

UNIVERSITÉ DE LILLE

50376  
1962  
13

50.376  
1962  
13

FACULTÉ DES SCIENCES

———— Exclu du prêt

CENTRE DE 3<sup>me</sup> CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

---

---

Thèse de 3<sup>me</sup> Cycle

**Contribution**  
**à la Réalisation d'un Spectromètre**  
**pour Ondes Millimétriques**



**Membres du Jury : M. GABILLARD, Président**

**M. LEBRUN**

**M. WERTHEIMER**

---

**Présentée à Lille, le 10 Juillet 1962**

**par M. FOREST**

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Institut de Physique de Lille.

Je tiens à exprimer mes sentiments de vive gratitude à Monsieur WERTHEIMER, Maître de conférences, qui dirige ce Laboratoire, pour l'aide qu'il m'a apportée tout au long de la réalisation du spectromètre et des mesures qui suivirent.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur ROSSEELS pour les conseils qu'il m'a donnés et pour la réalisation d'un balayage du spectromètre, ainsi qu'à Monsieur PERSYN et au personnel de l'atelier de mécanique pour la mise au point du multiplicateur et des pièces mécaniques de précision qu'ils ont effectuées.

# P L A N

## REALISATION D'UN SPECTROMETRE VIDEO EN ONDES MILLIMETRIQUES

### Introduction

#### I - Description du Spectromètre .

##### 1 - Généralités

- 1) Sources
- 2) Intensité d'absorption
- 3) Largeur des raies
  - Pression et chocs
  - Effet Doppler
  - Saturation

##### 2 - Schéma du spectromètre

- 1) Sources en dynamique
- 2) Vitesse de balayage
- 3) Sensibilité et bruit

##### 3 - Réalisation

- 1) Tête H.F. alimentation, balayage
- 2) Multiplicateur
- 3) Cellule et dispositif de vide
- 4) Détecteur et amplificateur

#### II - Mesure des fréquences des raies

- 1) Méthode de mesure
- 2) Mesure précise de la fréquence étalon

#### III- Mesures effectuées.

REALISATION D'UN SPECTROMETRE VIDEO EN  
ONDES MILLIMETRIQUES

Introduction

Cloeton et Williams en 1934, par leur célèbre expérience sur le spectre d'inversion de l'ammoniac, furent les fondateurs de la spectroscopie en ondes radioélectriques très courtes. Ce n'est qu'à partir de 1946 que les développements des techniques hyperfréquences permirent une étude systématique des constantes moléculaires et nucléaires. En 1952 paraissait la circulaire N°518 du National Bureau of Standards donnant environ 1800 raies. En 1953, 1954, et 1955 parurent 3 livres intitulés Microwave Spectroscopy de : Gordy, Smith et Trambarulo (1) puis de Strandberg (2), et enfin de Townes et Schawlow (3). Depuis, de nombreux livres ont paru sur ce sujet, mais il n'en reste pas moins que ces trois livres constituent la base des connaissances du spectroscopiste.

Notre travail comporte trois grands points :  
le premier est la description et la réalisation d'un spectromètre à simple balayage dit "video", suivant des considérations théoriques nécessaires pour le bon fonctionnement dans le domaine de travail désiré. Le second consiste en un exposé de la méthode de mesure précise de fréquences. Le troisième en la mesure des fréquences de quelques raies du spectre de OCS en ondes millimétriques.

DESCRIPTION DU SPECTROMÈTRE.1 - 1 - Les sources :

Le pouvoir de résolution de la spectroscopie provient du fait que les sources utilisées sont puissantes, monochromatiques et modulables en fréquence. Les puissances disponibles vont de quelques dizaines de milliwatts (2K33) à une centaine de mW (Klystron Philips 8 mm), et de quelques dizaines à quelques centaines de microwatts pour les multiplicateurs. Ces puissances de sortie de klystron sont réparties sur une bande de quelques centaines de Hertz aux environs de leur fréquence de fonctionnement (30 à 36 GHz pour le klystron Philips) (4). Une variation de quelques volts de la tension réflecteur fait varier la fréquence de plusieurs MHz.

1 - 2 - Intensité d'absorption. (5)

L'absorption d'un gaz se fait pour des transitions de fréquence correspondant à de faibles différences d'énergie.

Soient deux niveaux  $E_1$  et  $E_2$  avec  $E_1 < E_2$  et  $N_1$  et  $N_2$  les populations respectives de ces deux niveaux.

En admettant que nous puissions appliquer la Statistique de Maxwell-Boltzmann, le rapport de ces populations est alors donné par :

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left( - \frac{h\nu_0}{kT} \right)$$

$h\nu_0$  est la différence d'énergie entre ces deux états en équilibre thermique.

A température ambiante  $kT \approx 4 \cdot 10^{-21}$  joules, et, à 100 GHz  $h\nu \approx 6 \cdot 10^{-23}$  joules,  $\frac{h\nu}{kT} \approx 10^{-2}$

$$\text{donc } N_2 \approx N_1 \left( 1 - \frac{h\nu}{kT} \right)$$

L'absorption étant proportionnelle à  $N_2 - N_1$ , le nombre d'absorbeurs sera proportionnel à  $N_1 \frac{h\nu}{kT}$ .

Il sera aussi proportionnel au nombre total d'éléments  $N_0$  contenus dans le volume considéré, donc de la forme  $fN_0$  avec  $f$  = poids statistique du niveau  $N_1$ . En admettant la théorie de Van-Vleck et Weisskopf(6), on trouve pour coefficient d'absorption à la fréquence de résonance  $\nu_0$ :

$$\delta_{Mx} = \frac{8\pi^2 \nu_0^2}{3c k T} \cdot \frac{N_1 \rho}{\Delta \nu} \frac{|F|^2}{4\pi \epsilon_0} \quad \text{en M.K.S.A.}$$

Où  $\delta_{Mx}$  est le coefficient d'absorption maximum à la résonance,  $\nu_0$  la fréquence de résonance,  $|F|^2$  le carré de l'élément diagonal de la matrice du moment dipolaire entre les deux états considérés,  $c$  la vitesse de la lumière,  $k$  la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue,  $\Delta \nu$  la largeur de raie pour un coefficient d'absorption

$$\delta(\nu) = \frac{\delta_{Mx}}{2}$$

### 1 - 3 Largeur des raies.

Il résulte de la théorie de Van-Vleck et Weisskopf (6) que la largeur des raies est proportionnelle à la pression. Lors du choc d'un absorbeur, il y a tout lieu de penser que le phénomène d'absorption est interrompu. L'absorption ne se produit donc que pendant le temps qui sépare deux "rencontres".

Si on appelle  $\tau$  le temps pendant lequel l'absorption n'est pas perturbée, l'élargissement consécutif à ces chocs est :

$$\Delta \nu = \frac{1}{2\pi \tau}$$

$\tau$  dépend en outre du type d'interaction qui constitue la collision.

Pour  $p$  variant de  $10^{-3}$  à 10 mm de Hg, le rapport  $\frac{\Delta \nu}{p}$  est sensiblement constant. Il existe malgré tout une pression optimum où la raie est la plus fine, ce qui est réalisé pour  $p$  compris entre  $5 \cdot 10^{-2}$  et  $10^{-3}$  mm de Hg. Pour  $p$  supérieur à 10 mm de Hg, la probabilité d'avoir des chocs de trois molécules en même temps devient non négligeable ; et pour  $p$  inférieur à  $10^{-3}$  mm de Hg le nombre d'absorbeurs utiles devient trop faible.

