

376
969
101
N° d'ordre

50.376
1969
101

UNIVERSITÉ DE LILLE

FACULTÉ DES SCIENCES

CENTRE DE 3^e CYCLE D'ÉLECTRONIQUE

THÈSE DE 3^e CYCLE

Sur l'étude de l'oscillateur dipole asservi en amplitude

Réalisation d'un L - C mètre automatique
à affichage numérique dans la bande 10 kHz - 100 MHz



Membres du Jury : MM. R. LIEBAERT, Président
A. LEBRUN, Examineur
G. SALMER, Examineur
Y. LEROY, Examineur

Présentée à Lille, le Juillet 1969

par

Paul DELECROIX

UNIVERSITE DE LILLE

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES :

MM. LEFEBVRE, PARREAU

PROFESSEURS HONORAIRES :

MM. ARNOULT, BEGHIN, BROCHARD, CAU, CHAPPELON, CHAUDRON,
CORDONNIER, DEHEUVELS, DEHORNE, DOLLE, FLEURY, P. GERMAIN,
KAMPE DE FERIET, KOURGANOFF, LAMOTTE, LELONG, Mme LELONG, MM. MAZET
MICHEL, NORMANT, PARISELLE, PASCAL, PAUTHENIER, ROIG, ROSEAU,
ROUBINE, ROUELLE, WIEMAN, ZAMANSKY.

DOYEN :

M. DEFRETIN, Biologie et Physiologie Animales

ASSESEURS :

MM. HEUBEL, Professeur de Chimie Minérale

LEBRUN, Professeur en Electronique

PROFESSEURS :

MM. BACCHUS	Mathématiques Appliquées
BEAUFILS	Chimie
BONNEMAN	Chimie
BECART	Physique
BLOCH	Biologie et Physiologie Animales
BONTE	Sciences de la terre
BOUGHON	Mathématiques Pures
BOUISSET	Biologie et Physiologie Animales
BOURIQUET	Biologie Végétale
CELET	Sciences de la Terre
CONSTANT	Electronique, Electrotechnique t et Automatique
CORSIN	Sciences de la terre

MM. DECUYPER	Mathématiques Pures
DEDECKER	Mathématiques Pures
DEHORS	Electronique, Electrotechnique et Automatique
DELATRE	Sciences de la terre
DELEAU	Sciences de la Terre
DELHAYE	Chimie
DESCOMBES	Mathématiques Pures
DURCHON	Biologie et Physiologie Animales
FOURET	Physiques
GABILLARD	Electronique, Electrotechnique et Automatique
GLACEF	Chimie
GONTIER	Mathématiques Appliquées
HEIM DE BALSAC	Biologie et Physiologie Animales
HOCQUETTE	Biologie végétale
LEBEGUE	Botanique
Mme LEBEGUE	Physique
Mlle LENOBLE	Physique
MM. LIEBAERT	Electronique, Electrotechnique et Automatique, génie Electrique
LINDER	Biologie Végétale
LUCQUIN	Chimie
MARION	Chimie
MARTINOT LAGARDE	Mathématiques Appliquées
Mlle MARQUET	Mathématiques Pures
MENNESSIER	Géologie
MONTARIOL	Chimie
MONTREUIL	Chimie
MORIAMEZ	Physique
MOUVIER	Chimie
PEREZ	Physique
PHAM MAU QUAN	Mathématiques Pures
POUZET	Mathématiques Appliquées
PROUVOST	Sciences de la Terre
SAVARD	Chimie
SCHILTZ	Physique

MM. SCHALLER	Biologie et Physiologie Animale
Mme SCHWARTZ	Mathématiques Pures
MM. TILLIEU	Physique
TRIBOT	Chimie
VAZART	Botanique
VIVIER	Biologie et Physiologie Animales
WATERLOT	Sciences de la Terre
WERTHEIMER	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme BADIER	Physique
BASTIANT	Mathématiques
MM. BELLET	Physique
BENABOU	Mathématiques Pures
BILLARD	Physique
BOILLET	Physique
BUI TRONG LIEU	Mathématiques Pures
CHERRUAULT	Mathématiques Pures
CHEVALIER	Mathématiques
DERCOURT	Sciences de la Terre
DEVRAINNE	Chimie
Mme DIXMIER	Mathématiques
M. DOUCET	Chimie
Mme DRAN	Chimie
MM. DUQUESNOY	Chimie
GOUDMAND	Chimie
GUILBAULT	Biologie et Physiologie Animale
GUILLAUME	Biologie Végétale
HANGAN	Mathématiques
HENRY	Physique
HERZ	Mathématiques Appliquées
HEYMAN	Physique
HUARD DE LA MAPRE	Mathématiques Appliquées
JOLY	Biologie et Physiologie Animales

MM. LABLACHE COMBIER	Chimie
LACOSTE	Biologie Végétale
LAMBERT	Physique
LANDAIS	Chimie
LEHMANN	Mathématiques Pures
Mme LEHMANN	Mathématiques Pures
MM. LOUCHEUX	Chimie
MAES	Physique
METTETAL	Zoologie
MONTEL	Physique
NGUYEN PHONG CHAU	Mathématiques
PANET	Electronique, Electrotechnique et Automatique
PARSY	Mathématiques Pures
RACZY	Physique
ROBERT	Calcul Numérique
SAADA	Physique
SEGARD	Chimie
TUDO	Chimie Minérale Appliquée
VAILLANT	Mathématiques Pures
VIDAL	Electronique, Electrotechnique et Automatique
Mme ZINN-JUSTIN	Mathématiques Pures.

A MA FEMME

A MON FILS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de la Faculté des Sciences de Lille.

Il nous a été confié par Monsieur Le Professeur LEBRUN qui nous a guidé et conseillé. Notre tâche a été facilitée par la grande compréhension qu'il a manifestée à notre égard et par les équipements techniques perfectionnés qu'il s'est efforcé de mettre à notre disposition. Nous lui exprimons ici notre vive reconnaissance.

Monsieur Le Professeur LIEBAERT s'est constamment intéressé à notre étude ; Il nous a fait bénéficier de sa grande expérience et n'a cessé de nous encourager. Il nous a fait l'honneur de présider notre Jury. Nous lui exprimons notre profonde gratitude.

Messieurs Les Professeurs SALMER et LEROY ont accepté de juger notre travail. Nous les en remercions.

Nos remerciements vont également à Monsieur Le Professeur GABILLARD, Directeur de l'Institut Radiotechnique, pour l'intérêt qu'il a porté à notre réalisation.

Notre travail s'est effectué dans le cadre de l'Equipe de Mesures Automatiques. Nous tenons à remercier Monsieur SION pour l'aide amicale et constante qu'il nous a prodiguée. Nous remercions également Messieurs PASQUIER, DESCAMPS, FONTAINE avec qui nous avons eu de nombreuses et fructueuses discussions.

Que tous nos camarades du Laboratoire et des Services Techniques veuillent bien trouver ici l'expression de notre reconnaissance pour la sympathie qu'ils nous ont témoignée et l'aide qu'ils nous ont apportée.

INTRODUCTION

L'étude du dipole électrique est la base des mesures industrielles et de laboratoire. Ordinairement, de nombreux appareils sont nécessaires pour exploiter ses caractéristiques à toutes les fréquences. Les mesures impulsionnelles ne sont pas encore exploitables instantanément ; ainsi la recherche de nouveaux moyens d'analyse en régime sinusoïdal à très large bande de fréquences reste fondamentale.

Depuis plusieurs années, le Laboratoire de Radioélectricité et Electronique de la Faculté des Sciences de Lille s'efforce de concevoir et réaliser des appareils entièrement automatiques permettant d'effectuer des mesures numériques dans une très large bande de fréquences.

Notre travail se situe dans le cadre de l'Equipe de Mesures Automatiques. Il a pour but d'extraire une information numérique liée à la partie imaginaire de l'impédance d'un dipole.

En 1963, Monsieur Le Professeur LEBRUN nous proposa l'étude d'une conductance négative destinée à permettre l'entretien des oscillations d'un résonateur parallèle composé du dipole à étudier et d'un dipole complémentaire (une bobine pour un dipole capacitif, un condensateur pour un dipole selfique). Avec une bonne approximation, la fréquence d'oscillation est caractéristique de la réactance ou de la susceptance du dipole à étudier.

Cette méthode présentait les avantages suivants :

- le dipole à étudier peut être selfique ou capacitif
- la mesure est rapide et l'affichage précis
- les résultats peuvent être imprimés
- l'information numérique peut être transmise directement à un ordinateur et exploitée immédiatement.

Les difficultés de réalisation résidaient dans :

- la large bande de fréquences à couvrir
- les différents amortissements présentés par les résonateurs à étudier
- la connexion d'une extrémité du résonateur à la masse pour faciliter les mesures
- la nécessité d'obtenir, aux bornes du dipole, une faible tension pour éviter les non linéarités.

Un prototype fut réalisé et fit l'objet d'une communication à la Société de Physique en Février 1965. Il fut suivi de plusieurs réalisations améliorées (2) (22).

Nous avons alors entrepris une étude théorique et technologique plus élaborée afin de déterminer les structures les mieux adaptées à la résolution de ce problème. Ce mémoire est l'aboutissement de cette phase de recherches.

La première partie est relative à l'étude théorique du résonateur R L C parallèle connecté à une conductance négative en régime oscillatoire.

L'entretien des oscillations sinusoïdales nécessite l'asservissement de la conductance négative à partir de l'amplitude des oscillations.

Nous montrons le caractère non linéaire des équations qui régissent le fonctionnement de l'oscillateur. Nous précisons l'influence des non linéarités présentées par la conductance négative connectée en parallèle sur le résonateur. Elle permet de déterminer :

- le comportement en amplitude
- l'écart entre la fréquence d'oscillation et la fréquence propre du résonateur
- la réaction en amplitude à une perturbation extérieure

de l'oscillateur entretenu.

L'étude est conduite sous forme mathématique et graphique. Elle présente des aspects nouveaux qui permettent :

- de déterminer la chaîne synoptique du dispositif réalisant la conductance négative
- de choisir les caractéristiques essentielles des divers sous-ensembles
- de préciser les caractéristiques de fonctionnement de l'asservissement.

La seconde partie est consacrée à l'étude technologique d'un amplificateur large bande à gain variable électroniquement et à déphasage entrée-sortie négligeable en vue de la réalisation d'une conductance négative.

Nous précisons les problèmes rencontrés dans l'amplification à phase constante.

La solution retenue fait appel à des composants nouveaux, à l'utilisation intensive de calculateurs et à une étude critique systématique des structures amplificatrices de base menée parallèlement à ce travail (11).

La dernière partie est relative à l'appareil réalisé ; après une description technique, nous donnons ses caractéristiques et possibilités.

Nous montrons en particulier la grande stabilité en fréquence, la faible tension existant aux bornes du dipole en cours de mesure ainsi que l'insensibilité de l'ensemble aux variations de conductance des résonateurs.

Nous soulignons le grand nombre d'utilisations possibles tant au Laboratoire que dans l'Industrie en particulier :

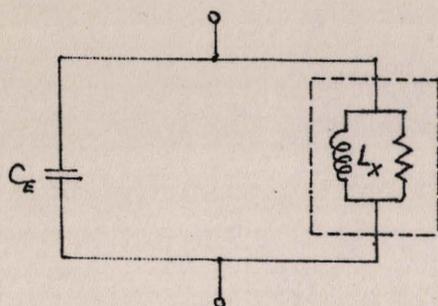
- Etude des dérives et de la fiabilité des composants
- Contrôles rapides de fabrication
- Essais d'ambiance
- Transformation d'une grandeur physique en une information numérique par utilisation de capteurs selfiques ou capacitifs industriels
- Etude de matériaux diélectriques ou magnétiques et détection rapide de domaines de variation de permittivité ou de perméabilité
- Contrôles de pureté chimique
- Mesures sur substances à conductivité élevée
- Etc...

Nous terminons par la description de quelques utilisations particulières dans le domaine de l'Electronique, de la Physique et de la Chimie.

lère Partie :

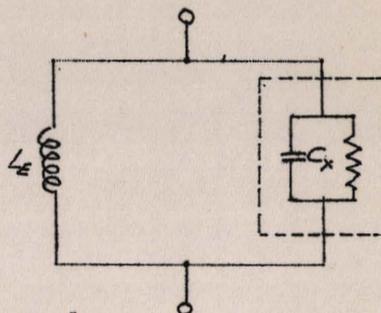
ETUDE THEORIQUE DE L'OSCILLATION D'UN RESONATEUR PARALLELE

Le dipole à mesurer est associé soit à un condensateur, soit à une bobine externe à l'appareil, servant de susceptance étalon (fig.1), l'ensemble formant un résonateur parallèle :



$$B_E = C_E \omega$$

$$B_X = \frac{-1}{L_X \omega}$$



$$B_E = \frac{-1}{L_E \omega}$$

$$B_X = C_X \omega$$

Dipole de l'appareil

Dipole à mesurer

Dipole de l'appareil

Dipole à mesurer

Fig. 1

Ce résonateur a une admittance résultante minimum pour :

$$\Sigma B = B_E + B_X = 0 \quad (I-1)$$

Cette égalité n'est obtenue que pour une fréquence privilégiée appelée fréquence propre du résonateur f_0 .

Dans l'appareil réalisé, le résonateur est asservi à osciller sinusoidalement sur cette fréquence ; la relation (I-1) est donc vérifiée. La susceptance inconnue vaut :

$$B_X = -B_E \quad (I-2)$$

Deux cas distincts sont à considérer :

a) Le dipole à mesurer est selfique

Le dipole est associé à un condensateur

La relation (I-2) donne :

$$B_X = -2 \pi C_E f_0 = K f_0 \quad (I-3)$$

La fréquence d'oscillation f_0 du résonateur est mesurée par un fréquencemètre numérique ;

La susceptance B_X est donc obtenue numériquement à un coefficient K près.

On en déduit :

$$L_X = \frac{1}{|B_X| \omega_0}$$

b) Le dipole à mesurer est capacitif

Le dipole est associé à une bobine

La relation (I-2) donne : $\frac{1}{B_X} = 2 \pi L_E f_o = K' f_o$ (I-4)

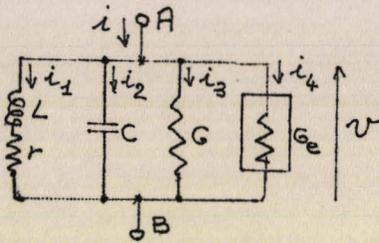
$\frac{1}{B_X}$ est obtenu numériquement au coefficient K' près.

On en déduit $C_X = \frac{B_X}{\omega_o}$

NOTE : Les valeurs de L_X et C_X ainsi déterminées correspondent aux éléments parallèles du dipole mesuré.

II - OSCILLATIONS D'UN RESONATEUR PARALLELE EN REGIME LINEAIRE

Considérons le résonateur parallèle fig. 2



G et r représentent les pertes des divers éléments du résonateur.

G_e est une conductance négative présentée par un dipole à caractéristique $i_4 = f(v)$ supposée linéaire et infinie.

Fig. 2

En régime harmonique la loi des noeuds en A donne :

$$i = i_1 + i_2 + i_3 + i_4 = 0 \quad (II-1)$$

avec i_1 tel que : $ri_1 + L \frac{di_1}{dt} = v$ (II-2)

$$i_2 = C \frac{dv}{dt}$$

$$i_3 = v G$$

$$i_4 = v G_e$$

En remplaçant i_1 dans (II-2) par sa valeur donnée par (II-1) on obtient :

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + 2 \alpha \frac{dv}{dt} + \omega^2 v = 0 \quad (II-3)$$

avec $\alpha = \frac{1}{2} \left[\frac{r}{L} + \frac{1}{C} (G + G_e) \right]$ (II-4)

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad (\text{II-5})$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left[1 + r (G + G_e) \right] \quad (\text{II-6})$$

Pour $\alpha^2 < \omega^2$ la tension v a pour expression :

$$v = V e^{-\alpha t} \sin(\omega' t + \psi) \text{ avec } \omega'^2 = \omega^2 - \alpha^2 \quad (\text{II-7})$$

Si α est positif les oscillations s'amortissent ;

Si α est négatif les oscillations croissent exponentiellement.

La tension v est sinusoïdale pure pour $\alpha = 0$ c'est à dire :

$$\frac{r}{L} + \frac{1}{C} (G + G_e) = 0 \quad (\text{II-8})$$

La condition d'entretien $\alpha = 0$ implique que G_e doit être asservie pour que la relation (II-8) reste vérifiée quels que soient les éléments du résonateur.

La fréquence d'oscillation dépend de G_e comme l'indique (II-6).

Toute variation de G_e altérera la stabilité en fréquence de l'oscillateur ;

Il faut que : $r (G + G_e) \ll 1$ soit en remplaçant dans (II-8)

$$\frac{Cr^2}{L} \ll 1 \text{ soit } \frac{1}{Q_L^2} \ll 1 \quad (\text{II-9})$$

La stabilité en fréquence est directement liée au coefficient de qualité Q_L de la bobine.

En régime permanent sinusoïdal une transformation parallèle du résonateur dont

l'admittance totale doit être nulle permet d'écrire les relations (II-6) et (II-8) sous la forme :

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_P C} \quad (\text{II-10})$$

$$\Sigma G = G_P + G_e = 0 \quad (\text{II-11})$$

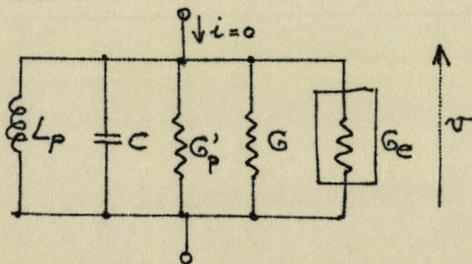


Fig. 3

Avec G'_P : conductance parallèle équivalente aux pertes de la bobine

$G_P = G + G'_P$: Conductance parallèle totale de perte du résonateur.

III-1 DIFFERENTS MOYENS D'OBTENTION D'UNE CONDUCTANCE NEGATIVE

L'oscillateur doit présenter les caractéristiques suivantes :

- une borne du résonateur doit être à la masse pour faciliter l'accessibilité de ses éléments.
- l'amplitude d'oscillation doit être faible afin d'éviter d'une part les distorsions harmoniques dues aux non-linéarités du montage et d'autre part les effets d'hystérésis diélectrique ou magnétique.
- aucun des éléments L ou C ne doit être soumis à un couplage quelconque (prises, mutuelles, etc...)
- Le dispositif doit pouvoir fonctionner dans une grande bande de fréquences (10 kHz-100 MHz).
- L'oscillation doit être correcte pour des résonateurs fortement disproportionnés en L et C ou très fortement amortis.

Deux classes de dispositifs permettent d'obtenir des conductances négatives répondant à ces exigences :

a) Les éléments à semi-conducteurs présentant en une partie quelconque de leur caractéristique $i = f(v)$ une pente négative : parmi les plus intéressants, citons les diodes Backward et les diodes à effet Tunnel.

Des essais ont été effectués avec ces éléments (2) ; ils se sont avérés infructueux pour les raisons suivantes :

- Difficultés de polarisation correcte quel que soit le résonateur.
- Tendance très nette à la relaxation ou à l'oscillation sur des éléments parasites (connexions)
- Difficulté d'asservissement de la condition d'entretien du résonateur associé.

b) Les amplificateurs à réaction

Un amplificateur de gain a positif, doté d'une boucle de réaction entrée-sortie de taux β , présente une résistance d'entrée qui peut être positive ou négative suivant les valeurs respectives de a et de β . L'ajustement de cette résistance peut se faire aisément par réglage du gain a .

La plage de réglage de a est d'autant plus réduite que β tend vers l'unité.

Quels que soient les éléments du résonateur, il y a intérêt à ce que les variations du gain a nécessaires à l'asservissement de la condition d'entretien, soient les plus réduites possibles afin d'éviter les rotations de phase parasites en haute fréquence.

III - 2 ADMITTANCE D'ENTREE EN REGIME LINEAIRE, DE L'AMPLIFICATEUR A BOUCLAGE UNITAIRE

L'amplificateur fig.4 présente un gain $a = A e^{j\psi}$ à partie réelle positive.

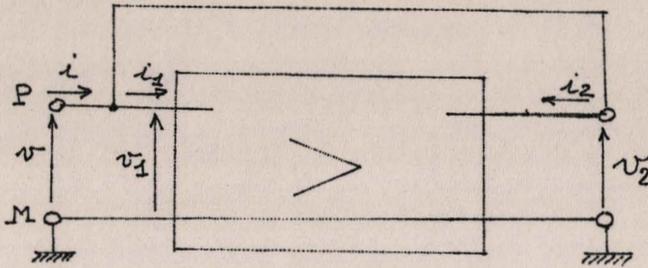


Fig. 4

L'amplificateur, non bouclé, est considéré comme un quadripole dont on connaît la matrice "admittance".

$$i_1 = y_{11} v_1 + y_{12} v_2$$

$$i_2 = y_{21} v_1 + y_{22} v_2$$

On définit, pour l'amplificateur seul, non bouclé :

- Admittance d'entrée, sortie en court-circuit :

$$y_i = G_i + j B_i = \frac{i_1}{v_1} \left\{ v_2 = 0 \right. = y_{11}$$

- Admittance de sortie, entrée en court-circuit :

$$y_s = G_s + j B_s = \frac{i_2}{v_2} \left\{ v_1 = 0 \right. = y_{22}$$

- Gain de l'amplificateur, sortie ouverte :

$$a = A e^{j\psi} = A (\cos \psi + j \sin \psi) = \frac{v_2}{v_1} \left\{ i_2 = 0 \right. = \frac{-y_{21}}{y_{22}}$$

Lorsque l'amplificateur est bouclé :

$$v = v_1 = v_2$$

$$i = i_1 + i_2$$

L'admittance d'entrée, vue entre P et M est :

$$y_e = G_e + j B_e = \frac{i}{v} = y_{11} + y_{12} + y_{21} + y_{22}$$

Avec une très bonne approximation, on peut admettre que, pour un amplificateur à plusieurs étages utilisant des transistors à très faible réaction interne le terme y_{12} est nul. Dans ce cas :

$$G_e = G_i + G_s (1 - A \cos \psi) + A B_s \sin \psi \quad (\text{III-1})$$

$$B_e = B_i + B_s (1 - A \cos \psi) - A G_s \sin \psi \quad (\text{III-2})$$

Cette admittance d'entrée présente une conductance G_e qui peut être négative et une susceptance B_e qui devra être aussi réduite que possible.

a) Cas théorique où le gain a est purement réel

On suppose ici que l'amplificateur présente un gain constant, positif, sans déphasage à toutes les fréquences.

Les expressions (III-1) et (III-2) deviennent :

$$G_e = G_i + G_s (1 - A) \quad (\text{III-3})$$

$$B_e = B_i + B_s (1 - A) \quad (\text{III-4})$$

G_e doit être négative, il importe donc que G_i soit faible.

De même, B_e doit être aussi réduite que possible afin de ne pas modifier la fréquence propre du résonateur associé, il faut donc en premier lieu que B_i soit très faible. Ces deux conditions conduisent à réaliser le premier étage de l'amplificateur à très faible admittance d'entrée ; un transistor à effet de champ de type MOST, monté en drain commun, convient parfaitement à cet usage.

Avec une excellente approximation (III-3) et (III-4) peuvent, dans ce cas, s'écrire :

$$G_e = G_s (1 - A) \quad (\text{III-5})$$

$$B_e = B_s (1 - A) \quad (\text{III-6})$$

Les allures des courbes G_e et $B_e = f(A)$ sont données: fig. 5, on remarque en particulier que la susceptance de sortie B_s de l'amplificateur doit être faible.

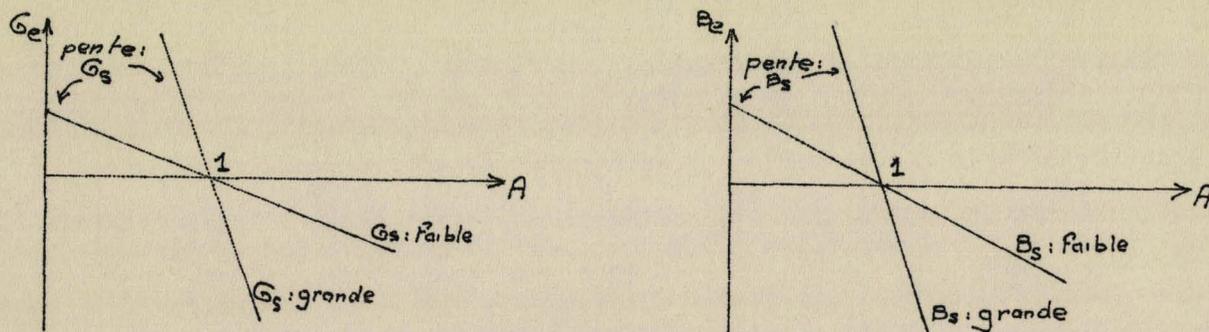


Fig. 5

La relation (III-5) combinée à la condition d'entretien (II-11) donne :

$$\Sigma G = G_p + G_e = G_p + G_s (1 - A) = 0 \quad (\text{III-7})$$

La courbe ci-dessous donne la variation de A en fonction de G_p .

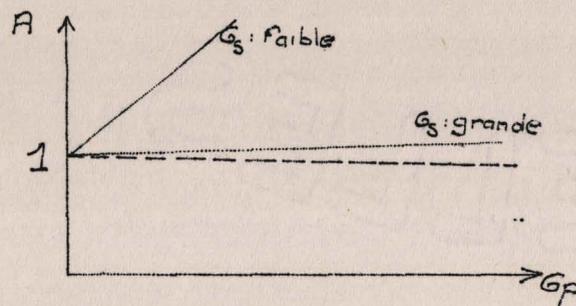


Fig. 6

A priori, les caractéristiques G_s et A de l'amplificateur peuvent être choisies quelconques à condition de vérifier (III-7), mais les figures 5 et 6 montrent qu'en choisissant G_s très grande, on a les avantages suivants :

- Le gain A reste très voisin de 1 quelle que soit G_p donc quel que soit le résonateur.
- L'asservissement de la condition d'entretien entraîne de très faibles variations du gain A qui n'affectent ni la linéarité, ni le déphasage de l'amplificateur.
- La condition (III-7) peut être satisfaite pour des résonateurs très fortement amortis.
- La susceptance d'entrée B_e est quasi-nulle.

Néanmoins un inconvénient est à craindre dans ce cas :

Les dérives même minimales du système d'asservissement de A créent des variations importantes de G_e et par conséquent une modulation de l'amplitude de l'oscillation. L'asservissement du gain A doit donc être particulièrement soigné.

b) Cas où l'amplificateur déphase d'un angle ψ

L'étude est très difficile car ψ , A, G_s , B_s peuvent être liés par des relations compliquées et particulières à une structure donnée.

On admet les hypothèses simplificatrices suivantes :

- comme précédemment l'admittance d'entrée de l'amplificateur non bouclé, est très faible (G_i et $B_i \neq 0$)
- l'asservissement de la condition $\Sigma G = G_e + G_p = 0$ se fait par action sur le module A du gain. La phase ψ restant constante pour de faibles variations de A.
- pour de très faibles valeurs de B_s , le déphasage ψ est indépendant de B_s (déphasage dû en majeure partie aux rotations de phase des étages précédant le transistor de sortie.

