

T H E S E S

Présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE GRENOBLE

Pour obtenir
LE TITRE DE DOCTEUR-INGENIEUR

par

Raymond CHICAULT
Ingénieur E.N.S.R.G.

70396
1968/Di

- P R E M I E R E T H E S E -

ETUDE ET REALISATION D'AMPLIFICATEURS PARAMETRIQUES

A 10 cm et 3 cm DE LONGUEUR D'ONDE

APPLICATION :

Amélioration de la sensibilité d'un spectromètre à
Résonance Electronique

- D E U X I E M E T H E S E -

EXEMPLES D'UTILISATION DE LA RESONANCE PARAMAGNETIQUE
ELECTRONIQUE A L'ETUDE DE CORPS FERROELECTRIQUES

Soutenues le 26 Janvier 1968 devant la Commission d'Examen

MM.	M. SOUTIF	Président
	P. GRIVET	Invité
	J. BENOIT	} Examineurs
	G. BONNET	

Section 1

Text block 1

Text block 2

Section 2

Text block 3

Text block 4

Section 3

Text block 5

Text block 6

L I S T E des P R O F E S S E U R S

DOYENS HONORAIRES : M. MORET
M. WEIL

DOYEN : M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	NEEL Louis	Chaire de Physique Expérimentale
	HEILMANN René	Chaire de Chimie
	KRAVTCHENKO Julien	Chaire de Mécanique Rationnelle
	CHABAUTY Claude	Chaire de calcul différentiel et Intégral
	Benoit Jean	Chaire de Radioélectricité
	CHENE Marcel	Chaire de Chimie Papetière
	WEIL Louis	Chaire de Thermodynamique
	FELICI Noël	Chaire d'Electrostatique
	KUNTZMANN Jean	Chaire de Mathématiques Appliquées
	BARBIER Reynold	Chaire de Géologie Appliquée
	SANTON Lucien	Chaire de Mécanique des Fluides
	OZENDA Paul	Chaire de Botanique
	FALLOT Maurice	Chaire de Physique Industrielle
	KOSZUL Jean-Louis	Chaire de Mathématiques M.P.C.
	GALVANI O.	Mathématiques
	MOUSSA André	Chaire de Chimie Nucléaire
	TRAYNARD Philippe	Chaire de Chimie Générale
	SOUTIF Michel	Chaire de Physique Générale
	CRAYA Antoine	Chaire d'Hydrodynamique
	REULOS R.	Théorie des Champs
	BESSON Jean	Chaire de Chimie
	AYANT Yves	Physique Approfondie
	GALISSOT	Mathématiques
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques
	BLAMBERT Maurice	Chaire de Mathématiques
	BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	MICHEL Robert	Chaire de Minéralogie et Pétrographie
	BONNIER Etienne	Chaire d'Electrochimie & d'Electrometallurgie
	DESSAUX Georges	Chaire de Physiologie Animale
	PILLET E.	Chaire de Physique industrielle & Electrotechn.
	YOCOZ Jean	Chaire de Physique Nucléaire Théorique
	DEBELMAS Jacques	Chaire de Géologie Générale
	GERBER R.	Mathématiques
	PAUTHENET R.	Electrotechnique
	VAUQUOIS B.	Chaire de Calcul Electronique
	BARJON R.	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Chaire de Physique
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN M.	Chaire d'Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	KLEIN J.	Mathématiques
	VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chaire de Chimie M.P.C.

.../...

.../...

	SENGEL P.	Chaire de Zoologie
	BARNOUD F.	Chaire de Biogénèse de la Cellulose
	BRISSONNEAU P.	Physique
	GAGNAIRE	Chaire de Chimie Physique
Mme	KOFLER L.	Botanique
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROULA J.C.	Physique
	RASSAT A.	Chaire de Chimie Systématique
	DUCROS P.	Chaire de Cristallographie Physique
	DODU Jacques	Chaire de Mécanique appliquée I.U.T.

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	GIRAUD P.	Géologie
	PERRET R.	Servomécanisme
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
	ANGLES-D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides
	GLENAT R.	Chimie
	LACAZE A.	Thermodynamique
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
	COUMES A.	Electronique
	PERRIAUX J.	Géologie et Minéralogie
	ROBERT A.	Chimie papetière
	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	BONNET G.	Electronique
	CAUQUIS F.	Chimie Générale
	BONNETAIN L.	Chimie Minérale
	DEPOMMIER P.	Etude Nucléaire et Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul Numérique
	POLOUJADOFF M.	Electrotechnique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
	STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Automatique
Mme	KAHANE J.	Physique
	DEPORTES C.	Chimie
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
	SARROT-RAYNAUD	Géologie Propédeutique
Mme	BONNIER M.J.	Chimie
	KAHANE A.	Physique Générale
	DOLIQUE J.M.	Electronique
	BRIERE G.	Physique M.P.C.
	DESRE G.	CHIMIE S.P.C.N.
	LAJZEROWICZ J.	Physique M.P.C.
	VALENTIN P.	Physique M.P.C.
	BERTRANDRIAS J.P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	CAUBET J.P.	Mathématiques Pures
	PAYAN J.J.	Mathématiques

.../...

Mme BERTRANDIAS F.	Mathématiques pures M.P.C
LONGEQUEUE J.P.	Physique
NIVAT M.	Mathématiques appliquées
SOHM J.C.	Electrochimie
ZADWORNY F.	Electronique
DURAND F.	Chimie Physique
CARLER G.	Biologie Végétale
AUBERT G.	Physique M.P.C.
DELPUECH J.J.	Chimie organique
PFISTER J.C.	Physique C.P.E.M.
CHIBON P.	Biologie animale
IDELMAN S.	Physiologie animale
BOUVARD Maurice	Hydrologie
RICHARD Lucien	Botanique
FELMONT Jean	Physiologie animale
BLOCH D.	Electrotechnique I.P.
BOUDDARD J.claude	Mathématiques appliquées I.P.
MOREAU René	Hydraulique I.P.
BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
BOLLIET Louis	Information I.U.T.
KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
GERMAIN J.P.	Construction Mécanique I.U.T.

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES :

MM. SAWCZUK A.	Mécanique des Fluides
CHEEKE J.	Thermodynamique
YAMADA O.	Physique de Solide
NATR Lubomir	B.M.P.V.
NAYLOR Arch	Physique industrielle
SILBER Léo	Radioélectricité
NAZAKI Akihiro	Mathématiques appliquées
RUTLEDGE Joseph	Mathématiques appliquées
DONOHO Paul	Physique Générale.

Ce travail est le résultat de plusieurs années d'expériences réalisées dans le laboratoire de Physique Générale de la Faculté des Sciences, avec l'appui de la Société ALCATEL. J'exprime à Monsieur P. JULIA, son Directeur Général, l'expression de toute ma gratitude.

Monsieur le Professeur M. SOUTIF, Directeur du Laboratoire, a porté un grand intérêt à ces études. Sa bienveillance m'a permis de travailler dans les meilleures conditions. Je lui exprime ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur P. GRIVET de la Faculté des Sciences de Paris m'a fait l'honneur de faire partie de mon Jury. Je l'en remercie très vivement.

Monsieur le Professeur J. BENOIT qui m'a appris les bases de la propagation des ondes a bien voulu examiner ce travail. Qu'il trouve ici l'expression de ma reconnaissance.

Monsieur le Professeur G. BONNET a montré un grand intérêt à ce travail et a bien voulu faire partie du Jury. Je lui exprime mes plus vifs remerciements.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur V. AVANT qui a su m'exposer clairement l'intérêt des phénomènes aléatoires. Sa collaboration et ses conseils m'ont été très précieux.

Que mes camarades de laboratoire trouvent ici mes remerciements pour leur aide amicale et tout particulièrement Monsieur R. BUISSON ; son esprit critique au cours de nos discussions m'a été très utile.

Je tiens à préciser l'importance du travail d'équipe dans la réalisation des expériences auxquelles Monsieur M. CHANEL a participé avec beaucoup de patience et de compétence. Je l'en remercie très vivement.

Que Messieurs A. CIVIDINO et J-P. CHRISTIN soient ici remerciés pour la qualité du travail dont ils m'ont toujours fait bénéficier et sans laquelle ces expériences n'auraient jamais abouti.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is essential for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and tools used to collect and analyze data. It highlights the need for consistent and reliable data collection processes to support informed decision-making.

3. The third part of the document focuses on the role of technology in modern data management. It discusses how advanced software solutions can streamline data collection, storage, and analysis, thereby improving efficiency and accuracy.

4. The fourth part of the document addresses the challenges associated with data security and privacy. It stresses the importance of implementing robust security measures to protect sensitive information from unauthorized access and breaches.

5. The fifth part of the document explores the ethical implications of data collection and analysis. It discusses the need for transparency in data handling practices and the importance of obtaining informed consent from individuals whose data is being collected.

6. The sixth part of the document provides a detailed overview of the data analysis process. It describes various statistical and analytical techniques used to extract meaningful insights from large volumes of data.

7. The seventh part of the document discusses the importance of data visualization in communicating complex information. It highlights how visual representations such as charts and graphs can make data more accessible and understandable for stakeholders.

8. The eighth part of the document concludes by summarizing the key findings and recommendations. It emphasizes the need for a data-driven approach to organizational management and the importance of continuous monitoring and improvement of data management practices.

	Pages
I - <u>INTRODUCTION</u>	1
- Préambule	1
- Historique	2
- But de l'étude	3
II - <u>LES RELATIONS DE PUISSANCE DE MANLEY ET ROWE</u>	5
1°- Position du problème	5
2°- Définition des notations et rappel du calcul	6
3°- Cas particulier d'application à des systèmes à nombre limité de fréquences	10
4°- Cas des oscillateurs ou amplificateurs paramétriques à résistance négative	11
5°- Cas des amplificateurs paramétriques convertisseurs de fréquence	12
6°- Avantages et inconvénients respectifs	13
III - <u>ETUDE THEORIQUE</u>	15
<u>1ère Partie</u>	
A) - <u>Choix du type d'amplificateur paramétrique et des moyens de couplage avec les circuits extérieurs.</u>	15
- Montage équilibré à Té Magique	15
- Montage équilibré à coupleur de Riblet	16
- Montage à circulateur	16
B) - <u>Etude théorique de l'amplificateur paramétrique du type à résistance négative.</u>	17
1°- Calcul du gain	19
2°- Calcul de la bande passante à 3 décibels	25
3°- Expression du produit amplification - bande passante	27
4°- Calcul du facteur de bruit	27
5°- Optimisation du facteur de bruit	31
6°- Détermination du facteur de bruit d'un système ré- cepteur composé d'un amplificateur paramétrique (ou d'un maser) et d'un récepteur superhétérodyne con- naissant les caractéristiques de chacun d'eux	34

2ème Partie

A) - <u>Calcul du facteur de bruit d'un amplificateur paramétrique non dégénéré dont le circuit image est monorésonnant</u>	39
1°- Méthode classique simplifiée	39
2°- Méthode classique améliorée	40
3°- Calculs numériques appliqués aux méthodes précédentes	44
B) - <u>Calcul du bruit dans le cas d'un circuit paramétrique simple par une méthode de densité spectrale.</u>	47
1°- Position du problème	47
2°- Définition d'une densité spectrale pour les fonctions aléatoires non stationnaires	48
3°- Calcul de la densité spectrale de la tension u	49
C) - <u>Calcul du bruit dans le cas d'un circuit paramétrique simple par une méthode classique et justification de cette méthode</u>	52
 <u>IV - REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE A CAVITE DANS LA BANDE S DE TYPE DEGENEREE</u>	
1°- Position du problème	57
2°- Choix du type de cavité et étude des modes ...	58
3°- Description de la cavité hyperfréquence de l'amplificateur réalisé	61
4°- Les diodes avec leur dispositif d'accord et de polarisation	64
5°- Résultats obtenus	65
6°- Dispositif proposé pour l'élimination du spectre image	69

V - <u>REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRI-</u> <u>QUE DANS LA BANDE S DE TYPE NON DEGENERE.</u>	73
A) - <u>Etude de l'élément semiconducteur non linéaire</u>	73
1°- Estimation du taux de modulation de la capacité	73
2°- Mesure de la fréquence de coupure ou du coefficient de surtension Q de la jonction	79
3°- Estimation du facteur de mérite	82
4°- Calcul des fréquences de résonance propres et des impédances apparentes de la diode .	83
B) - <u>Détermination des conditions optimales et de la</u> <u>structure des circuits pour obtenir le produit \sqrt{GB}</u> <u>maximum et le facteur de bruit minimum</u>	86
1°- Circuit de signal	86
2° - Circuit de pompage	88
3° - Circuit image	91
4° - Circuit de polarisation	93
C) - <u>Mesure des impédances de la diode et calcul des</u> <u>circuits de l'amplificateur</u>	94
1° - Circuit de signal	95
2° - Circuit image	98
3° - Détermination du circuit d'accord par une méthode de résolution graphique	100
4° - Calcul du transformateur d'entrée	100
5° - Calcul du filtre de réjection	104
D) - <u>Description d'ensemble de l'amplificateur et mesure</u> <u>de ses caractéristiques</u>	109
1° - Schéma synoptique	109
2° - Constitution d'ensemble	110