La dispersion des vitesses relatives du champ électromagnétique et des éléments absorbeurs conduit à un élargissement par effet Doppler qui dépend de la température et de la masse du corps ; il existe des dispositifs de jet permettant d'éliminer l'élargissement par effet Doppler ; ils donnent un meilleur pouvoir de résolution, mais une sensibilité plus faible par suite du petit nombre d'absorbeurs utiles.

L'élargissement des raies peut être dû à un phénomène de saturation du gaz ; il se produit aux faibles pressions et lorsque la puissance émise par la source altère profondément l'équilibre thermodynamique du gaz.

## 2 - 1 Les sources en dynamique.

Les sources en radio-spectroscopie sont puissantes et monochromatiques, mais peu stables en fréquence. Il convient donc de faire varier périodiquement la fréquence de la source autour d'une valeur moyenne. Cette variation s'obtient en appliquant sur le réflecteur du klystron un balayage linéaire en fonction du temps. La fréquence de ce balayage pourra varier de quelques Hz à quelques kHz . On pourra faire varier la vitesse de la modulation H.F. émise par le klystron, en faisant varier , soit la fréquence du balayage, soit la tension de balayage appliquée sur le réflecteur du klystron.

## 2 - 2 - Influence de la vitesse de balayage (5)

La vitesse de balayage en fréquence doit être telle que, pendant le balayage d'une raie, la probabilité de décalage de la source en fréquence soit faible.

Nous allons essayer de voir, par un calcul approché , la distorsion introduite par le balayage de l'onde H.F. en fréquence.

Le klystron émet un signal de phase  $e^{i\theta}$  avec

$$\theta = \omega_0 t + \frac{bt^2}{2}$$
 où  $\omega_0$  est la pulsation instantanée de l'onde H.F. émise par le klystron sans balayage, et b la vitesse de balayage appliquée sur le réflecteur du klystron. La pulsation instantanée de

l'onde H.F. émise sera donc :  $\frac{d\omega}{dt} = \omega_0 + bt$

L'intégrale de Fourier permet de déterminer le spectre d'une telle onde :

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp - i \left( \omega_0 t + \frac{1}{2} bt^2 \right) \exp - (i \omega t) dt$$

$$= \sqrt{\frac{i}{2\pi b}} \exp - i \left( \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2b} \right)$$

C'est un spectre d'amplitude constante.

Une raie d'absorption peut être considérée comme un filtre passe-bande que l'on peut caractériser par sa courbe :

$$H(\omega) = 1 - k \exp \left[ - 2 \log 2 \left( \frac{\omega_0 - \omega}{\Delta \omega} \right)^2 \right]$$

où  $\omega_0$  est la fréquence de la raie, et  $\Delta \omega$  sa largeur en amplitude ;  
k est le coefficient d'absorption maximum de la raie.

Le signal après passage dans la cellule peut donc s'écrire :

$$A(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\omega) H(\omega) \exp(i \omega t) d\omega$$

$$\text{où } A(t) = \exp i \left( \omega_0 t + \frac{1}{2} bt^2 \right) - k B(t)$$

$$\text{avec } B(t) = k \left[ \frac{1 + i\gamma}{1 + \delta} \right]^{1/2} \exp - \left( \frac{\gamma bt^2}{2(1 + \gamma^2)} \right) \exp i \left( \omega_0 t + \frac{bt}{2(1 + \gamma^2)} \right)$$

$$\text{et } \gamma = \left[ 4 \log 2 \right] \frac{b}{(\Delta \omega)^2}$$

Avec un balayage très lent, tel que nous puissions considérer que nous faisons une excursion de la fréquence point par point, le terme :

$$\exp \left[ - 2 \log 2 \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Delta \omega} \right)^2 \right]$$

$$\text{serait } \exp \left[ - 2 \log 2 \frac{b^2 t^2}{(\Delta \omega)^2} \right]$$

alors que le calcul exact donne pour ce terme avec un balayage normal :

$$\exp \left[ - 2 \operatorname{Log} 2 \frac{b^2 t^2}{(\Delta \omega)^2} \cdot \frac{1}{1 + \gamma^2} \right]$$

On voit donc que pour avoir un élargissement peu important de la raie, il faut se rapprocher du cas avec balayage lent, donc conserver  $\gamma$  petit, soit  $b \ll (\Delta \omega)^2$ .

### 2 - 3 Sensibilité et bruit.

Pour un gaz présentant un moment dipolaire électrique, dans un guide d'onde, le coefficient d'absorption par unité de longueur peut se mettre sous la forme :  $\delta_g = \frac{\omega X''}{c} \frac{1}{\lambda_g}$

avec  $X'' = \frac{\epsilon''}{c}$ , la permittivité étant  $\epsilon = \epsilon' - i \epsilon''$ ,  $\lambda$  la longueur d'onde émise par le klystron et  $\lambda_g$  la longueur d'onde dans le vide ;  $\omega$  pulsation de l'onde H.F. au voisinage de la fréquence d'absorption de la raie ;  $c$  vitesse de la lumière .

En l'absence de gaz, la puissance utilisable à la sortie de la cellule est  $P = P_0 \exp - (\alpha l)$ , où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation en puissance de la cellule.

Avec le gaz, et en tenant compte des pertes dans les parois du guide on a :  $P' = P_0 \exp - (\alpha + \delta_g) l$

La variation de puissance due à l'absorption du gaz vaut :

$$\Delta P = P - P' = P_0 e^{-\alpha l} (1 - e^{-\delta_g l}) = P_0 e^{-\alpha l} \delta_g l$$

Comme nous recherchons le minimum détectable de l'absorption du gaz, ceci justifie l'emploi du développement limité . La variation de puissance au niveau du détecteur va entraîner une variation de la tension détectée . D'après Torrey et Whitmer (7), le cristal peut être remplacé par son circuit équivalent, qui a alors la forme d'un générateur de courant d'impédance interne  $R_s$  et dont la valeur

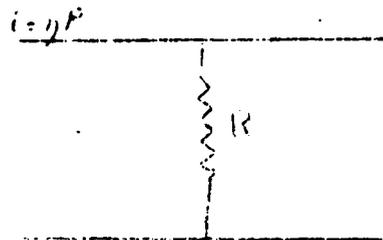


fig 1

du courant est proportionnelle à la puissance reçue. La tension maximum disponible en circuit ouvert est donc :  $V = \eta R \Delta P$  où  $\eta$  est un coefficient de proportionnalité.

La variation de tension résultant de la variation de puissance a pour valeur :

$$V = \eta R \Delta P = \eta R P_0 e^{-\alpha l} \delta_g l \quad \text{où on suppose que}$$

$R$  et  $\eta$  sont indépendants de  $P_0$ , ce qui est réalisé lorsque  $P_0$  est faible, donc dans le cas des ondes millimétriques.

Les divers bruits qui peuvent venir masquer le signal, proviennent de la source, du détecteur et des circuits électroniques de l'amplificateur B.F. qui suit le détecteur.

La puissance de bruit émise par la source est proportionnelle à la puissance émise et à la bande passante  $\Delta f$  des circuits d'utilisation ; ce bruit fourni au détecteur peut être mis sous la forme :  $V_1 = \eta R_s P_0 e^{-\alpha l}$  où  $s$  est un facteur de proportionnalité caractéristique de la source (5) ; il est en général négligeable par rapport aux autres causes de bruit, car, le signal émis étant très important, le rapport signal sur bruit est grand.