La relation (III-1) associée à $\Sigma G = 0$ (II-11) donne :

$$A = \frac{G_p + G_s}{G_s \cos \psi - B_s \sin \psi} \tag{III-8}$$

Soit encore en posant :

$$\text{tg } \theta = \frac{B_s}{G_s} \tag{III-9}$$

$$\alpha = \frac{G_s + G_p}{G_s} \tag{III-10}$$

$$A = \frac{\alpha \cos \theta}{\cos (\theta + \psi)} \tag{III-11}$$

De même la relation (III-2) associée à (III-10) et (III-11) donne :

$$B_e - B_s = - (G_p + G_s) \text{tg } (\theta + \psi) \tag{III-12}$$

La figure 7 donne $A = f(G_p)$ pour deux valeurs de ψ lorsque $B_s = 0$

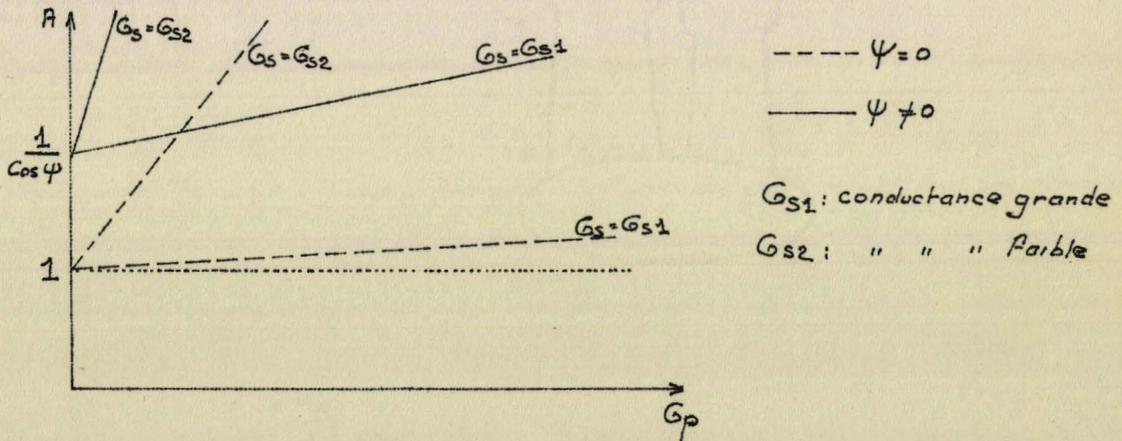


Fig. 7

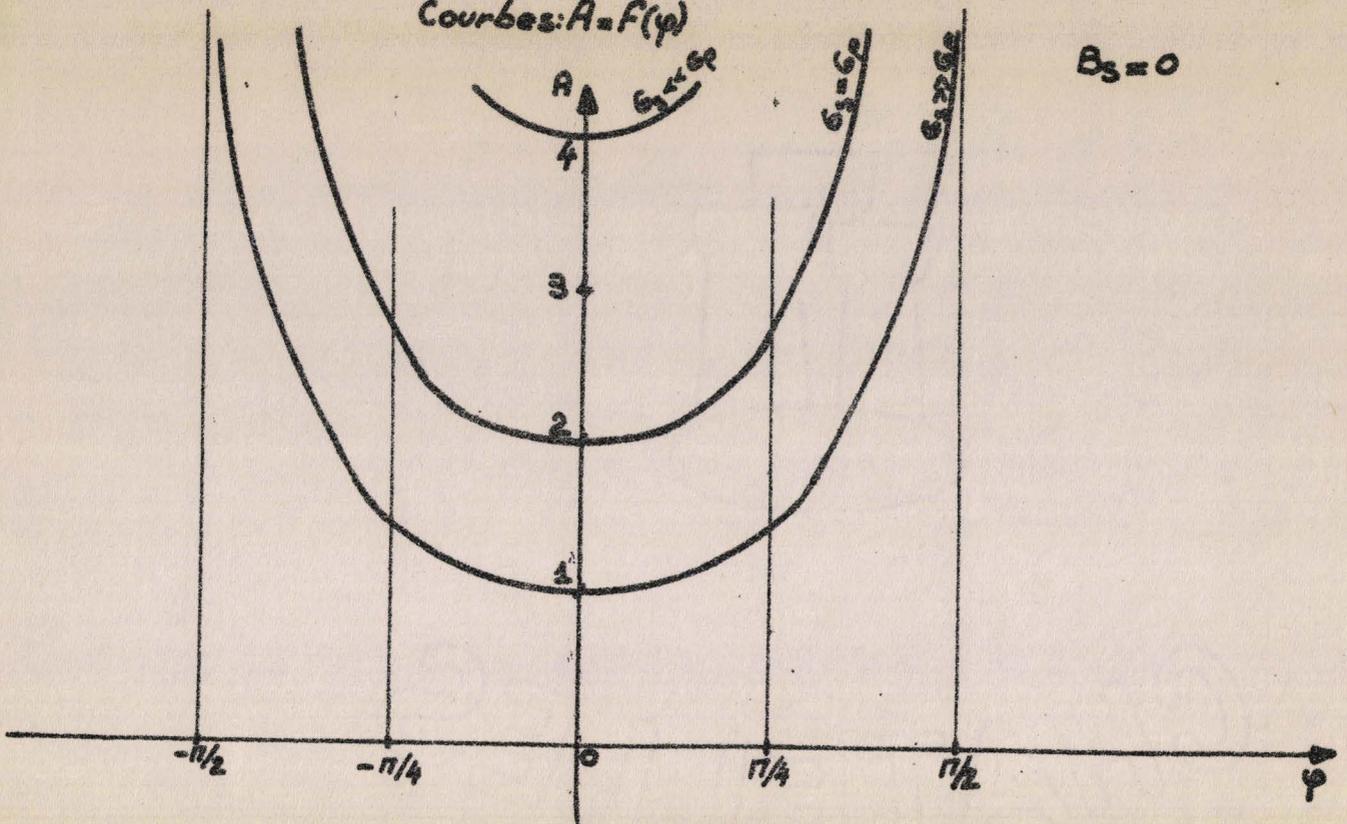
On remarque qu'en fonction de G_p les variations possibles de A sont d'autant plus réduites que G_s est grande et ψ petit (pente des droites : $\frac{1}{G_s \cos \psi}$)

Les courbes fig. 8, page 13 donnent $A = f(\psi)$ et $B_e = f(\psi)$ pour différentes valeurs de G_s comparées à G_p lorsque $B_s = 0$.

Enfin les courbes fig. 9, page 14 comparent les courbes $A = f(\psi)$ et $B_e = f(\psi)$ pour différentes valeurs de G_s par rapport à une conductance G_p donnée, lorsque $B_s = 0$ et lorsque $\frac{B_s}{G_s} = \text{Arc tg } 20^\circ$; ces courbes ont été tracées en supposant θ et ψ indépendants, ce qui est vrai tant que B_s reste faible et G_s élevée ; dans le

Courbes: $A = F(\varphi)$

$B_3 = 0$



Courbes: $B_0 = F(\varphi)$

$B_3 = 0$

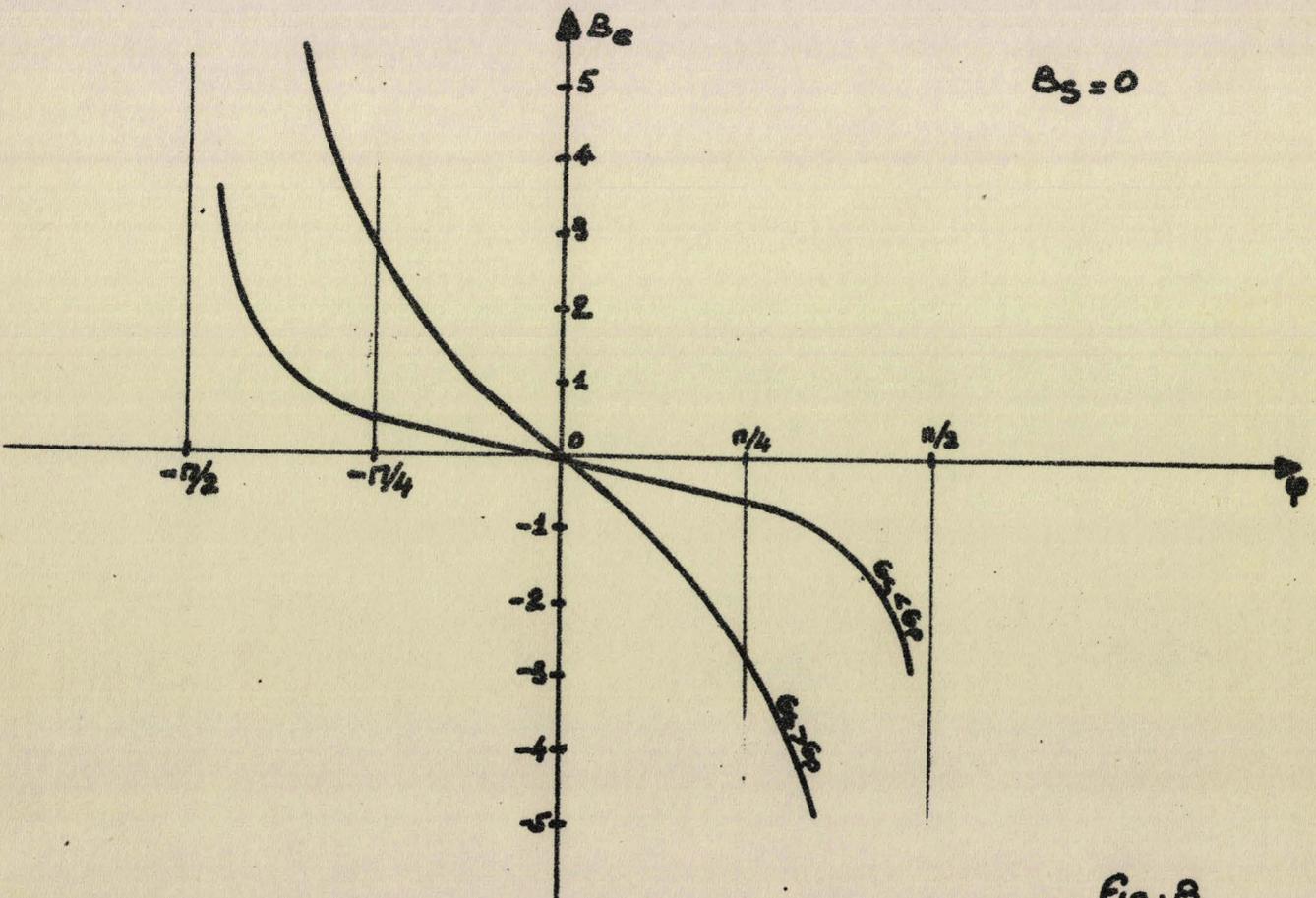
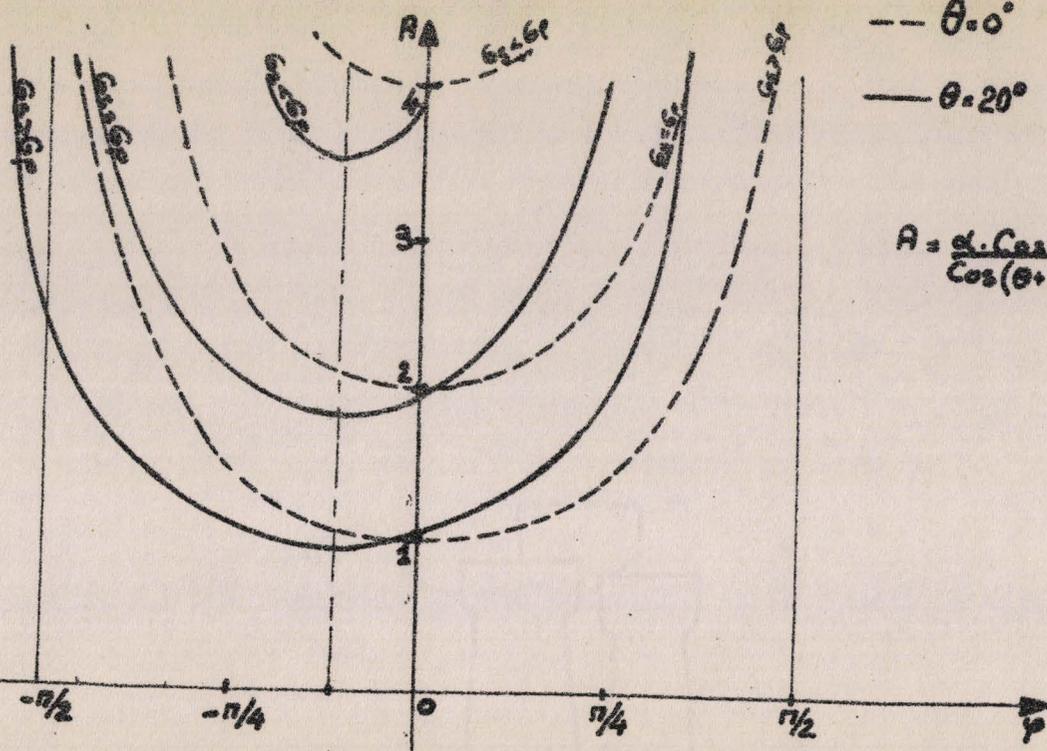


Fig: 8

Courbes: $A = F(\varphi)$



Courbes: $B = F(\varphi)$

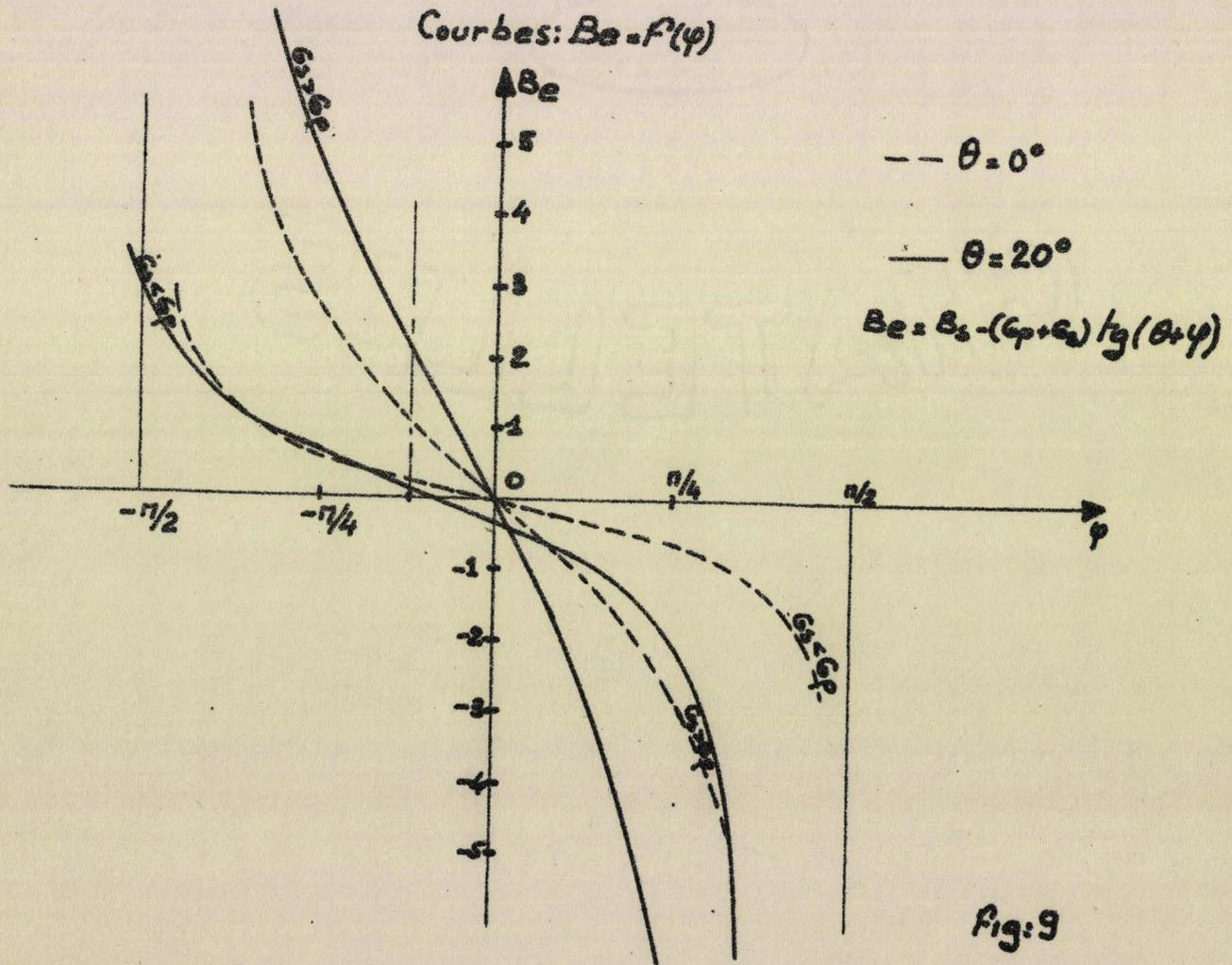


Fig: 9

cas inverse l'étage de sortie introduit un déphasage supplémentaire et ψ devient une fonction de G_s et B_s .

L'examen de ces différentes courbes permet de déduire les conclusions suivantes :

$$\text{- Pour } B_s = 0 \text{ et } \psi = 0 : A = A_0 = \frac{G_p + G_s}{G_s}$$

Toute variation de G_p entraîne une variation de A d'autant plus faible que G_s est grande (fig. 7). Par exemple, lorsque la résistance parallèle du résonateur varie de 500Ω à $1 \text{ M}\Omega$:

$$\begin{aligned} A_0 \text{ varie de } : & 11 \text{ à } 1,005 & \text{ pour } G_s = 2 \cdot 10^{-4} \text{ S} \\ & \text{et de } : 1,1 \text{ à } 1,00005 & \text{ pour } G_s = 2 \cdot 10^{-2} \text{ S} \end{aligned}$$

- Pour $B_s = 0$ et G_s donnée, tout déphasage parasite ψ entraîne une augmentation notable à la fois de A et des variations de A en fonction de G_p ; (fig. 7 et 8), des non-linéarités et des rotations de phase supplémentaires sont à craindre. Par exemple (fig. 8). Lorsque $B_s = 0$ et $G_s \gg G_p$, une rotation de phase de 0 à -45° entraîne une variation de A de plus de 40%

- Pour $B_s \neq 0$ et G_s grande, des valeurs de A très légèrement plus petites que A_0 peuvent être obtenues mais les courbes $B_e = f(\psi)$ montrent que dans ce cas la susceptance ramenée est trop importante (fig. 9).

Les conclusions obtenues pour l'amplificateur sans déphasage restent donc valables.

On choisira B_s faible, G_s grande et des corrections de phase seront effectuées pour tenter d'annuler ψ à toutes les fréquences.

Des précautions devront être prises pour corriger ψ car lorsque B_s est très faible la relation (III-12) donne :

$$B_e \approx - (G_p + G_s) \text{tg } \psi \quad (\text{III-13})$$

$$\text{soit } \frac{\partial B_e}{\partial \psi} \approx - (G_p + G_s) \text{ lorsque } \psi \neq 0 \quad (\text{III-14})$$

B_e risque d'augmenter notablement avec ψ puisque G_s est grande.

La relation (III-14) montre un autre avantage de ce choix : lorsque G_s est grande, B_e est pratiquement insensible aux variations de G_p ; la fréquence d'oscillation ne dépendra pratiquement pas de G_p .

III - 3 ASSERVISSEMENT DE LA CONDITION D'ENTRETIENII- 3 - 1 - Principe

Pour un résonateur donné la condition d'entretien (III-7) donne la valeur du gain A nécessaire à l'oscillation :

$$A_0 = \frac{G_p + G_s}{G_s} \quad (\text{III-15})$$

L'amplificateur est conçu de manière telle que son gain A est supérieur à A_0 pour tous les résonateurs courants. La condition (III-7) n'est donc pas vérifiée et l'on a toujours :

$$\Sigma G < 0$$

Dans ce cas, d'après (II-8) les oscillations prennent naissance et leur amplitude a tendance à croître exponentiellement. Dès que celle-ci atteint quelques millivolts, un détecteur commande un dispositif d'asservissement qui ramène A à la valeur A_0 .

La condition (III-7) est de nouveau vérifiée et les oscillations gardent une amplitude constante.

Le schéma synoptique de l'asservissement est donné fig. 10.

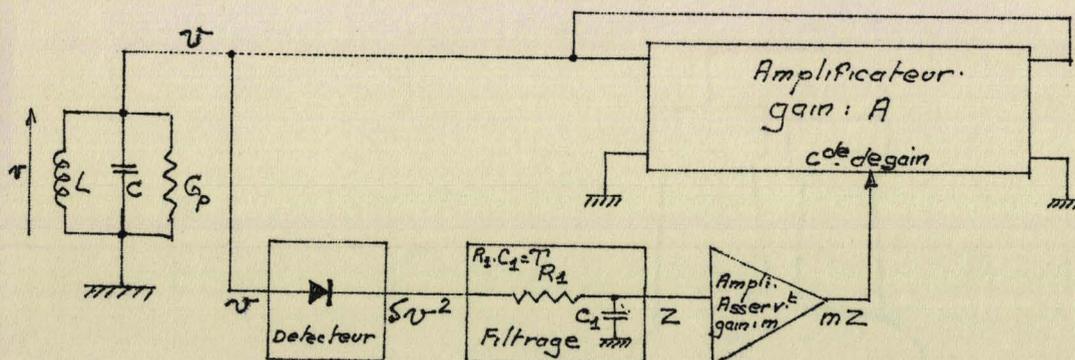


Fig. 10

L'amplitude des oscillations est faible, le détecteur est donc quadratique.

Le filtrage de la tension détectée introduit une constante de temps T .

Un amplificateur continu linéaire de gain m fournit la tension mZ d'asservissement ; quel que soit le résonateur, le gain A garde une valeur proche de 1 si G_s est élevée (III-15), les variations de gain ΔA sont donc très faibles et de ce fait :

- Aucune rotation de phase n'est introduite par la commande de gain
- L'amplificateur d'asservissement et la commande de gain peuvent être supposés linéaires.

III - 3 - 2 Commande de gain - équation simplifiée

La commande du gain A est assurée par la tension mZ qui agit sur la polarisation émetteur-base d'un transistor de la chaîne d'amplification (fig. 11)

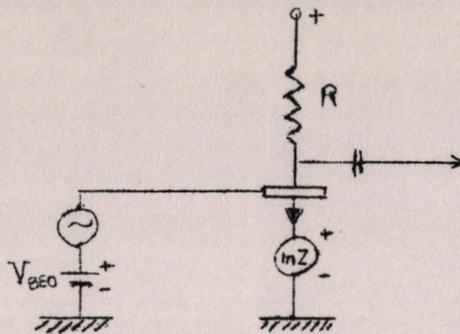


Fig. 11

Le courant I_E du transistor et sa tension de polarisation V_{BE} sont, en première approximation, liés par la relation :

$$I_E \approx I_e e^{\frac{e V_{BE}}{k T}} = I_e e^{b V_{BE}} \quad (\text{III-16})$$

I : courant de saturation de la jonction EB

La pente du transistor est :

$$s \approx \frac{\partial I_E}{\partial V_{BE}} = b \cdot I_E \quad (\text{III-17})$$

Le gain de l'étage et par conséquent le gain A de l'amplificateur total sont proportionnels à la pente s , donc proportionnels à I_E , soit :

$$A = \Gamma I_E \quad (\Gamma \text{ en } A^{-1}) \quad (\text{III-18})$$

Le sens des connexions est tel que si l'amplitude des oscillations a tendance à croître le gain A diminue soit :

$$V_{BE} = V_{BE0} - mZ \quad (\text{III-19})$$

En portant (III-19) dans (III-16) on obtient :

$$I_E = I_e e^{b V_{BE0} - bmZ} = I_{E0} e^{-bmZ} \quad (\text{III-20})$$

Un développement en série de (III-20) donne :

$$I_E = I_{E0} \left(1 - bmZ + \frac{b^2 m^2 Z^2}{2} \dots \right) \quad (\text{III-21})$$

Ce développement peut être arrêté au premier degré puisque les variations de Z sont très faibles.

Le gain A (III-18) s'écrit :

$$A = \Gamma I_{E0} (1 - bmZ) \quad (\text{III-22})$$

Et la conductance d'entrée de l'amplificateur bouclé (III-5) devient :

$$G_e = G_s (1 - \Gamma I_{EO} + \Gamma I_{EO} b m Z) \quad (\text{III-23})$$

La valeur de G_e reportée dans (III-7) permet de déterminer la valeur de consigne particulière de Z pour que la condition d'entretien (III-7) soit satisfaite.

$$Z = V_o^2 = \frac{k \Gamma I_{EO} - k - 1}{k \Gamma I_{EO} b m} \quad (\text{III-24})$$

avec

$$k = \frac{G_s}{G_p} \quad (\text{III-25})$$

L'amplitude de l'oscillation se stabilisera à une valeur telle que :

$$Z = V_o^2 \quad (\text{III-26})$$

La conductance G_e peut s'écrire sous une forme différente :

$$G_e = -G_p \left[1 - g \left(\frac{Z}{V_o^2} - 1 \right) \right] \quad (\text{III-27})$$

par identification avec (III-23) on trouve :

$$g = k \Gamma I_{EO} - k - 1 \quad (\text{III-28})$$

g est le gain de réaction.

Cette forme à l'avantage de montrer que la condition d'entretien est vérifiée pour $Z = V_o^2$.

ΓI_{EO} est le gain de l'amplificateur A en absence de tension d'asservissement Z (III - 22). Ce gain vaut environ 2 ; d'autre part, en pratique, k est beaucoup plus grand que 1 ; La valeur de consigne de Z peut s'écrire sous forme approchée

$$Z = V_o^2 = \frac{\Gamma I_{EO} - 1}{\Gamma I_{EO} b m} \quad (\text{III - 29})$$

IV - ETUDE DE L'OSCILLATEUR ASSERVI EN AMPLITUDE EN REGIME NON LINEAIRE

Il a été admis précédemment que l'amplificateur bouclé était assimilable à un dipôle à caractéristique $i = f(v)$ linéaire.

La présence d'un dispositif d'asservissement qui oblige l'oscillateur à fonctionner à amplitude constante ne permet plus d'admettre cette hypothèse.

La conductance d'entrée G_e de l'amplificateur bouclé dépend, en effet, de l'amplitude de la tension d'oscillation. L'équation différentielle du deuxième ordre qui régit la tension aux bornes du résonateur devient non linéaire.

Différentes conséquences en résultent :

- L'amplitude de la tension d'oscillation est parfaitement définie.
- Des distorsions harmoniques apparaissent et la fréquence d'oscillation diminue.
- D'autre part, l'amplitude du signal et la stabilité de la réponse du système à une perturbation extérieure sont liées à la constante de temps T de filtrage.

La mise en équation en régime non linéaire qui est donnée à pour but de préciser ces différents aspects.

IV-1 PLAN DE L'ETUDE ET APPROXIMATIONS

Le schéma synoptique de l'oscillateur proposé fig. 10 peut être assimilé à celui donné ci-dessous :

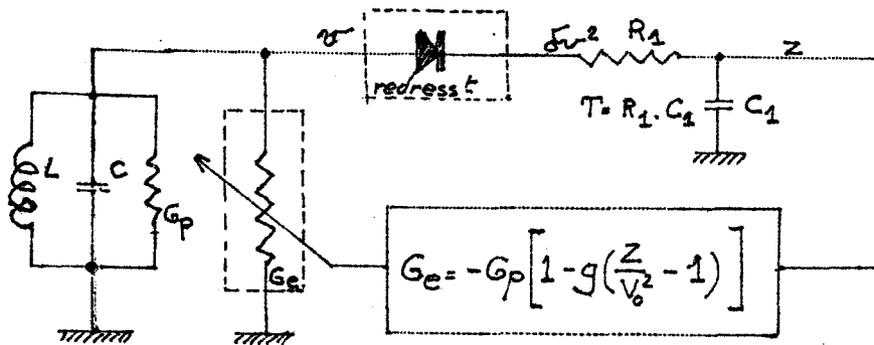


Fig. 12

Deux études distinctes sont effectuées :

La première a pour but de déterminer l'amplitude de l'oscillation en régime permanent puis en régime transitoire.

