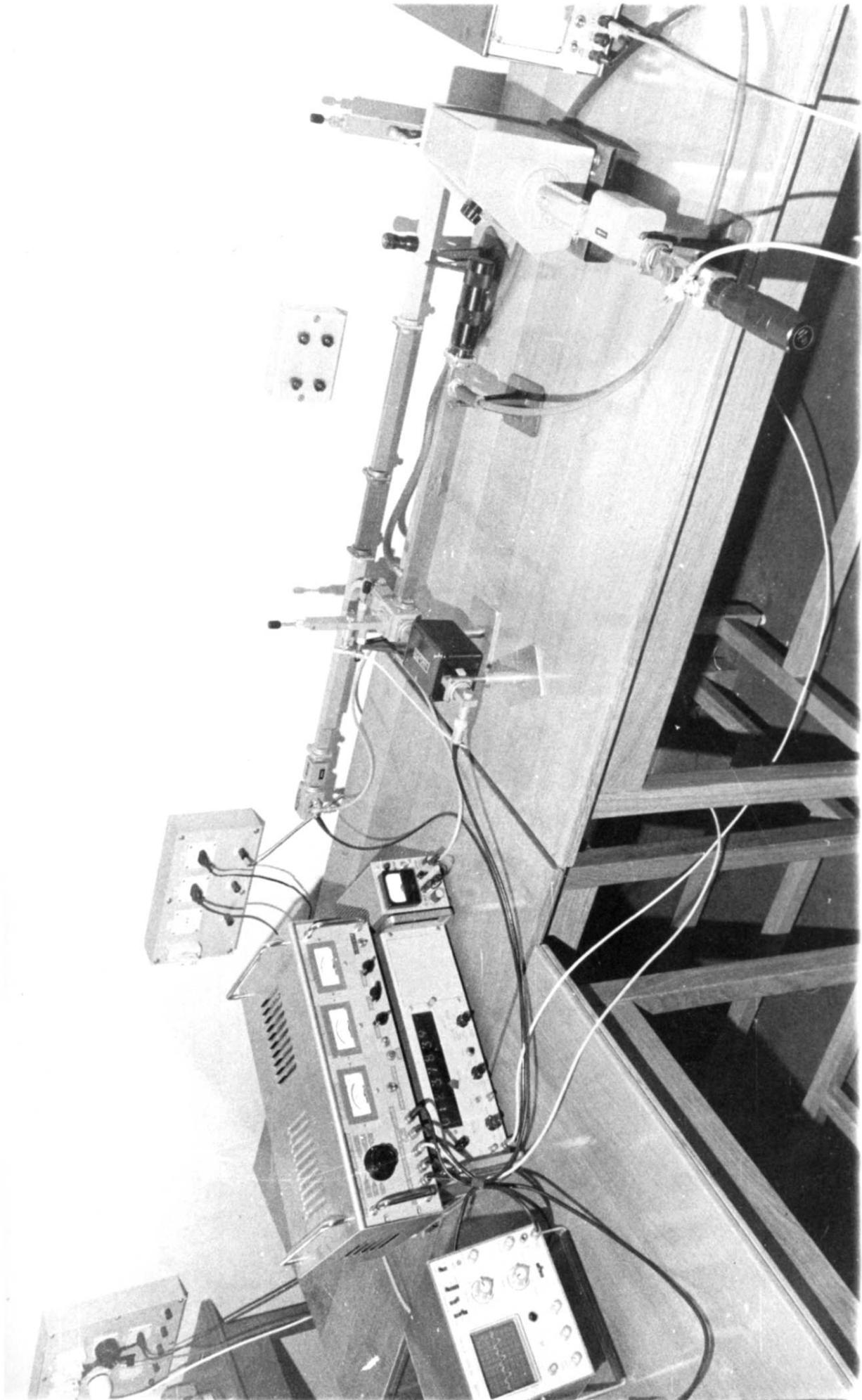


Le guide est isolé du reste du montage par une lame de mylar qui apporte une perturbation négligeable à la propagation des ondes.