Le bruit du cristal détecteur est au minimum le bruit de la résistance  $R$ . La puissance de bruit d'une résistance  $R$  est  $kT \Delta f$ , où  $k$  est la constante de Boltzmann,  $T$  la température absolue, et  $\Delta f$  la bande passante du circuit d'utilisation.

Dans le cas du cristal détecteur on a affaire à une jonction à pointe ; la densité spectrale du bruit émise par le cristal est de la forme :

$$\left( \frac{dP}{dV} \right)_V = kT + \frac{CI^2}{V_0}$$

$kT$  représente le bruit blanc (indépendant de la fréquence) ;  $C$  est une constante caractéristique du cristal.  $I$  étant le courant détecté, la formule précédente peut se mettre sous la forme :

$$\left( \frac{dP}{dV} \right)_V = t kT \quad \text{où } t = 1 + \frac{CI^2}{kTV_0}$$

$t$  est appelé température de bruit du cristal.

Dans le cas des ondes millimétriques à 293° Kelvin,  $kT = 4,04 \cdot 10^{-21}$  Watt/Hz pour les cristaux employés,  $C$  est de l'ordre de  $10^{-7}$  F,  $I$  de l'ordre du nanoampère, et  $\nu_c$  varie entre 100 Hz et 10 kHz. On en déduit que le terme  $\left( \frac{CI^2}{kT\nu_c} \right)$  est négligeable, de l'ordre de  $10^{-8}$ .

Le bruit le plus important, et le seul dont il faille tenir compte, est le bruit du premier étage de l'amplificateur ; le bruit des étages suivants étant divisé par le gain des étages qui le précèdent, devient de ce fait négligeable, car le premier étage est à grand gain. (5)

Les tubes électroniques peuvent être mis sous forme équivalente d'un tube parfait (sans bruit), avec un générateur et une résistance de bruit appropriés en série dans la grille.

D'après Termann, (8) le bruit des tubes peut se diviser en cinq parties ; l'effet de grenaille rendant compte de l'émission discontinue d'électrons de la cathode, le bruit dû aux fluctuations de répartition du faisceau électronique entre les diverses électrodes positives, le bruit des grilles, le bruit ionique, le bruit dû à l'émission secondaire et le "Flicker noise" pour les tubes à cathodes à oxydes. L'effet de grenaille est prépondérant en basse fréquence. Il fut étudié par Schottky qui donna la formule :

$$\overline{\Delta I}^2 = 2eI (f_2 - f_1) = 2eI \Delta f.$$

où  $\overline{\Delta I}^2$  est le carré du courant de bruit moyen,  $e$  la charge de l'électron ( $1,52 \cdot 10^{-19}$  C),  $I$  le courant débité par le tube et  $\Delta f$  la bande passante dans laquelle est employé le tube.

On peut le mettre sous forme d'un générateur de tension  $e_n$  correspondant à une résistance équivalente de bruit  $R_{eq}$  donnée

$$\text{par : } e_n^2 = 4kT R_{eq} df$$

$$e_n^2 = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R_{eq} df$$

et suivie d'un tube parfait (fig.2)

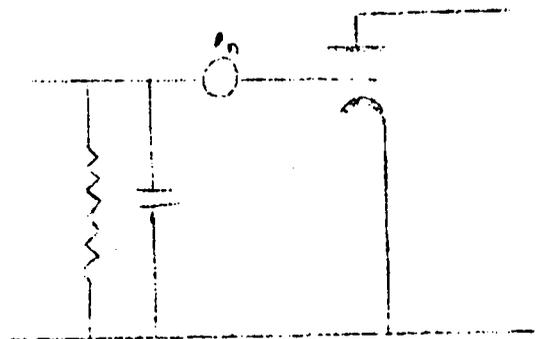


fig.2

Si on appelle  $\left(\frac{dN_0}{d\nu}\right)_{\nu_0}$  et  $\left(\frac{dN}{d\nu}\right)_{\nu}$  les densités de

bruit à l'entrée et à la sortie d'un étage amplificateur, on aura pour un amplificateur parfait :

$$\frac{dN}{dN_0} = G(\nu) \quad \text{où } G(\nu) \text{ est le gain de l'amplificateur}$$

à la fréquence  $\nu$ , et pour un amplificateur réel :

$$\frac{dN}{dN_0} = F(\nu) G(\nu) = F(\nu) \frac{S}{S_0} \quad \text{où } S_0 \text{ et } S \text{ sont les signaux}$$

à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur. On en déduit :

$$F(\nu) = \frac{S_0/dN_0}{S/dN} = \frac{(\text{signal/bruit}) \text{ entrée}}{(\text{signal/bruit}) \text{ sortie}},$$

ce qui définit le facteur de bruit du système.

On définit aussi le facteur de bruit global d'un étage amplificateur :

$$F^* = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} F(\nu) G(\nu) d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} G(\nu) d\nu}$$

ou en posant  $B G_{\text{Max}} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} G(\nu) d\nu$  avec  $G_{\text{Max}}$  égal au gain

maximum de l'amplificateur avec sa bande passante à la fréquence  $\nu_1$  et  $B$  la bande passante de l'amplificateur supposé parfait, c'est-à-dire celle où on aurait remplacé la courbe du gain en fonction de la fréquence par un créneau d'amplitude  $G_{\text{Max}}$ , et de même aire que la précédente (fig.3)

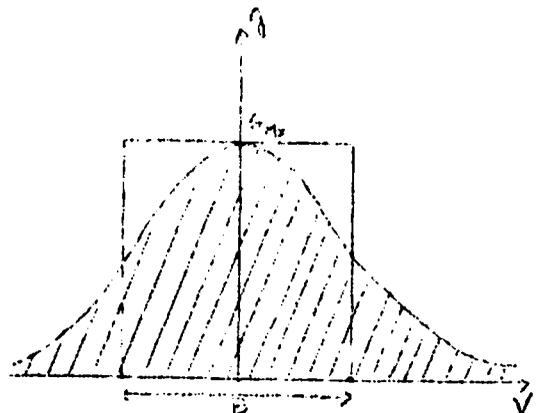


Fig.3

Donc  $F^*$  peut se mettre sous forme :

$$F^* = \frac{dN}{kT B G_{\text{Max}}}$$

On montre que si le premier étage de l'amplificateur a un gain assez important et une bande passante grande devant celle du second étage, il détermine le bruit de tout l'amplificateur, car le facteur de bruit global de l'amplificateur peut se mettre sous forme (pour 2 étages) :

$$F^* = F_1 + \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} (F_2 - 1) G_2 d\nu}{G_1 \int_{\nu_1}^{\nu_2} G_2 d\nu} = F_1 + \frac{F_2^* - 1}{G_1}$$

On aura donc sensiblement :  $F^* = F_1$

En appelant  $F_x$  et  $t$  le facteur de bruit et la température de bruit du cristal, et  $L$  la perte de conversion de l'amplificateur

( $L = \frac{1}{G_1}$ ), le facteur de bruit global du système, sera :

$$F^* = Lt + (F_1^* - 1) L$$

On a vu que  $t$  est très petit, donc le facteur de bruit global sera imposé par le premier étage de l'amplificateur.