La seconde permet de calculer l'écart entre la fréquence d'oscillation et la fréquence propre du résonateur en fonction du taux de distorsion harmonique du signal obtenu.

Pour cette dernière partie, les calculs à partir de la théorie de Fourier sont rigoureux.

Par contre, l'étude de l'amplitude de l'oscillation en régime non linéaire est difficile.

Différentes méthodes peuvent être employées pour résoudre les équations différentielles caractéristiques du système.

Elles se classent en trois catégories :

- Les méthodes graphiques mieux adaptées à la résolution des systèmes fortement non linéaires (méthode des isoclines (14) méthode de Liénard (15 - 16) etc...)

- Les méthodes numériques (6 - 7 - 14)

- Les méthodes analytiques.

Quelques unes sont particulièrement adaptées à la résolution d'équations faiblement non linéaires (17 - 18 - 19 - 20).

Nous proposons une résolution par variation des constantes à partir d'une solution approchée.

Cette méthode a été employée par GOLAY (4), SCOTT (5), VAN DER POL (3).

Des approximations sont nécessaires pour permettre la résolution des équations.

Les hypothèses retenues sont :

a) la sélectivité du résonateur est suffisante pour justifier l'approximation de la bande étroite de spectre, c'est à dire :

$$R_p^2 \gg \frac{L}{C} \quad \text{ou} \quad Q^2 \gg 1 \quad (\text{IV} - 1)$$

De ce fait, le signal $v(t)$, solution de l'équation du système bouclé est quasi sinusoïdal ;

une expression approchée de $v(t)$ est :

$$v(t) = V_{c(t)} \cos \omega_0 t + V_{s(t)} \sin \omega_0 t \quad (\text{IV} - 2)$$

avec

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

Du fait de la faible linéarité des équations, V_c et V_s varient lentement dans le temps par rapport à $\cos \omega_0 t$ et à $\sin \omega_0 t$

$v(t)$ peut encore s'écrire :

$$v(t) = V(t) \cos [\omega_0 t - \psi(t)] \quad (\text{IV} - 3)$$

avec

$$V^2 = V_c^2 + V_s^2 \quad (\text{IV} - 4)$$

et

$$\text{tg}(\psi)_t = \left\{ \frac{V_s}{V_c} \right\}_t$$

$\psi(t)$ varie lentement par rapport à $\omega_0 t$.

Les composantes du signal $v(t)$ ne couvrent qu'un spectre de fréquences étroit autour de f_0 .

- b) Le régime quasi sinusoïdal permet de grouper toutes les pertes des divers éléments du résonateur en une conductance parallèle unique G_p .
- c) La conductance parallèle G_p est supposée indépendante de la fréquence.
- d) L'amplitude de v est suffisamment faible pour que le détecteur ait une caractéristique rigoureusement quadratique ; la tension détectée est de la forme δv^2
- e) Le circuit détecteur ne prélève pas d'énergie au résonateur (un adaptateur de gain 1 est intercalé entre le résonateur et le détecteur).

IV-2 MISE EN EQUATIONS

La loi de Kirchoff appliquée au résonateur donne :

$$Cv' + \frac{1}{L} \int v dt = - (G_e + G_p) v \quad (\text{IV} - 6)$$

avec

$$G_e = - G_p \left[1 - g \left(\frac{Z}{V_0} - 1 \right) \right] \quad (\text{IV} - 7)$$

D'autre part le filtre passe bas R_1, C_1 de constante de temps T impose :

$$Z + T Z' = \delta v^2 \quad (\text{IV} - 8)$$

Par combinaison de (IV - 6) et de (IV - 7) on obtient :

$$v' + \omega_0^2 \int v dt = 2 \sigma \left(1 - \frac{Z}{V_0} \right) v \quad (\text{IV} - 9)$$

avec

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC} \quad \text{et} \quad 2\sigma = \frac{g G_p}{C} \quad (\text{IV} - 10)$$

Plusieurs méthodes mathématiques peuvent être utilisées pour obtenir une solution approchée du système d'équations non linéaires (IV - 8) et (IV - 9).

L'approximation de la bande étroite permet d'écrire la solution v sous la forme (IV - 2).

$$v = V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t \quad (\text{IV} - 11)$$

en remplaçant (IV - 11) dans (IV - 9) on obtient :

$$V_c' \cos \omega_0 t - \omega_0 V_c \sin \omega_0 t + V_s' \sin \omega_0 t + \omega_0 V_s \cos \omega_0 t + \omega_0^2 \int (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) dt = 2\sigma \left(1 - \frac{Z}{V_0} \right) (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) \quad (\text{IV} - 12)$$

L'intégration de $\omega_0^2 \int (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) dt$ se fait par parties; on obtient :

$$\omega_0^2 \int V_c \cos \omega_0 t dt = \omega_0 V_c \sin \omega_0 t + V'_c \cos \omega_0 t - \frac{V''_c}{\omega_0} \sin \omega_0 t - \dots \quad (\text{IV} - 13)$$

$$\omega_0^2 \int V_s \sin \omega_0 t dt = -\omega_0 V_s \cos \omega_0 t + V'_s \sin \omega_0 t + \frac{V''_s}{\omega_0} \cos \omega_0 t - \dots \quad (\text{IV} - 14)$$

Puisque V_c et V_s varient lentement au cours du temps, par rapport à $\omega_0 t$, leurs dérivées premières sont très faibles et leurs dérivées secondes peuvent être annulées.

En portant (IV - 13) et (IV - 14) dans (IV - 12) on obtient :

$$V'_c \cos \omega_0 t + V'_s \sin \omega_0 t = \delta \left(1 - \frac{Z}{V_0^2}\right) (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) \quad (\text{IV} - 15)$$

D'autre part en remplaçant (IV - 11) dans (IV - 8) on a :

$$Z + T Z' = \delta (V_c^2 \cos^2 \omega_0 t + V_s^2 \sin^2 \omega_0 t + 2 V_c V_s \sin \omega_0 t \cos \omega_0 t) \quad (\text{IV} - 16)$$

Le système (IV - 15) et (IV - 16) permet de calculer l'amplitude V de l'oscillation.

IV-3 AMPLITUDE DE L'OSCILLATION

Le principe de résolution du système (IV - 15) (IV - 16) est simple :

L'intégration de (IV - 16) donne Z qui est reporté dans (IV - 15) puis l'amplitude de l'oscillation est obtenue par calcul de V_c et V_s en régime permanent c'est à dire en annulant les dérivées V'_c et V'_s .

L'intégration de (IV - 16) se fait par parties ; elle s'exprime sous forme d'un développement de dérivées d'ordre croissant de V_c , V_s , et V^2 . Son calcul est donné en Annexe . Le résultat approximé est :

$$Z = z + \frac{1}{2} \left[J \cos 2 \omega_0 t + K \sin 2 \omega_0 t \right] \quad (\text{IV} - 17)$$

avec

$$z = \frac{\delta}{2} \left[V^2 - T (V^2)' + T^2 (V^2)'' - T^3 (V^2)''' + \dots \right] \quad (\text{IV} - 18)$$

$$J = \delta \frac{V_c^2 - V_s^2 - 4 \omega_0 T V_c V_s}{1 + 4 \omega_0^2 T^2} \quad (\text{IV} - 19)$$

$$K = \delta \frac{2 \omega_0 T (V_c^2 - V_s^2) + 2 V_c V_s}{1 + 4 \omega_0^2 T^2} \quad (\text{IV} - 20)$$

En remplaçant Z (IV - 17) dans (IV - 15) on obtient :

$$V'_c \cos \omega_0 t + V'_s \sin \omega_0 t = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_0^2} - \frac{1}{2 V_0^2} (J \cos 2 \omega_0 t + K \sin 2 \omega_0 t) \right] (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) \quad (\text{IV} - 21)$$

En effectuant le second membre, on obtient :

$$V'_c \cos \omega_0 t + V'_s \sin \omega_0 t = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2} \right) (V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t) -$$

$$\frac{\sigma}{4 V_0^2} \left[\cos \omega_0 t (J V_c + K V_s) + \sin \omega_0 t (K V_c - J V_s) + \cos 3 \omega_0 t (J V_c - K V_s) + \sin 3 \omega_0 t (J V_s + K V_c) \right] \quad (\text{IV} - 22)$$

On multiplie (IV - 22) successivement par $\cos \omega_0 t$ et par $\sin \omega_0 t$ puis on intègre pendant une période de haute fréquence. Les quantités V_c , V'_c , V_s , V'_s varient lentement dans le temps : elles sont sensiblement constantes pendant la durée d'une période HF.

Sachant que :

$$\int_0^T \sin^2 \omega_0 t \, dt = \int_0^T \cos^2 \omega_0 t \, dt = \frac{T}{2}$$

$$\int_0^T \sin \omega_0 t \cos \omega_0 t \, dt = 0$$

on obtient deux équations :

$$V'_c = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_0^2} - \frac{1}{4 V_0^2} J \right] V_c - \frac{\sigma K}{4 V_0^2} V_s \quad (\text{IV} - 23)$$

$$V'_s = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_0^2} + \frac{1}{4 V_0^2} J \right] V_s - \frac{\sigma K}{4 V_0^2} V_c \quad (\text{IV} - 24)$$

En remplaçant les valeurs de J (IV - 19) et de K (IV - 20) dans (IV - 23) et (IV - 24) on obtient :

$$V'_c = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_o^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} \right] V_c + \frac{\sigma \delta \omega_o T V^2}{2 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} V_s \quad (\text{IV - 25})$$

$$V'_s = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_o^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} \right] V_s - \frac{\sigma \delta \omega_o T V^2}{2 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} V_c \quad (\text{IV - 26})$$

Le système d'équations (IV - 18) - (IV - 25) (IV - 26) permet de déterminer le comportement en amplitude de l'oscillateur.

IV-3-1 Amplitude permanente de l'oscillation

L'amplitude permanente s'obtient par addition de (IV - 25) préalablement multiplié par V_c et de (IV - 26) multiplié par V_s soit :

$$V_c V'_c + V_s V'_s = \sigma \left[1 - \frac{z}{V_o^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} \right] V^2 \quad (\text{IV - 27})$$

En régime permanent les amplitudes V_c et V_s gardent une valeur constante, leurs dérivées sont nulles, soit :

$$1 - \frac{z}{V_o^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_o^2 (1 + 4 \omega_o^2 T^2)} = 0 \quad (\text{IV - 28})$$

d'autre part (IV - 18) donne dans ce cas

$$z = \frac{\delta V^2}{2} \quad (\text{IV - 29})$$

Par combinaison de (IV - 28) et (IV - 29) on tire :

$$V = 2 V_o \sqrt{\frac{1 + 4 \omega_o^2 T^2}{\delta (3 + 8 \omega_o^2 T^2)}} \quad (\text{IV - 30})$$

On remarque que l'amplitude de l'oscillation permanente dépend de la constante de temps T du filtre $R_1 - C_1$.

Lorsque T tend vers 0 l'amplitude vaut :

$$v = \frac{2}{\sqrt{3 \delta}} v_0 \quad (\text{IV} - 31)$$

Ce résultat est en accord avec la théorie de VAN DER POL (3)

En effet, quand $T = 0$, le système d'équations (IV - 8) (IV - 9) peut se mettre sous la forme :

$$v' + \omega_0^2 \int v \, dt = 2 \sigma \left(1 - \frac{\delta v^2}{v_0^2} \right) v \quad (\text{IV} - 32)$$

Soit après dérivation :

$$v'' - 2 \sigma \left(1 - \frac{3 \delta v^2}{v_0^2} \right) v' + \omega_0^2 v = 0 \quad (\text{IV} - 33)$$

et après changement de variable en posant :

$$u = \frac{v \sqrt{3 \delta}}{v_0}$$

$$u'' - 2 \sigma (1 - u^2) u' + \omega_0^2 u = 0 \quad (\text{IV} - 34)$$

Cette équation, dite de VAN DER POL, a pour amplitude de la solution permanente $U = 2$ ce qui est en accord avec (IV - 31).

Lorsque la constante de temps T devient grande l'amplitude de l'oscillation tend vers :

$$v = v_0 \sqrt{\frac{2}{\delta}} \quad (\text{IV} - 35)$$

Ce résultat est en accord avec GOLAY (4) et SCOTT (5).

Pratiquement, il est impossible d'assurer un fonctionnement correct de la chaîne d'asservissement lorsque celle-ci est commandée par la tension détectée non filtrée (cas de VAN DER POL) à cause des retards et des rotations de phase créés par les amplificateurs de cette chaîne aux hautes fréquences.

Par contre, il est relativement facile d'asservir à l'aide d'une tension détectée fortement filtrée. Le système fonctionne alors en continu ou en basse fréquence, de ce fait la réalisation pratique du dispositif est beaucoup plus aisée. La constante de temps T est donc choisie très grande par rapport à la période de l'oscillation mais suffisamment faible néanmoins pour que la tension Z puisse suivre les variations lentes d'amplitude afin de les corriger et d'éviter ainsi les oscillations intermittentes.

IV-3-2 Régime transitoire d'amplitude

Lorsque $T = 0$, l'amplitude V tend vers $\frac{2}{\sqrt{3}\delta} V_0$ (IV - 31) ; lorsque T est grande l'amplitude tend alors vers $\sqrt{\frac{2}{\delta}} \cdot V_0$ (IV-35)

Ce paragraphe a pour but de préciser comment s'établit cette amplitude à partir de la mise en fonctionnement de l'oscillateur ou encore de préciser la réaction du système à une perturbation extérieure.

Lorsque $T = 0$ les équations (IV - 18), (IV - 25) et (IV - 26) s'écrivent :

$$z = \frac{\delta}{2} V^2 \quad (\text{IV} - 36)$$

$$V'_c = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_0^2} \right) V_c \quad (\text{IV} - 37)$$

$$V'_s = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2} - \frac{\delta V^2}{4 V_0^2} \right) V_s \quad (\text{IV} - 38)$$

Soit en remplaçant z par sa valeur, en multipliant (IV - 37) par V_c , (IV - 38) par V_s et en additionnant :

$$V'_c V_c + V'_s V_s = \sigma \left(1 - \frac{3 \delta V^2}{4 V_0^2} \right) V^2 \quad (\text{IV} - 39)$$

or

$$(V^2)' = (V_c^2 + V_s^2)' = 2 V V' = 2 V'_c V_c + 2 V'_s V_s \quad (\text{IV} - 40)$$

(IV - 39) et (IV - 40) donnent

$$V' = \sigma \left(1 - \frac{3 \delta V^2}{4 V_0^2} \right) V \quad (\text{IV} - 41)$$

Soit après un premier changement de variable en posant :

$$\tau = \sigma \cdot t \quad (\text{IV} - 42)$$

$$V' = \left(1 - \frac{3 \delta V^2}{4 V_0^2} \right) V \quad (\text{IV} - 43)$$

puis après un deuxième changement de variable en posant :

$$u = \frac{\sqrt{3 \delta}}{2} \cdot \frac{V}{V_0}$$

on obtient :

$$u' = (1 - u^2) u \quad (\text{IV} - 44)$$

dont la solution est :

$$u = \frac{u_0 e^{(\tau - \tau_0)}}{\sqrt{1 + u_0^2 [e^{2(\tau - \tau_0)} - 1]}} \quad (\text{IV} - 45)$$

On remarque donc qu'en l'absence de filtrage ($T = 0$) l'amplitude réduite u tend vers 1 de façon monotone lorsque τ croît.

En régime permanent ($\tau \rightarrow \infty$) $u = 1$ soit $V = \frac{2 V_0}{\sqrt{3 \delta}}$; ce résultat a été énoncé dans le paragraphe précédent.

Lorsque T est grande, ce qui est le cas réel, le problème est plus complexe. Les équations (IV - 25) et (IV - 26) s'écrivent :

$$V'_c = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2}\right) V_c \quad (\text{IV} - 46)$$

$$V'_s = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2}\right) V_s \quad (\text{IV} - 47)$$

On peut opérer ici la même transformation que pour (IV - 37) et (IV - 38) on obtient :

$$V' = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2}\right) V \quad (\text{IV} - 48)$$

D'autre part, l'équation (IV - 18) permet d'écrire :

$$z + T z' = \frac{\delta}{2} V^2 \quad (\text{IV} - 49)$$

Il est d'ailleurs à remarquer [(IV - 17) (IV - 19) (IV - 20)] que lorsque T est grande $z = Z$.

La résolution du système (IV - 48) - (IV - 49) est difficile ; on en connaît la solution en régime permanent, celle-ci, calculée dans le paragraphe précédent est :

$$V = V_0 \sqrt{\frac{2}{\delta}} \quad (\text{IV} - 50)$$

On peut néanmoins arriver à préciser comment cette valeur est atteinte.

On opère un premier changement de variable en posant :

$$\tau = \sigma t \quad (\text{IV} - 51)$$

il vient :

$$V' = \left(1 - \frac{z}{V_0^2}\right) V \quad (\text{IV} - 52)$$

$$z + \sigma T z' = \frac{\delta}{2} V^2 \quad (\text{IV} - 53)$$

On opère un second changement de variable en posant :

$$q = \frac{z}{V_0^2} \quad (\text{IV} - 54)$$

Soit :

$$V' = (1 - q) V \quad (\text{IV} - 55)$$

$$q + \sigma T q' = \frac{\delta}{2} \frac{V^2}{V_0^2} \quad (\text{IV} - 56)$$

enfin un troisième changement en posant :

$$u = \frac{V}{V_0} \sqrt{\frac{\delta}{2}} \quad (\text{IV} - 57)$$

on obtient :

$$u' = (1 - q) u \quad (\text{IV} - 58)$$

$$q + \sigma T q' = u^2 \quad (\text{IV} - 59)$$

Lorsque l'on est près de la solution permanente définie par (IV - 50) ou encore par $u = 1$ (IV - 57), z tend vers V_0^2 c'est à dire que q tend vers 1. On peut alors poser :

$$u = 1 + \Delta u \quad (\text{IV} - 60)$$

$$q = 1 + \Delta q \quad (\text{IV} - 61)$$

En remplaçant (IV - 60) et (IV - 61) dans (IV - 58) et (IV - 59) et en négligeant les termes du second ordre il vient :

$$(\Delta u)' = -\Delta q \quad (\text{IV} - 62)$$

$$\Delta q + \sigma T (\Delta q)' = 2 \Delta u \quad (\text{IV} - 63)$$

Soit par combinaison

$$\sigma T (\Delta u)'' + (\Delta u)' + 2 \Delta u = 0 \quad (\text{IV} - 64)$$

(IV - 64) est une équation différentielle du second ordre dont l'équation caractéristique présente des racines réelles pour :

$$\sigma T < \frac{1}{8} \quad (\text{IV} - 65)$$

Dans ce cas Δu et par suite Δq tendent vers 0 de façon monotone ; l'amplitude réduite u tend vers 1 de la même manière.

Inversement si

$$\sigma T > \frac{1}{8} \quad (\text{IV} - 66)$$

Δu tend exponentiellement vers 0 de façon oscillatoire ; il en est de même pour Δq mais avec un signe opposé et une phase différente.

Dans ce dernier cas la réaction de l'amplitude à une perturbation est oscillatoire amortie. La période d'oscillation est d'autant plus grande que σT est grand. Cette remarque confirme ce qui avait été énoncé au paragraphe précédent. Le choix de T est critique ; une valeur de T trop grande peut conduire à une oscillation de l'amplitude à très basse fréquence.

IV-3-3 Stabilité de la fréquence en régime transitoire d'amplitude

Les équations (IV - 46) et (IV - 47) peuvent se mettre sous la forme :

$$\frac{V'_c}{V_c} = \frac{V'_s}{V_s} = \sigma \left(1 - \frac{z}{V_0^2}\right) \quad (\text{IV} - 68)$$

L'intégration de la première égalité conduit à :

$$V_c = k V_s \quad (\text{IV} - 69)$$

k = constante d'intégration

Il en résulte que $\psi_{(t)}$ défini par (IV - 5) est constant et vaut ψ_0 ; la tension v définie par (IV - 3) s'écrit alors :

$$\boxed{v_{(t)} = V \cos (\omega_0 t - \psi_0)} \quad (\text{IV} - 70)$$

La fréquence de $v_{(t)}$ est constante ; elle est insensible aux variations d'amplitude de l'oscillation. L'asservissement de la condition d'entretien par détection d'amplitude présente l'avantage de ne pas altérer la fréquence d'oscillation.

Cette conclusion n'est valable que dans la limite de validation des approximations apportées dans la résolution des équations.

IV-4 INFLUENCE DU TAUX D'HARMONIQUES SUR LA FREQUENCE D'OSCILLATION

Lorsque la tension v aux bornes du résonateur fig. 13 est sinusoïdale pure, il y a, à la fréquence de résonance, équilibre rigoureux entre l'énergie électromagnétique emmagasinée dans L et l'énergie électrostatique emmagasinée dans C .

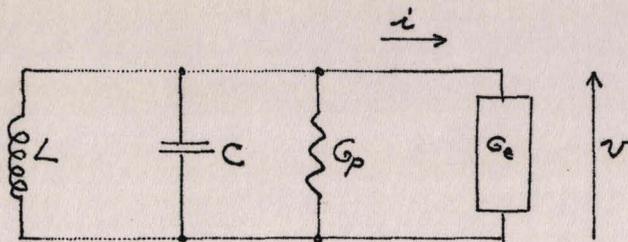


Fig. 13

La non linéarité présentée par la conductance négative d'entrée de l'amplificateur bouclé déforme le signal aux bornes du résonateur. Des harmoniques apparaissent; pour chacun d'eux il y a prépondérance de l'énergie électrostatique emmagasinée dans C par rapport à l'énergie électromagnétique emmagasinée dans L .

Le bilan énergétique doit être nul ; il faut donc que le terme fondamental de la fréquence d'oscillation soit plus petit que la fréquence propre du résonateur. De ce fait, à cette fréquence, un surcroît d'énergie électromagnétique est emmagasiné dans L , qui annulera le surcroît d'énergie électrostatique dû aux harmoniques. En conclusion, plus le signal est entaché d'harmoniques, plus l'écart entre la fréquence d'oscillation et la fréquence propre du résonateur est grand.

IV-4-1 Evaluation de l'écart en fréquence dans le cas d'un asservissement par tension non filtrée

Lorsque la constante de temps T du filtre $R_1 C_1$ est nulle (fig. 12), l'oscillateur est du type de VAN DER POL ; son comportement a été étudié au paragraphe IV-3-1. Son équation caractéristique définie par (IV-3 4) est :

$$u'' - 2\sigma(1 - u^2)u' + \omega_0^2 u = 0 \quad (\text{IV} - 71)$$

Soit après changement de variable, en posant :

$$\tau = \omega_0 t \quad (\text{IV} - 72)$$

$$u'' - \epsilon(1 - u^2)u' + u = 0 \quad (\text{IV} - 73)$$

avec $\epsilon = \frac{2\sigma}{\omega_0} \quad (\text{IV} - 74)$

Le calcul de la fréquence d'oscillation à partir de (IV-73) est difficile ; Il présente d'autre part peu d'intérêt puisque les paragraphes précédents ont montré les inconvénients qu'offrait ce type d'asservissement sans filtrage.

NICHOLSON (6) par une méthode analytique et URABE (7) par une méthode numérique ont calculé la fréquence de la solution de (IV-73) pour des valeurs du coefficient de non linéarité ϵ comprises entre 0 et 10.

$$\begin{aligned} \text{On obtient pour } \epsilon = 0,2 \quad \omega = 0,9974 \quad \omega_0 \\ \epsilon = 0,4 \quad \omega = 0,9899 \quad \omega_0 \end{aligned}$$

IV-4-2 Evaluation de l'écart en fréquence dans le cas d'un asservissement filtré à grande constante de temps

Cet écart est très difficile à calculer à partir des équations non linéaires, caractéristiques du montage. Il est préférable de l'évaluer à partir du taux d'harmoniques contenus dans le signal, selon la méthode préconisée par GROZSKOWSKI (8) et CASSIGNOL (9). La mesure de ce taux est relativement aisée à partir d'une analyse spectrale de la tension d'oscillation.

La conductance négative se présente comme un dipole à caractéristique : $i = f(v)$ non linéaire. En régime permanent, i et v prennent les mêmes valeurs après chaque période, on peut donc écrire :

$$\oint i \, dv \text{ pendant une période} = 0 \quad (\text{IV} - 75)$$

$$\text{Soit encore} \quad \int_0^T i(t) \frac{\partial v}{\partial t} \, dt = 0 \quad (\text{IV} - 76)$$

Le courant i dans la conductance négative et la tension v à ses bornes s'expriment sous forme de série de Fourier :

$$v = \sum_{m=1}^{\infty} V_m \sin(m \omega t + \psi_m) \quad (\text{IV} - 77)$$

$$i = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(n \omega t + \psi_n) \quad (\text{IV} - 78)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \sum_{m=1}^{\infty} V_m m \omega \cos(m \omega t + \psi_m) \quad (\text{IV} - 79)$$

L'intégrale (IV - 76) s'écrit :

$$\int_0^T \sum_{\substack{m=1 \\ n=1}}^{\infty} V_m I_n m \omega \sin(n \omega t + \psi_n) \cos(m \omega t + \psi_m) dt = 0 \quad (\text{IV} - 80)$$

ou encore

$$\sum_{m=n}^{\infty} V_m I_n m \omega \int_0^T \sin(n \omega t + \psi_n) \cos(m \omega t + \psi_m) dt = 0 \quad (\text{IV} - 81)$$

L'intégrale est identiquement nulle pour $m \neq n$ et vaut :

$$\frac{1}{2} \sin(\psi_m - \psi_m) T \quad \text{pour } m = n$$

On obtient donc :

$$\sum_{m=1}^{\infty} V_m I_m m \omega T \frac{1}{2} \sin(\psi_m - \psi_m) = 0$$

$\frac{\omega T}{2}$ ne pouvant être nul, en posant

$$\psi_m - \psi_m = \theta_m \quad (\text{IV} - 82)$$

il vient :

$$\sum_{m=1}^{\infty} V_m I_m m \sin \theta_m = 0 \quad (\text{IV} - 83)$$

θ_m traduit le déphasage à la fréquence $m f$ entre i et v dans la "conductance" négative. Si $\theta_m = 0$ l'élément actif se comporte réellement comme une conductance pure.

Si $\theta_m \neq 0$ l'élément actif présente une composante réactive qui cause une dérive de la fréquence d'oscillation.

D'autre part, le résonateur impose une relation entre i et v

$$i = -v y_m \quad (\text{IV} - 84)$$

y_m : admittance du résonateur à la pulsation $m \omega$

(IV-83) devient :

$$\sum_{m=1}^{\infty} V_m^2 Y_m \sin \theta_m = 0$$

or $Y_m \sin \theta_m = B_m$: susceptance du résonateur à la pulsation $m \omega$

$$\sum_{m=1}^{\infty} V_m^2 B_m = 0 \quad (\text{IV} - 85)$$

La somme des termes définie par (IV - 85) doit être nulle. Les susceptances B_m du résonateur pour les fréquences harmoniques sont positives ; la susceptance à la fréquence d'oscillation doit donc être négative. Ceci confirme ce qui a été dit en début de paragraphe : la fréquence d'oscillation est inférieure à la fréquence propre du résonateur.