Le guide est percé de deux trous pour permettre la circulation du gaz à travers le guide. La trompe et le guide étant reliés par un tuyau de un mètre environ, la tension de vapeur d'eau existant en permanence dans la trompe n'a pas la possibilité de faire varier l'humidité du gaz dans le guide.

Le montage général est donné sur la photographie n° 2 et expliqué sur le schéma E-5.

3°) Résultats : Nous faisons barboter l'air pendant environ 30 mm avant d'arrêter la pompe et de mesurer la fréquence. La référence est mesurée



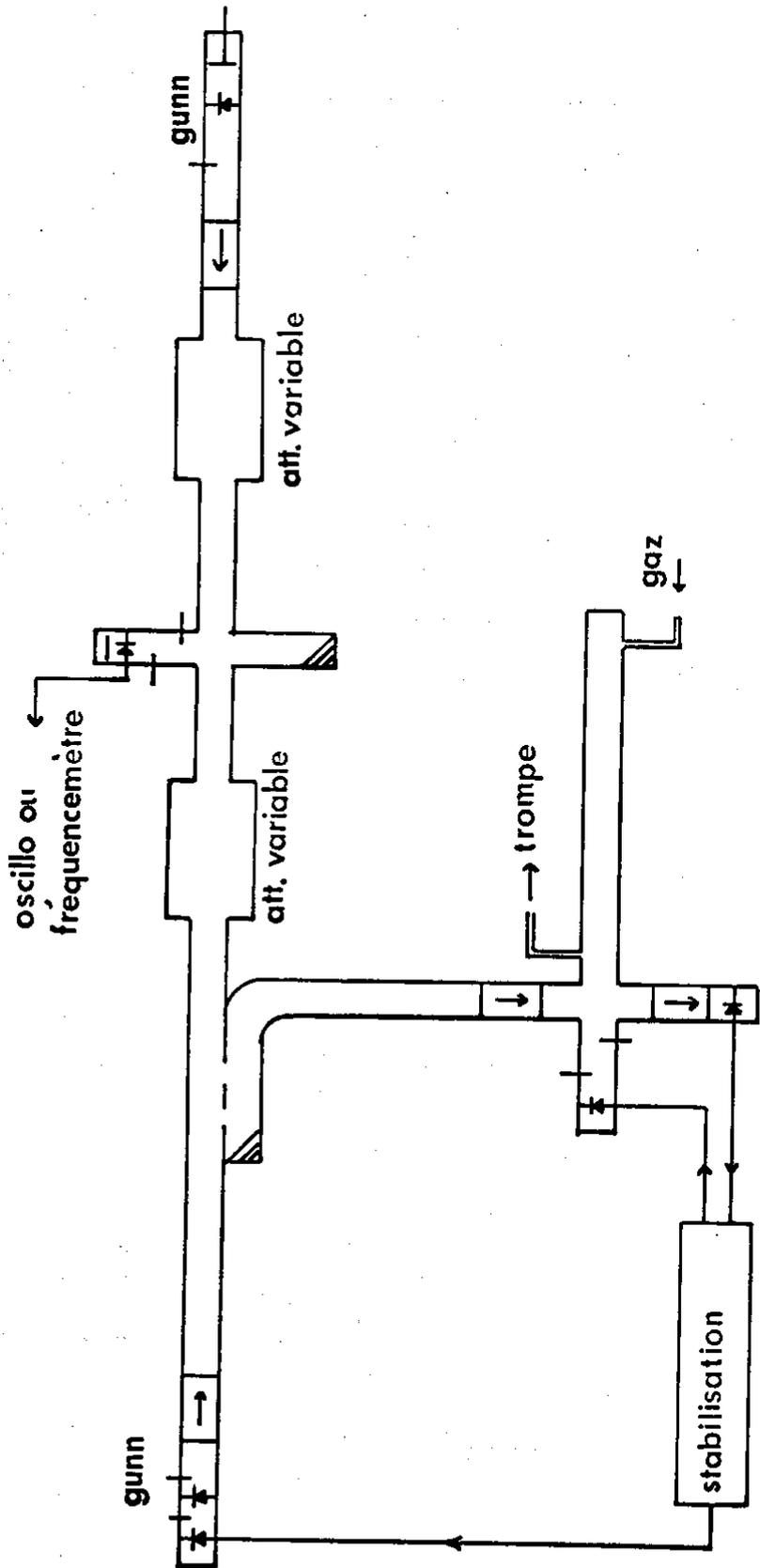


schéma n5 E

avec l'air sec obtenu en faisant barboter l'air dans l'acide sulfurique pur pendant 30 mn. La température est relevée à chaque manipulation. Chaque résultat est la moyenne de cinq mesures afin d'augmenter la précision .

	eau pure	T <sub>3</sub>	T <sub>2</sub>	T <sub>1</sub>
Taux de H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub>	0	0,2426	0,3370	0,4375
Température (°C)	22	24	24	20
Pression de vapeur d'eau (mm Hg)	19,85	18,40	15,66	8,50
Δν (MHz)	1,07	1,04	0,88	0,48
Δε × 10 <sup>6</sup>	229	222	188	103
Pression atmosphérique	752	757	757	760

Si nous portons ces résultats sur un graphe ayant Δε en ordonnée et la pression de vapeur d'eau en abscisse , nous voyons que les points sont alignés sur une droite passant par l'origine (Figure E-6). SAITO (21) avait aussi obtenu des droites pour des températures constantes en employant la comparaison des fréquences de résonance de deux cavités : une cavité de référence et la cavité avec gaz variable. Ces droites coïncident avec la droite obtenue à partir de la formule expérimentale :

$$\epsilon - 1 = 206 \times 10^{-6} \frac{P_a}{T} + 180 \times 10^{-6} \left( 1 + \frac{5580}{T} \right) \frac{P_v}{T}$$

avec :

T = Température absolue

P<sub>a</sub> = Pression partielle de l'air en mm de Hg

P<sub>v</sub> = Pression partielle de vapeur d'eau en mm de Hg

avec une approximation de  $3 \times 10^{-6}$  pour ε .