La sensibilité d'un spectroscopie étant donnée par le rapport signal sur bruit, il existe une longueur optimum de la cellule telle que le signal soit maximum ; un calcul élémentaire montre qu'il faut choisir  $l$  optimum = voisin de  $\frac{1}{\alpha}$  où  $\alpha$  est le coefficient d'atténuation en puissance de la cellule. Pour un bruit de l'amplificateur donné, on a alors un rapport signal sur bruit optimum pour cette longueur déterminée. Un calcul plus élaboré montrerait que  $l$  optimum  $> \frac{1}{\alpha}$  ; mais il faut alors tenir compte de l'atténuation introduite par la cellule.

### 3 - Réalisation du spectromètre.

Le spectromètre que nous avons réalisé au Laboratoire de l'Institut est un spectromètre video en ondes millimétriques. Il est alimenté par un klystron Philips 8 mm, la source millimétrique étant un multiplicateur de fréquence à jonction cristal-pointe de tungstène. (plan 1)

### - 3 - 1 - Alimentation, balayage et pilote

L'alimentation est une alimentation de type classique (plans 2 et 3) elle fournit trois tensions continues, et une tension alternative de chauffage. Parmi les tensions continues, deux ont une valeur relativement peu élevée et un faible débit : ce sont les tensions du réflecteur et de la grille de commande du faisceau.

Si l'on prend comme potentiel de référence celui de la cathode, la première peut varier entre - 200 et -500 volts ; l'autre varie entre zéro et - 150 volts.

La troisième tension continue fournit la puissance au tube ; elle est de 2300 volts avec un débit voisin de 16 mA.

Cette tension s'applique entre cavité et cathode du klystron, la cavité étant à la masse.

Un autotransformateur alimente le primaire du transformateur haute tension et permet de régler la tension alternative à une valeur telle que la stabilisation soit effective. L'efficacité de la stabilisation est contrôlée par un milliampèremètre. La tension de chauffage est fournie par un transformateur à fort isolement entre primaire et secondaire. Le secondaire délivre une tension de 6,3 volts nécessaire au chauffage du klystron. Le point milieu du secondaire est réuni à la cathode du klystron, afin de fixer le potentiel continu du filament.

Le balayage et la modulation en signaux carrés se font sur le réflecteur du klystron. Pour permettre les réglages optimum du multiplicateur et du détecteur, nous modulons le klystron à 100% au moyen d'un signal carré de 70 volts d'amplitude. Ce signal est obtenu à l'aide d'un multivibrateur classique. Le balayage sert à moduler le klystron et aussi à balayer les oscilloscopes que nous employons, pour voir le contour de mode du klystron et le signal à la sortie de la cellule. Il comprend donc deux parties distinctes : le multivibrateur dont nous ne reparlerons pas, et le balayage du klystron et des oscilloscopes.

Au paragraphe 2 - 2, nous avons vu que la vitesse de balayage avait une influence sur la largeur de la raie,

La vitesse de balayage du klystron dépend de la fréquence de la dent de scie et de son amplitude . Nous avons choisi des fréquences synchronisables sur 50 Hz du secteur, soient : tous les sous-multiples, de 50 Hz à  $\frac{50}{7}$  Hz. Les impulsions de synchronisation se font à partir du 6,3 V.  $\frac{50}{7}$  de chauffage des tubes. Ces impulsions sont amplifiées de manière à permettre une bonne synchronisation sur toutes les fréquences demandées. La dent de scie est obtenue à partir d'un montage classique de type Phantastron, et le temps de retour, long avec ce montage, a été réduit grâce à une charge cathodique. Le signal obtenu est envoyé sur un étage déphaseur, puis sur une charge cathodique, ce qui permet de prendre une tension variable sur la charge de ce dernier tube en ne perturbant pas le fonctionnement des étages qui le précèdent, et de l'envoyer sur la charge cathodique de sortie. La liaison au réflecteur du klystron se fait par un condensateur 4  $\mu$ F, 4000 volts.

Dans toute cette partie, les liaisons entre étages sont directes ; on a évité l'emploi des capacités, car à ces fréquences, les constantes de temps des circuits de liaison, jouent un très grand rôle dans la non linéarité des dents de scie . A la sortie de l'étage déphaseur, nous avons deux étages nous permettant d'avoir le même balayage en dents de scie sur les oscilloscopes.

Le spectroscopie est alimenté par un klystron Philips (55335) 8 mm ; celui-ci délivre des puissances variant entre 70 et 150 mW sur une gamme allant de 29 à 36,5 GHz.

Il est suivi d'un unidirecteur et d'un coupleur directif à 10 dB de couplage. La voie de couplage sert à la mesure de fréquence et à l'observation du contour de mode et de l'ondemètre. Avant le multiplicateur, on a placé un adaptateur d'impédance dont le réglage est critique pour avoir un bon niveau d'harmoniques.

### 3 - 2 Le multiplicateur. (plan 4 )

Le générateur d'harmoniques est constitué par un élément non linéaire alimenté par le klystron Philips. Le multiplicateur est analogue à celui utilisé par Gordy . (9 ) Ainsi que le fait remarquer

Gordy, lorsque l'adaptation est bonne, une polarisation en inverse de la diode constituée par le cristal et le "cat whisker" n'est pas nécessaire. Par contre, lorsque le système est désadapté, une polarisation variant de 0 à 6 volts devient nécessaire pour conserver un bon niveau d'harmoniques. Les cristaux sont de 0,25 mm de diamètre.

Le "cat whisker" est un fil de tungstène de 0,05 mm de diamètre, soudé sur un petit support et mis en forme , le boucle servant à assurer l'élasticité de la pointe par rapport à son support . Les pointes sont affinées électrolytiquement, suivant la méthode donnée par Gordy (3) Les deux guides sont en croix, fraisées dans la masse, le petit guide coupant aux environs de 3 mm. Ils sont séparés par un feuillard de 0,1 mm percé d'un trou de 0,7 mm de diamètre dans l'axe des deux guides, par lequel passe la pointe de tungstène.

Le cristal est monté sur un support fixe conducteur, mais isolé de la masse . La pièce qui porte la pointe de tungstène permet de l'amener au contact du cristal ; l'avance de la pointe se fait à raison de 0,2 mm par tour de la vis de commande. Un dispositif permet de faire tourner l'axe de l'ensemble sans modifier la distance de la pointe de cristal, et sert à trouver le meilleur point de contact . Quand l'adaptation est réalisée, le courant détecté est de l'ordre de 1 à 1,5 mA, mais nous avons constaté que le meilleur niveau d'harmoniques ne correspondait pas obligatoirement à un maximum du courant détecté.

### 3 - 3 Cellule spectroscopique et dispositif de vide .

La cellule spectroscopique est constituée par un guide RG-53 U en cuivre rouge ; elle est rendue étanche par des fenêtres en mica de 0,03 mm d'épaisseur, serrées entre deux brides de laiton. La cellule mesure environ 2m. de long, et est repliée sur elle-même grâce à un coude à grand rayon, ce qui réduit l'encombrement . La prise de vide se fait au milieu du coude ; celle-ci est réunie à l'installation à vide au moyen d'un système de genouillère en verre, le raccord verre-métal étant fait par un roudage cône.

On a deux possibilités de faire le vide par un robinet à trois voies. La voie commune est réunie à la cellule ; l'une des autres voies est réunie directement à la pompe à vide primaire qui permet d'atteindre un vide de l'ordre de  $10^{-3}$  mm de mercure ; la dernière est réunie à une pompe à diffusion de mercure par l'intermédiaire d'un piège à vide . Cette pompe secondaire envoie les gaz vers une réserve de vide de 20 litres, dont on peut connaître approximativement le vide au moyen d'un voyant à décharge alimenté par un transformateur haute tension à 3000 Volts . Cette réserve de vide est réunie à la pompe primaire. La pression dans la cellule se mesure à l'aide d'un vacuscope à mercure. L'arrivée de gaz se fait par un sas permettant d'amener, soit le gaz, soit la vapeur, si le corps à étudier est liquide à la température ambiante.