3° - Mesure du gain et de la bande passante instantanée	116
4° - Mesure de la dynamique	118
5° - Mesure du facteur de bruit	119
6° - Résultats obtenus	129

VI - REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE DANS LA BANDE X DE TYPE NON DEGENERÉ 133

A) - <u>Détermination des caractéristiques de la diode MA 4644 A au point de fonctionnement</u>	133
1° - Fréquence de coupure estimée à 0 volt .	134
2° - Point de fonctionnement optimum pour la jonction. Détermination des coefficients de C(t)	134
3° - Fréquence de coupure utile et facteur de mérite	136
4° - Calcul des impédances apparentes de la diode	137
B) - <u>Sensibilité théorique limite</u>	138
1° - Facteur de bruit minimum	138
2° - Facteur de bruit non optimum	139
C) - <u>Description des circuits constituant l'amplificateur</u>	142
1° - Circuit de signal	142
2° - Circuit image	149
3° - Circuit de pompage	149
D) - <u>Mesure des impédances de la diode et recherche d'un point de fonctionnement.</u>	153
1° - Circuit de signal. Méthode de détection	153
2° - Circuit image. Méthode de transmission .	155

3° - Circuit de pompage. Méthode par réflexion	155
4° - Essai de résolution graphique d'un compromis. Modification du circuit d'accord en conséquence	156
5° - Aperçu de synthèse d'un circuit d'accord par résolution numérique d'un système d'équations transcendantes	161
E) - <u>Constitution de l'ensemble amplificateur paramétrique et récepteur superhétérodyne. Résultats obtenus.</u>	165
1° - Schéma synoptique	165
2° - Constitution de l'ensemble récepteur ..	167
3° - Mise en oeuvre de l'appareil	175
4° - Caractéristiques mesurées	176
VII - <u>UTILISATION DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE BANDE X POUR AMELIORER LA SENSIBILITE EN RESONANCE PARAMAGNETIQUE ELECTRONIQUE. ETUDE COMPAREE DE PLUSIEURS TYPES DE DETECTION.</u>	179
A) - <u>Position du problème</u>	179
B) - <u>Causes de limitation de la sensibilité</u>	179
1° - Limitations apportées par l'échantillon paramagnétique	179
2° - Limitations apportées par le montage électronique	181
C) - <u>Calcul de sensibilité pour les 2 types de détection</u>	186
1° - Signal minimum détectable comparé pour une détection à caractéristique linéaire et pour une détection à caractéristique quadratique	186

2°) Calcul du signal minimum détectable par une méthode de densité spectrale pour une détection à caractéristique quadratique	191
a) Cas d'un signal modulé en amplitude ...	191
b) Calcul du nombre de centres détectables correspondant à la détection quadratique suivie d'une détection synchrone	200
c) Origines et influence du facteur de bruit du système de détection	202
D) - <u>Mesures comparatives de rapport Signal/bruit en R.P.E.</u>	207
1° - Schéma du montage expérimental	207
2° - Description	208
3° - Résultats des mesures et discussions	209
4° - Vérification expérimentale de la formule théorique donnant le nombre de centres minimum détectables	219
CONCLUSION	221
ANNEXE N° 1	223
ANNEXE N° 2	233
ANNEXE N° 3	235
ANNEXE N° 4	241
ANNEXE N° 5	245
ANNEXE N° 6	249
BIBLIOGRAPHIE	253



INTRODUCTION

Préambule.

Les amplificateurs paramétriques sont surtout utilisés dans un domaine de fréquence allant de quelques centaines de MHz à 20 ou 30 GHz. Mis à part les masers extrêmement sensibles certes, mais de mise en oeuvre délicate et beaucoup plus encombrants que les précédents, il n'existe que peu d'amplificateurs à faible bruit pour hyperfréquences. On peut classer ceux-ci en quatre catégories distinctes :

- Les tubes à ondes progressives. Ils ont généralement un gain élevé et une plage de fonctionnement très étendue (de l'ordre de 1 octave). Leur facteur de bruit est supérieur à 5 ou 6 décibels (db) dans la bande de fréquence S ($\lambda = 10$ cm).

- Les amplificateurs à diodes tunnel. Ce sont des systèmes simples et peu encombrants, leur facteur de bruit est voisin de 4 à 5 db dans la même bande de fréquence.

- Les transistors. Des progrès récents dans la connaissance des semiconducteurs ont permis de réaliser des amplificateurs à transistors dans le domaine des longueurs d'ondes décimétriques. Dans la bande des 25 cm notamment (1,3 GHz), il a été réalisé un amplificateur dont le gain est de 27 db et le facteur de bruit 4,5 db (¹). Cependant, il est difficile d'envisager leur utilisation au-delà de 6 à 10 GHz (en tant qu'amplificateurs à faible bruit).

- Les récepteurs superhétérodynes. Ce sont des convertisseurs de fréquence. Leur facteur de bruit est au mieux de 7 à 8 db dans la bande S ou de 4 à 5 db s'ils sont utilisés pour la réception d'un bruit blanc (cas de la radioastronomie).

L'amplificateur paramétrique à diode permet de diminuer le facteur de bruit jusqu'à 2 db dans la bande S en utilisant une diode paramétrique de caractéristique moyenne. Avec une très bonne diode, on peut atteindre 1 db, tous les éléments de l'amplificateur étant à la température ambiante. La température de bruit effective de l'amplificateur n'est alors que de 75°K, ceci correspondant à une amélioration de sensibilité d'un facteur 15 par rapport au meilleur récepteur superhétérodyne et d'un facteur 6 par rapport à l'amplificateur à diode tunnel récent. Cette amélioration n'a de sens que dans la mesure où le signal à amplifier est nettement sorti du bruit ou, plus précisément, si la température de bruit équivalente à la source est très faible par rapport à celle de l'amplificateur.

L'aspect le plus intéressant des amplificateurs paramétriques découle de leur principe : les circuits qui les constituent sont de nature purement réactive (cas idéal). Les résistances apparaissent comme des éléments parasites. Elles ont deux conséquences importantes, qui sont : d'une part, ajouter une puissance de bruit au signal de sortie amplifié, d'autre part : interdire le fonctionnement des amplificateurs paramétriques au-delà d'une certaine gamme de fréquence (actuellement de l'ordre de 50 à 100GHz).

HISTORIQUE.

Le phénomène d'amplification paramétrique est connu depuis 1936, date à laquelle Hartley utilisait des selfs variables, (noyaux ferromagnétiques) comme éléments non linéaires. Jusqu'en 1957, seuls des amplificateurs paramétriques à ferrites avaient fonctionné mais ils étaient limités au domaine des ondes métriques et, avec des résultats médiocres (bande passante et facteur de bruit). De plus, des puissances de pompage élevées étaient nécessaires.

A partir de 1958, la théorie des semiconducteurs a permis un développement important de la technologie des jonctions p-n. On sait, depuis, réaliser des diodes utilisables en ondes centimétriques en tant qu'élément réactif (10). A partir de cette date, apparaissent les premiers amplificateurs paramétriques à semiconducteurs (5,19,20).

Actuellement, dans toutes les stations importantes de réception, lorsque les signaux à recevoir ont une très faible puissance, on trouve des amplificateurs paramétriques en concurrence, ou en parallèle avec des Masers (stations de Télécommunications Spatiales, radiométrie, radar à grande portée, etc...).

But de l'étude.

Nous nous sommes appliqués à l'étude du comportement des diodes Varactor au silicium et à l'arséniure de gallium dans le domaine des fréquences de 3000 MHz à 30 000 MHz. Des circuits hyperfréquences destinés à recevoir une diode de géométrie particulière ont dû être réalisés dans le but de mesurer certains paramètres de cette diode.

La connaissance de ces paramètres a permis de réaliser un circuit, résonnant globalement avec la diode, à une fréquence choisie par avance. Une structure plus complète a dû être définie ensuite dans le but de réaliser un amplificateur paramétrique, de bande passante maximum compatible avec un facteur de bruit minimum. Ce processus a été suivi pour réaliser un amplificateur paramétrique dans la bande de fréquence S ($\lambda = 10$ cm) et un autre dans la bande de fréquence X ($\lambda = 3$ cm). Ce dernier amplificateur devant être utilisé dans le but d'essayer d'améliorer la sensibilité d'un spectromètre à résonance paramagnétique.

II

LES RELATIONS DE PUISSANCE
DE
MANLEY ET ROWE

Nous préférons d'abord présenter un rappel de ces relations sous leur forme la plus générale. Il est possible de les dériver des équations des circuits d'amplificateur paramétrique (² p.583) dans le cas de trois fréquences présentes seulement.

Nous verrons que les transferts de puissance dans les différents types d'amplificateurs obéissent à des cas particuliers des relations de Manley et Rowe valables pour un nombre illimité de fréquences.

1. POSITION DU PROBLEME.

Considérons le circuit suivant (figure 1) contenant une capacité que nous allons supposer non linéaire, c'est-à-dire que la charge $q(t)$ n'est pas proportionnelle à la tension à ses bornes $u(t)$. En général, $q(t) = f[u(t)]$. Nous supposons que la fonction $f(u)$ est dépourvue d'hystérésis.

Deux générateurs de fréquence f_1 et f_2 échangent de l'énergie avec la capacité et des impédances de charge munies de filtres ne laissant passer qu'une seule fréquence.

En régime permanent, un échange de puissance s'établit entre la capacité et les différentes branches correspondant à une fréquence particulière.

La tension $u(t)$ sera périodique, sa période sera la plus grande des périodes $T_{m,n} = \frac{1}{mf_1 + nf_2}$. La charge $q(t)$ et le courant $i(t)$ seront aussi des fonctions périodiques développables en série de Fourier.

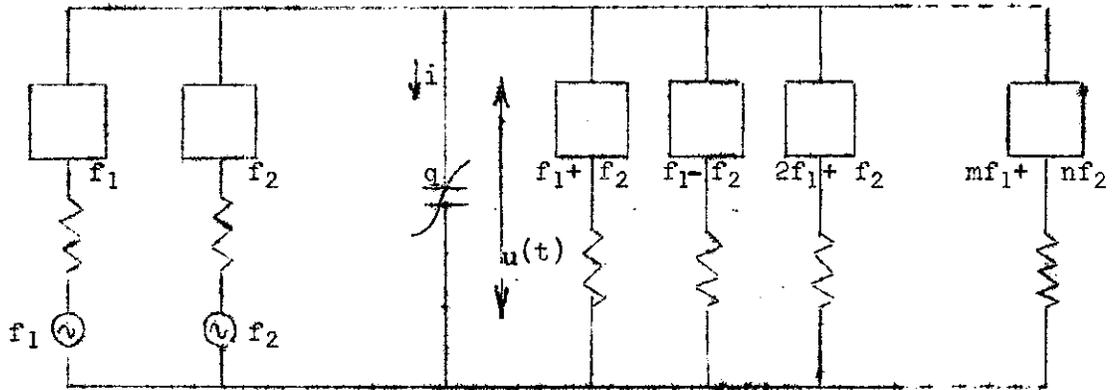


Figure 1

2. DEFINITION DES NOTATIONS ET RAPPEL DU CALCUL (6 et 3)

Ecrivons la charge instantanée en la développant en série :

$$q(t) = Q_0 + 2 \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} Q_{m,n} \cos(m \omega_1 t + n \omega_2 t)$$

Q_0 est la valeur moyenne de la charge, et $2 Q_{m,n}$, l'amplitude à la fréquence $m f_1 + n f_2$ (m et n entiers). Pour que $q(t)$ soit réel, $Q_{m,n}$ doit l'être aussi. En notation imaginaire, nous écrirons $q(t)$:

$$q(t) = Q_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} Q_{m,n} \left[e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} + e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} \right]$$

$$q(t) = Q_0 + \sum_{m=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} Q_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} + \sum_{m=-1}^{-\infty} \sum_{n=-1}^{-\infty} Q_{-m,-n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

$$e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

Nous n'avons fait dans le troisième terme que de changer le signe des indices et de sommer de -1 à $-\infty$ au lieu de $+1$ à $+\infty$. Si $Q_{-m,-n} = Q_{m,n}$, en incorporant Q_0 sous les signes sommes, on obtient :

$$q(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Q_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