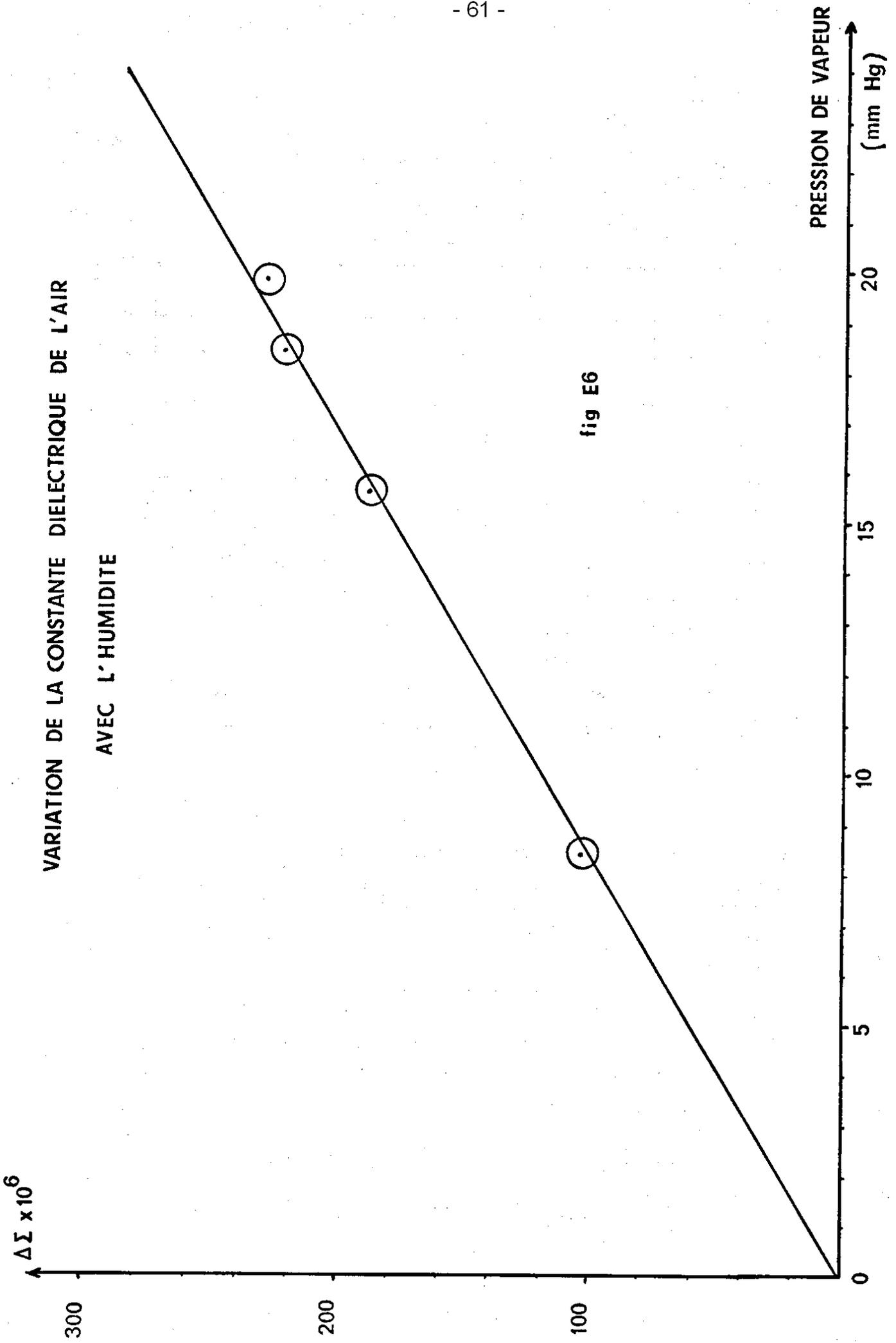


fig E6

STRICKLAND (24) donnait le premier terme =  $210 \times 10^{-6} \frac{P_a}{T}$ .

Si nous calculons les valeurs de  $\Delta\epsilon$  avec la formule ci-dessus, nous obtenons :

	eau pure	$T_3$	$T_2$	$T_1$
$10^6 \times \Delta\epsilon$ expérimental	229	222	188	103
$10^6 \times \Delta\epsilon$ calculé	228	210	178	99

Nos résultats expérimentaux diffèrent des résultats donnés par la formule de moins de  $12 \times 10^{-6}$ . Ces différences sont dues aux fluctuations de fréquence qui entraînent une approximation de l'ordre de  $3 \times 10^{-6}$  et surtout à l'incertitude sur la température des solutions eau-acide. Par exemple, pour une solution moyenne ( $T_2$ ) une variation de  $1^\circ \text{C}$  entraîne une variation de pression de vapeur de 1 mm de Hg, ce qui provoque une variation de  $\epsilon$  de  $10^{-5}$ .

En conclusion, nos mesures de variation de permittivité de l'air en fonction de son humidité sont en bon accord avec les précédents travaux et en particulier avec la formule donnant  $\epsilon$  en fonction de  $T_1$ ,  $P_a$ ,  $P_v$ .