### 3 - 4 Détecteur et amplificateur

Le détecteur est celui employé par Wertheimer (10) lorsqu'il fit sa thèse ; ici le "cat-whisker " est fixe et le cristal détecteur est le même que celui de l'amplificateur ; des essais avec des cristaux de 0,5 mm de diamètre polis mécaniquement n'ont pas donné de meilleurs résultats que les cristaux de 0,25 mm de diamètre, ces derniers n'ayant pas été polis. Le cristal vient au contact du "cat-whisker" ; il est monté sur un support de laiton. Sa position dans le guide n'est pas critique, mais des essais ont montré que de meilleurs résultats étaient obtenus lorsqu'il est hors du guide ou peu engagé dans celui-ci .

L'amplificateur B.F. est placé à la suite du détecteur . C'est un préamplificateur à résistance de type classique . Le signal d'entrée est appliqué sur un transformateur qui précède un étage "cascode" constitué par une double triode E C C . 83 (plan 5 ) . Ceci a l'avantage de permettre d'avoir un étage à grand gain et à faible bruit . Le gain est limité vers les hautes fréquences par le transformateur, il tombe à 3 dB de sa valeur maximum à 10 kHz. Les constantes de temps des liaisons entre étages ont été réduites de

façon à limiter le gain aux basses fréquences ; ceci permet d'éliminer du signal détecté la modulation d'amplitude qui accompagne la modulation de fréquence du klystron. On réduit aussi les signaux parasites à la fréquence du secteur. Pour réduire au minimum les inductions du secteur, toutes les liaisons transportant des courants faibles sont faites en câble coaxial ; la transmission par câble coaxial nécessite une faible impédance de sortie, ce qui est réalisé à l'aide d'une charge cathodique . Le gain de l'amplificateur est de l'ordre de 10.000 à 1 kHz . La tension de sortie de cet amplificateur est transmise à l'amplificateur vertical de l'oscilloscope Ribet Desjardins 267 B ; la sensibilité maximum de ce dernier est de l'ordre de 10 mV efficaces par centimètre. Le réglage de gain se fait sur l'oscilloscope, le bruit ne permettant pas d'utiliser tout le gain de l'ensemble oscilloscope-préamplificateur.

## II - Mesure de la fréquence des raies.

Dans cette partie nous donnons un aperçu sur l'appareillage de mesure de fréquence. Nous disposons d'un oscillateur étalon calé aux environs de 5 MHz (11) et d'un multiplicateur de fréquence piloté par l'oscillateur 5 MHz , et délivrant les fréquences 60, 90 et 810 MHz. (12)

### -1 Méthode de mesure.

On procède en deux temps : le premier consiste en une mesure de dégrossissage à l'aide de l'ondemètre Philips placé sur la branche couplage du coupleur directif (Paragraphe - 3 - 1 ) ; le second consiste dans la mesure précise de la fréquence.

Pour cette mesure, nous faisons battre l'onde H.F. amixée par le klystron de fréquence  $F$  . avec un harmonique de la fréquence étalon dans un cristal détecteur. Aux bornes de ce détecteur existe à chaque instant une tension de battement dont la fréquence instantanée est la valeur absolue de la différence des deux fréquences. Le battement est envoyé sur un récepteur qui donne un signal transitoire

appelé marqueur lorsque la fréquence du battement passe sur celle du récepteur . La bande passante du récepteur étant de l'ordre de 10 kHz alors que la largeur de la raie est de l'ordre de quelques centaines de kHz , la bande de fréquence occupée par l'émission étalon et la bande passante du récepteur sont donc faibles devant la largeur de la raie à mesurer.

La superposition des deux signaux : raie et marqueur qui viennent de deux voies différentes, n'implique pas la coïncidence des deux signaux origine, excepté si les temps de transit de ces deux signaux sont identiques.

Un raisonnement simple montre que si l'on opère à vitesse de balayage constante, en balayant à fréquence croissante puis à fréquence décroissante, on obtient la fréquence de la raie en prenant la moyenne des deux mesures. Il ne reste ensuite qu'à étalonner le récepteur utilisé et l'oscillateur de fréquence étalon.

## -2 Etalonnage de l'oscillateur 5 MHz et du récepteur.

L'étalonnage de l'oscillateur étalon se fait au moyen d'un battement entre la fréquence de cet oscillateur et la fréquence étalon 5 MHz donnée par M.S.F. à Rugby Angleterre. Ce battement est reporté en modulation de Wehnelt sur un oscilloscope.

On porte sur les plaques X et Y de cet oscilloscope deux tensions basse fréquence de même fréquence et déphasées l'une par rapport à l'autre de  $\frac{\pi}{2}$  ; lorsqu'on obtient l'arrêt du demi-cercle brillant sur l'écran , la fréquence du battement et la fréquence de l'oscillateur B.F. sont égales.

On mesure alors au compteur la période de l'oscillateur B.F. , ce qui donne la correction à faire sur l'oscillateur étalon local.

## III - Mesures effectuées

Nous avons réglé notre spectromètre en choisissant une molécule linéaire (O C S ) car celles-ci servent au réglage et à l'étalonnage en ondes millimétriques.

Pour un niveau d'énergie caractérisé par  $E_J$  nous pouvons écrire :

$$E_J = \frac{\hbar^2}{2I} J (J+1) = h \left[ B J (J+1) - 4 D J^2 (J+1)^2 \right]$$

où  $J$  est le nombre quantique caractérisant la valeur du moment cinétique;  
 $B$  une constante de rotation donnée par  $B = \frac{h^2}{4 \pi I}$  avec  $I$  moment  
 d'inertie de la molécule par rapport à un axe perpendiculaire à celle-  
 ci ;  $D$  la constante de distorsion centrifuge.

Une absorption d'énergie correspond à  $\Delta J = +1$  et en  
 tenant compte de  $E_{J+1} - E_J = h \nu$

nous obtenons :

$$\nu = 2B (J+1) - 4D (J+1)^3$$

Les valeurs de  $B$  et de  $D$  ont été calculées par Gordy à partir de ses  
 expériences sur la molécule de  $OCS$ , ce sont ces valeurs qui nous  
 serviront à calculer les fréquences des raies d'absorption de  $OCS$   
 qui n'ont pas été mesurées dans le domaine de fréquences variant de  
 97 à 150 GHz .

Le réglage du niveau d'harmoniques se fait en modulant le klystron  
 à 100 % avec un signal carré de 3 ou 6 kHz, la fréquence 3 kHz,  
 correspondant au gain maximum de l'amplificateur B.F. placé après le  
 détecteur. Le klystron émettant une fréquence fondamentale telle qu'un  
 harmonique de cette fréquence corresponde à la fréquence de la raie  
 cherchée, nous le modulons ensuite par une tension en dent de scie à  
 50 Hz.

Le gaz étant dans la cellule à pression convenable : entre  $10^{-2}$  et  $10^{-3}$   
 mm de Hg nous observons la dérivée de la raie d'absorption sur  
 l'écran de l'oscilloscope après quelques réglages, la fréquence de  
 la raie étant voisine de la fréquence calculée .