En développant (IV - 85) il vient :

$$V_1^2 B_1 + \sum_{m=2}^{\infty} V_m^2 B_m = 0 \quad (\text{IV} - 86)$$

Soit en posant

$$\frac{V_m}{V_1} = a_m \quad (\text{IV} - 87)$$

$$B_1 + \sum_{m=2}^{\infty} a_m^2 B_m = 0 \quad (\text{IV} - 88)$$

On pose d'autre part :

$$\omega = \xi \omega_0 \quad \text{avec } \xi \text{ très légèrement inférieur à } 1 \quad (\text{IV} - 89)$$

de ce fait

$${}_m B_m = \frac{1}{L \omega_0} \frac{m^2 \xi^2 - 1}{\xi} \quad (\text{IV} - 90)$$

et

$$B_1 = \frac{1}{L \omega_0} \frac{\xi^2 - 1}{\xi} \quad (\text{IV} - 91)$$

En remplaçant dans (IV - 88) il vient :

$$\frac{\xi^2 - 1}{\xi} + \sum_{m=2}^{\infty} a_m^2 \frac{m^2 \xi^2 - 1}{\xi} = 0 \quad (\text{IV} - 92)$$

Soit encore :

$$\sum_{m=2}^{\infty} a_m^2 (m^2 \xi^2 - 1) = 1 - \xi^2 \quad (\text{IV} - 93)$$

d'où

$$\xi = \sqrt{\frac{1 + \sum_{m=2}^{\infty} a_m^2}{1 + \sum_{m=2}^{\infty} a_m^2 m^2}} \quad (\text{IV} - 94)$$

Cette formule peut être approximée lorsque le taux d'harmoniques a_m est faible, dans ce cas

$$\xi = \sqrt{\frac{1 + \epsilon}{1 + \epsilon'}} \approx 1 - \frac{1}{2} \sum_{m=2}^{\infty} (m^2 - 1) a_m^2 \quad (\text{IV} - 96)$$

Par exemple, si le signal est entaché de 5 % d'harmonique 3 on déduit

$$\xi = 0,990$$

La fréquence d'oscillation est 1 % plus faible que f_0

2ème Partie :

ETUDE THEORIQUE ET TECHNOLOGIQUE DE L'AMPLIFICATEUR BOUCLE

L'étude théorique des conditions d'oscillation a permis de dégager les caractéristiques essentielles que doit présenter "l'amplificateur bouclé"; celles-ci peuvent être résumées ainsi :

- Bande de fréquences : quelques kHz à 100 MHz
- Phase voisine de zéro et constante dans toute la bande.
- Caractéristique d'entrée : faible admittance, en particulier la capacité doit être réduite et sensiblement constante à toutes les fréquences.
- Caractéristiques de sortie : conductance élevée, mais capacité faible et constante.
- Dans ces conditions, le module du gain est asservi à une valeur voisine de l'unité. En absence d'asservissement, un gain de l'ordre de 2 est souhaitable.

D'autres impératifs sont à respecter pour assurer un bon fonctionnement de l'oscillateur ; ce sont :

- Réduction de la dérive thermique des points de fonctionnement pour assurer la stabilité de l'amplitude et de la fréquence d'oscillation.
- Les taux de distorsion harmonique doit rester très faible pour éviter un décalage entre la fréquence d'oscillation et la fréquence propre du résonateur.

I - STRUCTURE DE L'AMPLIFICATEUR

La structure de l'amplificateur a été élaborée dans le cadre d'une étude générale des dispositifs amplificateurs à large bande de fréquences, poursuivie au Laboratoire de Mesures Automatiques. Le choix final des éléments du schéma résulte :

- d'études théoriques de montages existants
- d'études systématiques, au calculateur, à l'aide de programmes adaptés, de montages amplificateurs élémentaires
- de la réalisation de plusieurs prototypes.

Il s'est avéré nécessaire de séparer les différentes fonctions que doit réaliser l'amplificateur pour éviter une trop grande inter-action de la commande de gain sur les admittances d'entrée et de sortie.

D'autre part, pour diminuer le bruit et les rotations de phase parasites, il est important de réduire le plus possible le nombre de transistors du montage.

La structure choisie comprend quatre fonctions :

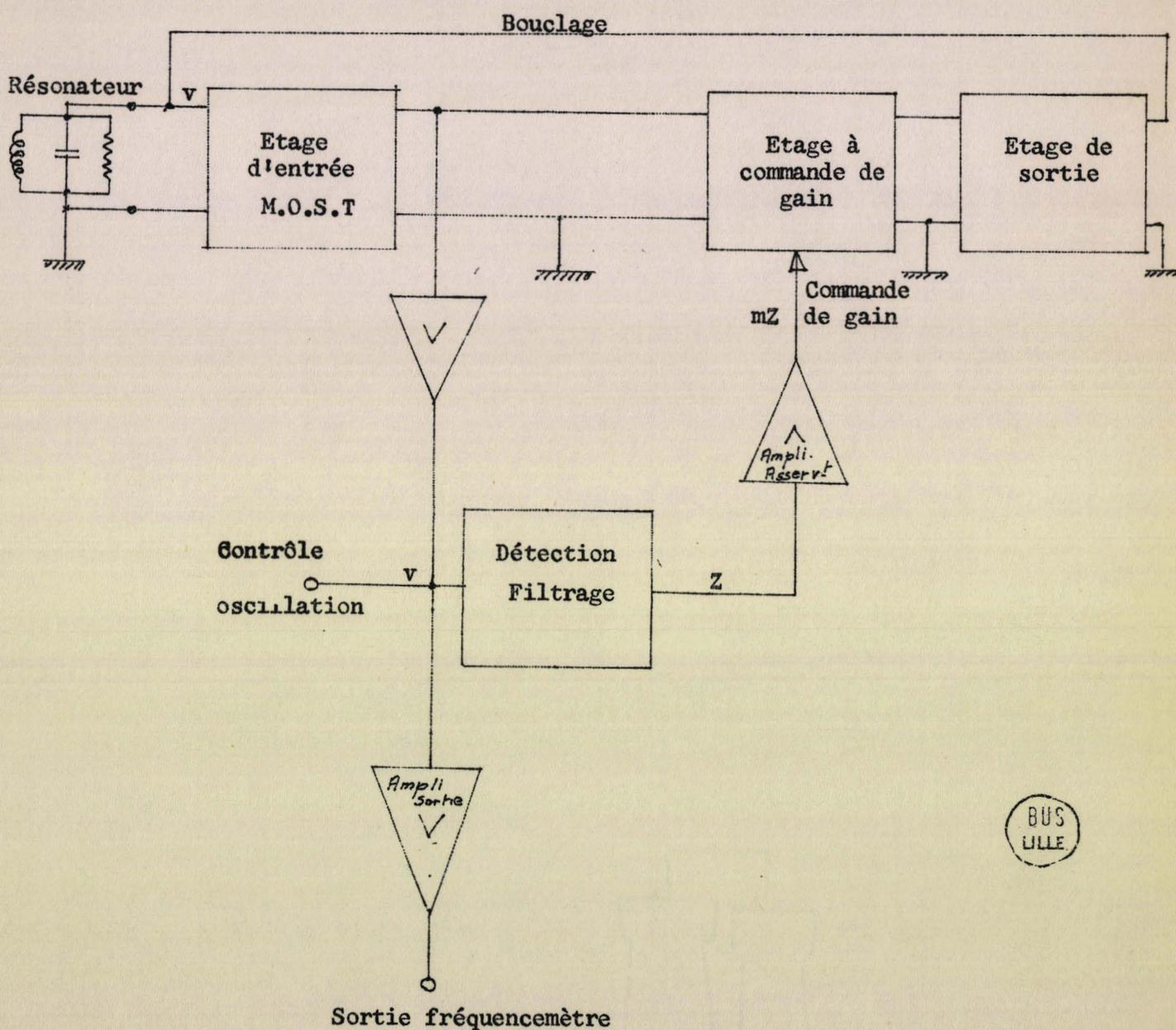
- un adaptateur d'entrée
- un étage amplificateur à commande de gain
- un étage amplificateur-adaptateur de sortie
- un dispositif de commande de gain par détection d'amplitude

L'étage adaptateur d'entrée utilise un transistor à effet de champ monté en drain commun. L'admittance d'entrée est à la fois plus faible et plus stable qu'en utilisant un transistor à jonctions ordinaire.

Les deux étages suivants utilisent des transistors silicium à fréquence de transition élevée, montés en émetteur commun faiblement chargés afin d'éviter les rotations de phase. Les résistances de charge de faible valeur permettent de réaliser un montage très stable malgré la capacité de réaction interne des transistors ; de ce fait, des structures plus complexes mais moins sensibles à cette réaction présentent peu d'intérêt. Parmi elles, un ensemble de deux étages cascades primitivement étudié a été abandonné en raison de son facteur de bruit trop important.

Le schéma synoptique de l'amplificateur réalisé est donné page suivante :

SCHEMA SYNOPTIQUE DE L'AMPLIFICATEUR BOUCLE



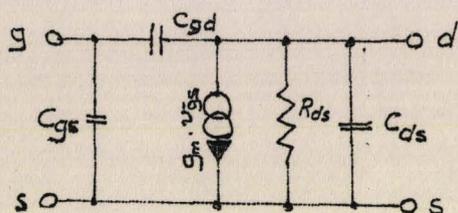
II ETAGE D'ENTREE

Cet étage doit présenter une capacité d'entrée réduite et aussi constante que possible en fonction de la fréquence ; l'argument du gain doit être faible.

On a choisi un transistor à effet de champ de type MOST, 3 N I28 spécialement adapté pour résoudre ce problème.

Ce transistor est utilisable à des fréquences inférieures à 1 GHz ; il est caractérisé par une très faible capacité de réaction interne (0,13pF)

Autour du point de fonctionnement défini par $V_{ds} = 15$ Volts, $I_d = 5$ mA, le constructeur propose un schéma équivalent dont les éléments peuvent être en première approximation considérés comme sensiblement constants pour des fréquences inférieures à 100 MHz



$$\begin{aligned} C_{gs} &= 5,6 \text{ pF} \\ C_{gd} &= 0,13 \text{ pF} \\ C_{ds} &= 1,2 \text{ pF} \\ R_{ds} &= 10 \text{ kOhms} \\ g_m &\neq 5 \text{ mA/V} \end{aligned}$$

Figure 1

Pour réduire la capacité d'entrée, le transistor est monté en drain commun comme l'indique la figure 2 :

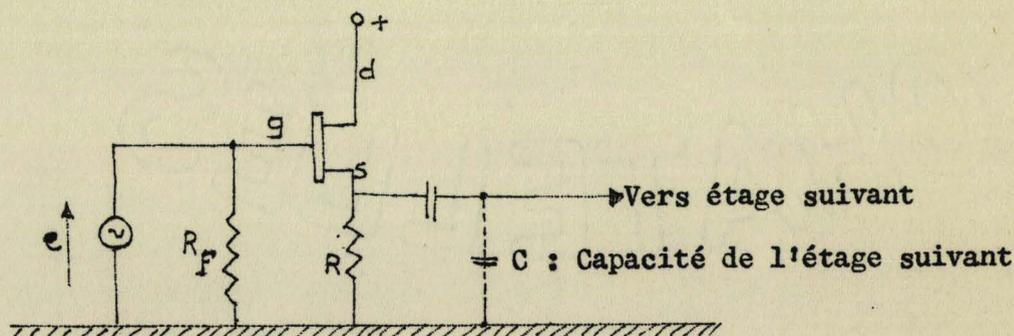


Figure 2

La résistance R_f est la résistance de fuite de "gate" ; elle peut atteindre plusieurs mégohms et sera négligée dans la suite des calculs.

En régime dynamique, le montage est équivalent au schéma de la figure 3 :

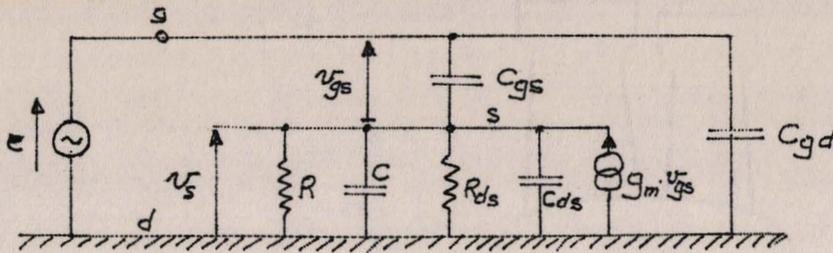


Figure 3

II - 1 CALCUL DE L'ADMITTANCE D'ENTREE

$$\text{On pose : } C_T = C + C_{ds} \quad (\text{II - 1})$$

$$G_T = \frac{1}{R} + \frac{1}{R_{ds}} \neq \frac{1}{R} \quad (\text{II - 2})$$

R est de l'ordre d'une centaine d'ohms

Le calcul de l'admittance d'entrée donne :

$$y_i = G_i + j\omega C_i \quad \text{avec :}$$

$$G_i = \frac{\omega^2 C_{gs} (G_T C_{gs} - C_T g_m)}{(G_T + g_m)^2 + \omega^2 (C_T + C_{gs})^2} \quad (\text{II - 3})$$

$$C_i = C_{gs} \frac{G_T (G_T + g_m) + \omega^2 C_T (C_T + C_{gs})}{(G_T + g_m)^2 + \omega^2 (C_T + C_{gs})^2} + C_{gd} \quad (\text{II - 4})$$

La relation (II - 3) montre que :

aux basses fréquences, G_i tend vers 0

aux très hautes fréquences, G_i tend vers :

$$\frac{C_{gs} (G_T C_{gs} - C_T g_m)}{(C_T + C_{gs})^2}$$

Pour éviter l'instabilité, G_i doit être positive ;

il faut donc :

$$\frac{G_T}{C_T} > \frac{g_m}{C_{gs}} \quad (\text{II} - 5)$$

Cette condition détermine le choix de la résistance R.

Il apparaît donc important de réduire C_T , c'est-à-dire en fait, la capacité d'entrée de l'étage suivant.

Deux structures peuvent être adoptées pour ce second étage :

- un collecteur commun
- un étage émetteur commun à faible charge pour réduire la capacité ramenée à l'entrée.

La première structure présente l'inconvénient d'introduire un étage supplémentaire, sans gain, qui augmente le bruit global de l'amplificateur.

La deuxième solution, plus avantageuse, a été choisie.

Dans ce cas, la capacité d'entrée de l'étage suivant peut être évaluée entre quatre et six picofarads (cette valeur sera vérifiée dans la suite des calculs).

On a donc avec les valeurs numériques proposées par le constructeur :

$$C_T \neq C_{gs} \quad (\text{II} - 6)$$

La résistance R devra donc être inférieure à $1/g_m$ soit 200 ohms

La relation (II - 4) donne la variation de C_i avec la fréquence.

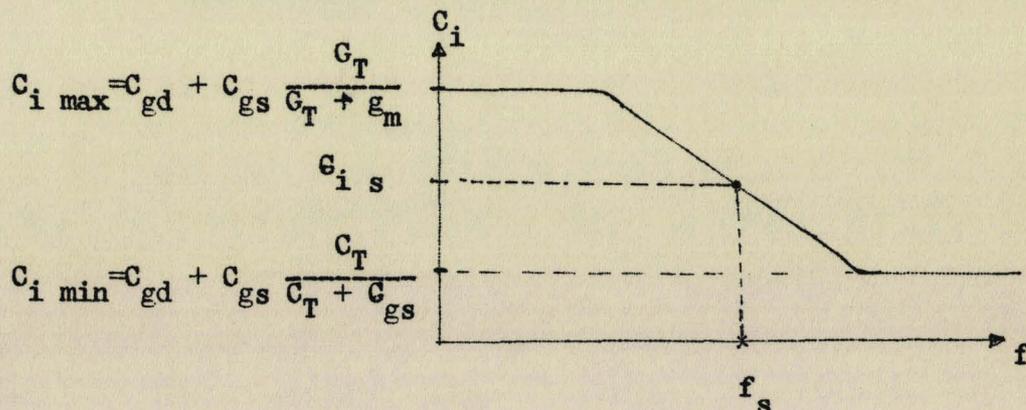


Figure 4

La courbe C_i (f) présente un point d'inflexion pour f_s défini par :

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{3}} \frac{G_T + g_m}{C_T + C_{gs}} \quad (\text{II} - 7)$$

A cette fréquence, C_i vaut :

$$C_{is} = C_{gd} + C_{gs} \left(\frac{3}{4} \frac{G_T}{G_T + g_m} + \frac{1}{4} \frac{C_T}{C_T + C_{gs}} \right) \quad (\text{II} - 8)$$

Lorsque $\frac{G_T}{C_T}$ tend vers $\frac{g_m}{C_{gs}}$, les deux paliers horizontaux de la courbe, figure 4, sont confondus. La variation de C_i avec la fréquence est alors nulle.

Dans la pratique, on ne peut choisir $G_T C_{gs} = C_T g_m$ car le montage est instable (II - 5).

On choisit donc une résistance de charge R telle que f_s soit hors de la bande de fréquences utiles (f_s supérieure à 100 MHz)

II - 2 CALCUL DU GAIN

La mise en équations du circuit de la figure 3 donne :

$$a = \frac{v_s}{e} = \frac{g_m + j\omega C_{gs}}{(G_T + g_m) + j\omega(C_{gs} + C_T)} \quad (\text{II} - 9)$$

La variation du module de a importe peu puisque l'amplificateur possède une commande automatique de gain. Néanmoins, il est à remarquer qu'aux basses fréquences, a tend vers :

$$a_1 = \frac{g_m}{g_m + G_T} \quad (\text{II} - 10)$$

Cette relation limite le choix de G_T proposé dans l'étude de la capacité d'entrée. En effet, les relations (II - 5) et (II - 7) imposent de choisir G_T élevée ; plus G_T est grande, plus f_s est élevée, mais, plus le gain est réduit, comme le montre la relation (II - 11) :

$$a_1 = \frac{g_m}{2 \eta \sqrt{3} f_s (C_T + C_{gs})} \quad (\text{II} - 11)$$

obtenue par combinaison de (II - 10) et (II - 7)

En pratique, si l'on impose $f_s = 120$ MHz, la résistance R vaut 100Ω et le gain est de 0,33.

La phase du gain présente une particularité intéressante pour la réalisation de l'amplificateur. De (II - 9) on tire :

$$\psi = \text{Arc tg } \omega \frac{C_{gs} G_T - C_T g_m}{g_m (g_m + G_T) + \omega^2 C_{gs} (C_{gs} + C_T)} \quad (\text{II} - 12)$$

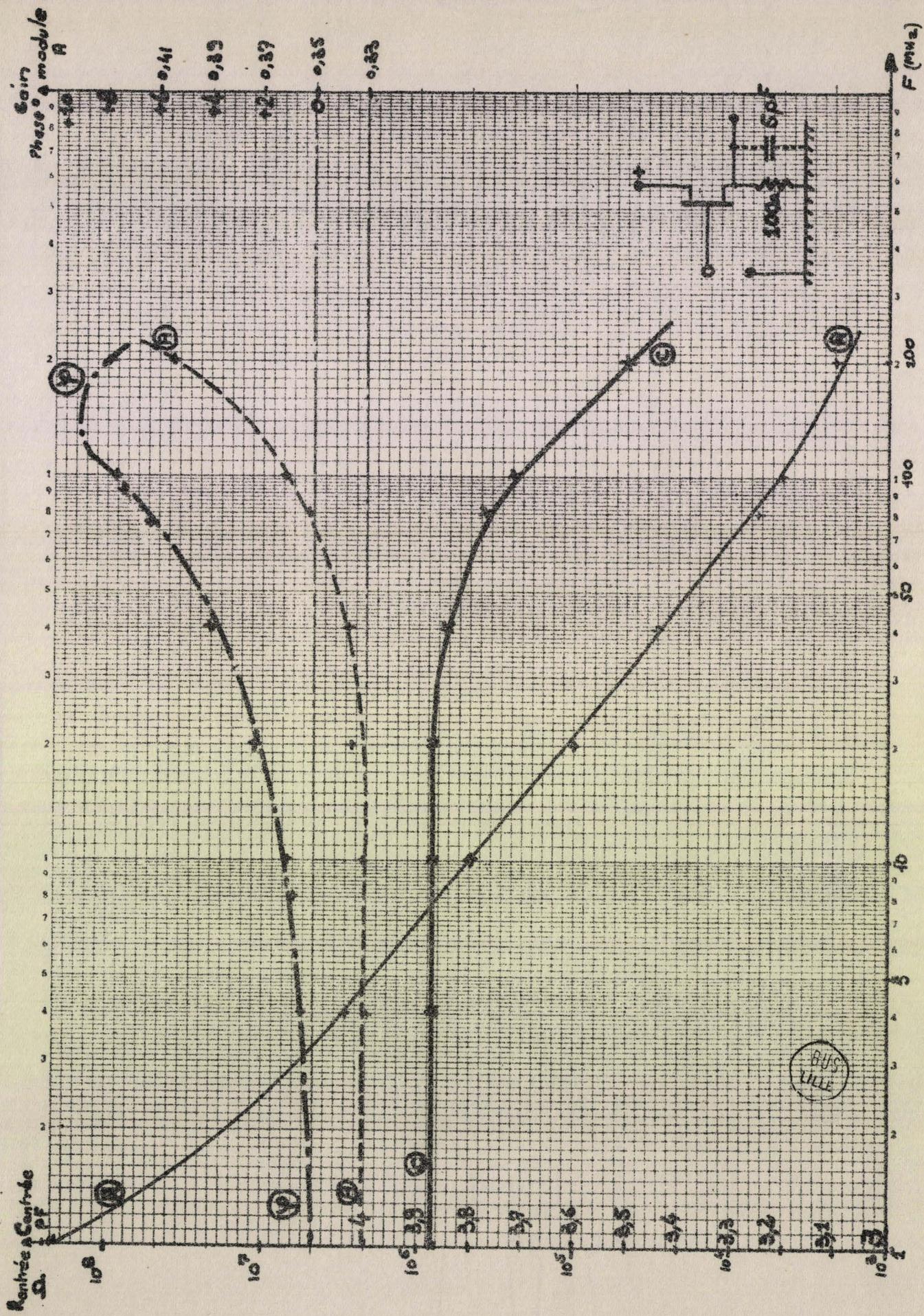
ψ tend vers zéro aux basses et aux hautes fréquences ; aux fréquences intermédiaires, la relation (II - 5) montre que ψ est toujours positif. Cette propriété est particulièrement intéressante pour compenser les chutes de phase inévitables des étages suivants aux hautes fréquences.

II - 3 COMPORTEMENT DE L'ETAGE D'ENTREE CHOISI

Les remarques exposées dans les paragraphes II - 1 et II - 2 ont permis un choix judicieux de la résistance de charge R (100 Ohms) et de la capacité d'entrée de l'étage suivant (évaluée à 5 pF).

L'étude systématique de l'admittance d'entrée du module et de la phase du gain de cet étage a été effectuée au calculateur à toutes les fréquences jusqu'à 200 MHz. Les calculs ont été nettement facilités par l'utilisation du programme " RESAL " mis au point par BULL-GENERAL ELECTRIC. Les résultats sont donnés page suivante. On remarque en particulier la constance, à 0,15 pF près, de la capacité d'entrée à toutes les fréquences inférieures à 100 MHz.

On note, d'autre part, une avance de phase croissante avec la fréquence jusqu'à plus de 100 MHz. Cette avance d'environ 8° permet de laisser subsister pour chacun des deux étages suivants, un retard de phase de quelques degrés très difficilement corrigible sans altérer la stabilité.



ETAGE D'ENTREE M.O.S.T. 3W12B

BUS LILLE

III - L'ETAGE INTERMEDIAIRE

L'étage émetteur commun assure la commande de gain de l'amplificateur.

Ses caractéristiques essentielles sont :

- faible capacité ramenée à l'entrée (voir étude de l'étage d'entrée)
- amplification à phase constante jusqu'à 100 MHz
- gain maximum de l'ordre de 2

L'amplificateur est réalisé à partir d'un transistor ayant :

- une faible résistance intrinsèque de base pour éviter les déphasages à l'entrée.
- une fréquence de coupure f_t élevée (de l'ordre du GHz)
- une faible capacité de réaction interne ($C_{B'C}$)
- une commande de pente très énergique en fonction du courant émetteur
- une faible dérive thermique du courant de collecteur.

Plusieurs transistors au silicium peuvent convenir : 2N.13 663, 2N 3 960, 2N 4 260, BFY 90.

Après essais, le 2N 3663 a été retenu.

Nous présentons la variation de la capacité d'entrée, du gain en module et phase de l'étage en fonction de la fréquence, puis les artifices de correction de phase.

L'étude est effectuée pour un courant de polarisation moyen
(gain moyen : 1,5).

Les calculs théoriques s'effectuent sur l'ordinateur, mais le problème est ici beaucoup plus compliqué que pour l'étage d'entrée.

Les seules grandeurs dynamiques données par le constructeur pour ce transistor sont les paramètres " y ", sous forme complexe, de la matrice admittance à différentes fréquences ; le programme " RESAL " utilisé précédemment ne permet pas l'introduction de générateurs complexes.

Deux méthodes de calcul sont alors possibles pour palier à cette incompatibilité :

- Rechercher à partir des paramètres " y ", les éléments du schéma naturel de Giacoletto, ne pas tenir compte du temps de transit des porteurs dans la base (le générateur de courant $g_m v_{B'E}$ est alors réel) puis utiliser le programme "RESAL"

- Abandonner le programme " RESAL ", mettre le circuit en équations sous forme littérale classique et utiliser le calculateur avec un programme adapté pour les calculs numériques.

La recherche des éléments du schéma naturel proposée dans la première méthode est délicate car :

- l'imprécision de lecture des courbes donnant les paramètres " y " conduit à des erreurs importantes dans la détermination des éléments.

- la connaissance préalable de la résistance intrinsèque de base r_{BB} est indispensable ; or, celle-ci ne peut être qu'évaluée d'après les données du constructeur.

- l'optimisation des résultats conduit à des temps de calcul trop longs.

Cette méthode est en cours de développement au Laboratoire ; elle a permis de donner un schéma naturel approché du 2N 3 663 valable jus qu'à 100 MHz.

Les calculs ont donc été effectués à partir de la seconde méthode et plusieurs résultats furent vérifiés à l'aide du schéma de Giacoletto approché.

III - 1 ETUDE DE LA PHASE ET CHOIX DES COMPENSATIONS

Le schéma de base de l'étage est donné fig. 5

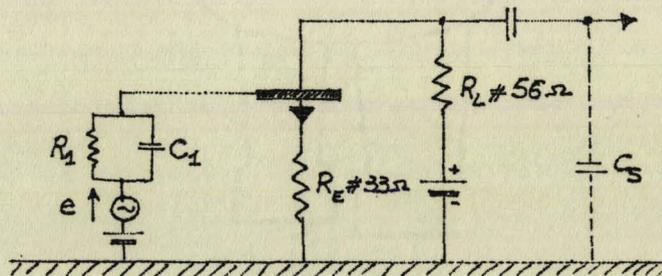


figure 5

L'ensemble $R_1 - C_1$ représente l'admittance de sortie de l'étage précédent (MOST). Elle est de l'ordre de 50 Ohms shuntée par 4 à 6 pF ; C_s est la capacité d'entrée de l'étage émetteur commun suivant (environ 5 pF) ; la résistance de charge R_L est faible pour minimiser les rotations de phase dues à C_s ; la résistance R_E stabilise le gain en atténuant la diminution d'impédance d'entrée du transistor aux hautes fréquences.