### E-III. - PERMITTIVITES DE QUELQUES GAZ. -

Connaissant la permittivité d'un gaz, il est donc possible de mesurer la permittivité d'un autre gaz par comparaison. Nous avons pris comme gaz de référence l'air sec débarrassé de son gaz carbonique. Sa valeur à  $0^\circ \text{C}$  et 760 mm de Hg a été prise égale à :

$$(\epsilon - 1) \times 10^6 = 580 \quad (\text{réf. n}^\circ 25)$$

La différence de permittivité entre deux gaz varie avec la température. En effet, la formule de CLAUSIUS MOSOTTI (26) nous donne  $\frac{\epsilon' - 1}{\epsilon' + 2} = \frac{\rho P}{M}$  où M est le poids molaire,  $\rho$  la densité, P la polarisation par mole. Comme  $\epsilon'$  est voisin de 1, nous pouvons écrire :

$$\frac{\epsilon' - 1}{\epsilon' + 2} \approx \frac{\epsilon' - 1}{3}$$

et donc :

$$\epsilon' - 1 \approx 3\rho \frac{P}{M}$$

donc  $\epsilon' - 1$  proportionnel à  $\rho$ , est inversement proportionnel à la température absolue dans la mesure où le gaz peut être considéré comme parfait. Donc quand la température passe de 22° C à 0° C, la variation de permittivité est multipliée par 295/273, c'est-à-dire par 1,08.