Gordy a donné pour  $OCS$  :

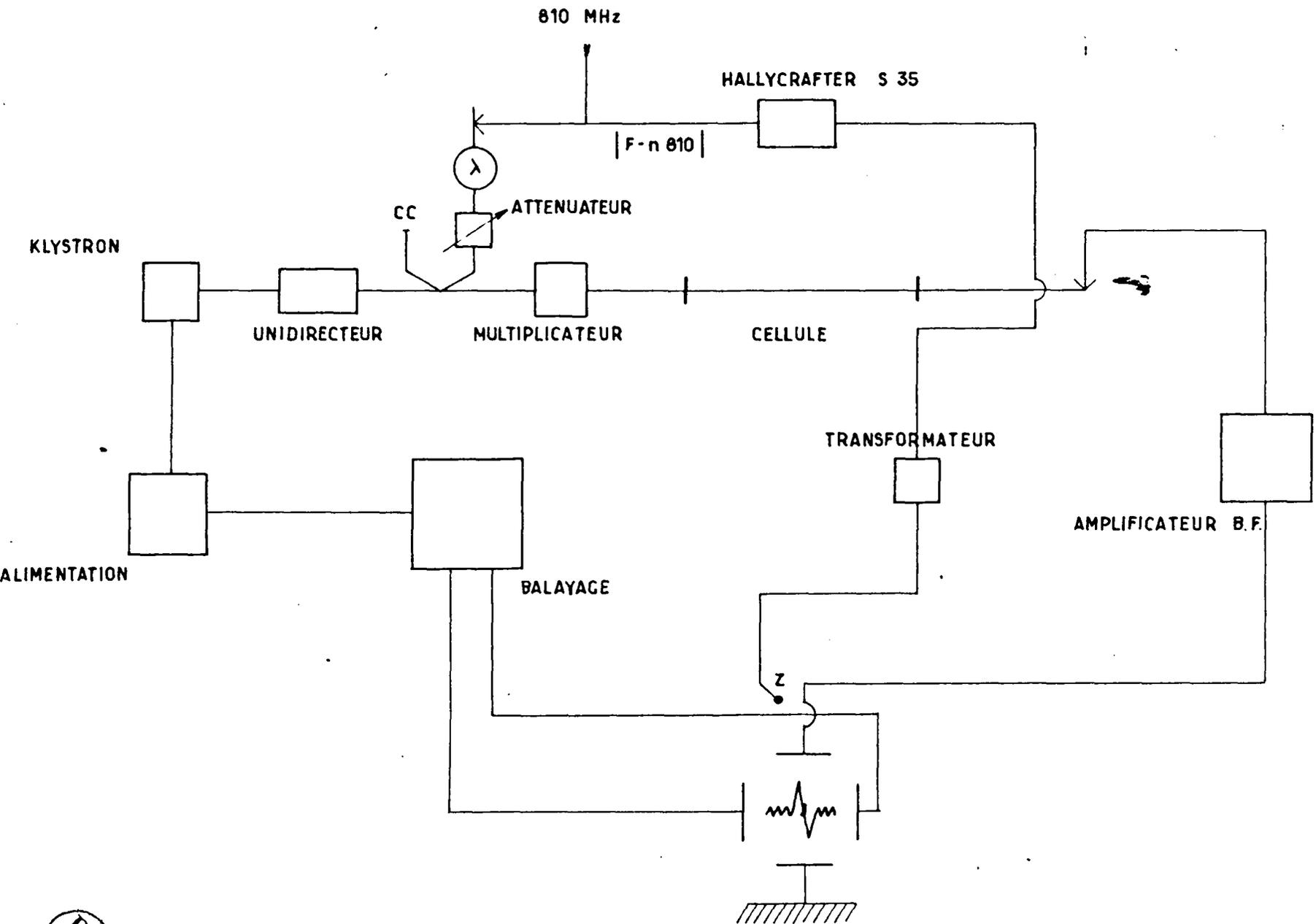
$$B = 6.081,494 \pm 0,01 \text{ MHz}$$

$$D = (1.310 \pm 0,01) 10^{-6} \text{ MHz} .$$

ce qui conduit au tableau suivant :

J	Raies calculées en MHz	Mesurées par Gordy en MHz	mesurées par nos soins en MHz
7 → 8	97 301, 19	97 301, 19 ± 0,20	97301,22 ± 0,20
8 → 9	109 463, 07		109463,10 ± 0,25
9 → 10	121 624, 67	121 624, 63 ± 0,25	
10 → 11	133 785, 89		133785,72 ± 0,30
11 → 12	145 946, 82	145 946, 79 ± 0,30	145946,80 ± 0,30