L'étude du gain de ce circuit à l'ordinateur donne les courbes fig 6

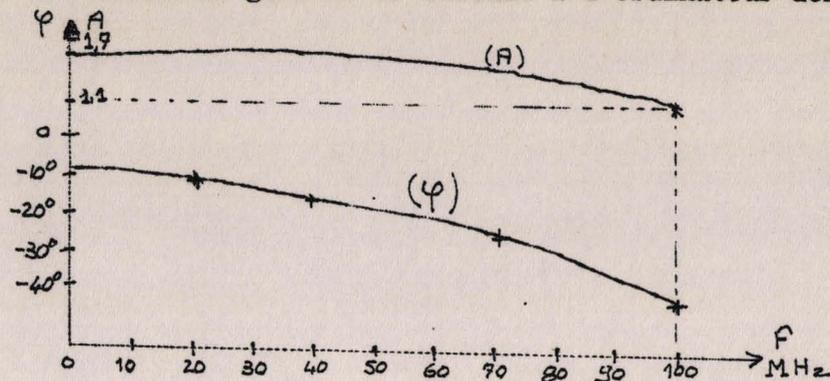
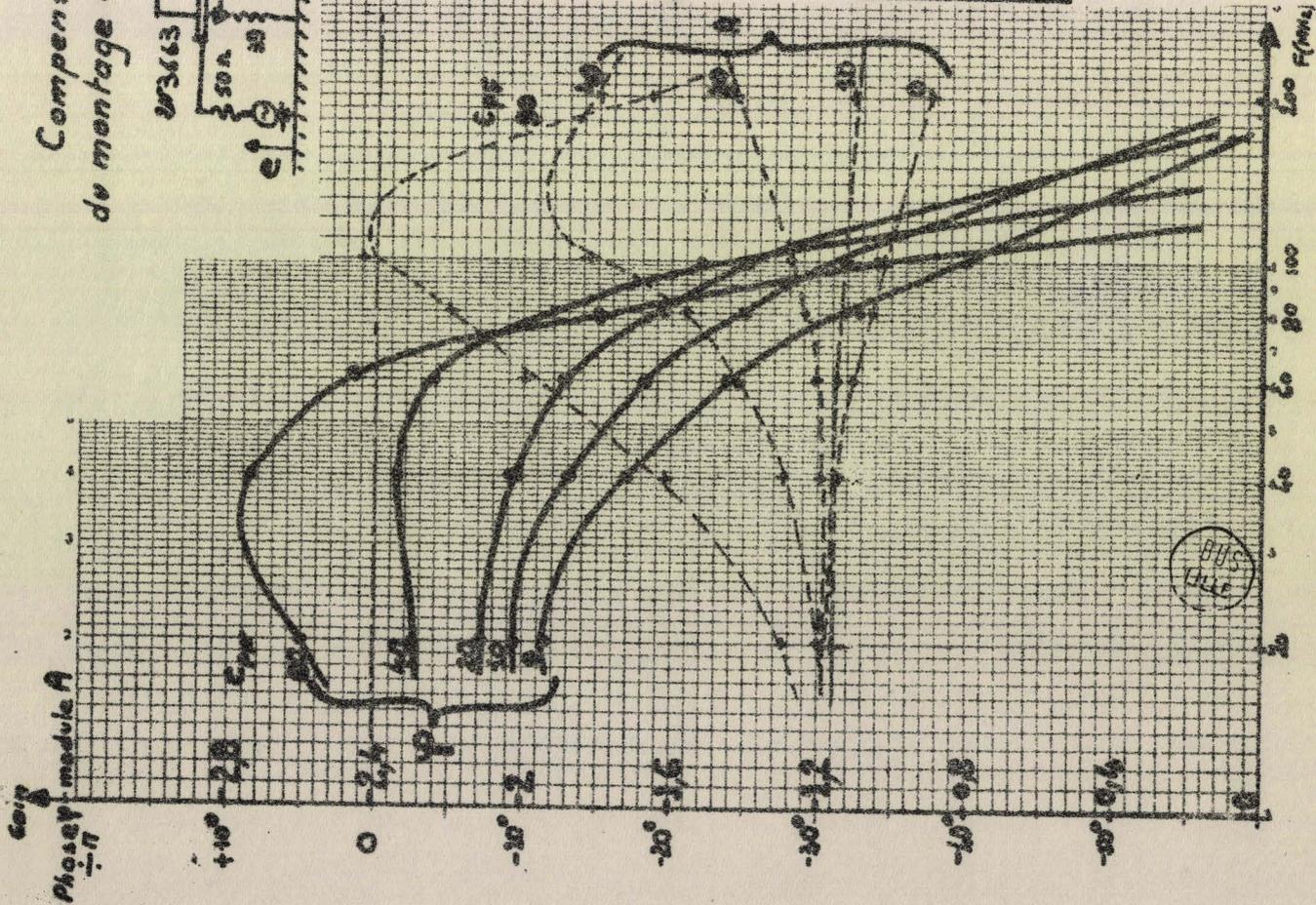
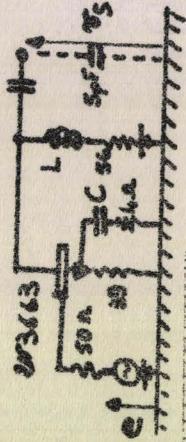


Figure : 6

On remarque une rotation de phase trop importante (40° pour 100 MHz). Pour la compenser, on découple partiellement la résistance d'émetteur R_E par un condensateur C et on place en série avec la charge R_L une bobine L judicieusement choisie.

Le calculateur fait varier progressivement C et L de façon à optimiser la courbe de phase ; certains résultats caractéristiques de cette étude sont donnés sous forme graphique page suivante. La famille de courbes de gauche montre l'influence du découplage partiel d'émetteur sur la phase de cet étage ; on remarque qu'il est possible d'annuler la rotation de phase dans une certaine gamme de fréquences mais, qu'ensuite, la chute de phase est plus importante que sans compensation. Les courbes pointillées montrent la répercussion sur le module du gain. Après sélection de la capacité de compensation la plus appropriée (30 à 40 pF), l'influence de L est précisée par les courbes de droite ; avec $L = 30$ nH, la variation de phase est inférieure à 15° jusqu'à 100 MHz.

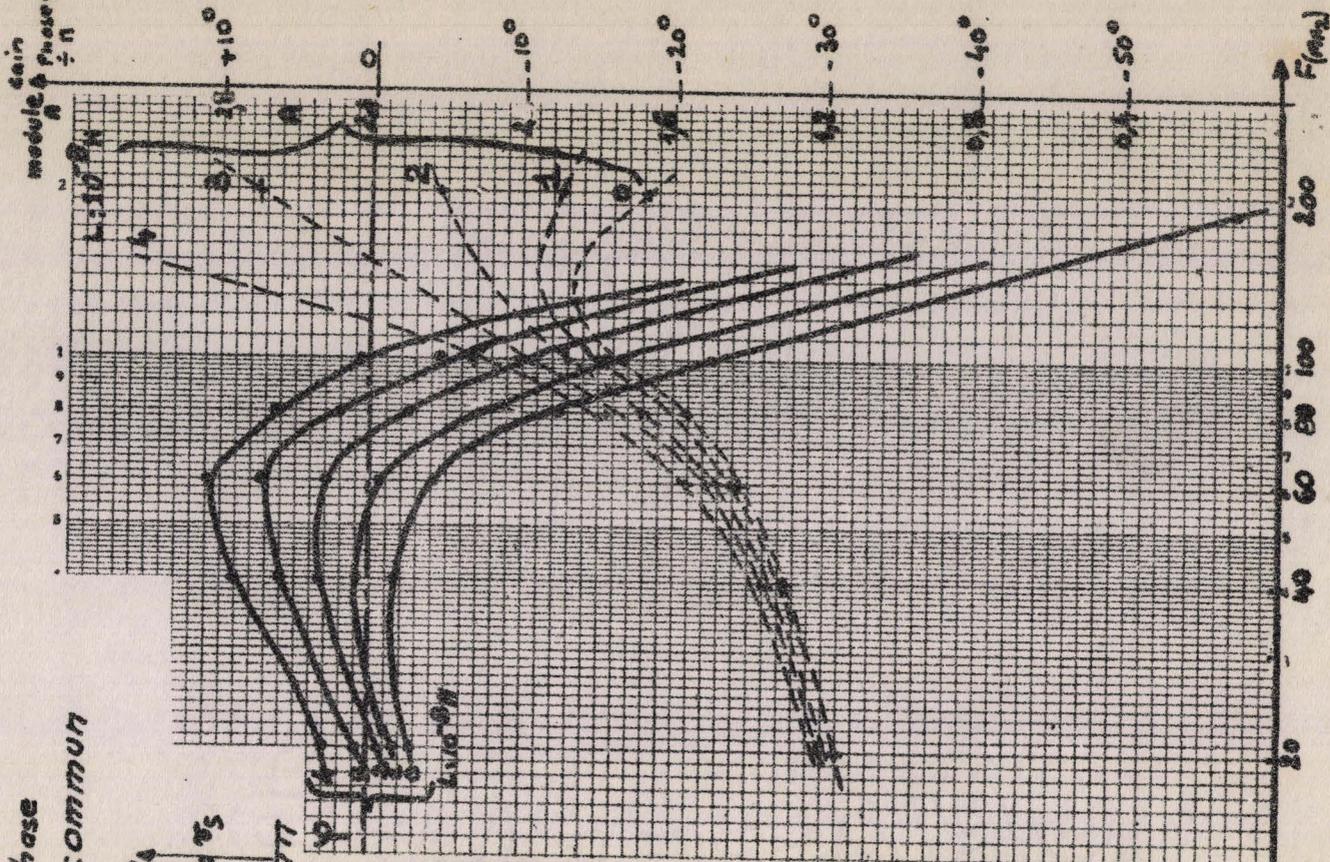
Compensation en phase
du montage à émetteur commun



$L=0$

découplage
partiel d'
émetteur
 $0 < C < 80 \text{ pF}$

charge
selfique de
collecteur
 $0 < L < 4 \cdot 10^{-8} \text{ H}$



$C=40 \text{ pF}$

III - 2 SCHEMA OPTIMALISE

La phase du montage compensée par C (30 à 40 pF) et L (environ 30nH) a été plus finement étudiée par faibles variations successives des divers éléments du circuit.

Le circuit optimisé obtenu est donné fig. 7

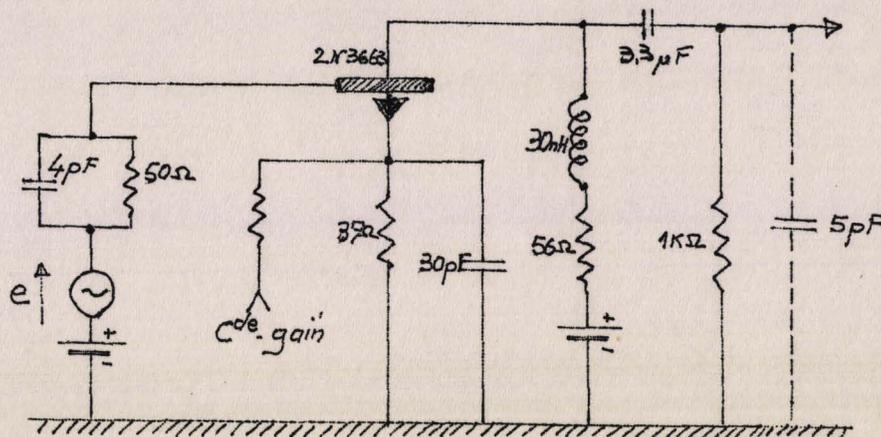


Figure : 7

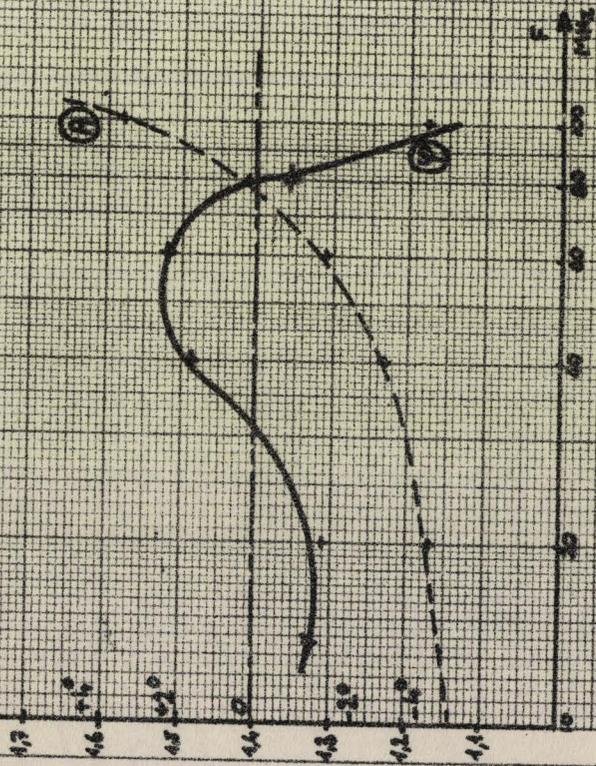
La résistance de 1.000 Ohms évite une trop importante remontée du gain aux hautes fréquences. Le comportement de ce circuit est résumé dans les courbes page suivante.

On remarque en particulier la constance de phase à $\pm 2^\circ$ jusque 80 MHz et à 6° près jusqu'à 100 MHz.

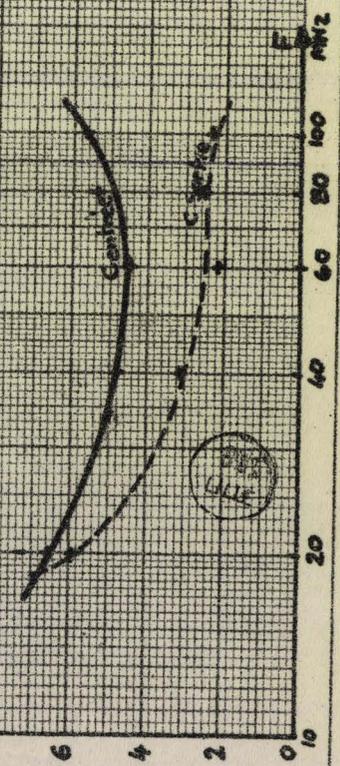
A ce stade, il semble inutile de poursuivre les calculs. Des compensations plus fines pourront être obtenues lors de la réalisation par des ajustements judicieux (contre réaction selfique collecteur base, bobine en série dans la base, etc...)

Le calcul de la capacité d'entrée donne $C_e = 5$ pF constante à environ 1 pF près jusqu'à 100 MHz. Ceci justifie la valeur de capacité de charge choisie lors de l'étude du MOST d'entrée.

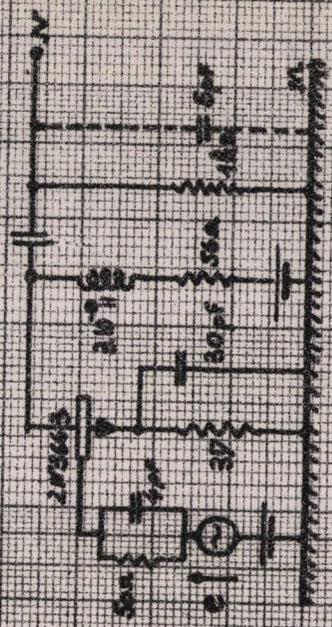
Courbes de gain



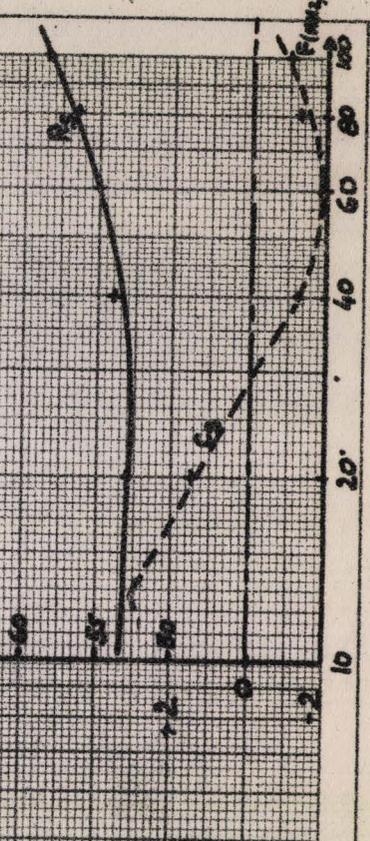
Capacités d'entrée et de sortie du transistor



Montage Emetteur Common
Compensation Phase



Admittance de Sortie totale du montage E-C (vue entrée transistor)



III - 3 STABILITE DU MONTAGE

La capacité de réaction interne C_{B1C} du transistor peut provoquer le départ en oscillations du montage. La stabilité est d'autant meilleure que C_{B1C} est faible (environ 1 pF pour le 2N 3 663). Néanmoins, en raison de la grande gamme de fréquences couverte, il est important de vérifier la marge de sécurité que présente ce circuit.

STERN (10) a montré que la stabilité d'un amplificateur dépendait des paramètres du transistor et des parties réelles des admittances de charge et de source. Il a défini un facteur de stabilité :

$$k = \frac{2 (g_{11E} + G_g) (g_{22E} + G_L)}{\sqrt{M^2 + N^2} + M}$$

avec $M + jN = y_{12E} \cdot y_{21E}$

G_g : partie réelle de l'admittance du générateur

G_L : partie réelle de l'admittance de charge

Pour une charge et un générateur donnés, le montage est stable si k est supérieur à 1. Avec le circuit étudié, le calcul de k à différentes fréquences donne :

F (MHz)	20	40	60	80	100	200
k	46,8	71,8	122	122	192,5	355,7

La marge de sécurité est donc suffisante et la stabilité du montage peut être garantie en cas de variation notable de température ou de remplacement de transistors.

IV - L'ETAGE DE SORTIE

Cet émetteur commun doit avoir les mêmes caractéristiques que le précédent, mais il doit présenter en plus une grande conductance et une faible capacité de sortie.

Un étage rigoureusement identique au précédent convient.

Ce choix procure les avantages suivants :

- aux hautes fréquences (100 MHz), chaque étage a un retard de phase de l'ordre de 4° , le retard global de 8° environ est compensé par une avance de phase égale présentée par le MOST d'entrée.

- ce dernier transistor est placé dans les conditions optimales d'attaque pour satisfaire les exigences concernant l'admittance de sortie comme le montre la figure 8.

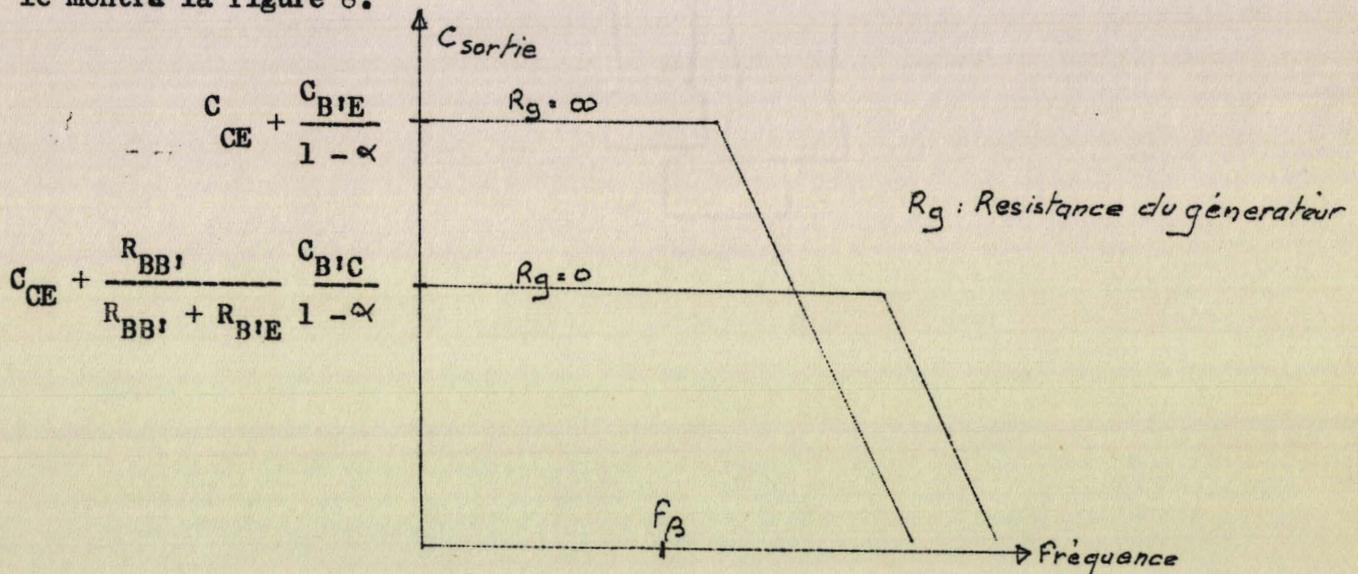


Figure 8

Ces courbes, dues à SION (11), élaborées dans le cadre d'une étude systématique des structures amplificatrices à large bande montrent que, pour obtenir une capacité de sortie faible et constante, le transistor doit être attaqué en tension, ce qui est réalisé ici en raison de la faible résistance de charge de l'étage intermédiaire.

Le calcul à l'ordinateur de la résistance et de la capacité de sortie a été traduit graphiquement page : 52 .. R_s reste constante à 5 Ohms près, et C_s est compris entre + 3 et - 2 pF dans toute la bande de fréquences jusqu'à 100 MHz.

V - LA COMMANDE DU GAIN DE L'AMPLIFICATEUR

Comme il a été indiqué dans l'étude théorique, le gain de l'amplificateur est asservi à l'amplitude de la tension d'entrée.

Pour ne pas modifier la fréquence d'oscillation, l'information d'amplitude est prise après l'étage adaptateur d'entrée. La tension recueillie est environ trois fois plus faible que celle existant aux bornes du résonateur. Cette atténuation diminue légèrement aux hautes fréquences (gain du MOST : 0,33 en BF et 0,36 à 100 MHz). Un amplificateur de gain voisin de 3 fournit une tension sensiblement égale à la tension d'entrée. La bande passante de cet étage a été réduite de façon à ce que le gain global de l'ensemble amplificateur + étage d'entrée MOST 3N 128 soit constant jusqu'à 100 MHz.

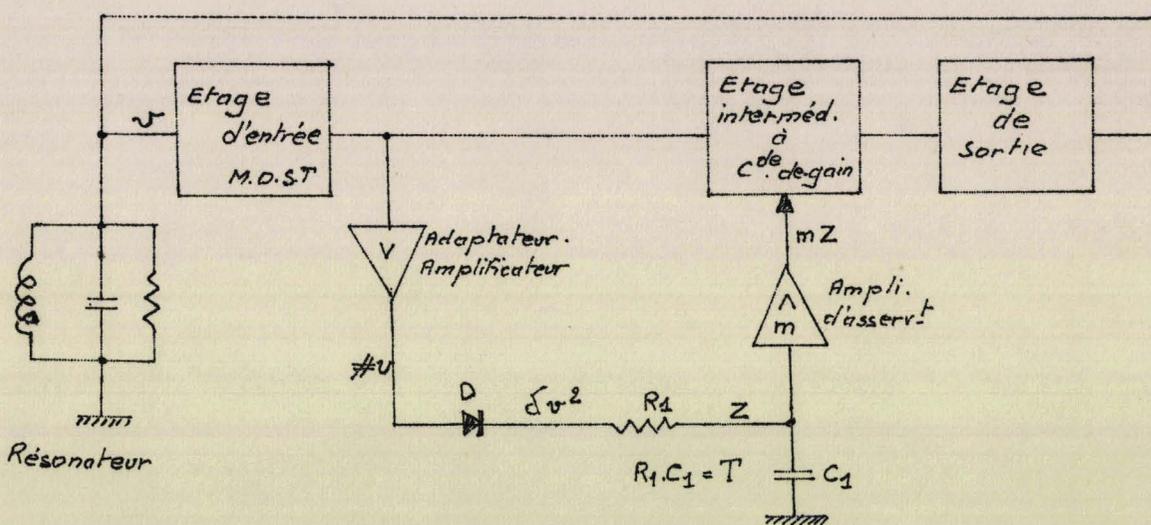


figure 9

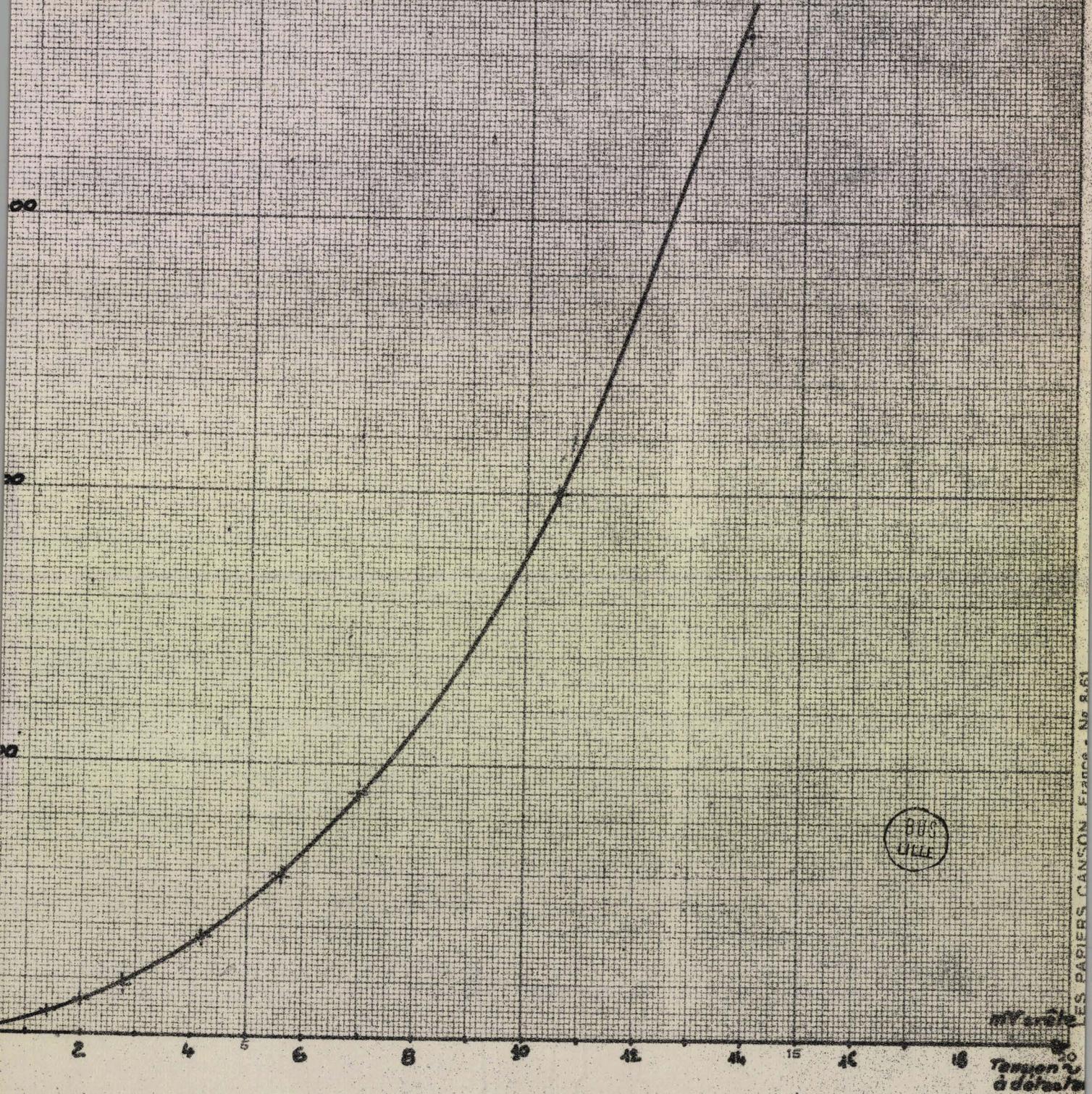
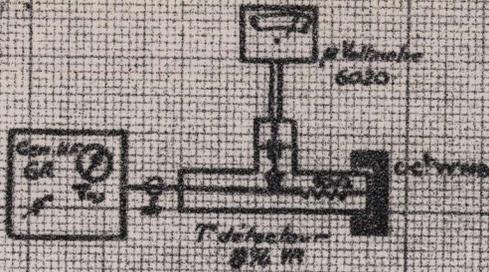
La tension v est faible, de l'ordre de 10 à 20 mV crête. De ce fait, le choix de la diode D est délicat. Après essais, la diode 1N 23 donne satisfaction ; sa courbe de détection est donnée page suivante. On remarque que, pour des tensions de l'ordre de la dizaine de millivolts, la loi de détection est sensiblement quadratique et peut s'écrire :

$$V \text{ détecté} = \delta v^2 \text{ avec } \delta \neq 3,8 \text{ V}^{-1}$$

Diode 1N23

$0,1 < F < 200\text{MHz}$

Electée
μV



BUS
LILLE

Tension à détecter

LES PAPIERS CANSON France - No 80

Si la constante de temps T de filtrage est suffisamment grande, la tension Z a pour expression (lère partie (IV - 29) et (IV - 49)) :

$$Z = \frac{\delta}{2} V^2 \quad (V - 1)$$

La commande de gain agit de façon telle que la tension Z atteigne la valeur V_0^2 définie lors de l'étude théorique sous forme approchée, par (III - 29)

$$Z = V_0^2 = \frac{\Gamma I_{EO} - 1}{\Gamma I_{EO} b m}$$

avec ΓI_{EO} = gain de l'amplificateur en absence d'asservissement : de l'ordre de 2

d'où

$$Z = V_0^2 \neq \frac{1}{2 b m} \quad (V - 2)$$

avec

$$b = \frac{e}{kT} \neq 40 \text{ V}^{-1}$$

par combinaison de (V - 1) et (V - 2) ; on obtient :

$$\frac{1}{80 m} = \frac{\delta \cdot V^2}{2} \quad (V - 3)$$

La relation (V - 3) permet de déterminer le gain m de l'amplificateur d'asservissement pour obtenir une amplitude d'oscillation V donnée.