Avec cette dernière écriture, la condition $Q_{m,n}$ réel est superflue, nous nous contenterons de la condition $Q_{m,n}^* = Q_{-m,-n}$. La tension

aux bornes de la capacité se développe aussi :

$$u(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} U_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

avec la condition $U_{m,n}^* = U_{-m,-n}$, $2U_{m,n}$ est l'amplitude de la composante de u pour la fréquence $m\omega_1 + n\omega_2$. La composante de

Fourier $U_{m,n}$ est :

$$U_{m,n} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d\omega_1 t \int_0^{2\pi} d\omega_2 t u(t) e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

Le courant instantané $i = dq/dt$, soit en développant :

$$i = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} j(m\omega_1 + n\omega_2) Q_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

$$= \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

où : $I_{m,n} = j(m\omega_1 + n\omega_2) Q_{m,n}$

Formons $U_{m,n} I_{m,n}^*$,

$$U_{m,n} I_{m,n}^* = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d\omega_1 t \int_0^{2\pi} d\omega_2 t \left[-j(m\omega_1 + n\omega_2) Q_{m,n}^* \right] u(t) e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

$$\frac{U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d(\omega_1 t) \int_0^{2\pi} d(\omega_2 t) u(t) \times \left[-j Q_{m,n}^* e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} \right]$$

Nous pouvons sommer les deux membres sur m et n :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = \sum_m \sum_n \frac{1}{4\pi^2} \int d\omega_1 t \int d\omega_2 t u(t) \times \left[-j Q_{m,n}^* e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} \right]$$

Seule la quantité entre crochets dépend des indices m et n, nous pouvons permuter l'intégrale et la sommation :

$$= \frac{1}{4\pi^2} \int d(\omega_1 t) \int d(\omega_2 t) \cdot u(t) \underbrace{\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[-j Q_{m,n}^* e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)} \right]}_Q$$

Remarquons que la quantité Q peut s'exprimer en fonction de q(t).

On a :

$$\frac{\partial q(t)}{d(\omega_1 t)} = \sum_m \sum_n j m Q_{m,n} e^{j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

Comme q(t) est réel, prenons le complexe conjugué, sans changer le premier membre :

$$\frac{\partial q(t)}{\partial(\omega_1 t)} = \sum_m \sum_n -j m Q_{m,n}^* e^{-j(m\omega_1 t + n\omega_2 t)}$$

$$\frac{\partial q(t)}{\partial(\omega_1 t)} = Q \times m$$

Donc, en revenant à l'équation ci-dessus :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d\omega_1 t \int_0^{2\pi} d\omega_2 t u(t) \frac{\partial q(t)}{\partial(\omega_1 t)} =$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} d\omega_2 t \int_{q(\omega_1 t=0)}^{q(\omega_1 t=2\pi)} dq u(q)$$

Comme la fonction $q = f(u)$ est dépourvue d'hystérésis, $u(q)$ l'est également. Dans ces conditions, à une valeur de q quelconque, correspond une seule valeur de u. En particulier, $u(q)_{\omega_1 t=0}$ est unique. La charge q est périodique en $\omega_1 t$, ce qui signifie $q_{\omega_2 t}(\omega_1 t=0) = q_{\omega_2 t}(\omega_1 t=2\pi)$. L'intégrale $\int u(q) dq$ s'effectue entre deux mêmes valeurs de q, elle est donc nulle :

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

Nous allons décomposer la sommation sur m de $-\infty$ à 0 et de 0 à $+\infty$:

$$\sum_{m=-\infty}^0 \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} + \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

En changeant les signes des indices du premier terme et en sommant sur des indices de signes opposés, on ne change rien :

$$\sum_{m=+\infty}^0 \sum_{n=+\infty}^{-\infty} \frac{-m U_{-m,-n} I_{-m,-n}^*}{-m\omega_1 - n\omega_2} + \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n}^* I_{m,n}}{m\omega_1 + n\omega_2} + \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m U_{m,n} I_{m,n}^*}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

En groupant les deux termes sous les mêmes signes sommes :

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m (U_{m,n}^* I_{m,n} + U_{m,n} I_{m,n}^*)}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

On peut écrire :

$$U_{m,n}^* I_{m,n} + U_{m,n} I_{m,n}^* = 2 \operatorname{Re} (U_{m,n} I_{m,n}^*) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} [(2U_{m,n}^*)(2I_{m,n}^*)] = P_{m,n}$$

$P_{m,n}$ est la puissance active à la fréquence $m f_1 + n f_2$ échangée entre la capacité non linéaire et les circuits extérieurs. Nous n'avons pas pris de conventions de signe pour U et i ; habituellement, on compte comme positives les puissances $P_{m,n}$ reçues par la capacité et comme négatives celles qu'elle fournit. Revenant à notre double sommation :

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{m,n}}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0$$

Nous pourrions, en prenant la dérivée $\frac{\partial q(t)}{\partial (\omega_2 t)} = Q \times n$, démontrer une relation analogue. Elle se déduit également de la symétrie du rôle joué par f_1 et f_2 dans le montage de la figure 1.

Multipliant le premier membre par 2π , on obtient les deux relations :

$$\sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{m P_{m,n}}{mf_1 + nf_2} = 0$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{n P_{m,n}}{mf_1 + nf_2} = 0$$

Ce calcul a été emprunté à J.M. Manley et H.E. Rowe (3).

3. CAS PARTICULIER D'APPLICATION A DES SYSTEMES A NOMBRE LIMITE DE FREQUENCES

Pratiquement, la bande passante naturelle des circuits limite le domaine des fréquences à un nombre modéré d'harmoniques, en plus du fondamental. Dans le cas des U.H.F. qui nous intéresse, accorder simultanément le fondamental et l'harmonique 2 à l'intérieur d'un même système n'est pas sans difficulté à cause des interactions au sein de l'élément non linéaire. Aussi, nous nous limiterons pour l'instant aux fréquences les plus basses en supposant inexistantes celles où $|m|$ et $|n|$ sont supérieures à l'unité.

Afin d'homogénéiser les notations avec les calculs de circuits paramétriques, nous allons écrire les relations de Manley et Rowe en prenant pour fréquences de base f_p et f_1 . Nous appellerons

$$f_2 = f_p - f_1 \quad ; \quad f_3 = f_p + f_1 \quad :$$

$$(1) \quad \sum_{m=0}^{m=1} \sum_{n=-1}^{+1} \frac{m P_{m,n}}{mf_p + nf_1} = 0$$

$$(2) \quad \sum_{m=-1}^1 \sum_{n=0}^1 \frac{n P_{m,n}}{mf_p + nf_1} = 0$$

L'équation (1) se résume à une sommation sur n de -1 à 1 et l'équation (2) sur m .

$$(3) \frac{P_{1,-1}}{f_p - f_1} + \frac{P_{1,0}}{f_p} + \frac{P_{1,1}}{f_p + f_1} = 0$$

$$(4) \frac{P_{-1,1}}{-f_p + f_1} + \frac{P_{0,1}}{f_1} + \frac{P_{1,1}}{f_p + f_1} = 0$$

En désignant par P_p , P_1 , P_2 , P_3 les puissances correspondant aux fréquences f_p , f_1 , f_2 et f_3 , (3) et (4) s'écrivent :

$$(5) \frac{P_p}{f_p} + \frac{P_2}{f_2} + \frac{P_3}{f_3} = 0$$

$$(6) \frac{P_1}{f_1} - \frac{P_2}{f_2} + \frac{P_3}{f_3} = 0$$

Remarquons d'abord que l'élément non linéaire est couplé à des circuits passifs pour les fréquences f_2 et f_3 . Donc, en respectant la convention de signe précédente, $P_2 \leq 0$ et $P_3 \leq 0$ puisque l'élément non linéaire ne peut que fournir de l'énergie à ces deux fréquences. De même, si nous fournissons de l'énergie au moyen du générateur de fréquence f_p , il en résulte que $P_p > 0$. Nous appellerons par la suite celle-ci, source de pompage. On voit que la source de fréquence f_1 peut fournir de l'énergie, alors, en général, $P_1 > 0$. Mais si l'impédance de charge en série dissipe plus que le générateur ne fournit, le bilan d'énergie de l'élément non linéaire est alors négatif pour cette fréquence, donc $P_1 < 0$. Nous pourrions réaliser l'un ou l'autre de ces deux cas en agissant sur les circuits passifs, c'est-à-dire sur P_2 et P_3 .

4. CAS DES OSCILLATEURS OU AMPLIFICATEURS PARAMÉTRIQUES A RESISTANCE NEGATIVE.

Nous ne ferons pas ici la distinction entre ces deux cas, l'oscillateur n'étant qu'un amplificateur dont la sortie réagit à l'entrée. Dans l'un comme dans l'autre cas, l'élément non linéaire ou "actif" doit fournir de l'énergie à la fréquence du signal désiré que nous appelons f_1 , donc, nous voulons que $P_1 < 0$.

L'examen de (6) montre que P_1 sera d'autant plus négatif que P_2 le sera et que P_3 sera petit :

$$\frac{P_1}{f_1} = \frac{P_2}{f_2} - \frac{P_3}{f_3}$$

Concrètement, cela signifie que nous devons dissiper le plus d'énergie possible à la fréquence f_2 et le moins possible à la fréquence f_3 . Quand ces conditions seront réalisées, nous obtiendrons le maximum d'énergie de l'élément actif à la fréquence f_1 . Dans un tel système amplificateur, le signal utile est à la même fréquence (f_1) que celui à amplifier. Phénoménologiquement, l'élément actif se comporte comme une résistance négative vis-à-vis du signal f_1 . Le gain de puissance de ce système est sans limite théorique maximum.

L'équation (5) nous donne la répartition des puissances dans l'élément actif supposé sans pertes quand la condition $P_3 = 0$ est réalisée :

$$\frac{P_1}{f_1} = \frac{P_2}{f_2} = - \frac{P_p}{f_p}$$

5. CAS DES AMPLIFICATEURS PARAMETRIQUES CONVERTISSEURS DE FREQUENCE.

Nous pouvons utiliser à la sortie de l'amplificateur, soit un signal de fréquence f_2 , soit un signal de fréquence f_3 en envoyant un signal de fréquence f_1 à l'entrée. L'analyse du premier cas est la même que la précédente. Nous obtenons $P_1/f_1 = P_2/f_2$ dans la mesure où l'on s'est arrangé pour que $P_3 = 0$.

Il n'y a pas de différences fondamentales entre le type à résistance négative et le type convertisseur de fréquence que nous nommerons "à bande latérale inférieure", (parce que $f_2 = f_p - f_1$). Dans un cas, c'est la puissance P_1 qui sera utilisée, dans l'autre, ce sera P_2 . Le gain étant théoriquement illimité dans les deux cas.

Essayons de voir maintenant comment obtenir une puissance P_3 de l'élément actif. L'équation (6) : $P_3/f_3 = P_2/f_2 - P_1/f_1$ montre que nous avons intérêt à ce que $P_2 < 0$ et $P_1 > 0$. Il faudra fournir

une puissance P_p plus grande :

$$\frac{P_p}{f_p} = + \frac{P_1}{f_1} - \frac{2 P_2}{f_2}$$

d'après (5) à l'élément actif. Le signal $P_1 > 0$ sera celui que l'on désire amplifier. Le gain de puissance sera, cette fois-ci, limité à la valeur suivante (toujours dans l'approximation d'un élément non linéaire sans pertes) :

$$G = - \frac{P_3}{P_1} = \frac{f_3}{f_1} - \frac{f_3}{f_2} \frac{P_2}{P_1} = \frac{f_3}{f_1} + \frac{f_3}{f_2} \left| \frac{P_2}{P_1} \right|$$

L'amplificateur convertisseur sera dit "à bande latérale supérieure".

Dans un système où l'on aurait fait $P_2 = 0$, le gain de conversion serait limité au rapport f_3/f_1 de la fréquence de sortie à la fréquence d'entrée. D'où la nécessité de "pomper" l'élément actif à une fréquence f_p assez élevée. Dans le cas de $P_2 < 0$, on obtient un accroissement appréciable de gain. Une étude détaillée montre que l'on doit avoir aussi une légère augmentation du facteur de bruit⁽⁴⁰⁾.