# SPECTROMETRE



810 MHz

HALLYCRAFTER S 35

$|F - n \ 810|$

KLYSTRON

UNIDIRECTEUR

MULTIPLICATEUR

CELLULE

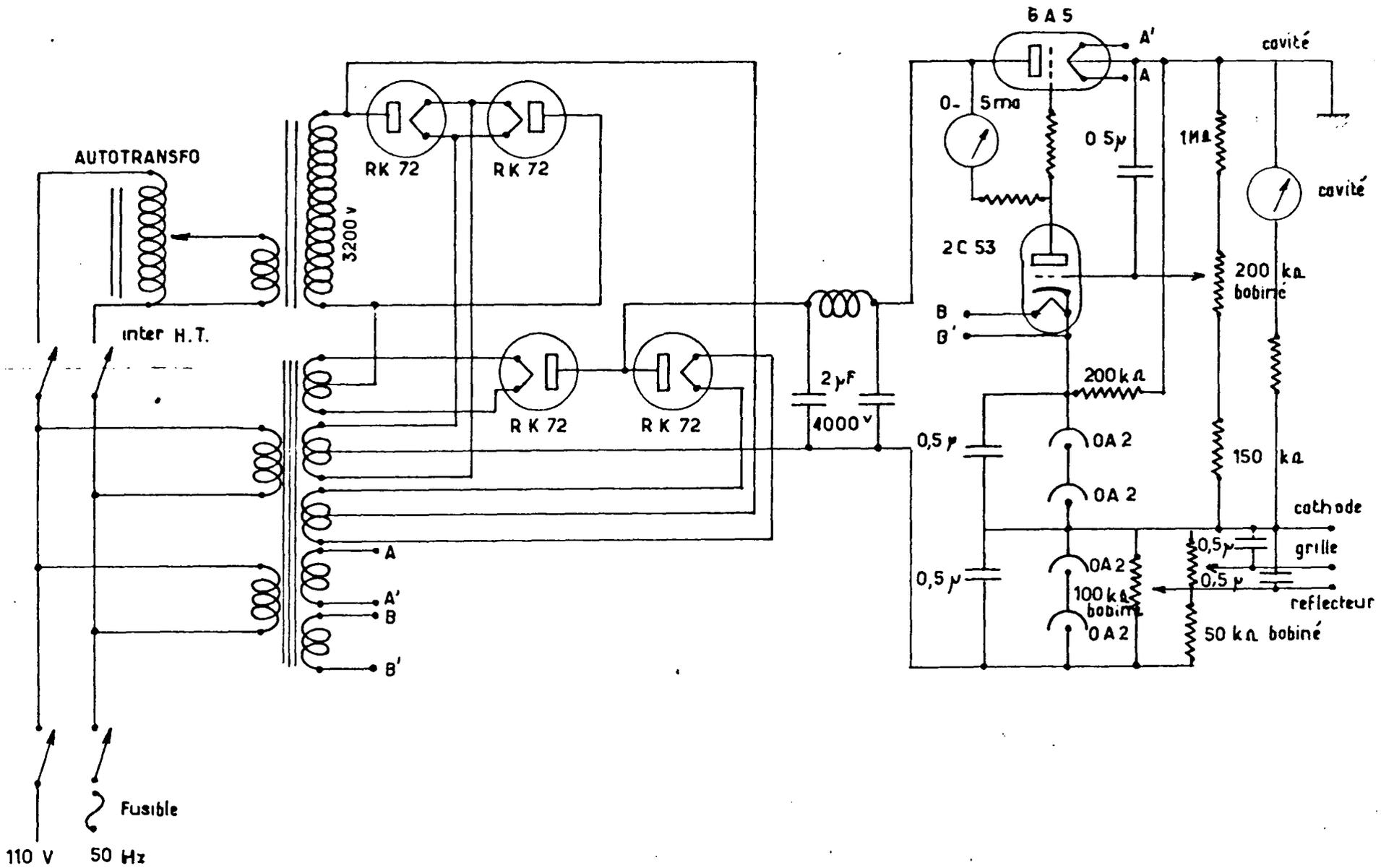
TRANSFORMATEUR

AMPLIFICATEUR B.F.