Pour $V = 10 \text{ mV}$ crête, on déduit $m \neq 60$.

Cette amplification est obtenue par un amplificateur opérationnel à grand gain, doté d'une contre réaction. Le réglage du taux de contre réaction permet de modifier m et, par conséquent, de modifier l'amplitude d'oscillation;

3ème Partie :

L'APPAREIL REALISE :

- DESCRIPTION
- CARACTERISTIQUES
- EMPLOI

I - ASPECTS TECHNOLOGIQUES

La réalisation d'un amplificateur à déphasage entrée-sortie inférieur à quelques degrés aux fréquences inférieures à 100 MHz pose, en plus du choix des structures, de nombreux problèmes technologiques.

Un choix sévère des composants est nécessaire. Dans ce domaine de fréquences, les résistances et condensateurs ne sont plus des éléments résistifs ou capacitifs purs. Des facteurs parasites notables liés à la constitution et au mode de connexion des composants apparaissent.

Il est important d'élaborer des schémas équivalents, indépendants de la fréquence, capables de représenter correctement le comportement de ces composants en haute fréquence (21).

Une étude systématique du comportement de différents types de résistances, condensateurs et éléments à ferrite, a été entreprise et se poursuit actuellement au Laboratoire de Mesures Automatiques (11,12,13).

Quelques notions générales sont indispensables pour la réalisation de cet amplificateur.

I - 1 LES RESISTANCES

Les résistances doivent être non selfiques et présenter une faible capacité entre embouts. Leur encombrement doit être aussi réduit que possible et leur stabilité doit rester excellente même en cas de soudure avec connexions très courtes.

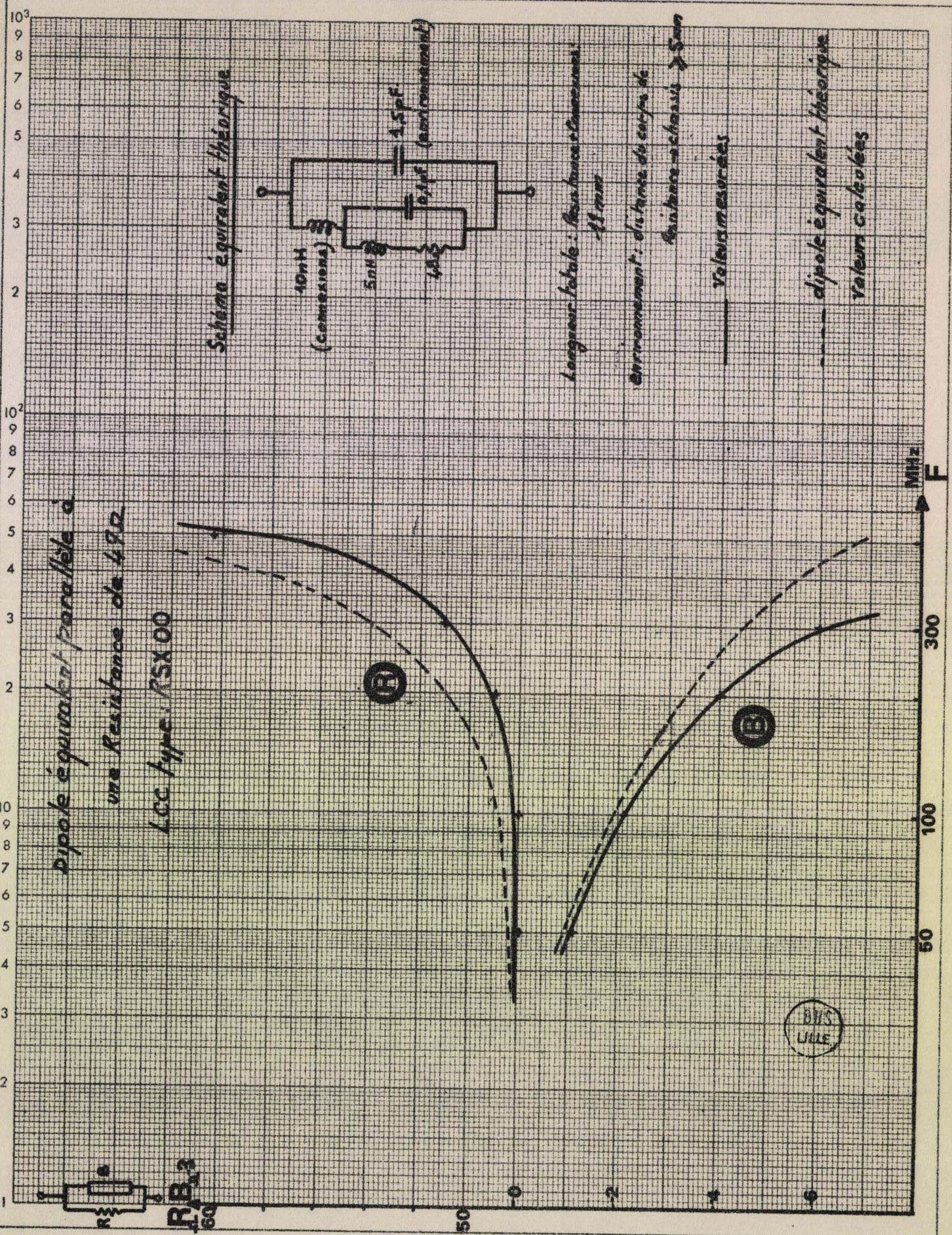
Nous avons choisi la résistance LCC type RSX00 dont les caractéristiques sont :

Puissance 1/20 W Longueur 2,5 mm Diamètre 0,8 mm

Capacité entre embouts : de l'ordre de 0,15 pF

Le comportement de ces résistances a été étudié avec l'immitancemètre GENERAL RADIO I607 A entre 25 et 1000 MHz. La recherche des valeurs des éléments du schéma équivalent à une résistance donnée se fait au calculateur de façon à superposer la courbe théorique $z = f(F)$ calculée avec la courbe expérimentale.

Nous donnons page suivante le résultat concernant une résistance LCC de 47 ohms avec connexions latérales de 4 mm de longueur.



I - 2 LES CONDENSATEURS

Les condensateurs de découplage ou de liaison doivent présenter une fréquence de résonance nettement supérieure à 200 MHz .
Leur choix est délicat, surtout en ce qui concerne leur mode de connexion.

Deux types ont été sélectionnés :

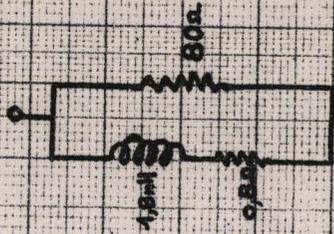
Les condensateurs " céramique " plans et
les condensateurs au mica type " Bouton " LCC

Un problème particulier se pose au sujet des condensateurs devant assurer des découplages ou des liaisons aux basses comme aux hautes fréquences (découplages des alimentations, liaisons entre étages, etc...) Les condensateurs électrochimiques à alumine ne conviennent pas même lorsqu'ils sont doublés par des condensateurs " céramique ". Des résonances parasites notables apparaissent dans la bande de fréquences. Les meilleurs résultats sont obtenus avec des condensateurs au Tantale à armature extérieure soudée directement au châssis.

Le graphe page suivante montre le comportement en fonction de la fréquence d'un condensateur au Tantale AIR-TRONIC de $3,3 \mu F$ à armature extérieure non isolée, soudée directement à la masse.

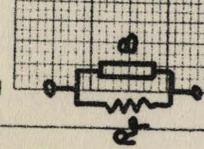
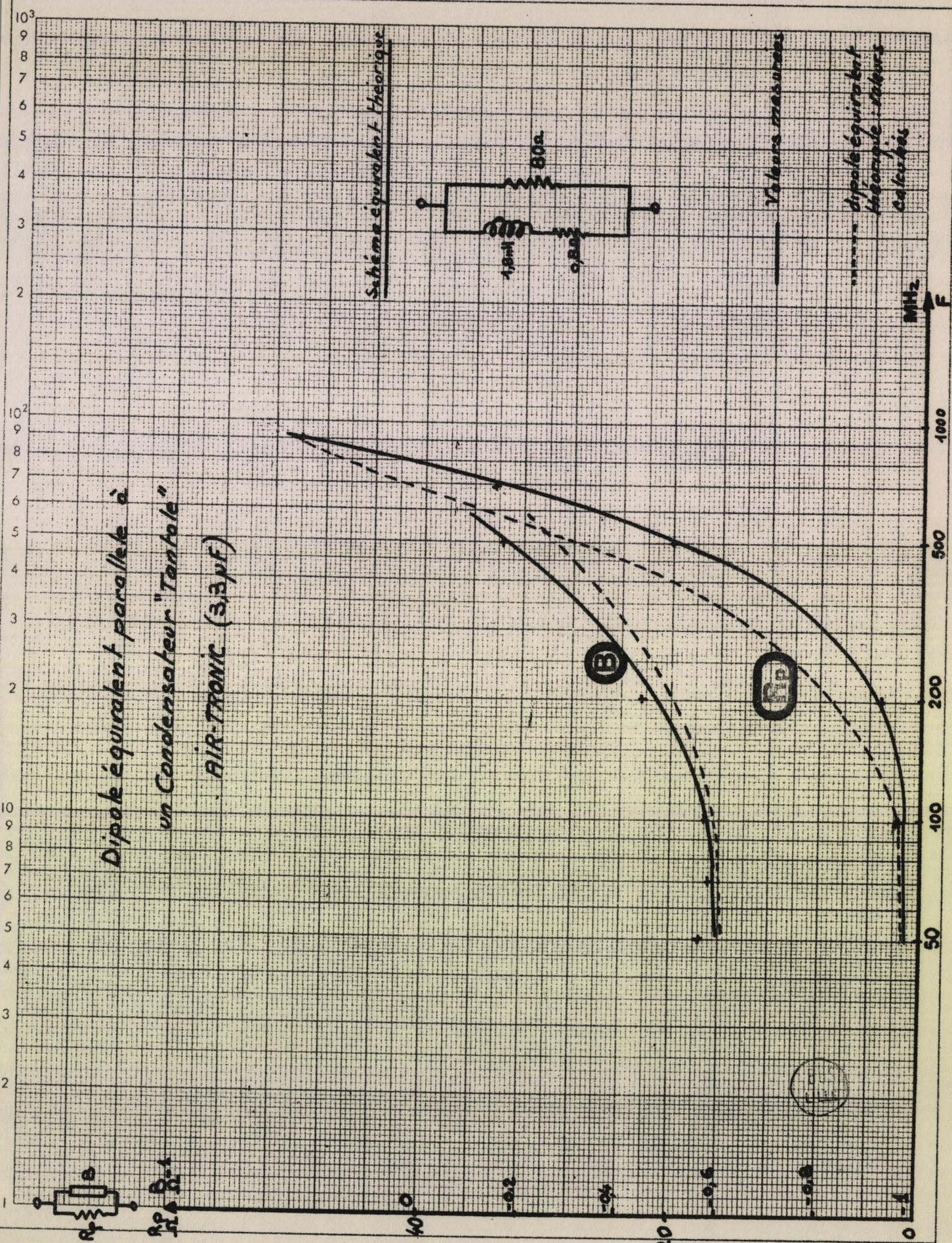
Dipole équivalent parallèle à
un Condensateur "Tantale"
AIR-TRONIC (3,3 μF)

Schéma équivalent théorique



Valeurs mesurées

Dipole équivalent
théorique - Valeurs
calculées



I - 3 LE CABLAGE

Le câblage des éléments est fondamental.

La disposition de chaque élément doit être étudiée.

Les connexions doivent être courtes. De nombreux essais ont été nécessaires. Les meilleurs résultats sont obtenus en utilisant un support stratifié verre cuivré sur les deux faces ; le câblage est réalisé en volume ; les transistors sont soudés sans support.

I - 4 LES MOYENS DE MESURE

Les mesures sur sous-ensembles exigent des appareils performants et particulièrement adaptés.

- Les mesures d'impédances sont réalisées en basse fréquence au pont (General Radio 7I6), aux moyennes fréquences par résonance (Résonateur IREL) et en haute fréquence à l'immitancemètre (General Radio I607 A)

- Les gains des amplificateurs sont déterminés soit directement à l'oscilloscope (Tektronix 454 avec sondes actives à faible capacité) ou par méthode de wobulation (General Radio IO25 A)

- Les mesures de phases sont dégrossies à l'oscilloscope bi-courbe (Tektronix 454), puis affinées par lissajous à l'oscilloscope à échantillonnage (Philips PM 34I9) .

Des mesures directes sont également réalisées au phasemètre (Hewlett-Packard). De grandes précautions doivent être prises pour éviter les différences de longueur de connexion entre les deux sondes de mesure.

- L'évaluation du taux de distorsion harmonique des signaux est obtenue par analyse spectrale (Analyseurs Tektronix 1 L 5 et 1 L 20)

- Les fréquencemètres utilisés sont :

Digitaux	:	Hewlett Packard	:	5247 M
		Beckmann	:	6I2I
Analogique	:	General Radio	:	SER 509

II -- SCHEMA DE L'APPAREIL REALISE

La description de l'appareil est scindée en trois parties :

- l'amplificateur bouclé
- le dispositif d'asservissement
- les circuits annexes

II - 1 L'AMPLIFICATEUR BOUCLE (schéma page 66)

Il se compose d'un étage adaptateur suivi de deux étages émetteur commun. Il est conforme au projet défini par l'étude théorique. Toutes les liaisons sont continues afin d'éviter les relaxations après bouclage ; de ce fait, les étages T 2 et T 3 ne sont pas rigoureusement identiques (T 2 : 2 N 3663 N P N, T 3 : 2 N 4260 PNP) . Des diodes d'équilibrage de potentiel ont été insérées dans les circuits de T 1 et T 2 pour permettre la polarisation donnant la fréquence de transition maximum de T2 et T 3. Ces diodes permettent d'autre part d'améliorer la stabilité thermique de l'ensemble. Des corrections de phase sont effectuées aux moyennes fréquences dans le circuit de base de T 2 et aux hautes fréquences dans les circuits d'émetteurs de T2 et T 3. Des bobines de quelques nanohenrys (20 à 30) sont insérées dans les collecteurs de T2 et T 3 ; elles sont réalisées en grande partie par les longueurs de connexions correctement ajustées. Les connexions entre étages ont été particulièrement étudiées afin d'éviter les oscillations parasites du système, favorisées d'une part par une fréquence de transition de T 1, T 2, T 3 supérieure au Gigahertz et, d'autre part, par un gain croissant aux hautes fréquences dû à l'effet des corrections de phase.

Pour éviter un débit exagéré des transistors en absence de bobine connectée aux bornes " résonateur ", l'ensemble est alimenté par une source de tension de 12 Volts hautement stabilisée et limitée en courant à deux fois l'intensité normale de fonctionnement.

La commande de gain est assurée par T 2 à l'aide d'une tension fournie par le dispositif d'asservissement ; T 2 reçoit d'autre part une autre tension d'asservissement générée par un dispositif réducteur de bruit qui est décrit en II - 3

Les caractéristiques principales de l'amplificateur sont :

- gain aux moyennes fréquences : environ 1,5
- phase constante à 5° près entre 10 kHz et 100 MHz
- impédance d'entrée : conforme à la courbe présentée dans

l'étude théorique du MOST 3 N I28

- niveau maximum admissible à l'entrée : $> 100 \text{ m V eff}$
- bruit ramené à l'entrée : $< 10 \mu\text{V}$

II - 2 LE DISPOSITIF D'ASSERVISSEMENT ET LES SORTIES DE CONTROLE

(schéma page 66)

L'information d'amplitude de la tension d'oscillation est prélevée après le transistor adaptateur T 1 pour éviter de perturber le résonateur. Un étage émetteur commun T 4 amplifie d'environ 3 ; l'ensemble T1-T4 a un gain voisin de l'unité.

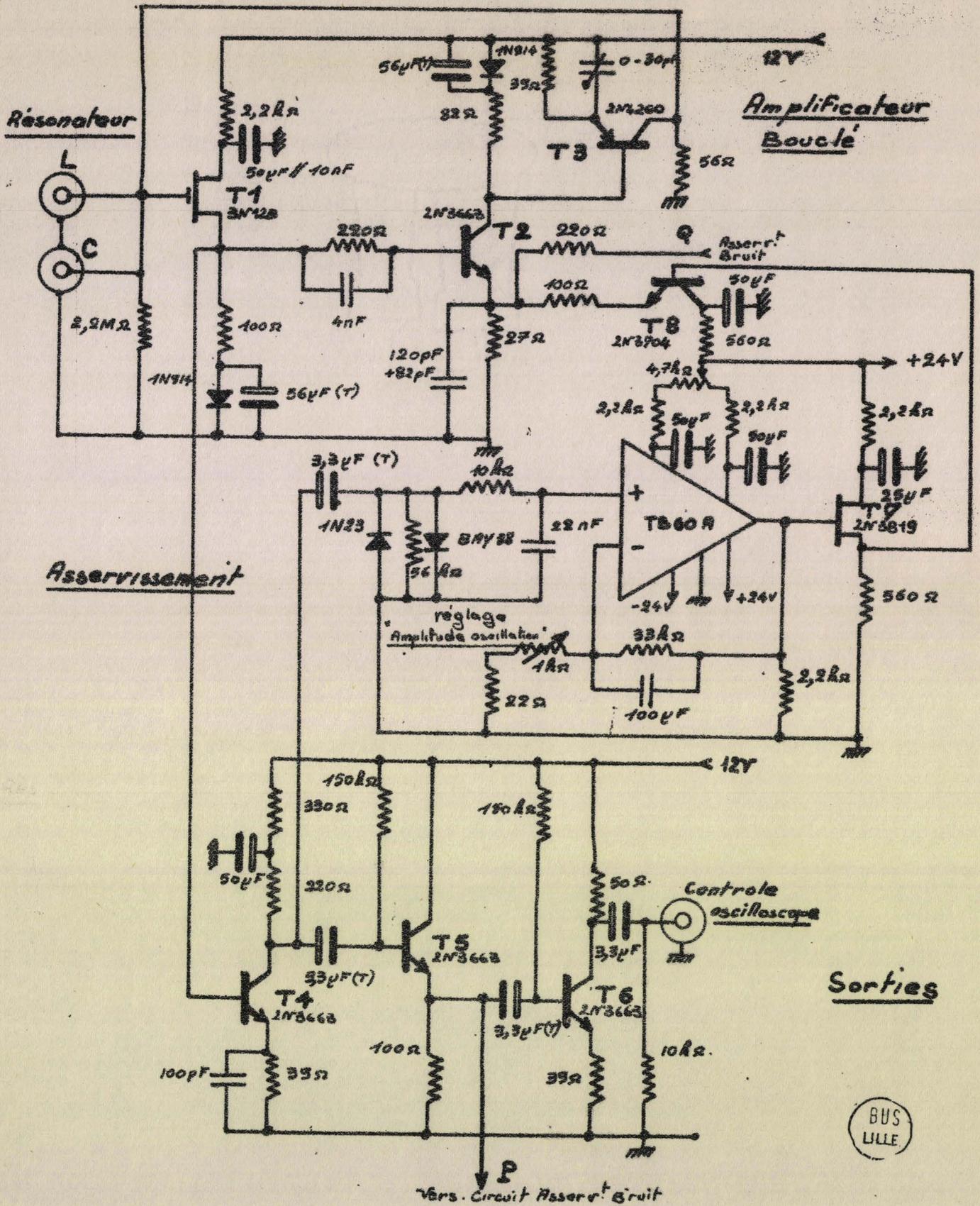
L'information est ensuite détectée par une diode 1 N 23 protégée des surtensions parasites en inverse par une diode B A Y 38 à faible capacité, puis filtrée et amplifiée à l'aide d'un amplificateur opérationnel TRANCHANT T B 60 A dont le gain est réglable par contre-réaction.

Le potentiel moyen de sortie est ajusté à zéro volt par l'intermédiaire d'un potentiomètre d'équilibrage alimenté en 24 Volts. La gamme de réglage du gain du T B 60 A est de 30 à environ 1100.

L'ensemble T 7- T 8 adapte la sortie du T B 60 A à la résistance d'émetteur de T 2.

Le système détecte correctement jusqu'à des fréquences de l'ordre de 150 MHz. La chaîne d'asservissement est telle que les fluctuations d'amplitude sont transmises sans déphasage lorsque leur fréquence est inférieure à quelques Hertz. Les fluctuations à fréquence plus élevée ne sont pas corrigées par la chaîne d'asservissement car elles risquent d'être transmises avec des retards de phase exagérés ; pour les éliminer, nous avons réalisé un dispositif réducteur de bruit décrit en II - 3

Deux sorties annexes sont fournies par cet ensemble. L'une délivre la tension nécessaire au dispositif réducteur de bruit (T 5) ; la seconde permet le contrôle à l'oscilloscope de la tension aux bornes du résonateur (T 6). Le gain de l'ensemble T 1 - T 4 - T 5 - T 6 est égal à 1 ; l'impédance de sortie est de 50 Ohms.



L'amplificateur bouclé et l'asservissement



II - 3 LES CIRCUITS ANNEXES (schéma page 69)

Ces circuits comprennent :

- un amplificateur large bande
- un étage de sortie " fréquencesmètre "
- un dispositif réducteur de bruit

II - 3 - 1 L'amplificateur

Il est formé de 3 étages émetteur commun T 9 - T 10 - T 11 et d'un étage collecteur commun T 12.

L'ensemble a un gain d'environ 40 et peut fournir 1,5 Volt crête à crête.

La bande passante est de 150 MHz

Le bruit ramené à l'entrée est de 20 μ V.

II - 3 - 2 L'étage de sortie " Fréquencesmètre "

Cet étage permet la connexion d'un fréquencesmètre.

Son impédance de sortie est de 50 Ω .

L'ensemble, amplificateur + étage de sortie, délivré 1 Volt cc pour une tension de 25 mV cc aux bornes du résonateur.

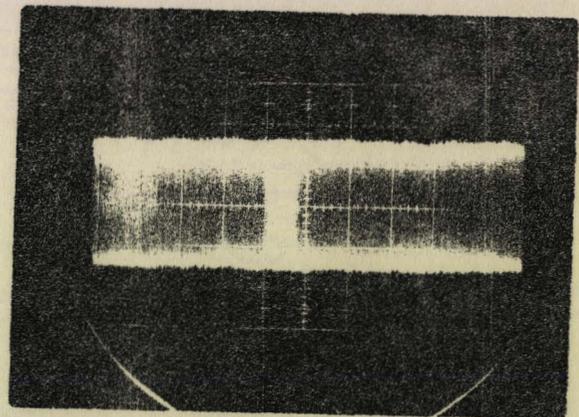
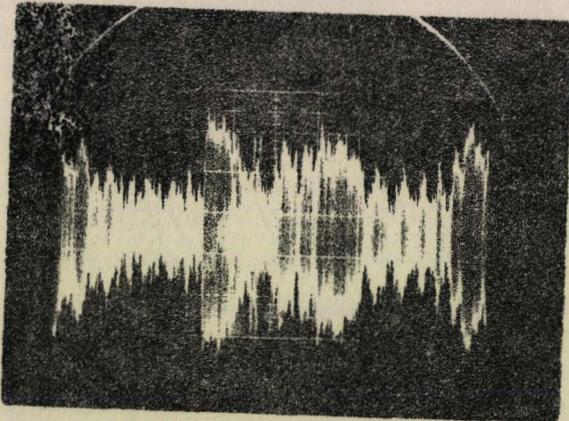
II - 3 - 3 Le dispositif réducteur de bruit

L'étude théorique des conditions d'oscillation a montré que les légères fluctuations de gain de l'amplificateur bouclé créent des variations d'amplitude de la tension aux bornes du résonateur. Celle-ci apparaît alors modulée par une tension de bruit créée par les instabilités de tous ordres qui agissent sur les polarisations et, par conséquent, sur les paramètres de l'amplificateur.

La modulation est détectée et filtrée ; le retard de phase apporté par le filtrage est compensé par un réseau correcteur. La tension obtenue avec la phase et le niveau convenables est utilisée pour corriger le gain de l'amplificateur bouclé par action sur le transistor T.2.

Ce dispositif permet de diminuer notablement la modulation d'amplitude parasite (rapport de réduction : 100 environ).