6. AVANTAGES ET INCONVENIENTS RESPECTIFS.

Sous un aspect général, on peut dire que l'amplificateur du type à résistance négative est intéressant dans le domaine des fréquences élevées pour plusieurs raisons :

- Pour obtenir un gain important, il n'est pas nécessaire de "pomper" à une fréquence très élevée par rapport à celle du signal.
- La fréquence amplifiée est égale à celle du signal d'entrée, ceci permet d'intercaler l'amplificateur dans une chaîne de réception avec le minimum de transformation.
- La fréquence de sortie la plus basse permet d'utiliser après l'amplificateur un récepteur de sensibilité plus grande.

D'un autre côté, on peut dire que l'amplificateur convertisseur de fréquence, à bande latérale supérieure est, par principe, le plus stable vis-à-vis des variations de charge, alors que le type à résistance négative y est très sensible. Enfin, pour l'amplificateur convertisseur de fréquence, le découplage du signal amplifié par rapport au signal d'entrée peut se faire sans utiliser de circulateur.

III

ETUDE THEORIQUE

Nous étudierons d'abord par des méthodes de calcul classiques les caractéristiques principales d'un amplificateur paramétrique, c'est-à-dire son gain, sa bande passante, son facteur de bruit. Ceci sera l'objet d'une première partie. Au cours d'une deuxième partie, nous améliorerons le calcul du bruit et nous justifierons la méthode de calcul au moyen des fonctions aléatoires.

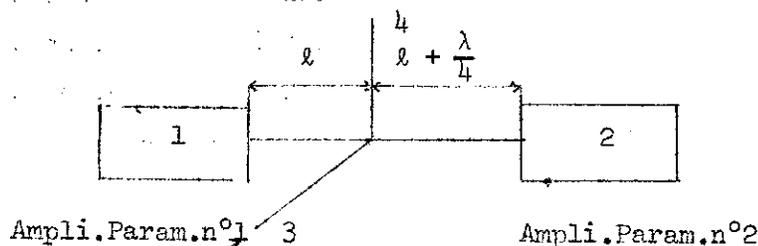
PREMIERE PARTIE

A. CHOIX DU TYPE D'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE ET DES MOYENS DE COUPLAGE AVEC LES CIRCUITS EXTERIEURS.

Ayant à réaliser un amplificateur paramétrique aux environs de 3000 MHz, le choix du type à résistance négative découle de ce que nous avons vu au chapitre précédent. Etant donné que nous nous efforçons de réaliser un amplificateur très sensible, la première question à résoudre est d'envoyer le signal très faible, intégralement sur l'élément non linéaire et d'utiliser au maximum la puissance réémise à cette même fréquence.

Dans un dispositif muni d'un couplage d'entrée et d'un couplage de sortie, il est certain que l'on perdrait une fraction importante de la puissance émise (de l'ordre de 3 décibels) d'où une perte équivalente sur le facteur de bruit. Un dispositif à coupleur de Riblet ou Té Magique pourrait être utilisé à condition d'utiliser toutefois deux amplificateurs paramétriques identiques ayant exactement le même gain à une fréquence déterminée (voir figures n°2 et n°3).

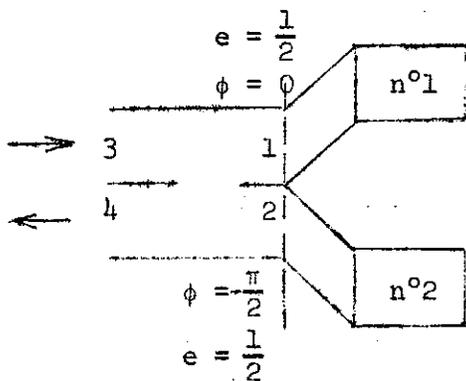
- Montage équilibré à Té Magique (figure n°2).



L'entrée du signal étant située en (3), on peut voir que, après réflexion et amplification en (1) et (2), les ondes se trouvent déphasées de π l'une par rapport à l'autre. L'énergie sera utilisable en totalité sur le bras (4).

- Montage équilibré à coupleur de Riblet, (figure n°3).

Figure 3



Ici, le signal entre par la porte (3) et se partage également entre (1) et (2) où deux amplificateurs paramétriques de même gain sont branchés. La phase relative en (2) par rapport à (1) est de $-\pi/2$. Si l'amplitude incidente en (3) vaut $e = 1$, en (1) et (2), $e = 1/\sqrt{2}$; après réflexion et une amplification a , dans le bras 3, on a deux ondes :

l'une, $e = a/2$, $\phi = 0$ et l'autre, $e = a/2$, $\phi = -\pi$, lesquelles s'annulent. Dans le bras 4, deux autres ondes : $e = a/2$, $\phi = -\pi/2$, et $e = a/2$, $\phi = -\pi/2$, lesquelles s'ajoutent pour donner $e = a$, donc (4) est la porte de sortie.

Ces deux montages donnent satisfaction quant au principe mais exigent d'avoir deux amplificateurs de même gain.

- Montage à circulateur.

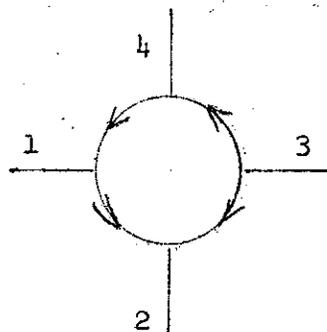
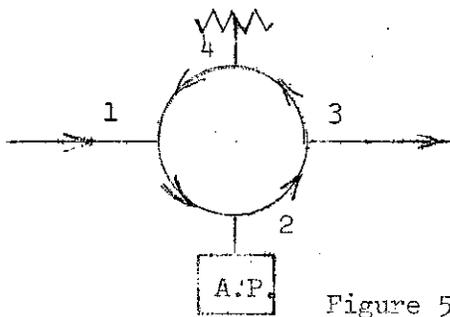


Figure 4

Nous avons opté pour un dispositif de couplage non réciproque à ferrites appelé circulateur. Ce dispositif ne laisse les ondes se propager que dans un sens déterminé selon le schéma suivant (figure n°4). Un signal incident sur une porte quelconque ressort en totalité par la porte voisine dans



le sens indiqué. On voit de suite que, en utilisant le montage de la figure n°5, le signal à amplifier envoyé sur la porte (1) est utilisable en (2) où nous avons placé l'amplificateur paramétrique fonctionnant par réflexion (il n'y a maintenant plus qu'un seul couplage à l'élément actif).

L'énergie amplifiée incidente sur la porte (2) est utilisable en (3). Nous avons représenté une quatrième porte munie d'une terminaison adaptée. Son rôle principal est de stabiliser le gain de l'amplificateur, mais nous pouvons l'ignorer dans l'analyse suivante.

B. ETUDE THEORIQUE DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE
DU TYPE A RESISTANCE NEGATIVE.

Considérons le schéma hyperfréquence équivalent d'une diode semi-conductrice polarisée en inverse. Cette diode est une micro-jonction. Elle est équivalente à une capacité dont la valeur dépend de la polarisation appliquée. Les pertes principales sont dues à la résistance des semiconducteurs de type p et n représentée par R_S . Nous appliquons sur la diode un champ électrique de fréquence f_p et d'amplitude suffisante pour modifier la capacité de la jonction. La capacité est une fonction périodique du temps de période $1/f_p$ qu'on écrit en se limitant aux non linéarités du deuxième ordre :

$$C(t) = C_0 + 2 C_1 \cos \omega_p t + 2 C_2 \cos 2\omega_p t$$

$$= C_0 (1 + 2 \gamma_1 \cos \omega_p t + 2 \gamma_2 \cos 2 \omega_p t)$$

avec :

$$\gamma_1 = C_1/C_0 \quad , \quad \gamma_2 = C_2/C_0$$

Pour réaliser un amplificateur à résistance négative, nous devons coupler à la capacité modulée $C(t)$, deux circuits respectivement à la fréquence f_1 et à la fréquence f_2 ($f_1 + f_2 = f_p$). Le premier circuit

sera dit "circuit de signal", le second, "circuit image", chacun d'eux sera accordé exclusivement sur sa fréquence de travail au moyen de deux réactances X_1 et X_2 ; Les pertes des deux circuits réalisés sont représentées par R_1 et R_2 , outre la résistance R_g propre à la diode. Le schéma d'ensemble est le suivant (⁶ p.58), (figure 6). Le dispositif de "pompage" de la diode n'est pas représenté.

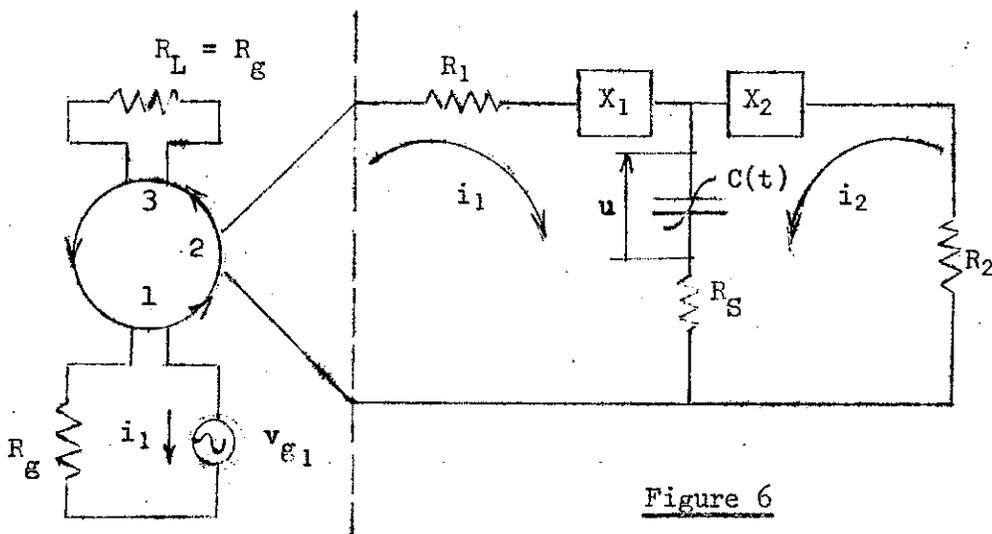


Figure 6

Ce qui est à droite de la ligne pointillée représente l'amplificateur paramétrique proprement dit, ce qui est à gauche, représente le dispositif de couplage ; la source de puissance, de fréquence f_1 , et la charge $R_L = R_g$. Cette égalité résulte du fait que le circulateur est supposé parfait et adapté sans T.O.S. (Taux d'Ondes Stationnaires) à chacune de ses trois portes aux trois circuits correspondants. Dans le plan de référence en pointillé, une onde circulant de droite à gauche voit la même impédance (R_L) que l'impédance du générateur (R_g), lequel émet une onde circulant de gauche à droite dans ce même plan.

Il est évident que nous avons le droit de placer un transformateur d'impédance entre la porte (2) et le plan de référence sans rien changer à ce résultat, pourvu qu'il soit dépourvu de T.O.S. L'impédance $R_g = R_L$ sera alors celle qui est vue depuis le plan de référence choisi. C'est ce que nous allons supposer par la suite.

1°) Calcul du gain.