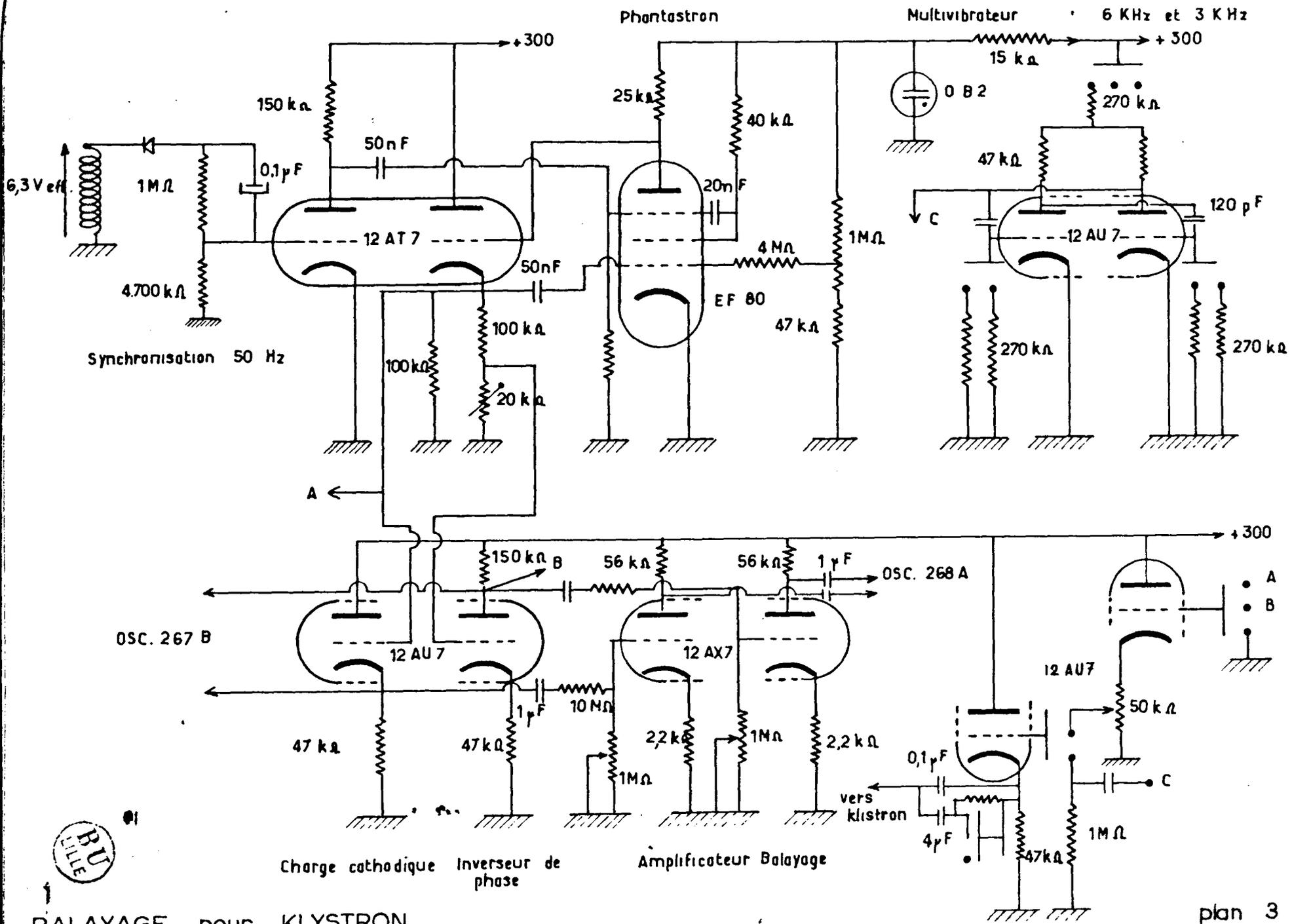
ALIMENTATION

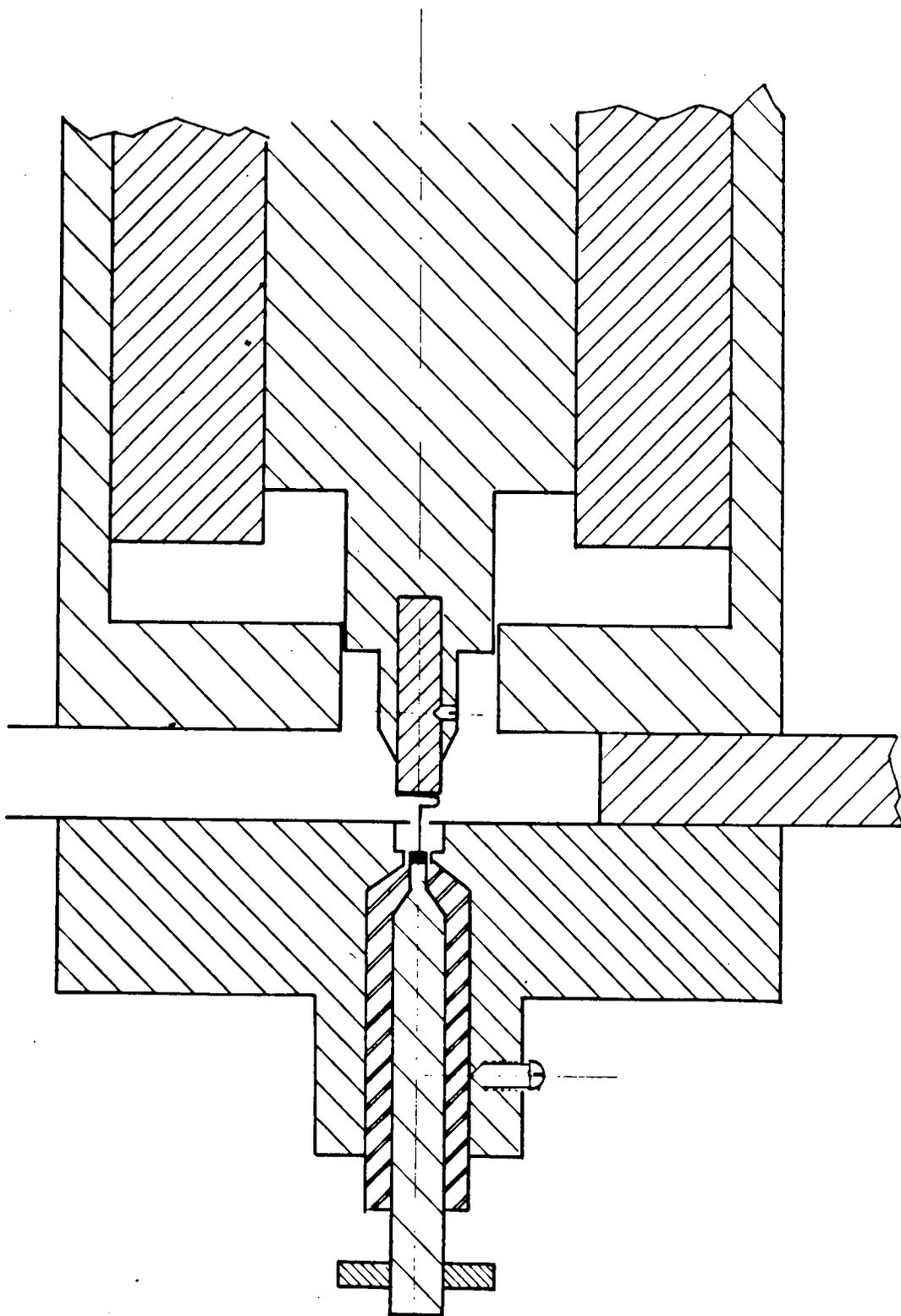
BALAYAGE





Schema de l'alimentation du KLYSTRON

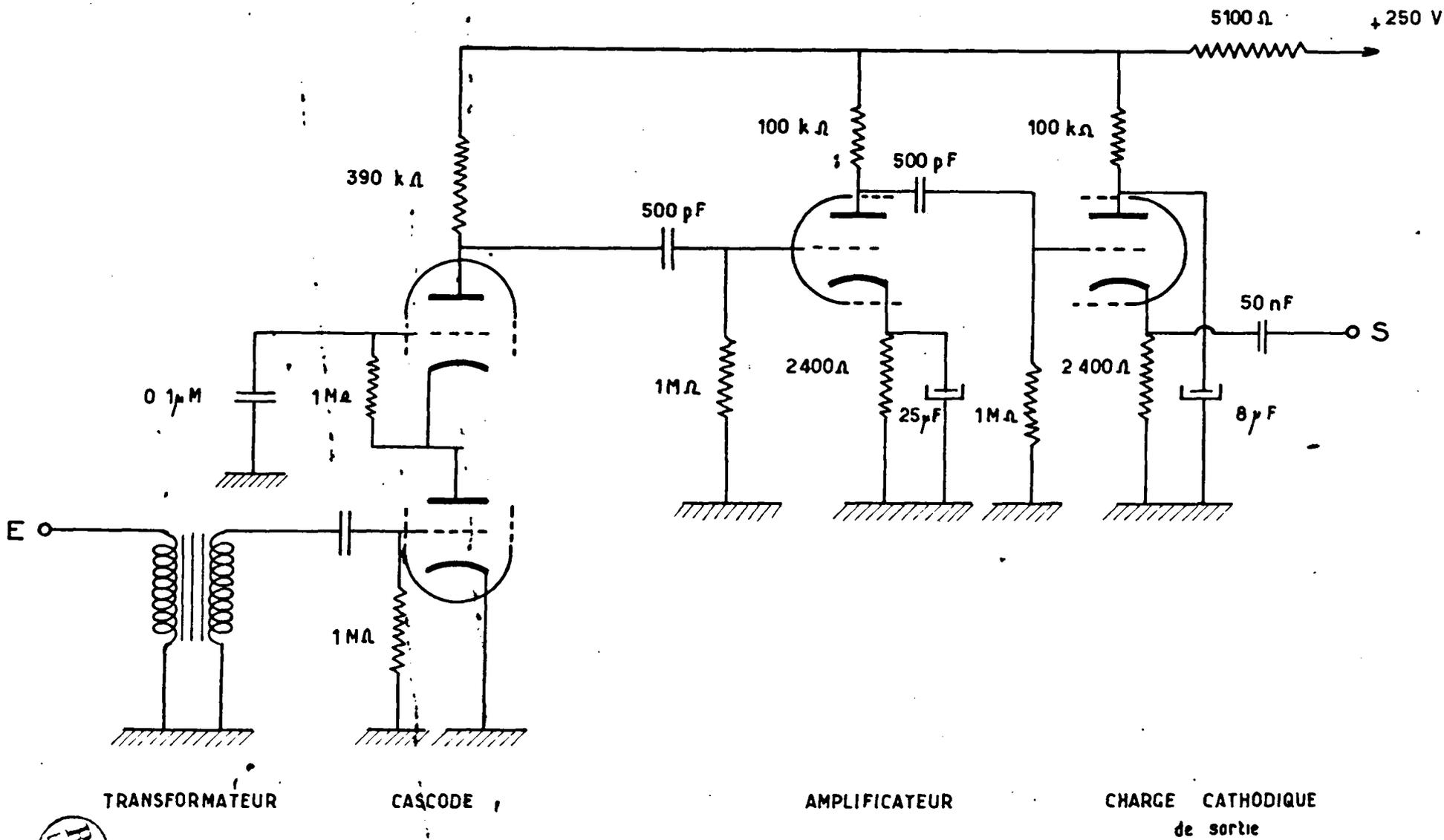




Multiplicateur à Cristal



# AMPLIFICATEUR B.F.



TRANSFORMATEUR

CASCODE

AMPLIFICATEUR

CHARGE CATHODIQUE  
de sortie



## B I B L I O G R A P H I E

- (1) Gordy (W) Smith (W.V.) Trambarulo (R.F.) : Microwave Spectroscopy J. Wiley and sons U.S.A. (1953)
- (2) Strandberg (MWP) Microwave Spectroscopy , Methuens monographs on Physical Subjects ; London (1954)
- (3) Townes (C.H.) , Schawlow (A.L.) Microwave Spectroscopy Mc Graw Hill New-York (1955)
- (4) Peter (M) , Strandberg (M.W.P.) Phase Stabilisation of Microwave Oscillators. Proc. Inst. Radio Eng<sup>rs</sup> U.S.A. (juillet 1955) 43, n°7 , pp.869 - 873 .
- (5) Wertheimer. Cours de Spectroscopie Hertzienne Institut de Physique, Fac. Sc. Lille (1961)
- (6) Van Vleck (J.H.) Weisskopf (V) On the shape of collision broaned lines Rev. Mod. Phys. U.S.A. (1945) 17 pp 227 .
- (7) Torrey (H.C.) Whitmer (C.A.) Cristal rectifiers Mc Graw Hill New-York (1948) (Collec. M.I.T. Radiation Laboratory series n°15).
- (8) Terman (F.E.) Electronic and radio Engeneerieng. Mc Graw Hill New-York (1955) pp. 434 - 442 .
- (9) Burus (C.A.) Gordy (W) Phys. Rev. 92-6 Déc. 1953 pp.1437-39
- (10) Wertheimer : Thèse Faculté des Sciences de l'Université de Paris-1956.
- (11) CARLIER D.E.S. Faculté des Sciences de Lille 1960
- (12) CAILLE " " " " 1960
- (13) BELLET " " " " 1961