Les photographies ci-dessous montrent l'action du réducteur de bruit :



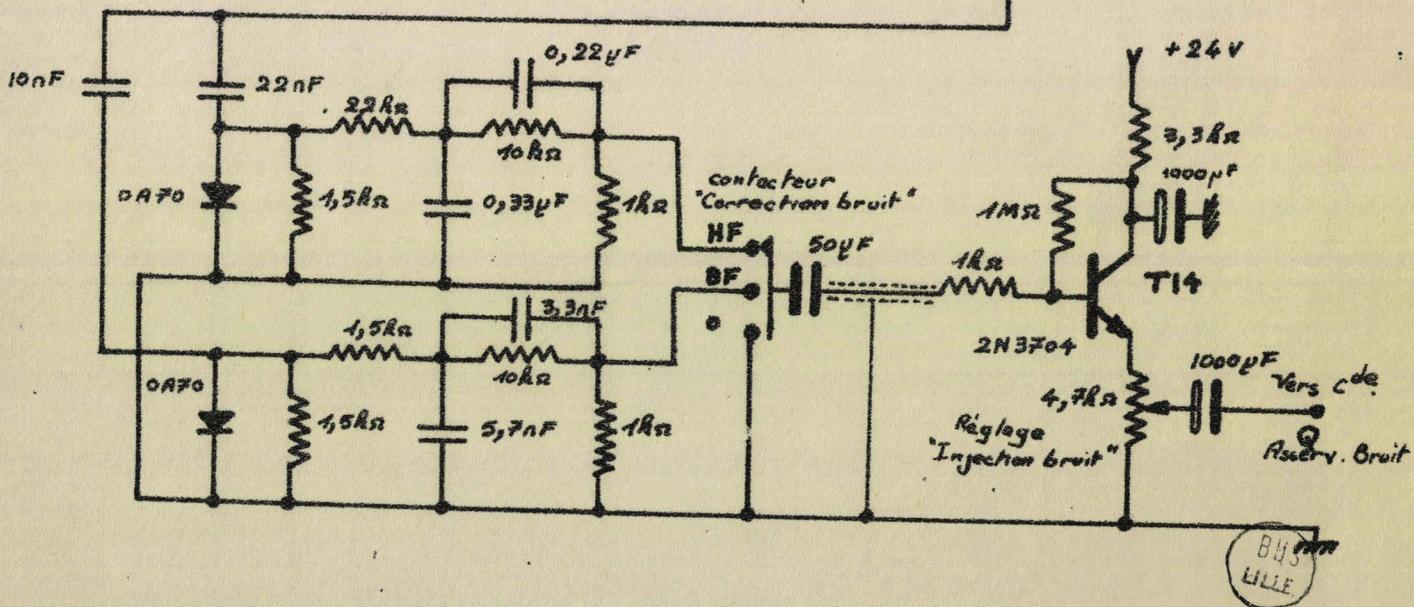
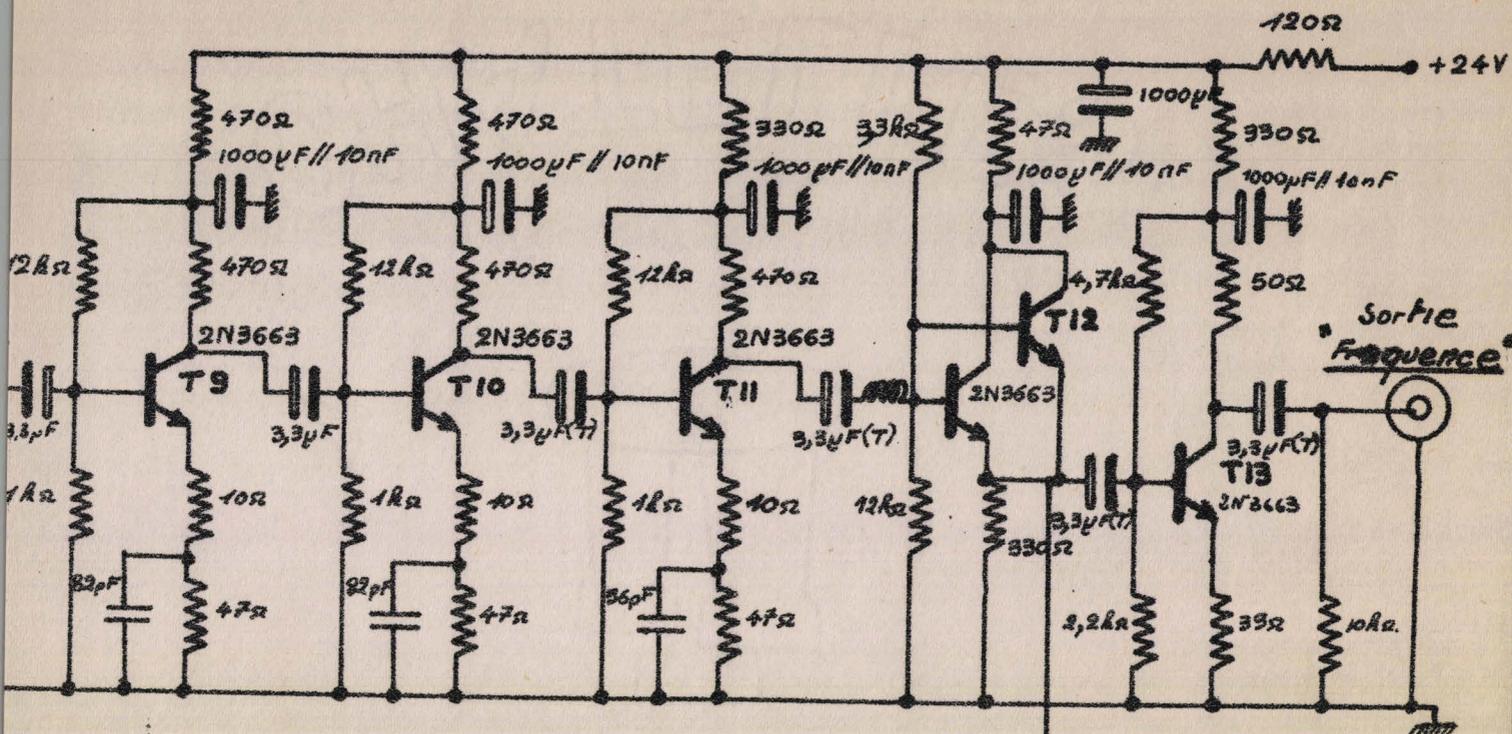
Echelle { hor. : 5 ms/div
vert. : 5 mV/div

Sans réducteur de bruit

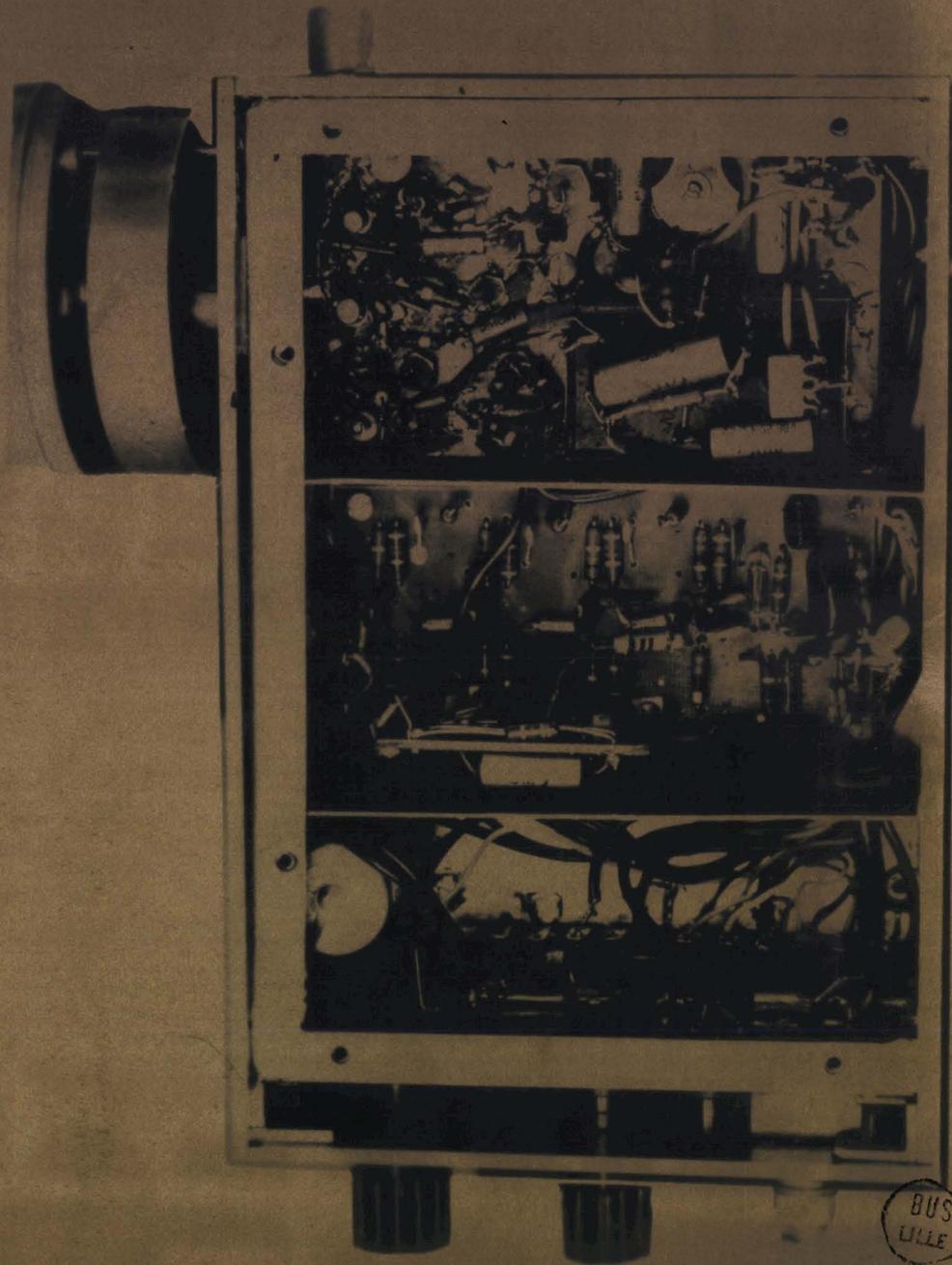
Avec réducteur de bruit

L'appareil est placé dans de mauvaises conditions de fonctionnement :

- résonateur fortement disproportionné
- gain de la chaîne d'asservissement maximum ; dans ce cas, l'amplitude de l'oscillation est très faible.



Les circuits annexes



BUS
LILLE

III - CARACTERISTIQUES DE L'APPAREIL

III - 1 BANDE DE FREQUENCES

L'appareil couvre la bande : 10 kHz - 100 MHz. Entre 100 et 300 MHz, le fonctionnement est encore possible, mais les connexions des éléments L et C exigent de nombreuses précautions afin d'éviter l'oscillation sur des éléments parasites. Entre 100 et 300 MHz, l'appareil ne permet qu'une mesure qualitative et relative.

III - 2 TENSION ALTERNATIVE AUX BORNES DU RESONATEUR

Elle est constante dans toute la bande de fréquences. Elle est réglable de 10 à 50 millivolts crête à crête.

III - 3 SUSCEPTANCE D'ENTREE

La susceptance ramenée aux bornes d'entrée dépend de la fréquence et de la qualité du résonateur. La capacité d'entrée est comprise entre 5 et 10 pF dans toute la bande de fréquences.

L'écart entre la fréquence d'oscillation et la fréquence propre du résonateur est inférieur à 5 % jusqu'à 80 MHz.

III - 4 GAMME DE MESURE EN L ET C

L'appareil peut utiliser des bobines dont le coefficient de self-induction est compris entre quelques nH et plusieurs centaines de mH et des condensateurs dont la capacité est comprise entre 0,1 pF et plusieurs dizaines de nF.

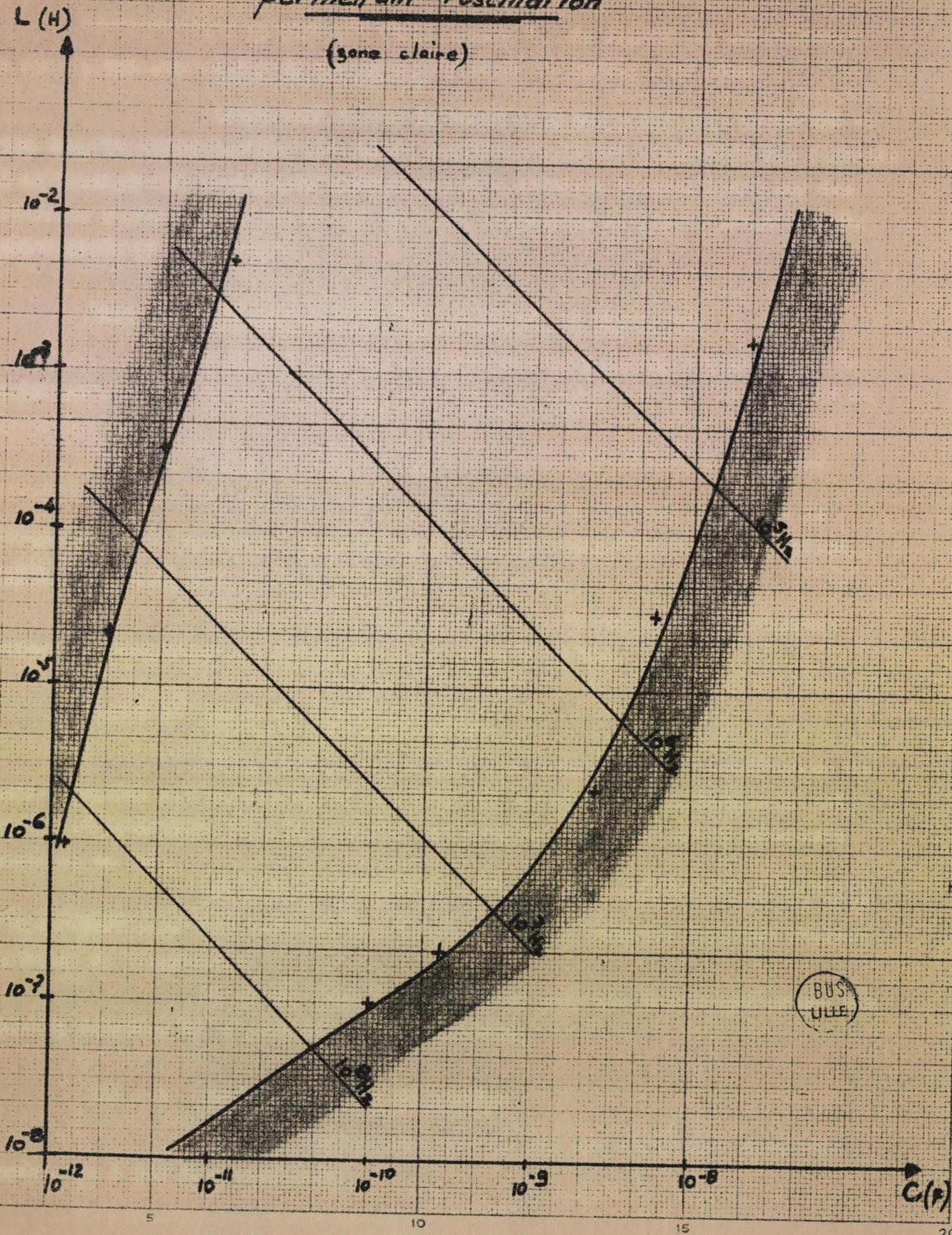
Néanmoins, il faut que le résonateur formé ne soit pas trop " disproportionné " et présente une fréquence propre comprise dans les limites de bande de l'appareil.

Le graphe page suivante donne pour une bobine quelconque les valeurs extrêmes de C permettant l'oscillation.

III - 5 AMORTISSEMENT DU RESONATEUR

Tous les résonateurs amortis par une résistance parallèle supérieure à 300 Ohms oscillent.

Valeurs limites de L et C
permettant l'oscillation
 (zone claire)



III - 6 SIGNAUX DE SORTIE

- A la sortie " oscilloscope ", le signal est sensiblement le même qu'aux bornes du résonateur ; impédance de sortie : 50 Ohms.

- A la sortie " fréquencesmètre ", le signal est de 1 Volt crête à crête pour 25 millivolts crête à crête aux bornes du résonateur.

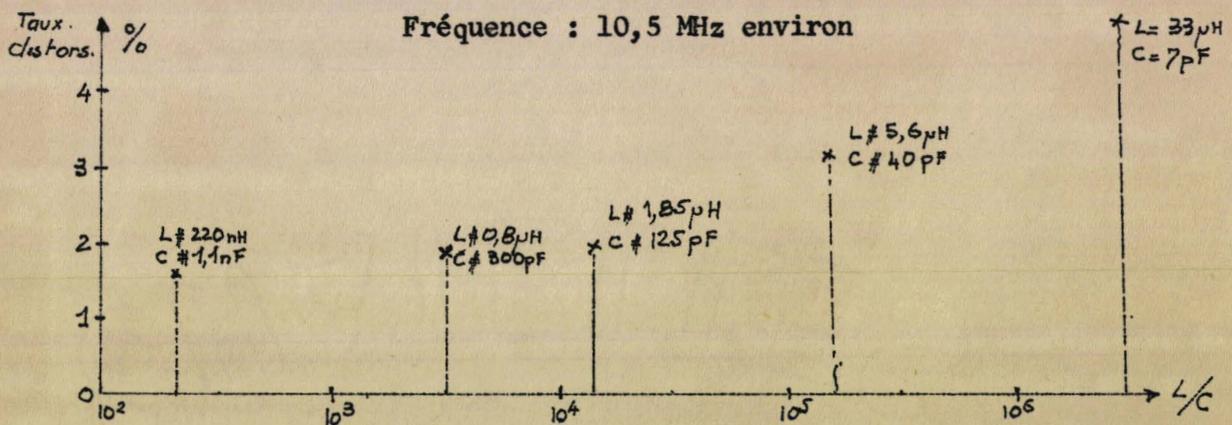
L'impédance de sortie est de 50 Ohms.

La tension délivrée est suffisante pour utiliser tous les fréquencesmètres commerciaux.

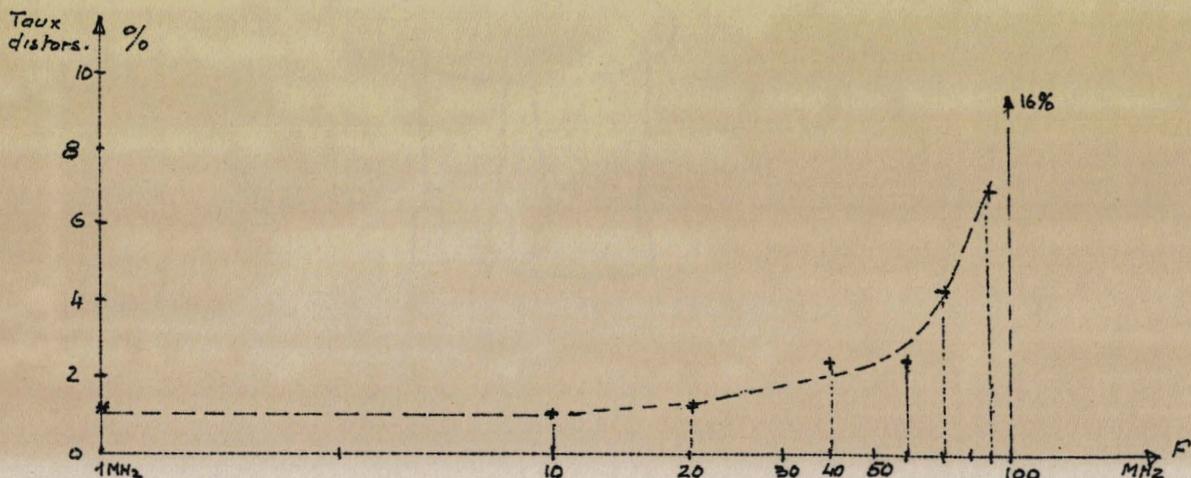
III - 7 DISTORSION HARMONIQUE DU SIGNAL

Le taux de distorsion harmonique de l'oscillation dépend de la fréquence et du rapport L/C du résonateur. Il croît lorsque la capacité du résonateur diminue.

Le graphe ci-dessous montre cette croissance à fréquence constante et à rapport L/C variable.



Le taux de distorsion a été mesuré à différentes fréquences pour quelques résonateurs utilisés lors de manipulations.



III - 8 STABILITE EN FREQUENCE

La stabilité de la fréquence d'oscillation dépend en premier lieu des éléments constitutifs du résonateur. Pour des éléments particulièrement stables (bobine à air sur mandrin en stéatite, condensateur au mica classe 3) placés dans une enceinte à température constante et, après plusieurs heures de fonctionnement, la stabilité en fréquence est de l'ordre de 10^{-5} par heure.

Pour des temps de mesure d'environ 15 minutes, la stabilité est de l'ordre de 1 à $2 \cdot 10^{-6}$.

III - 9 INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

L'oscillateur fonctionne correctement pour des températures comprises entre moins 20 ° et plus 50 ° C sans réglage correctif.

III -10 INFLUENCE DES VARIATIONS DE TENSION SECTEUR

L'appareil fonctionne sur secteur 110 ou 220 Volts.

Il est insensible aux fluctuations de tension inférieures à 20 %.

IV - UTILISATION DE L'APPAREIL

Les utilisations possibles de l'appareil sont nombreuses et découlent de ses diverses propriétés. Elles relèvent du domaine du Laboratoire et de l'Industrie. L'appareil donne directement, sans aucune manoeuvre, une information liée à la susceptance du dipole à mesurer. Cette information, sous forme digitale, est facilement exploitable ; elle peut être lue directement, imprimée ou encore transmise à un **calculateur**.

La grande stabilité de la fréquence d'oscillation permet de détecter des variations de C ou de L de 10^{-4} à 10^{-5} .

La faible tension alternative existant aux bornes du dipole permet d'effectuer des mesures sans perturbations dues à l'effet Joule ou aux non linéarités ; de ce fait, l'appareil peut être utilisé avec tous les capteurs selfiques ou capacitifs industriels.

L'étude du comportement des dipôles à large bande de fréquences est aisée ; le tracé des courbes L (ΔL) ou C (ΔC) en fonction de la fréquence est particulièrement rapide.

IV - 1 QUELQUES NOTIONS GENERALES SUR L'UTILISATION DE L'APPAREIL

Associé à un fréquencemètre, il est un banc d'essai rapide de bobines et condensateurs.

Il est particulièrement adapté à l'étude des dérives thermiques de composants.

Outre les contrôles rapides de fabrication, il permet l'étude des dérives de perméabilité ou de permittivité des substances magnétiques ou diélectriques en fonction d'un paramètre physique quelconque : température, pression, temps, hygromètre, etc...

L'appareil est particulièrement adapté aux essais d'ambiance, à l'étude de la fiabilité de stockage des pièces détachées, à la surveillance du vieillissement des ferrites etc...

Il permet l'étude rapide de la permittivité ϵ' des diélectriques dans la bande 10 kHz - 150 MHz ; le tracé des courbes $\epsilon' = f$ (Fréquence) ou $\epsilon' = f$ (Température) est rapide ; la recherche des fréquences critiques des domaines de variation de permittivité est plus simple que par les procédés de mesure habituels.

La mesure rapide de la permittivité ϵ' et la détection possible de très faibles variations $\Delta\epsilon'$ facilitent les contrôles de pureté dans l'industrie chimique.

L'oscillateur fonctionne correctement avec des résonateurs très fortement amortis ; cette propriété est intéressante dans le cas de l'étude de diélectriques à conductivité élevée. Un appareil a déjà été réalisé en vue de cette utilisation (22) .

Associé à une susceptance largement variable, il permet la réalisation d'un oscillateur monogamme à grande bande de fréquence. Des essais sont actuellement en cours avec utilisation de susceptances réalisées par gyrateurs à impédance de conversion variable (Rapport : Fréquence maximum / Fréquence minimum d'environ 400) .

IV - 2 QUELQUES UTILISATIONS PARTICULIERES

Nous donnons ici un résumé de quelques manipulations réalisées ou en cours de réalisation au Laboratoire de Mesures Automatiques.

IV - 2 - 1 Etude de la dérive thermique d'un condensateur céramique

Le condensateur "céramique " à étudier est spécialement prévu pour le découplage (Type Z 4700 pF Transco). Il est monté dans une enceinte à température réglable.

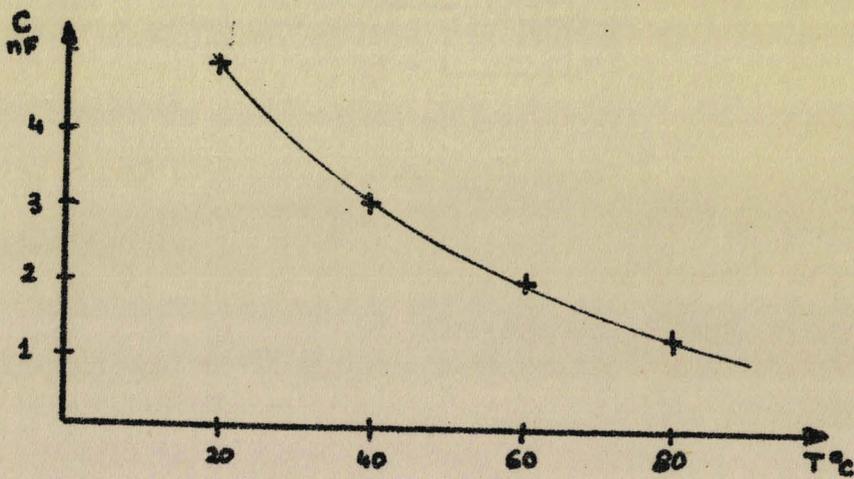
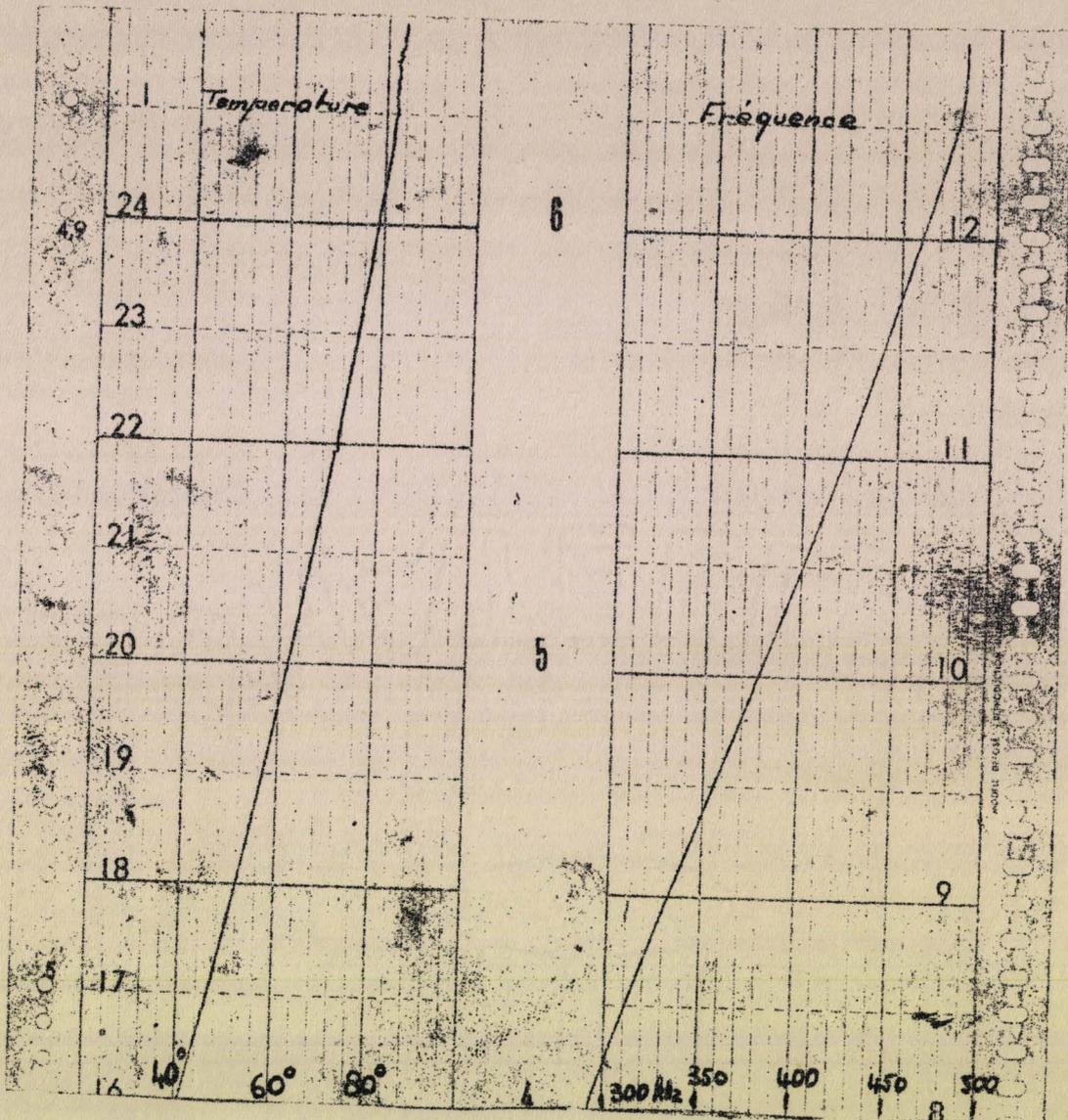
L'ensemble est associé à une bobine de $95 \mu\text{H}$ non soumise aux variations de température.