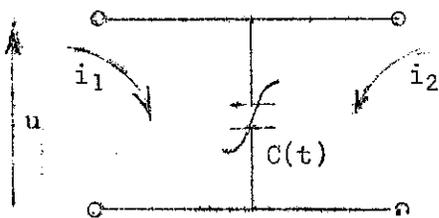


Figure 7

La méthode est empruntée à la référence (6). Pour entreprendre le calcul de l'impédance du circuit de signal, nous avons besoin de connaître la matrice d'impédance de notre élément non linéaire qui est en fait un quadripôle actif, figure 7. La matrice d'admittance approchée est un peu différente de celle

donnée par Blackwell et Kotzebue dans le cas où les harmoniques indésirés sont à circuit ouvert, c'est-à-dire :

$$\begin{cases} i_{m,n} = 0 \\ i_1 \text{ et } i_2 \neq 0 \end{cases}$$

Le calcul est fait en annexe dans le cas de $\gamma_2 \neq 0$. On trouve :

$$\begin{vmatrix} i_1 \\ i_2^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} jC_0 \omega_1 (1 - \gamma_1^2) & jC_1 \omega_1 (1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right) \\ -jC_1 \omega_2 (1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right) & -jC_0 \omega_2 (1 - \gamma_1^2) \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} u_1 \\ u_2^* \end{vmatrix}$$

u_1 et u_2 sont les tensions aux bornes de C avec les conventions de signes indiquées, respectivement aux fréquences f_1 et f_2 . L'inversion de cette matrice nous donne la matrice d'impédance du quadripôle :

$$\begin{array}{|c|} \hline u_1 \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline u_2^* \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline \frac{1 - \gamma_1^2}{jC_o \omega_1 \left[(1 - \gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1 - \gamma_2)^2 \right] \times \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)^2} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline \frac{-\gamma_1 (1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)}{jC_o \omega_1 \left[(1 - \gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1 - \gamma_2)^2 \right] \times \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)^2} \\ \hline \end{array} \times \begin{array}{|c|} \hline \frac{\gamma_1 (1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)}{jC_o \omega_2 \left[(1 - \gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1 - \gamma_2)^2 \right] \times \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)^2} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline \frac{-(1 - \gamma_1^2)}{jC_o \omega_2 \left[(1 - \gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1 - \gamma_2)^2 \right] \times \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)^2} \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline i_1 \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline i_2^* \\ \hline \end{array}$$

Symboliquement, nous écrirons :

$$\begin{array}{|c|} \hline u_1 \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline u_2^* \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline Z_{11} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline Z_{21} \\ \hline \end{array} \times \begin{array}{|c|} \hline Z_{12} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline Z_{22} \\ \hline \end{array} \times \begin{array}{|c|} \hline i_1 \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline i_2^* \\ \hline \end{array}$$

On voit que la capacité effective moyenne n'est plus C_o mais :

$$C = C_o \times \frac{\left[(1 - \gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1 - \gamma_2)^2 \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)^2 \right]}{1 - \gamma_1^2}$$

et le demi taux de modulation, non plus γ_1 , mais :

$$\gamma = \frac{\gamma_1 (1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1 - \gamma_1^2} \right)}{1 - \gamma_1^2}$$

Avec ces notations, la matrice des impédances serait :

$$\begin{array}{|c|} \hline Z_{11} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline Z_{21} \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline Z_{12} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline Z_{22} \\ \hline \end{array} = \begin{array}{|c|} \hline \frac{1}{jC\omega_1} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline \frac{-\gamma}{jC\omega_1} \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \frac{\gamma}{jC\omega_2} \\ \hline \\ \hline \\ \hline \\ \hline \frac{-1}{jC\omega_2} \\ \hline \end{array}$$

Posons :

$$R_{T1} = R_G + R_1 + R_S$$

$$R_{T2} = R_2 + R_S$$

L'impédance totale du circuit 1 moins le quadripole de la figure 7 étant :

$$Z_{T1} = R_{T1} + X_1$$

L'impédance totale du circuit 2 moins le quadripole de la figure 7 étant :

$$Z_{T2} = R_{T2} + X_2$$

Compte tenu de la figure 6, nous pouvons écrire la loi d'Ohm pour les circuits 1 et 2 sous la forme :

$$v_{g1} = u_1 + Z_{T1} i_1$$

$$0 = u_2^* + Z_{T2}^* i_2^*$$

sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} v_{g1} \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} + Z_{T1} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} + Z_{T2}^* \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2^* \end{bmatrix}$$

$$v_{g1} = (Z_{11} + Z_{T1}) i_1 + Z_{12} i_2^*$$

mais i_2^* est directement relié à i_1 par l'intermédiaire du quadripole actif :

$$Z_{21} i_1 + (Z_{22} + Z_{T2}^*) i_2^* = 0$$

$$v_{g1} = \left[(Z_{11} + Z_{T1}) - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right] i_1$$

Nous sommes maintenant en mesure d'exprimer le gain de puissance de l'amplificateur. Soit V_{g1} le module de v_{g1} . La puissance disponible du générateur est égale à la puissance incidente puisque l'adaptation

est réalisée à la porte n°1 du circulateur, soit :

$$\frac{1}{4} \frac{V^2}{2R_G} = \frac{1}{8} \frac{V^2}{R_G}$$

La puissance délivrée à la charge étant $R_L \frac{I_1^2}{2}$ (I_1 module de i_1), d'où un gain de puissance :

$$G = \frac{R_L \frac{I_1^2}{2}}{\frac{V^2}{8R_G}} = 4 R_L R_G \frac{I_1^2}{V^2} = 4 R_G^2 \left| \frac{i_1}{v_{\varepsilon_1}} \right|^2$$

$$G = \frac{4R_G^2}{\left| Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2}$$

Nous avons défini les réactances X_1 et X_2 de telle sorte que, au centre de la bande de chaque circuit, soit f_{10} et f_{20} :

$$Z_{11} + Z_{T1} = R_{T1}$$

$$Z_{22}^* + Z_{T2} = + \frac{1}{jC\omega_2} + X_2 + R_{T2} = R_{T2}$$

En définissant le désaccord relatif de chaque circuit par :

$$\delta_1 = \frac{f_1 - f_{10}}{f_{10}} \quad \delta_2 = \frac{f_2 - f_{20}}{f_{20}} = - \frac{f_1 - f_{10}}{f_{20}} = - \frac{f_{10}}{f_{20}} \delta_1$$

En effet, on doit avoir constamment la relation $f_1 + f_2 = f_{10} + f_{20} = f_p$. Pour des δ petits, on peut exprimer les impédances des circuits hors de la résonance en fonction de R_T , δ et Q en charge des circuits. En effet, pour un désaccord δ_1 tel que $2\delta_1 = 2\Delta f_1/f_{10} = 1/Q_1$, on a, par définition de Q_1 :

$$\text{Imag.}(Z_{11} + Z_{T_1}) = \text{Réel}(Z_{11} + Z_{T_1}) = R_{T_1}$$

$$\text{Imag.}(Z_{11} + Z_{T_1}) = R_{T_1} \times 2 \delta_1 Q_1$$

Cette dernière relation est évidemment valable pour $\delta_1 \neq \frac{1}{2Q_1}$
 pourvu que $\delta_1 \ll 1$:

$$Z_{11} + Z_{T_1} = R_{T_1} (1 + j 2 \delta_1 Q_1)$$

$$Z_{22}^* + Z_{T_2}^* = R_{T_2} (1 + j 2 \delta_2 Q_2) = R_{T_2} (1 - j 2 \frac{f_{10}}{f_{20}} \delta_1 Q_2)$$

Remarquons que, dans la matrice d'impédance du quadripole, v_2^* et i_2^*
 sont reliés par Z_{22} , donc, la partie linéaire de l'impédance du
 quadripole à considérer est Z_{22}^* ; c'est pourquoi, nous avons écrit
 ci-dessus $Z_{22}^* + Z_{T_2}^*$. D'autre part :

$$Z_{12} Z_{21} = \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2} > 0$$

La quantité :

$$\frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} = \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2 R_{T_2} (1 + j 2 \frac{f_{10}}{f_{20}} \delta_1 Q_2)}$$

est homogène à une résistance pour un désaccord nul. Nous poserons

$$R = \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2 R_{T_2}} > 0$$

et :

$$r = \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2} = \frac{f_{10}}{f_{20}} \times \frac{Q_2}{Q_1}$$

c'est le rapport des bandes passantes individuelles des circuits
 1 et 2. Nous écrirons le gain sous la forme :

$$G = \frac{4 R_G^2}{\left| R_{T_1} (1 + j 2 \delta_1 Q_1) - \frac{R}{1 + j 2 \delta_1 r Q_1} \right|^2}$$

Le gain est maximum pour un désaccord $\delta_1 = 0$:

$$G_{\max} = \frac{4 R_G^2}{(R_{T_1} - R)^2}$$

-R apparaît nettement comme une résistance négative en série dans le circuit 1 due au quadripôle actif. Sa valeur est proportionnelle au carré du taux de modulation. Pour un gain $G_{\max} \gg 1$, la quantité $(R_{T_1} - R)$ est petite devant R_G , soit $R_{T_1} \approx R$. L'influence sur le gain d'une variation du taux de modulation peut être calculée. On trouve :

$$\frac{\Delta G}{G_{\max}} = \frac{4R}{R_{T_1} - R} \cdot \frac{\Delta \gamma}{\gamma}$$

Nous verrons par la suite que $(R_1 + R_S)$ est, en général, petit devant l'impédance interne du générateur. Il en résulte que R est du même ordre de grandeur que R_g :

$$\frac{\Delta G}{G_{\max}} \approx \frac{4R_g}{R_{T_1} - R} \cdot \frac{\Delta \gamma}{\gamma} = 2 \sqrt{G_{\max}} \frac{\Delta \gamma}{\gamma}$$

La condition $R_{T_1} \approx R$ pour obtenir un gain élevé peut être écrite sous des formes plus explicites, en effet :

$$R_{T_1} = R_g + R_1 + R_S \approx \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2 R_{T_2}}$$

où :

$$\frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2 R_{T_1} R_{T_2}} \approx 1$$

Comme Q_1 et Q_2 sont les Q en charge des circuits 1 et 2 ,

$$Q_1 = \frac{1}{C\omega_1 R_{T1}} \quad Q_2 = \frac{1}{C\omega_2 R_{T2}} \quad \gamma^2 Q_1 Q_2 = 1$$

Il est également intéressant d'écrire cette même condition en fonction des caractéristiques propres à l'élément non linéaire (diode). On définit à la fréquence de signal f_1 , un coefficient de surtension propre à la diode que nous appellerons $Q = \frac{1}{C\omega_1 R_S}$ et nous nous rappelons que C est la capacité effective de la diode $\neq C_0$,

$$\frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1 \omega_2 R R_{T2}} = \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_1^2 R_S^2} \times \frac{\omega_1}{\omega_2} \times \frac{R_S^2}{R R_{T2}} = 1$$

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma Q)^2 = \frac{R}{R_S} \times \frac{R_{T2}}{R_S}$$

donc :

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma Q)^2 \approx \frac{R_{T1}}{R_S} \times \frac{R_{T2}}{R_S} \quad \text{lorsque le gain } G \text{ est } \gg 1$$

2°) Calcul de la bande passante à 3 décibels.

Nous avons écrit précédemment le gain comme une fonction de δ_1 , ou, si l'on veut, une fonction de la fréquence du signal f_1 . Nous allons prendre la constante normalisée, $a = R/R_{T1}$ et introduire $p = 2 \delta_1 Q_1$ comme nouvelle variable :

$$G(p) = \frac{4(R_G/R_{T1})^2}{\left| 1 + jp - \frac{a}{1 + jrp} \right|^2}$$

Remarquons que le dénominateur est une fonction paire de p . Il existe donc deux valeurs opposées de p telles que :

$$G(p) = \frac{1}{2} G_{\max} = \frac{1}{2} G(0)$$

soit :

$$\left| 1 + jp - \frac{a}{1 + jrp} \right|^2 = 2(1 - a)^2$$

$$\frac{(1 - rp^2 - a)^2 + p^2(1 + r)^2}{1 + r^2p^2} = 2(1 - a)^2$$

$$r^2p^4 + \left[(r+1)^2 - 2r(1-a) - 2r^2(1-a)^2 \right] p^2 - (1-a)^2 = 0$$

$$r^2p^4 + \left[r^2 + 2ar + 1 - 2r^2(1-a)^2 \right] p^2 - (1-a)^2 = 0$$

$$p^4 + \left[1 + \frac{2a}{r} + \frac{1}{r^2} - 2(1-a)^2 \right] p^2 - \left(\frac{1-a}{r}\right)^2 = 0$$

Cette équation bicarrée a pour déterminant :

$$\Delta = \left[1 + \frac{2a}{r} + \frac{1}{r^2} - 2(1-a)^2 \right]^2 + 4 \left(\frac{1-a}{r}\right)^2 > 0$$

Dans l'approximation de gain G_{\max} élevé, $1-a \approx 0$, si bien que $4\left(\frac{1-a}{r}\right)^2$ est petit devant le premier terme,

$$\Delta = \left(1 + \frac{2a}{r} + \frac{1}{r^2} - 2(1-a)^2 + \frac{2\left(\frac{1-a}{r}\right)^2}{1 + \frac{2a}{r} + \frac{1}{r^2} - 2(1-a)^2} \right)^2$$

Nous ne retenons que la racine positive pour p^2 :

$$p^2 = \frac{\left(\frac{1-a}{r}\right)^2}{1 + \frac{2a}{r} + \frac{1}{r^2} - 2(1-a)^2} = \frac{(1-a)^2}{r^2 + 2ar + 1 - 2r^2(1-a)^2}$$

La bande passante cherchée sera $B_{3db} = 2f_{10} \delta_1 = p \frac{f_{10}}{Q_1}$

$$B_{3db} = \frac{f_{10}}{Q_1} \frac{1-a}{\sqrt{r^2 + 2ar + 1 - 2r^2(1-a)^2}} = \Delta f_1 \frac{1-a}{\sqrt{r^2 + 2ar + 1 - 2r^2(1-a)^2}}$$

Pour accroître B_{3db} , nous devons chercher à obtenir le minimum de Q_1 du circuit de signal et le minimum de r , ce qui revient aussi à minimiser le Q du circuit image.