Dans la suite de nos manipulations, la fréquence employée sera  $\nu_0 = 9100$  MHz. Donc, comme nous avons toujours  $\Delta\epsilon = - \frac{2}{\nu_0} \epsilon \Delta\nu$ , nous aurons :

$$\Delta\epsilon = - 220 \times 10^{-6} \Delta\nu \quad (\nu \text{ en MHz})$$

Les gaz étudiés étaient conservés dans des bouteilles sous pression. Pour éviter une différence de température entre eux et l'air sec de référence, nous sommes obligés de les laisser environ 30 minutes dans le guide à la pression atmosphérique. L'équilibre thermique a ainsi le temps de se réaliser. Un ballon de baudruche à peinetendu, branché à une des deux sorties du guide crée une légère surpression qui permet de compenser d'éventuelles fuites et d'empêcher toute arrivée d'air à l'intérieur du guide.

Remarque :  $\Delta\nu$  aura le signe + lorsque la fréquence avec le gaz à étudier sera supérieure à celle avec l'air sec ; le signe - dans le cas contraire.

1°) Acétylène : La variation de fréquence entre l'air sec et l'acétylène à 22° C a été en moyenne de  $\Delta\nu = - 10,50$  MHz, ce qui correspond

à  $\Delta\epsilon = + 221 \times 10^{-5}$  à  $22^\circ \text{C}$  et  $\Delta\epsilon = 241 \times 10^{-5}$  à  $0^\circ \text{C}$ .

Cela donne :  $\epsilon = 1,002790$  à  $0^\circ \text{C}$

Cette valeur est plus élevée que celles trouvées habituellement dans la littérature (1,00134). En réalité, dans nos expériences, la vapeur d'acétylène n'est pas pure. La conservation de l'acétylène dans les bouteilles sous pression se faisant par dissolution dans l'acétone, une partie de ce dernier corps se vaporise aussi.

Il est possible, possédant la valeur de la permittivité de l'acétylène et celle de l'acétone, de connaître la proportion de l'un et de l'autre dans le mélange gazeux.

En effet, en reprenant la formule de MOSOTTI et en appelant  $\alpha_1$  la polarisibilité du gaz 1 et  $N_1$  le nombre de molécules de ce gaz par unité de volume, nous pouvons écrire :

$$\epsilon'_1 - 1 = \frac{N_1 \alpha_1}{\epsilon_0}$$

Le gaz 2 admet de même :

$$\epsilon'_2 - 1 = \frac{N_2 \alpha_2}{\epsilon_0}$$

En supposant les gaz parfaits et dans les mêmes conditions de pressions et de température, cela implique :

$$\epsilon'_1 - 1 = k \alpha_1$$

$$\epsilon'_2 - 1 = k \alpha_2$$

$k$  étant une constante.

$\epsilon' - 1$  étant proportionnel à la polarisibilité, le mélange des deux gaz aura la permittivité  $\epsilon'$  telle que :

$$\epsilon' - 1 = k (x_1 \alpha_1 + x_2 \alpha_2)$$

$x_1$  et  $x_2$  étant les taux molaires de gaz 1 et 2 . Donc :

$$\epsilon' - 1 = x_1 (\epsilon_1' - 1) + x_2 (\epsilon_2' - 1)$$

Comme  $x_1 + x_2 = 1$

$$\epsilon' = x_1 \epsilon_1' + x_2 \epsilon_2'$$

Le rapport  $\frac{x_1}{x_2}$  des taux molaires est égal au rapport des volumes des deux gaz.