La fréquence d'oscillation est mesurée au fréquencemètre analogique (GENERAL RADIO SER 509) et enregistrée en même temps que la température du condensateur.

Cet enregistrement est donné page suivante.

On en déduit la courbe de variation de C en fonction de la température.

Dérive thermique d'un condensateur céramique



IV - 2 - 2 Variation de la permittivité ϵ'
d'un liquide avec la température

L'étude a été faite sur le chlorobenzène, liquide polaire dont les variations de permittivité ϵ' en fonction de la température sont connues (27)

On utilise comme cellule de mesure un condensateur cylindrique coaxial rempli de chlorobenzène. Les caractéristiques de cette cellule sont parfaitement connues ; sa capacité est :

$$C = C_0 + \epsilon' C_a$$

$$C_0 : \text{capacité parasite de connexion} = 7 \pm 0,5 \text{ pF}$$

$$C_a : \text{capacité active} = 3,548 \text{ pF}$$

(compte tenu de la correction d'effet de bout)

$$\epsilon' : \text{permittivité du diélectrique remplissant la cellule.}$$

La cellule, associée à une bobine de $0,831 \mu\text{H}$ à la fréquence de mesure, est chauffée et réglée en température.

On relève la fréquence d'oscillation :

Température	30°	40°	50°	70°
Fréquence d'oscillation	33,820	34,204	34,542	35,294
MHz				

On admet que les variations de température agissent peu sur les dimensions géométriques de la cellule et que la bobine garde une valeur constante dans la bande de fréquences considérée.

On admet, d'autre part, qu'à 35 MHz, la permittivité ϵ' du chlorobenzène est égale à la permittivité statique (fréquence critique de l'ordre de 10 GHz).

A 30° C, la permittivité statique du chlorobenzène est : 5,536 ; on utilise cette valeur avec la bobine considérée ; on déduit $C_0 = 7,05 \text{ pF}$; on déduit alors ϵ' aux autres températures :

Température	30°	40°	50°	70°
ϵ' théorique	5,536	5,375	5,217	4,929
ϵ' mesuré	5,536*	5,37	5,220	4,935

*par identification.

IV - 2 - 3 Etude de la concentration d'une solution très diluée de liquide polaire dans un solvant non polaire

La permittivité statique ϵ_s d'une solution de liquide polaire dans un solvant non polaire est difficile à calculer théoriquement. Néanmoins, lorsqu'il s'agit de solutions très diluées ou, dans le cas de molécules polaires ne présentant pas d'association, ϵ_s est donné par la relation approchée

$$\epsilon_s - \epsilon_\infty = \frac{\mu^2 N}{3 \epsilon_0 k T} \left(\frac{\epsilon_s + 2}{3} \right) \left(\frac{\epsilon_\infty + 2}{3} \right) \quad (28)$$

où :

- ϵ_s = permittivité statique de la solution
- ϵ_∞ = permittivité de la solution aux très hautes fréquences
- μ = moment dipolaire de la molécule du soluté
- N = nombre de molécules polaires par unité de volume de la solution
- k = constante de Boltzmann
- T = température absolue
- ϵ_0 = permittivité du vide

Cette relation peut se mettre sous la forme :

$$\frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{\epsilon_s + 2} = \frac{\mu^2}{3 \epsilon_0 k T} \frac{\epsilon_\infty + 2}{9} \cdot N$$

Une variation de N entraîne une variation de ϵ_s telle que :

$$\Delta \epsilon_s \frac{(\epsilon_\infty + 2)}{(\epsilon_s + 2)(\epsilon_s - \epsilon_\infty)} = \frac{\Delta N}{N}$$

La variation de permittivité ϵ_s entraîne des variations de capacité de la cellule contenant le diélectrique. La capacité de la cellule est :

$$C = C_0 + \epsilon_s C_a$$

Soit

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta \epsilon_s}{\epsilon_s + \frac{C_0}{C_a}}$$

La variation de fréquence d'oscillation consécutive est :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C}$$

soit :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{2} \frac{(\epsilon_s + 2) (\epsilon_s - \epsilon_\infty)}{C \left(\epsilon_s + \frac{C_0}{C_a} \right) (\epsilon_\infty + 2)} \cdot \frac{\Delta N}{N}$$

Le minimum d'écart relatif de concentration $\frac{\Delta N}{N}$ détectable dépend de la solution considérée ($\epsilon_s, \epsilon_\infty$), du type de cellule employée (C_0, C_a) et de la stabilité $\frac{\Delta f}{f}$ de l'oscillateur.

Par exemple, avec la cellule précédemment utilisée et une solution diluée de chlorobenzène dans le benzène, avec :

$$C_0 = 7 \text{ pF}$$

$$C_a \neq 3,5 \text{ pF}$$

Température : 25° C

Concentration en chlorobenzène 2,5 %

$$\epsilon_s = 2,3762$$

$$\epsilon_\infty = 2,2841$$

Pour une stabilité maximum $\frac{\Delta f}{f}$ de l'oscillateur de 10^{-6} , on obtient :

$$\frac{\Delta N}{N} \text{ de l'ordre de } 100 \text{ p.p.m}$$

Cette méthode présente un grand intérêt pour le dosage industriel de solutions. Ce dosage peut se faire en continu par cellule à parois isolées.

Ce procédé est applicable aux solutions à forte concentration mais la relation liant $\frac{\Delta N}{N}$ à $\frac{\Delta f}{f}$ est difficile à obtenir. Il est préférable alors d'opérer à l'aide d'échantillons obtenus à partir de solutions étalons.

IV - 2 - 4 Mesure précise, rapide et numérique de la permittivité ϵ' d'un matériau diélectrique

La permittivité ϵ' d'un matériau diélectrique polaire varie avec la fréquence.

Elle est constante aux basses fréquences et décroît quand la fréquence s'élève.

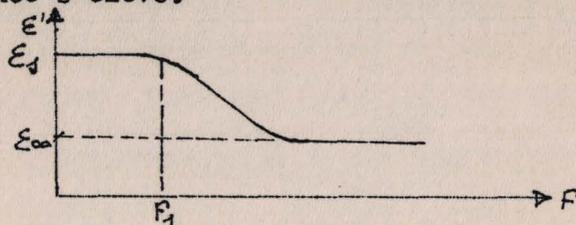


Figure 1

Différents phénomènes complexes sont cause de la variation de permittivité.

Citons par exemple :

- la polarisation d'orientation
- la polarisation interfaciale dans les diélectriques hétérogènes composés de plusieurs milieux de conductivité différente.
- la durée de vie de liaison (liaison hydrogène en particulier)
- etc...

La détection rapide d'un domaine de variation de permittivité présente un grand intérêt pour les physiciens et les chimistes.

Nous proposons ici quelques possibilités de mesures rapides, précises et numériques utiles pour l'étude des matériaux diélectriques.

- 1°) Mesure numérique de la permittivité ϵ'

Le corps à étudier est placé dans un condensateur de mesure convenable (par exemple : la cellule coaxiale décrite paragraphe IV - 2 - 2).

La capacité de ce condensateur est :

$$C_c = C_o + \epsilon' C_a$$

C_o : capacité parasite de connexion

C_a : capacité active du condensateur de mesure

ϵ' : permittivité du corps diélectrique à étudier

Les capacités C_o et C_a sont connues avec précision pour un condensateur donné.

La mesure de C_c permet la détermination immédiate de ϵ'

Deux méthodes peuvent être employées :

- Mesure numérique de la fréquence d'oscillation et obtention de C_c à l'aide de tableaux d'étalonnage pour différentes bobines données.

- Mesure analogique directe de C_c avec possibilité d'enregistrement. Cette méthode demande soit l'utilisation d'un condensateur étalon en substitution, soit la réalisation d'un dispositif asservi dont la description de principe est donnée figure ci-dessous. Ce dispositif permet d'ailleurs d'autres études systématiques de recherche des variations des éléments de dipôles.

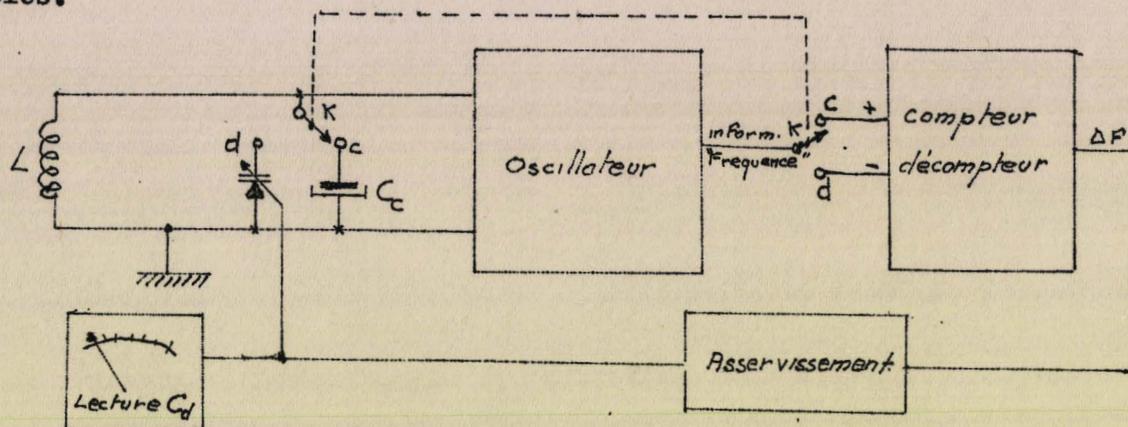


Figure 2

Une bobine est associée par un relais à lames souples K (Reed), soit au condensateur de mesure C_c , soit à une diode à capacité variable C_d . Le résonateur, ainsi formé, est couplé à l'oscillateur.

Lorsque la bobine est associée au condensateur de mesure, l'ensemble oscille sur une fréquence f_c .

Lorsque la bobine est associée à la diode à capacité variable, l'ensemble oscille sur une fréquence f_d .

A chaque basculement du relais K, l'information " fréquence d'oscillation " est envoyée successivement sur les entrées " comptage " et " décomptage " d'un compteur-décompteur.

Lorsque les capacités présentées par le condensateur de mesure (C_c) et par la diode varicap (C_d) ne sont pas identiques, les fréquences d'oscillation f_c et f_d sont différentes. A partir de l'information Δf , fournie par le compteur-décompteur, on asservit la capacité C_d de la diode de façon que :

$$\boxed{C_d = C_c}$$

La tension analogique d'asservissement de C_d (tension continue) peut être lue ou enregistrée. L'appareil peut être gradué directement en valeurs de C_c ou de ϵ' pour un condensateur de mesure donné.

Par cette méthode et, à partir de quelques bobines étalon, on peut rapidement connaître ϵ' pour quelques fréquences de 100 kHz à 100 MHz.

- 2°) Recherche rapide des variations de permittivité en fonction de paramètres extérieurs ou de la fréquence

L'asservissement, figure 2, précédemment décrit permet la recherche rapide des variations de permittivité. Pour les variations en fonction de la fréquence, on réalise deux mesures avec deux bobines L_1 et L_2 très différentes.

Une bobine L_1 de valeur élevée permet de réaliser un résonateur à fréquence propre faible.

Une bobine L_2 de valeur faible permet de réaliser un résonateur à fréquence propre élevée.

Pour ces deux fréquences très différentes, l'asservissement donne :

$$C_d = C_c \quad (C_{d1} \text{ pour } L_1, \quad C_{d2} \text{ pour } L_2)$$

Lorsque la permittivité du corps à étudier présente une variation dans ce domaine de fréquences, la capacité C_c varie d'une mesure à l'autre.

Il en est de même pour C_d ($C_{d1} \neq C_{d2}$). Les variations de C_d peuvent être mesurées quantitativement et enregistrées.

Avec quelques bobines, on peut rapidement détecter l'ordre de grandeur de la fréquence f_1 (figure 1) pour laquelle s'amorce le domaine de variation de permittivité.

A l'aide de tableaux d'étalonnage, il est possible de préciser quantitativement les variations de ϵ' .

- 3°) Recherche automatique de la fréquence f_1

En basse fréquence, la permittivité statique de la substance est ϵ_s (figure 1).

Le condensateur de mesure présente alors une capacité :

$$C_{cs} = C_o + \epsilon_s C_a = C_o + C_s$$

On utilise le dispositif asservi figure 2.

Pour une bobine L, de forte valeur, la fréquence d'oscillation est faible ; la permittivité du diélectrique vaut alors ϵ_s .

L'asservissement donne :

$$C_d = C_{cs} = C_o + C_s$$

Lorsque cette condition est réalisée, la capacité C_d est maintenue à cette valeur constante. Un dispositif annexe fait alors diminuer, très lentement, après chaque cycle de mesure de f_c et f_d , la valeur de L.

La fréquence d'oscillation augmente.

Aux basses fréquences, $f_c = f_d$.

Lorsque la fréquence d'oscillation est de l'ordre de f_1 , ϵ' décroît et f_c devient supérieure à f_d . L'information Δf qui en résulte, indique l'apparition du domaine de variation de permittivité.

Note : la bobine L variable peut être réalisée à l'aide d'un girateur fermé sur un condensateur, à rapport de conversion variable électroniquement (13).

Ce dispositif permet d'étudier quantitativement les variations de C_c avec la fréquence ; en effet :

Lorsque le résonateur est formé de L et de la diode, on peut écrire :

$$L C_d \omega_d^2 = 1$$

Lorsque le résonateur est formé de L et du condensateur de mesure, on a :

$$L C_c \omega_c^2 = 1$$

soit en faisant le rapport :

$$\frac{C_c}{C_d} \left(\frac{\omega_c}{\omega_d} \right)^2 = 1$$

En posant :

$$C_c = C_d - \Delta C$$

$$\omega_c = \omega_d + \Delta\omega$$

L'expression devient :

$$\left(1 - \frac{\Delta C}{C_d}\right) \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_d}\right)^2 = 1$$

soit encore, en posant :

$$x = \frac{\Delta f}{f_d}$$

$$\left\{ \Delta C = C_d \cdot x \cdot \frac{2 + x}{(1 + x)^2} \right\}$$

$\Delta C = C_d - C_c$ est aussi égal à $C_{cs} - C_c$

ΔC représente la variation de capacité du condensateur de mesure entre les basses fréquences et la fréquence de mesure ; cet écart peut être calculé à partir des informations Δf et f_d fournies par le compteur et de la valeur de C_d indiquée par le dispositif d'asservissement.

CONCLUSION



L'étude d'une conductance négative variable à très large bande de fréquences a permis la réalisation d'un convertisseur de L ou C en fréquence.

L'appareil entièrement automatique donne rapidement et sans aucun réglage une information liée à la réactance ou à la susceptance des dipôles à mesurer.

Une étude théorique et technologique poussée a permis d'augmenter d'environ dix fois la limite de fréquence par rapport à nos réalisations de 1965.

Le dispositif réalisé permet une mesure rapide, numérique et précise de la partie imaginaire de l'impédance d'un dipôle. Sa très grande stabilité le rend particulièrement adapté à l'étude des dérives ou des variations d'une grandeur en fonction d'un paramètre physique quelconque.

Les contrôles systématiques sont facilités par la possibilité d'imprimer, de mettre en mémoire ou de traiter directement par ordinateur les résultats obtenus.

L'oscillateur entièrement transistorisé peut fonctionner sur alimentation autonome. D'encombrement très réduit, il peut alors être utilisé sous forme portative et apporte une solution satisfaisante au problème des mesures sur chantier, sur véhicules ou dans les mines. Ses possibilités techniques permettent d'envisager d'une façon nouvelle l'utilisation des capteurs industriels. Des applications intéressantes justifient l'emploi de ce dispositif dans des domaines aussi variés que l'Electronique, l'Industrie chimique ou la Biologie.

Cette réalisation nous a permis d'apporter une contribution à l'étude théorique de l'oscillateur dipôle asservi en amplitude et de l'amplificateur à phase constante.

L'utilisation du ordinateur a grandement facilité la recherche systématique du comportement et de l'influence des divers éléments d'une chaîne

amplificatrice. Il a été possible alors d'optimiser la valeur de chaque composant.

L'assistance du calculateur est précieuse mais pose encore actuellement de nombreux problèmes en particulier en ce qui concerne la représentation équivalente des transistors. Nous pensons que ce travail permettra de futurs développements dans cette voie nouvelle.

A N N E X E

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

Solution de l'équation : $Z + T Z' = \delta v^2$

I - SOLUTION GENERALE

La méthode de variation des constantes donne immédiatement :

$$Z = \frac{\delta}{T} e^{-t/T} \int e^{t/T} v^2 dt \quad (A1 - 1)$$

L'approximation de la bande étroite faite lors de l'étude théorique à permis de poser :

$$v = V_c \cos \omega_0 t + V_s \sin \omega_0 t$$

V_c et V_s varient lentement par rapport à $\sin \omega_0 t$ et $\cos \omega_0 t$

On déduit :

$$v^2 = \frac{1}{2} \left[V^2 + (V_c^2 - V_s^2) \cos 2 \omega_0 t + 2 V_c V_s \sin 2 \omega_0 t \right] \quad (A1 - 2)$$

avec

$$V^2 = V_s^2 + V_c^2 \quad (A1 - 3)$$

d'où

$$Z = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \int \left[V^2 + (V_c^2 - V_s^2) \cos 2 \omega_0 t + 2 V_c V_s \sin 2 \omega_0 t \right] e^{t/T} dt \quad (A1 - 4)$$

II - INTEGRATION DE Z

II-1 INTEGRATION DE $M = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \int v^2 e^{t/T} dt$

On opère par parties et par intégrations successives ; on obtient immédiatement :

$$M = \frac{\delta}{2} \left[V^2 - T (V^2)' + T^2 (V^2)'' - T^3 (V^2)''' + \dots \right] \quad (A1 - 5)$$

$$\text{II-2 } \underline{\text{INTEGRATION DE N}} = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \int (V_c^2 - V_s^2) \cos 2 \omega_0 t e^{t/T} dt$$

$$\text{On pose : } a = V_c^2 - V_s^2 \quad (\text{A1 - 6})$$

On intègre par parties successives en utilisant les relations

$$A = \int \cos 2 \omega_0 t e^{t/T} dt = m \cdot e^{t/T} \left[\cos 2 \omega_0 t + 2 \omega_0 T \sin 2 \omega_0 t \right] \quad (\text{A1 - 7})$$

$$B = \int \sin 2 \omega_0 t e^{t/T} dt = m \cdot e^{t/T} \left[\sin 2 \omega_0 t - 2 \omega_0 T \cos 2 \omega_0 t \right] \quad (\text{A1 - 8})$$

$$\text{avec : } m = \frac{T}{1 + 4 \omega_0^2 T^2} \quad (\text{A1 - 9})$$

On obtient en arrêtant l'intégration aux dérivées secondes

$$N = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \left[A \left[a - a'm + a''m^2 (1 - 4 \omega_0^2 T^2) + \dots \right] + 2 \omega_0 T B \left[-a'm + 2 a'' m^2 \dots \right] \right] \quad (\text{A1 - 10})$$

Dans l'étude théorique deux cas particuliers sont intéressants :

Soit $T \rightarrow 0$, soit T très grand ; dans les deux cas m tend vers zéro ; tous les termes dérivés s'annulent.

Dans la suite des calculs on négligera le terme en a'' (V_s et V_c varient lentement). Il est d'ailleurs à remarquer que l'étude théorique ne porte que sur deux cas particuliers.

Soit T tend vers 0, soit T tend vers une valeur grande.

Dans les deux cas les produits de $\frac{A}{2T}$ ou de $\frac{B}{2T}$ par le terme en a'' tendent vers 0.

L'approximation à la dérivée première n'altère donc pas la précision des résultats obtenus dans l'étude théorique de ces deux cas particuliers.

Il résulte :

$$N = \frac{\delta}{2T} \left[am (\cos 2 \omega_0 t + 2 \omega_0 T \sin 2 \omega_0 t) - a' m^2 \left[(1 - 4 \omega_0^2 T^2) \cos 2 \omega_0 t + 4 \omega_0 T \sin 2 \omega_0 t \right] \right] \quad (\text{A1 - 11})$$

$$\text{II-3 } \underline{\text{INTEGRATION DE P}} = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \int 2 V_c \cdot V_s \sin 2 \omega_0 t e^{t/T} dt$$

On pose $b = 2 V_c \cdot V_s$

On intègre par parties successives en utilisant les relations A et B définies par (A1- 7) et (A1 - 8)

On obtient :

$$P = \frac{\delta}{2T} e^{-t/T} \left[B \left[b - b' m + b'' m^2 \quad (1 - 4 \omega_0^2 T^2) \right] + A \left[2 \omega_0 T b' m - 4 \omega_0^2 T^2 m^2 b'' \right] \right] \quad (\text{A1} - 12)$$

Pour les mêmes raisons que précédemment après approximation aux dérivées premières il résulte :

$$P = \frac{\delta}{2T} \left[b m \left[\sin 2 \omega_0 t - 2 \omega_0 T \cos 2 \omega_0 t \right] - b' m^2 \left[(1 - 4 \omega_0^2 T^2) \sin 2 \omega_0 t - 4 \omega_0 T \cos 2 \omega_0 t \right] \right] \quad (\text{A1} - 13)$$

II-4 VALEUR DE Z

Par addition de M, N, P on obtient la valeur de Z approximée à la première dérivée :

$$Z = z + \frac{1}{2} \left[J \cos 2 \omega_0 t + K \sin 2 \omega_0 t \right] \quad (\text{A1} - 14)$$

avec :

$$z = \frac{\delta}{2} \left[V^2 - T (V^2)' + T^2 (V^2)'' - T^3 (V^2)''' + \dots \right] \quad (\text{A1} - 15)$$

$$J = \frac{\delta}{(1+x)^2} \left[(1+x) (V_c^2 - V_s^2) - (1-x) (V_c^2 - V_s^2)' T - 4 \omega_0 T (1+x) V_c V_s + 8 \omega_0 T^2 (V_c V_s)' \right] \quad (\text{A1} - 16)$$

$$K = \frac{\delta}{(1+x)^2} \left[2 \omega_0 T (1+x) (V_c^2 - V_s^2) - 4 \omega_0 T^2 (V_c^2 - V_s^2)' + 2 (1+x) V_c V_s - 2 (1-x) (V_c V_s)' \right] \quad (\text{A1} - 17)$$

$$x = 4 \omega_0^2 T^2 \quad (\text{A1} - 18)$$

Dans les deux cas particuliers où se situe l'étude théorique ($T = 0$ et T grand) on remarque que les termes comportant les dérivées premières dans J et K sont nuls. Les expressions de J et K utilisables dans l'étude théorique sont donc :

$$J = \delta \frac{V_c^2 - V_s^2 - 4 \omega_o T V_c V_s}{1 + 4 \omega_o^2 T^2} \quad (\text{A1 - 19})$$

$$K = \delta \frac{2 \omega_o T (V_c^2 - V_s^2) + 2 V_c V_s}{1 + 4 \omega_o^2 T^2} \quad (\text{A1 - 20})$$

J et K sont nuls si T est grand.

$$\text{Lorsque } T = 0 \quad J = \delta (V_c^2 - V_s^2)$$

$$k = \delta 2 V_c V_s$$

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

- (1) MOUSSEGT : Oscillateurs à résistance négative et oscillateurs de relaxation
Journal Phys. et Rad. Tome 23 Déc 1962 p 993
- (2) DELECROIX : Etude et réalisation de deux dispositifs de mesure automatiques à affichage numérique
Mémoire C.N.A.M Oct 1965
- (3) VAN DER POL : Non linéar theory of electric oscillations
P.I.R.E. Vol 22 Sept 1934 p I051/I087
- (4) GOLAY : Normalized equations of the regenerative oscillator
P.I.E.E. Vol 52 Nov 1964 p I311/I331
- (5) SCOTT : The Van Der Pol oscillator with delayed amplitude limiting
P.I.E.E. Vol 54 Mai 1966 p 789/790
- (6) NICHOLSON : Periodic Solutions of Van Der Pol and Duffing equations
I.E.E.E. Trans on circuit theory CT7 Dec 1965 p 595/597
- (7) URABE : Periodic solutions of Van Der Pol equation
I.R.E. Trans on circuit theory CT7 Dec 1960 p 382/386
- (8) GROSZKOWSKI : The interdependence of frequency variation and harmonic content
P.I.R.E. Vol 21 Juil 1933 p 958/981
- (9) CASSIGNOL : Etude non lineaire d'oscillateurs à régime quasi sinusoidal
Automatisme Nov. Dec 1963
- (10) STERN : Considerations on the stability of active elements and applications
I.R.E. Conv. Record 1956 Partie 2 p 46/52
- (11) SION : Progrès récents dans les amplificateurs large bande
Rapport interne C.N.A.M 1969

- (12) PASQUIER : Etude et réalisation d'un Q mètre automatique à
affichage numérique
Mémoire C.N.A.M. Juillet 1969
- (13) DESCAMPS : Etude et réalisation de gyrateurs large bande
Mémoire C.N.A.M. Juillet 1969
- (14) CONNINGHAM : Analyse non linéaire
Dunod 1963
- (15) LIENARD : Etude des oscillations auto-entretenués
Revue générale d'électricité Tome 23 1928 N° 22 p 301
- (16) BICKART : Extension of the Lienard construction
I.E.E. Trans on circuit theory Vol 11 Fev 1964 p 288/289
- (17) MINORSKY : Non linear oscillations
Vannostrand 1961
- (18) BLAQUIERE : Les oscillateurs à regime quasi-sinusoidaux
Thèse 1957
- (19) LE CORBEILLER : Two stroke oscillators
I.R.E Trans on circuit theory Vol CT7 Dec 1960 p 387/398
- (20) AGGARWAL : Non linear oscillators
J. Franklin N° 282 1966 p 42/53
- (21) THIERY : Comportement des composants passifs en H.F
Inter electronique Fev 1969 p 56/62
- (22) CARPENTIER : Dispositif de mesure automatique de conductivité de
substances toxiques sans electrodes métalliques
Mémoire C.N.A.M 1968
- (23) SIDERIADES : Les solutions forcées de l'équation de Van Der Pol
Onde Electrique Vol 45 1965 N° 963 p I216/I224

- (24) CAPRIOLI : Sur un oscillateur régi par une équation
non linéaire du 3ème ordre
KIEV - IZDAT - AKAD 1963 p I41/I50
- (25) PIRINGER : Considerations concerning the Barkhausen Criterion
BULL. INST. POLYT. Vol 28 1966 N° 2 p I29/I43
- (26) BAILEY : Forced oscillations in a class of self biased oscillators
I.E.E.E. Trans Elect. Vol 83 1964 N° 75 p 776/791
- (27) DE WAVRECHIN : Etude du monochlorobenzène en solution dans différents
solvants
THESE 3ème Cycle Lille 1963
- (28) ANDERSON : Dielectriques
DUNOD 1966

-	<u>3ème PARTIE</u>	:	L'APPAREIL REALISE	58
	I -		Aspects technologiques	59
		I - 1	Les résistances	59
		I - 2	Les condensateurs	61
		I - 3	Le cablage	63
		I - 4	Les moyens de mesure	63
	II -		Schéma de l'appareil réalisé	64
		II - 1	L'amplificateur bouclé	64
		II - 2	Le dispositif d'asservissement	65
		II - 3	Les circuits annexes	67
		II - 4	Le dispositif réducteur de bruit	68
	III -		Caractéristiques de l'appareil	70
	IV -		Utilisation de l'appareil	74
		IV - 1	Notions générales	74
		IV - 2	Utilisations particulières	75
-	CONCLUSION		85
-	ANNEXE		88
-	BIBLIOGRAPHIE		93