3°) Expression du produit amplification-bande passante.

Dans le cas où le gain $G \gg 1$, la quantité $\sqrt{G} \times B$ est quasi-constante pourvu que le taux de modulation et les coefficients de surtension soient maintenus constants. En effet, on a :

$$\sqrt{G_{\max}} \times B_{3db} = 2 \frac{R_G}{R_{T1}} \frac{\Delta f_1}{\sqrt{r^2 + 2ar + 1 - 2r^2(1-a)^2}}$$

mais $1-a \ll 1$

$$\sqrt{G_{\max}} \times B_{3db} = 2 \frac{R_G}{R_{T1}} \frac{\Delta f_1}{r+1} = 2 \frac{R_G}{R_{T1}} \frac{\Delta f_1 \Delta f_2}{\Delta f_1 + \Delta f_2}$$

En faisant varier très légèrement R_g , on peut modifier considérablement G_{\max} . Par contre $R_G/R_{T1} \neq 1$ reste à peu près constant, et, par conséquent, $\sqrt{G_{\max}} \times B_{3db}$ aussi.

Enfin, il apparaît clairement que $\sqrt{G_{\max}} \times B_{3db}$ est une fonction croissante des bandes passantes individuelles Δf_1 et Δf_2 des deux circuits.

4°) Calcul du facteur de bruit.

La définition de cette quantité importante est

$F = (S/B)_{\text{entrée}} / (S/B)_{\text{sortie}}$. S et B sont les puissances de signal et de bruit. Le facteur de bruit est la perte dans le rapport signal/bruit qui accompagne inévitablement tout processus d'amplification. Bien que la définition soit simple, il est souvent difficile de le mesurer et de le chiffrer avec certitude. Ceci résulte en partie du fait de l'ambiguïté de définir la puissance de bruit à l'entrée de l'amplificateur dans le cas où des bandes de fréquences multiples contribuent simultanément à accroître la puissance de bruit à la sortie. Ce cas se présente dans les récepteurs à changement de fréquence, dans les amplificateurs paramétriques de type dégénéré ou quasi dégénéré. Dans tous ces systèmes, il existe une bande de fréquence signal, qui contient le signal utile

et une bande de fréquence semblable à la précédente mais qui, généralement, ne contient aucun signal. Par contre, une certaine puissance de bruit entre dans l'amplificateur à chacune de ces bandes de fréquence.

Nous allons étudier le cas de l'amplificateur paramétrique non dégénéré, c'est-à-dire pour lequel $f_p \neq 2f_1$, si bien que la fréquence image f_2 est très différente de celle du signal f_1 . Dans cet amplificateur, le générateur n'est couplé qu'au circuit de signal, le circuit image est, lui, isolé de l'entrée de l'amplificateur.

Nous allons considérer le schéma général de la figure 6. Les différentes sources de bruit thermique propres à l'amplificateur sont R_1 et R_S pour le circuit signal, R_2 et R_S pour le circuit image, Nous supposons ces trois résistances être à la même température T et la résistance R_g du générateur à la température $T_0 \neq T$. Le facteur de bruit est :

$$F = \frac{S_{\text{entrée}}}{S_{\text{sortie}}} \times \frac{B_{\text{sortie}}}{B_{\text{entrée}}} = \frac{1}{G} \times \frac{B_S}{B_e}$$

B_S est la puissance de bruit totale fournie à la charge R_L (sortie).

B_e est la puissance de bruit disponible de la résistance R_g (entrée). $B_e = k T_0 \Delta f$

Il est normal de considérer qu'une source de bruit délivrant une tension e_1 dans le circuit 1 crée une puissance de bruit dans la charge :

$$\frac{e_1^2 \times R_L}{\left| \begin{array}{c} Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \end{array} \right|^2} = \frac{e_1^2}{4 R_g} \times G$$

e_1 est la somme des tensions élémentaires de fréquence f_1 existant dans le circuit 1. Le théorème de Nyquist (39) nous donne la valeur moyenne de e_1^2 , proportionnelle à la bande de fréquence Δf considérée autour de f_1 :

$$\overline{e_1^2} = 4 k T_0 R_g \Delta f + 4 k T (R_1 + R_S) \Delta f$$

Nous avons :

$$\frac{e_1^2}{4R_g} \times G = k T_o \Delta f \times G + kT \Delta f \frac{R_1 + R_S}{R_g} \times G = \Delta B_o + \Delta B_1$$

que nous décomposons en deux termes, l'un d'origine extérieure à l'amplificateur : ΔB_o , l'autre d'origine intérieure : ΔB_1 .

Nous devons maintenant considérer la source de bruit thermique existant dans le circuit 2 dont nous connaissons également la valeur moyenne du carré :

$$\overline{e_2^2} = 4 kT(R_2 + R_S) \Delta f$$

dans une même bande de fréquence Δf centrée sur la fréquence image f_2 . Cette tension e_2 donne lieu à un courant i_2 . On a :

$$\overline{i_2^2} = \frac{\overline{e_2^2}}{|Z_{22}^* + Z_{T2}|^2}$$

Il est certain que ce courant de bruit i_2 va accroître la tension de bruit existant dans le circuit 1 à la fréquence f_1 . Jusque là, tous les auteurs qui ont traité ce problème ont considéré que l'on avait le droit d'utiliser la matrice d'admittance du quadripôle actif, obtenue dans le cas de signaux sinusoïdaux, pour calculer la tension de bruit supplémentaire dans le circuit 1, due au courant i_2 . Or, l'origine de i_2 est la force électromotrice de bruit e_2 , ou plus précisément, une infinité de composantes e_i de fréquences différentes (ω_2 modulo ω_p). Les sources de bruit d'origine thermique étant des fonctions aléatoires du temps stationnaires, on peut, en gros, supposer la densité spectrale de e blanche. Ce problème, étudié en collaboration avec Monsieur Y. Ayant, a fait l'objet d'une communication au "Colloque International sur les Récepteurs micro-ondes à faible bruit" à Paris (23 au 27 Mai 1966), Les idées directrices en seront exposées dans la 2^o partie du chapitre (29). Il est montré que, dans le cas où le circuit image est dépourvu de filtre (en particulier, si le circuit image utilise une résonance propre de la diode), l'ap-

proximation du calcul classique est assez grossière, d'autant plus que le paramètre γ_1 de modulation est plus élevé. Dans le cas présent, nous n'utilisons pas de résonance propre à la diode, d'une part, et, d'autre part, le paramètre de modulation γ_1 sera de l'ordre de 0,2 si bien que le calcul classique donne encore un bon ordre de grandeur des quantités de bruit.

Nous utiliserons dans ce qui suit la matrice d'impédance d'une capacité modulée et nous nous placerons donc dans le cas le plus simple où un filtre est supposé exister dans le circuit image. Avec de telles hypothèses, dans le circuit 1, i_2 créera une tension $Z_{12} i_2^*$. Nous n'avons besoin seulement que de la valeur moyenne du carré, soit :

$$|Z_{12}|^2 \overline{i_2^2} = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T2}} \right|^2 \overline{e_2^2}$$

Nous aurons dans la charge un accroissement de la puissance de bruit,

$$\Delta B_2 = \frac{|Z_{12}|^2 \overline{i_2^2}}{4 R_g} \times G$$

$$\Delta B_2 = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T2}} \right|^2 k T \Delta f \frac{R_2 + R_S}{R_g} G$$

Nous sommes maintenant en mesure d'exprimer la puissance de bruit totale B_s reçue dans la charge R_L :

$$B_s = \Delta B_0 + \Delta B_1 + \Delta B_2$$

Nous avons :

$$B_s = G \times B_e + G(k T \Delta f) \left[\frac{R_1 + R_S}{R_g} + \frac{R_2 + R_S}{R_g} \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T2}} \right|^2 \right]$$

L'expression du facteur de bruit sera :

$$F = 1 + \frac{T}{T_0} \left[\frac{R_1 + R_S}{R_g} + \frac{R_2 + R_S}{R_g} \times \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T2}} \right|^2 \right]$$

avec :

$$\frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T2}} = \frac{\gamma}{jC\omega_2 \times R_{T2} (1 + j2\delta_2 Q_2)}$$

Le gain est maximum quand l'accord des circuits est réalisé :
 $\delta_1 = \delta_2 = 0$. Le deuxième terme du crochet s'écrit alors :

$$\frac{R_{T_2}}{R_g} \frac{\gamma^2}{C^2 \omega_2^2 R_{T_2}^2} = \frac{R}{R_g} \frac{\omega_1}{\omega_2}$$

soit :

$$F = 1 + \frac{T}{T_0} \left[\frac{R_1 + R_S}{R_g} + \frac{\omega_1 R}{\omega_2 R_g} \right]$$

Remarque : Cette expression n'est valable que si la résistance R_2 est à la même température T que R_S ; (la référence (6) p.6 donne le résultat dans le cas contraire).

On voit que le facteur de bruit dépend directement de la température des éléments dissipatifs, c'est-à-dire en particulier de la diode. Il semble a priori que l'on ait intérêt à augmenter R_g indéfiniment pour réduire F et à diminuer ω_1/ω_2 . Nous allons voir, en fait, qu'il existe des valeurs optimums pour ces deux paramètres.

5°) Optimisation du facteur de bruit.

Le plus généralement, l'amplificateur paramétrique sera utilisé avec un autre récepteur de gain élevé et de sensibilité moyenne. En effet, si l'on dispose d'un signal d'amplitude faible, situé au niveau du bruit de fond, pour obtenir un signal utilisable (quelques milliwatts), le gain de l'amplificateur paramétrique seul est absolument insuffisant. Ce récepteur est caractérisé par un facteur de bruit, soit F_R . L'amplificateur paramétrique placé en tête de la chaîne de réception a un facteur de bruit F_M et un gain de puissance G_1 , le facteur de bruit du système sera, en général :

$$F_S = F_M + \frac{(F_R - 1)}{G_1}$$

Nous devons souligner ici que cette dernière expression n'est pas directement applicable dans le cas où le récepteur est un mélangeur superhétérodyne. L'analyse de ce cas particulier important est l'objet du paragraphe suivant.

En général, nous chercherons toujours à ce que $\frac{F-1}{G_1} \ll 1$ afin de ne pas gaspiller la sensibilité acquise par l'amplificateur paramétrique. Cette dernière condition sera d'autant mieux satisfaite que le gain G_1 sera très grand. Nous allons rechercher le minimum de la quantité F_M en agissant simultanément sur les paramètres R_g et ω_1/ω_2 , lesquelles sont liées par la condition de gain élevé :

$$\frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma Q)^2 = \left(1 + \frac{R_1}{R_S} + \frac{R_g}{R_S}\right) \frac{R_{T_2}}{R_S}$$

de laquelle nous obtenons :

$$\frac{R_g}{R_S} = \frac{\frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma Q)^2}{\frac{R_{T_2}}{R_S}} - \left(1 + \frac{R_1}{R_S}\right)$$

Reprenons l'expression du facteur de bruit et explicitons la quantité $(F-1) \frac{T_0}{T} = \frac{T_{eff}}{T}$ qui est appelée la "température de bruit effective" de l'amplificateur paramétrique, normalisée à la température physique de la diode :

$$(F-1) \frac{T_0}{T} = \left(1 + \frac{R_1}{R_S} + \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{R_g}{R_S}\right) \frac{R_S}{R_g}$$

Etant donné que le gain est maintenu grand, $R \approx R_{T_1} = R_1 + R_S + R_g$, R ne peut être supposé constant puisque nous devons optimiser R_g .

Posons tout d'abord les constantes :

$$a = 1 + \frac{R_1}{R_S} \qquad b = 1 + \frac{R_2}{R_S} = \frac{R_{T_2}}{R_S}$$

et prenons $u = \omega_1/\omega_2$ comme variable. Nous écrivons :

$$(F-1) \frac{T_0}{T} = \left[a + u \left(a + \frac{R_g}{R_S} \right) \right] \frac{R_S}{R_g}$$

et en explicitant R_g/R_S à partir des nouvelles quantités (voir page précédente) :

$$(F - 1) \frac{T_o}{T} = \frac{(u\gamma Q)^2 + ab}{u(\gamma Q)^2 - ab} = h(u) \quad R_g/R_S = \frac{u(\gamma Q)^2}{b} - a$$

Le minimum de la fonction $h(u)$ est obtenu pour :

$$u_{\text{optimum}} = \frac{ab + \sqrt{a^2b^2 + (\gamma Q)^2 ab}}{(\gamma Q)^2}$$

La fréquence du signal f_1 est à priori connue ainsi que les caractéristiques de la diode utilisée, c'est-à-dire son "facteur de mérite" γQ . Nous obtiendrons le minimum du facteur de bruit F en choisissant la fréquence image déterminée par u_{opt} , calculé ci-dessus.