Soit  $x_1$  le taux d'acétylène de permittivité  $\epsilon_1$  ;

Soit  $x_2$  le taux d'acétone de permittivité  $\epsilon_2$ .

Si nous prenons  $\epsilon_1 = 1,00134$  et  $\epsilon_2 = 1,0218$  à  $0^\circ \text{C}$  ( $1,0171$  à  $75^\circ \text{C}$  pour MURPHY (27) ), nous trouvons en effectuant les calculs 7,1 % d'acétone dans le mélange. Cette proportion relativement importante est due à ce que la bouteille d'acétylène employée ne contenait plus beaucoup de gaz (3 kg de pression au lieu de 15 kg lorsque la bouteille est complètement remplie).

2°) Oxygène, Azote : Nous avons étudié de la même façon l'azote. La moyenne de six mesures est  $\Delta v = - 48 \text{ kHz}$ . Donc  $\Delta \epsilon = + 10 \times 10^{-6}$  à  $22^\circ \text{C}$  et  $\Delta \epsilon = 10,8 \times 10^{-6}$  à  $0^\circ \text{C}$ .

$$\epsilon_{\text{N}_2} = 1,000591 \text{ à } 0^\circ \text{C et } 760 \text{ mm de Hg}$$

La moyenne de cinq mesures effectuées avec l'oxygène est  $\Delta v = + 194 \text{ kHz}$ .

$$\Delta \epsilon = - 46,2 \times 10^{-6} \text{ à } 0^\circ \text{C}$$

$$\epsilon_{\text{O}_2} = 1,000534 \text{ à } 0^\circ \text{C et } 760 \text{ mm de Hg}$$

Ces résultats sont en bon accord avec ceux de J. WINGFIELD (25) qui trouvait :

$$10^6 \times (\epsilon_{N_2} - 1) = 591,93 \pm 0,86$$

et

$$10^6 \times (\epsilon_{O_2} - 1) = 534,23 \pm 0,66$$

Par ailleurs, si nous cherchons à retrouver le pourcentage d'oxygène et d'azote dans l'air en se servant de la loi des mélanges  $\epsilon = x_1 \epsilon_1 + x_2 \epsilon_2$  nous trouvons en pourcentage volumique : 80,7 % d'azote et 19,3 % d'oxygène, ce qui n'est pas éloigné de la réalité moyenne (79,1 % 20,9 %).

3°) Hélium : La moyenne de six mesures effectuées avec l'Hélium est :  $\Delta\nu = + 2,190$  MHz, ce qui donne :

$$\Delta\epsilon = - 483 \times 10^{-6} \text{ à } 22^\circ \text{ C}$$

et

$$\Delta\epsilon = - 526 \times 10^{-6} \text{ à } 0^\circ \text{ C}$$

Cela nous donne :

$$\epsilon = 1,000054 \text{ à } 0^\circ \text{ C et } 760 \text{ mm de Hg.}$$

Les tables de valeurs de constantes diélectriques (28) indiquent pour l'Hélium à  $0^\circ \text{ C}$  et 760 mm de Hg :

$$\epsilon = 1,0000684$$

pour une fréquence de 3 MHz.

-:-:-:-:-

## F - CONCLUSIONS

-----

Après avoir rappelé les principaux phénomènes électroniques se produisant dans un échantillon d'Arséniure de Gallium, en particulier l'effet découvert en 1963 par J.B. GUNN, nous nous sommes attachés à l'étude des caractéristiques des oscillateurs fonctionnant avec cet effet.

Leur facilité d'emploi, d'alimentation, leur fréquence réglable sur une très large gamme et leur bonne stabilité ont été mises en évidence.

L'asservissement en fréquence d'un oscillateur muni d'un accord électronique a été réalisé et ses caractéristiques principales ont été relevées.

Le montage destiné à mesurer et à visualiser les battements de deux oscillateurs Gunn a permis de mettre en valeur les faibles fluctuations de fréquence de ces derniers.

Par tous les avantages qu'ils présentent, les oscillateurs à effet Gunn sont parmi les successeurs probables des klystrons pour la production des hyperfréquences dans les laboratoires et partout où des oscillateurs hyperfréquences à faibles et moyennes puissances sont nécessaires.

Nous avons enfin réalisé un montage destiné à mesurer des permittivités de gaz. Ce montage a également plusieurs autres applications :

- Mesures "en continu" des variations de permittivité
- Détermination du pourcentage volumique de chacun des deux gaz d'un mélange.

La précision pourrait être encore augmentée par l'adjonction d'une régulation de température de toutes les pièces en contact avec le gaz à étudier.

Ce montage à l'avantage de relier directement variation de permittivité et variation de fréquence. La mesure précise de fréquence étant facile à effectuer cela nous fournit une méthode aisée de mesure de permittivité.

-----

BIBLIOGRAPHIE

---

- A -

- (1) . - J.B. GUNN - Solid State Comm. 1 , p. 88 (1963).
- (2) . - P. GUETIN . - L'Onde Electrique p. 674 (Juillet 1968).
- (3) . - G. CONVERT , P. MOUTOU, A. de BOUARD. - L'Onde Electrique p. 685 (Juillet 1968).
- (4) . - Y. NARAYAN , F. STERZER . - I.E.E.E.Trans. Microwave Theory and Tech. Vol. MTT 18 (Novembre 1970).
- (5) . - B.W. HAKKY , S. KNIGHT . - I.E.E.E. Trans. and Electron Devices Vol. 13 p. 94 (1966)

- B -

- (6) . - M. DROUGARD. - L'Onde Electrique p. 694 (Juillet 1968).
- (7) . - H.C. HUANG , L.A. MACKENZIE. - Proc. I.E.E.E. Vol. 57 p. 261 (1969).
- (8) . - BUTCHER et FAWCETT. - Proc. Phys. Soc. 86 , p. 1205 (1965).
- (9) . - BUTCHER et FAWCETT . - Phys. Letters 21 p. 489 - (1966).

- C -

- (10). - J. ROCH . - Cours de D.E.A. de Spectronomie Hertziene - BORDEAUX (1970).
- (11). - Y. SERVANT. - Thèse Doct. Sciences Physiques p. 73 - BORDEAUX (1968).
- (12). - R.V. POUND. - Proc. I.R.E. Vol. 35 p. 1405 (1947).
- (13). - W.G. TULLER, W.C. GALLOWAY , F.P. ZAFFARANO. - Proc. I.R.E. Vol 36 p. 794 (1948).
- (14). - PIRCHER. - L'Onde Electrique p. 144 tome 1 (1951).
- (15). - C. TERRET. - Thèse de 3ème Cycle - BORDEAUX (1964).
- (16). - B. LESTIENNE. - Rapport de Stage I.U.T. (1971).

- D -

- (17). - G.W. VAN SANTEN. - Introduction à une étude des vibrations (1957)

(18). - R. DELOCHE. - Fonctionnement et utilisation du fréquencesmètre  
H.P. 5245 L.

- E -

(19). - J.L. MIANE. - Thèse de 3ème Cycle - BORDEAUX (1967).

(20). - G. DELBOS. - Thèse Doct. Sciences Physiques - BORDEAUX (1971).

(21). - SAITO. - Proc. I.R.E. p. 1008 (1955).

(22). - ZIEMANN. - J. Appl. Phys. Vol. 23 p. 154 (Janvier 1952).

(23). - H. ABRAHAM, P. SACERDOTE. - Recueil de constantes physiques

(24). - STRICHLAND. - Technique of microwaves measurement (1947).

(25). - J. WINGFIELD, CLAYTON, ZIEMANN. - J. Appl. Physics - Vol. 41 n° 2  
(Février 1970).

(26). - VON HIPPEL. - Les diélectriques et leurs applications (1961).

(27). - J. MURPHY and R. RAYMOND. - J. Appl. Physics - Vol. 21 p. 1064  
(Oct. 1950).

(28). - Handbook of Chemistry and Physics (1956).

-:-:-:-