La fréquence de pompe optimum sera, par conséquent, en la normalisant à celle du signal :

$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = 1 + (1/u)_{\text{opt.}} = \sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{ab}}$$

On trouve la valeur minimale correspondante :

$$(F - 1) \frac{T_o}{T} = \frac{2ab}{(\gamma Q)^2} \left[1 + \sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{ab}} \right]$$

Cette expression se développe dans l'hypothèse habituellement vérifiée :

$$4(\gamma Q)^4 \gg a^2b^2$$

$$(F - 1) \frac{T_o}{T} \approx \frac{2(ab)^{1/2}}{\gamma Q} + \frac{2ab}{(\gamma Q)^2} + \frac{(ab)^{3/2}}{(\gamma Q)^3}$$

Laissant de côté le dernier terme :

$$F_{\text{min}} \approx 1 + \frac{2T}{T_o} \left[\frac{(ab)^{1/2}}{\gamma Q} + \frac{ab}{(\gamma Q)^2} \right]$$

A partir de cette expression, on retrouve immédiatement le résultat de Blackwell et Kotzebue (6) pour $a = b = 1$. Ce cas particulier est évidemment celui vers lequel on doit tendre pour obtenir le plus

faible facteur de bruit compatible avec la diode dont on dispose. Ceci sera obtenu par une conception judicieuse des circuits, de telle sorte que les résistances parasites R_1 et R_2 soient négligeables vis-à-vis de R_S .

Enfin, s'il est possible d'abaisser la température T sans dégrader le "facteur de mérite" de la diode, une diminution proportionnelle de la température effective sera obtenue ; cette température étant :

$$T_{\text{eff}} = 2T \left[\frac{(ab)^{1/2}}{\gamma Q} + \frac{ab}{(\gamma Q)^2} \right]$$

Noter que T est la température commune à R_1 , R_2 et R_S

6°) Détermination du facteur de bruit d'un système récepteur composé d'un amplificateur paramétrique (ou d'un maser) et d'un récepteur superhétérodyne connaissant séparément les caractéristiques de chacun d'eux.

Définitions.

a) Cas d'un amplificateur paramétrique ou d'un maser.

Supposons connu le facteur de bruit propre à l'amplificateur paramétrique de type à résistance négative, non dégénéré. Soit F_M ce facteur de bruit. On écrit :

$$F_M = 1 + \frac{T_{\text{eff}}}{290^\circ}$$

T_{eff} est la température de bruit effective, caractéristique de l'amplificateur paramétrique (ou du maser).

Si on considère une petite bande de fréquence Δf comprise dans la plage de fonctionnement de l'amplificateur et, si G est le gain de puissance à la fréquence considérée, par définition de T_{eff} , la puissance de bruit totale à la sortie de l'amplificateur est :

$$B_s = k(T_{\text{eff}} + T_o) \Delta f \times G$$

T_o étant la température de l'impédance adaptée à l'entrée de l'amplificateur, $B_e = kT_o \Delta f$ est la puissance de bruit disponible à l'entrée

de l'amplificateur. On voit, en effet, que, partant de la définition générale du facteur de bruit :

$$F_M = \frac{(S/B)_{\text{entrée}}}{(S/B)_{\text{sortie}}} = \frac{S_e}{S_s} \times \frac{B_s}{B_e} = \frac{1}{G} \frac{B_s}{B_e}$$

$$F_M = 1 + \frac{T_{\text{eff}}}{T_0}$$

Ce résultat est habituellement donné lorsque $T_0 = 290^\circ\text{K}$, température de référence. Ce facteur de bruit F_M est appelé en anglo-saxon "single channel noise figure" parce que l'amplificateur n'amplifie que dans une seule plage de fréquence, ou, en d'autres termes, parce qu'il n'y a pas de conversions de fréquence entre l'entrée et la sortie.

b) Cas d'un récepteur superhétérodyne.

Il existe un changement de fréquence à l'entrée du récepteur si bien que, si f_{IF} est la fréquence intermédiaire et si f_{OL} est la fréquence de l'oscillateur local, le récepteur amplifie dans deux plages de fréquences centrées sur : $f_{OL} \pm f_{IF}$. Tant que $f_{IF} \ll f_{OL}$, les deux plages de fréquences de largeurs Δf égales sont équivalentes. Contrairement au cas précédent, nous avons la puissance de bruit disponible à l'entrée de l'amplificateur, $B_e = k T_0 \times 2 \Delta f$, et, à la sortie, nous obtenons la puissance de bruit totale :

$$B_s = k(T_0 + T_R) \times 2 \Delta f \times G_R$$

G_R étant le gain du récepteur. La contribution qui lui est propre est :

$$k T_R \times 2 \Delta f \times G_R$$

ceci parce que nous considérons que l'origine principale du bruit est due aux cristaux mélangeurs, c'est-à-dire dans le spectre hyperfréquence. Il est alors légitime de faire intervenir deux fois la bande Δf .

On trouve pour facteur de bruit du récepteur à deux bandes passantes :

$$F_R = \frac{1}{G_R} \frac{B_s}{B_e} = 1 + \frac{T_R}{T_0}$$

Il est appelé en anglo-saxon "double channel noise figure". Nous pourrions dire simplement qu'il est le facteur de bruit apparent.

Remarque. Dans presque tous les cas pratiques, on n'utilise qu'une seule plage de fréquence pour amplifier un signal donné. Si bien que l'on est amené à définir la puissance de bruit à l'entrée du récepteur comme étant cette fois-ci : $B'_e = kT_0 \Delta f$. D'où un facteur de bruit :

$$F'_R = \frac{B_s}{B'_e} \times \frac{1}{G_R} = 2 F_R$$

ou, en décibels :

$$F'_{Rdb} = F_{Rdb} + 3 \text{ db}$$

F'_R est le "single channel noise figure" du récepteur superhétérodyne ou facteur de bruit réel.

Calcul du facteur de bruit global F'_s d'un système récepteur.

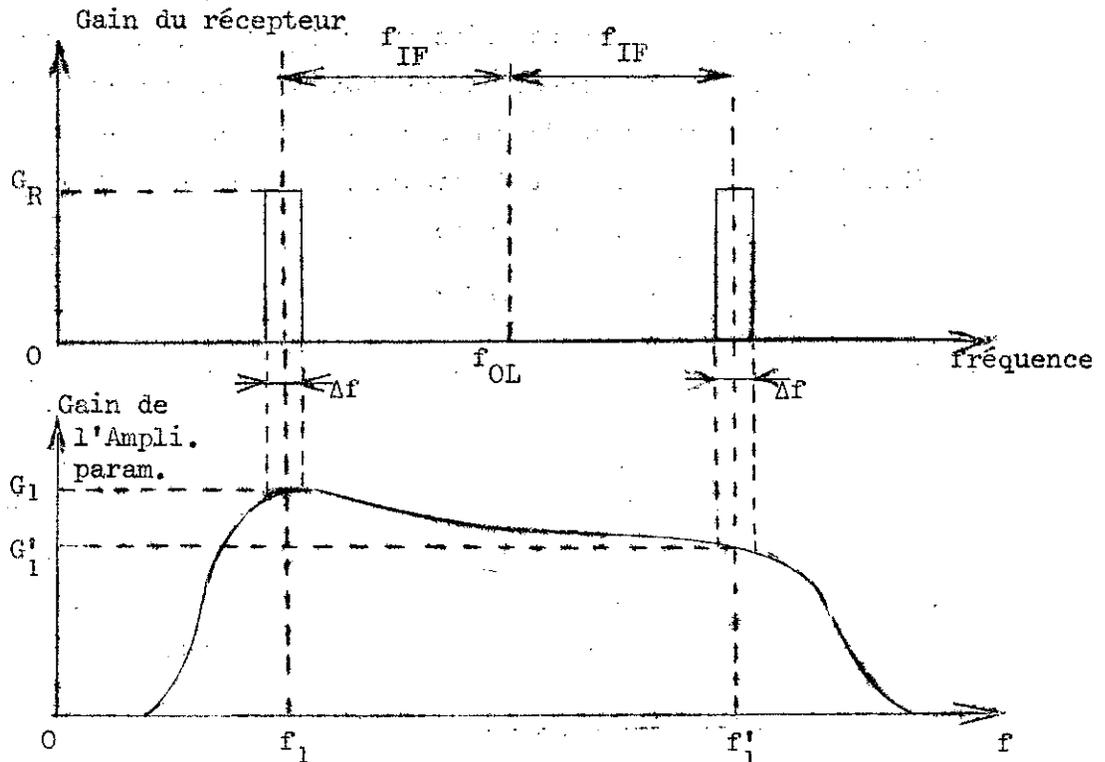


Figure 8

Soit un système constitué d'un A.P. (ou d'un maser) et d'un récepteur superhétérodyne. Soit f_1 la fréquence à laquelle nous disposons d'un signal à amplifier de telle sorte que $f_1 = f_{OL} - f_{IF}$. Le spectre de ce signal étant entièrement compris dans la plage de largeur Δf , la puissance de bruit à l'entrée est $B_e = k T_o \Delta f$. La puissance de bruit totale recueillie à la sortie est :

$$B_s = k(T_o + T_{eff}) \Delta f(G_1) \times G_R + k(T_o + T_{eff}) \Delta f G_1' G_R + k T_R \times 2 \Delta f \times G_R$$

Le premier terme est la puissance générée dans l'impédance d'entrée et dans l'amplificateur paramétrique, contenue dans la plage Δf centrée sur f_1 , le deuxième terme est relatif à f_1' . Prenant la définition habituelle du facteur de bruit pour le système :

$$F_s = \frac{1}{G_1 G_R} \frac{B_s}{B_e} = \frac{1}{G_1 T_o} (T_o + T_{eff}) (G_1 + G_1') + 2 T_R$$

$$F_s = \left(1 + \frac{T_{eff}}{T_o}\right) \left(1 + \frac{G_1'}{G_1}\right) + \frac{2 T_R}{G_1 T_o}$$

Prenant pour T_o la valeur de référence :

$$F_s = F_M \left(1 + \frac{G_1'}{G_1}\right) + \frac{2(F_R - 1)}{G_1}$$

Ceci montre que le facteur de bruit du système récepteur dépend directement du rapport G_1'/G_1 que l'on aura intérêt à rendre négligeable.

Remarques.

Les amplificateurs paramétriques à bande très large utilisés avec des récepteurs superhétérodynes devront être réglés en s'écartant du centre de leur bande de manière à assurer un découplage suffisant de la fréquence image de l'oscillateur local (figure 8).

Pour plus de sûreté, on utilisera un filtre pour réaliser ce découplage entre la sortie de l'amplificateur paramétrique et l'entrée du récepteur superhétérodyne. On devra tenir compte de ses pertes d'insertion à la fréquence de signal dont l'effet est de diminuer le gain.

Les amplificateurs paramétriques à bande étroite apportent un découplage suffisant et peuvent être utilisés sans filtre.

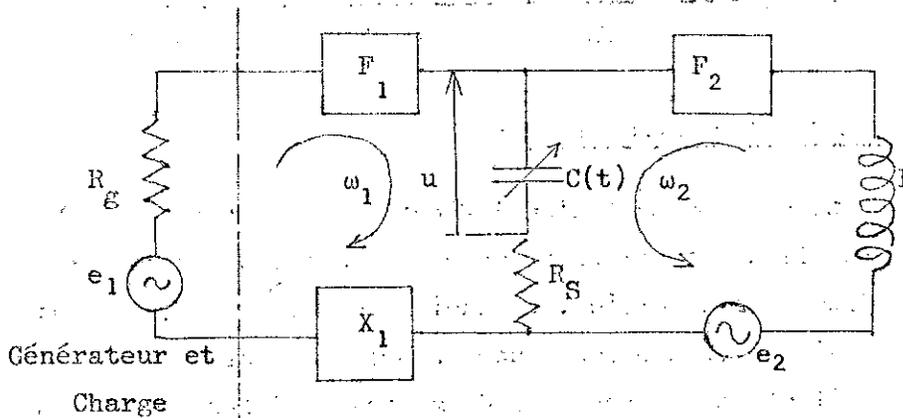
Enfin, les amplificateurs paramétriques à bande moyenne pourront être utilisés sans filtre d'autant plus efficacement que la fréquence f_{IF} sera plus élevée.

DEUXIEME PARTIE

A. CALCUL DU FACTEUR DE BRUIT D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE NON DEGENERE DONT LE CIRCUIT IMAGE EST MONORESONNANT.

1°) - Méthode classique simplifiée -

C'est la méthode exposée dans la première partie. Elle repose sur l'hypothèse que chacun des circuits de l'amplificateur est muni d'un filtre supposé parfait ne laissant passer sans atténuation que les courants de pulsation ω_1 et ω_2 . Dans ces conditions, le circuit image est fondamentalement différent d'un simple circuit accordé. Le schéma de l'amplificateur est le suivant en supposant qu'on utilise un circulateur ; la charge R_L se confond avec R_g vis à vis de la diode.



Pour simplifier l'écriture, nous négligeons ici les résistances de pertes R_1 et R_2 schématisées figure 6, par rapport à la résistance R_s .

Reprenons l'expression du facteur de bruit de la 1ère partie § B.A en appelant T_d la température de la diode et T_0 celle du générateur :

$$F = 1 + \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_0} + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2 \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_0}$$

Nous avons vu au cours du calcul de ce facteur de bruit, que le courant i_2 dans le circuit 2 créait une tension :

$$|Z_{12}|^2 \overline{i_2^2} = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2 \overline{e_2^2}$$

C'est la tension "induite" à la pulsation ω_1 dans le circuit de signal, aux bornes de C(t) par e_2 de pulsation ω_2 . Mais cette expression n'est valable que si i_2 est le seul courant existant dans le circuit image, c'est-à-dire si le filtre F_2 est parfait. Le transfert de puissance du circuit image au circuit de signal est proportionnel à :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e(\omega_2)} = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2 \quad \text{où } J \text{ représentent des densités}$$

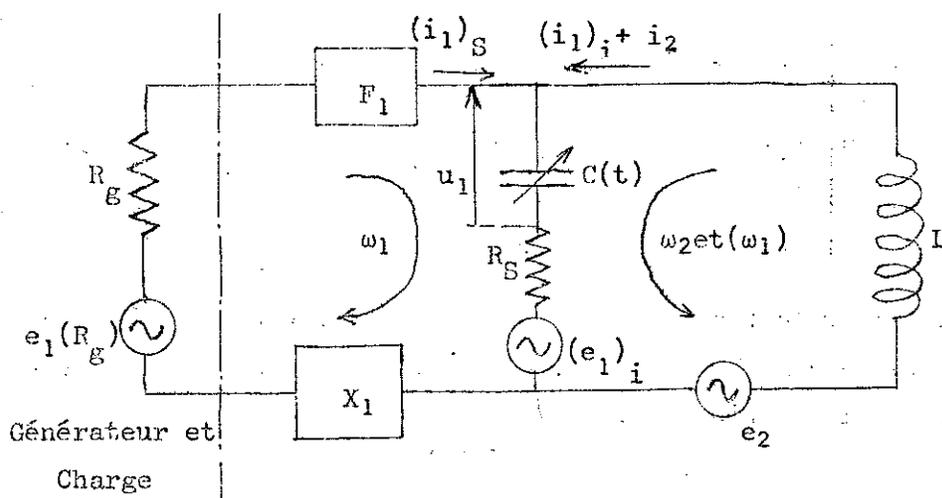
spectrales. D'une manière générale, on peut exprimer le facteur de bruit par :

$$F = 1 + \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_o} + \frac{J_u(\omega_1)}{J_e(\omega_2)} \frac{R_s}{R_g} \frac{T_d}{T_o}$$

2°) - Méthode classique améliorée -

Un cas pratique important d'amplificateur paramétrique à diode est celui dans lequel le circuit image est constitué par la jonction proprement dite et son boîtier. Le choix des paramètres, capacités et self, permet d'obtenir une résonance propre à la pulsation image ω_2 . Dans ce cas, il n'est pas possible de mettre un filtre, entre la source principale de bruit "blanc", soit R_g et le circuit résonnant image. Il est intéressant de poursuivre l'analyse en considérant dans ce circuit une source de bruit $(e_1)_i$ de pulsation ω_1 en plus de la source e_2 déjà considérée précédemment. Bien que le circuit soit fortement désaccordé à la pulsation ω_1 , un courant de bruit, si faible soit-il, donnera une contribution directe, sans changement de fréquence, à la tension u_1 aux bornes de la capacité modulée. Ce terme de bruit apparaît comme une amélioration au premier ordre du modèle classique dans lequel le filtre F_2 supposé parfait n'existe pas réellement.

Lorsque la résonance propre de la diode est utilisée pour constituer le circuit image, il n'est généralement pas possible d'obtenir une autre résonance propre à la pulsation de signal choisie. Une réactance d'accord extérieure est nécessaire ; elle rend le circuit signal relativement sélectif. Nous supposons l'existence d'un filtre F_1 dans le circuit de signal. Le circuit image est alors quasiment indépendant du précédent. Le circuit de l'amplificateur, du point de vue bruit, se schématise comme suit :



Avec les notations déjà utilisées, la loi d'ohm écrite dans le circuit de signal, à la pulsation ω_1 , s'exprime par

$$e_1 = e_1(R_g) + (e_1)_i = u_1 + R_S \left[(i_1)_S + (i_1)_i \right] + (Z_{T_1} - R_S) (i_1)_S$$

Dans le circuit image, si $(Z_{T_1})_i$ est l'impédance de boucle à ω_1 , sauf la contribution de $C(t)$:

$$(e_1)_i = u_1 + R_S \left[(i_1)_S + (i_1)_i \right] + \left[(Z_{T_1})_i - R_S \right] (i_1)_i$$

A la pulsation ω_2 , nous avons :

$$e_2^* = u_2^* + Z_{T_2}^* i_2^*$$

Comme il existe une relation matricielle entre les u et les i donnée par les caractéristiques de $C(t)$, soit :

$$\begin{vmatrix} u_1 \\ u_2^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} (i_1)_S + (i_1)_i \\ i_2^* \end{vmatrix}$$

Nous écrirons les trois relations précédentes sous la forme matricielle :

$$|e\rangle = |Z| |i\rangle$$

$$\begin{vmatrix} e_1 \\ (e_1)_i \\ e_2^* \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} Z_{11} + Z_{T1} & Z_{11} + R_S & Z_{12} \\ Z_{11} + R_S & Z_{11} + (Z_{T1})_i & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{21} & Z_{22} + Z_{T2}^* \end{vmatrix} \begin{vmatrix} (i_1)_S \\ (i_1)_i \\ i_2^* \end{vmatrix}$$

Pour déterminer le facteur de bruit, nous calculons la puissance de bruit dissipée dans $R_g = R_L$. Nous allons d'abord exprimer $(i_1)_S$ en inversant la matrice Z :

$$|i\rangle = |Z^{-1}| |e\rangle$$

Seule la première ligne de Z^{-1} nous intéresse :

$$Z^{-1} = \frac{Z_{22} + Z_{T2}^*}{\det Z} \begin{vmatrix} Z_{11} + (Z_{T1})_i - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} & -(Z_{11} + R_S) + \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \\ \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} & \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \end{vmatrix} \times \begin{bmatrix} R_S - (Z_{T1})_i \\ \end{bmatrix}$$

En posant les quantités ℓ, m, n :

$$\ell = Z_{11} + (Z_{T1})_i - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}$$

$$m = -(Z_{11} + R_S) + \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*}$$

$$n = \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \begin{bmatrix} R_S - (Z_{T1})_i \\ \end{bmatrix}$$

il vient :

$$(i_1)_S = \frac{\ell e_1 + m(e_1)_i + n e_2^*}{\det Z \cdot (Z_{22} + Z_{T2}^*)}$$

Comme le facteur de bruit s'exprime généralement par (lère partie B.4) :

$$F = \frac{1}{G} \frac{B_s}{B_e}$$

et que

$$B_s = R_g \cdot (i_1)_S^2$$

GB_e serait la puissance de bruit fournie à la charge si la seule source de bruit de l'amplificateur était celle du générateur, $e_1(R_g)$

$$GB_e = R_g (i_1)_S^2 \left[e_1(R_g) \right]$$

Nous écrirons donc F :

$$F = \frac{(i_1)_S^2}{(i_1)_S^2 \left[e_1(R_g) \right]}$$

Pour calculer $(i_1)_S^2$, nous devons tenir compte d'une corrélation entre e_1 et $(e_1)_i$, la résistance R_g étant commune aux deux circuits; on voit que :

$$\overline{(e_1)_i e_1} = \overline{(e_1)_i \left[(e_1)_i + e_1(R_g) \right]} = \overline{(e_1)_i^2}$$

$e_1(R_g)$ est une f.v.e.m. aléatoire non corrélée avec $(e_1)_i$. Il en résulte que :

$$\overline{(i_1)_S^2} = \frac{|\ell|^2 \overline{e_1^2} + 2|\ell||m| \overline{(e_1)_i^2} + |m|^2 \overline{(e_1)_i^2} + |n|^2 \overline{e_2^{*2}}}{\left| \frac{\det Z}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right|^2}$$

$$\overline{(i_1)_S^2 \left[e_1(R_g) \right]} = \frac{|l|^2 \overline{e_1^2(R_g)}}{\left| \frac{\det Z}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2}$$

Nous avons aussi :

$$\begin{aligned} \overline{e_1^2(R_g)} &= 4 k T_o R_g \Delta f \\ \overline{(e_1)_i^2} &= \frac{e_1^{2*}}{2} = 4 k T_d R_S \Delta f \\ \overline{e_1^2} &= \overline{\left[(e_1)_i + e_1(R_g) \right]^2} = \overline{(e_1)_i^2} + \overline{e_1^2(R_g)} \\ &= 4 k (T_o R_g + T_d R_S) \Delta f \end{aligned}$$

Le facteur de bruit est alors :

$$\begin{aligned} F &= \frac{|l|^2 \overline{e_1^2} + \left[2|l||m| + |m|^2 + |n|^2 \right] \overline{e_2^{2*}}}{|l|^2 \overline{e_1^2(R_g)}} \\ F &= 1 + \frac{R_S}{R_g} \frac{T_d}{T_o} + \frac{2|l||m| + |m|^2 + |n|^2}{|l|^2} \frac{R_S}{R_g} \frac{T_d}{T_o} \end{aligned}$$

Par analogie avec le cas simple précédent, il est possible de décrire le transfert de puissance par le coefficient :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e} = \frac{2|l||m| + |m|^2 + |n|^2}{|l|^2}$$

Le résultat de la méthode simplifiée peut être obtenu si on ajoute un filtre F_2 , ce qui revient à rendre $(Z_{T_1})_i$ infini.

3°) - Calculs numériques appliqués aux méthodes précédentes -

Pour apprécier la différence des deux méthodes, nous allons calculer le facteur de bruit en fixant les paramètres des circuits à des valeurs courantes en pratique.

La capacité modulée $C(t)$ est définie par :

$$\left\{ \begin{array}{l} C_0 = 0,16 \text{ 15 pF} \\ \gamma_1 = \frac{g_1}{C_0} = 0,2 \\ \Omega/2\pi = f_p = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \end{array} \right.$$

Nous prendrons :

$$\begin{array}{l} L = 8 \cdot 10^{-10} \text{ H} \\ R_S = 4 \Omega \end{array}$$

La fréquence de signal est choisie à :

$$\begin{array}{l} \frac{\omega_1}{2\pi} = 3 \cdot 10^9 \text{ Hz} \\ \text{donc } \frac{\omega_2}{2\pi} = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ Hz} \end{array}$$

On trouve dans l'annexe n° 1 la matrice d'impédance dans le cas i_1 et $i_2 \neq 0$ et où $\gamma_2 = 0$ (partie supérieure gauche de A^{-1}).

$$\begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{vmatrix} = \frac{1}{1 - 3\gamma_1^2} \begin{vmatrix} \frac{1 - \gamma_1^2}{jC_0 \omega_1} & \frac{\gamma_1}{jC_0 \omega_2} \\ -\gamma_1 & \frac{-(1 - 2\gamma_1^2)}{jC_0 \omega_2(1 - \gamma_1^2)} \end{vmatrix}$$

REMARQUE

L'expression est valable sans approximation tant que $\gamma_1 < 0,5$

La réactance d'accord X_1 est choisie pour accorder le circuit de signal soit :

$$I_m \left(Z_{11} + Z_{T1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T2}^*} \right) = 0$$

Le gain est choisi de 20 db, ce qui détermine R_g , en effet :

$$G = \frac{4 R_g^2}{\left| Z_{11} + Z_{T_1} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2} = \frac{4 R_g^2}{(R_g - 81,83)^2}$$

d'où

$$R_g = 102,3 \Omega$$

a) - Méthode simplifiée

$$\left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right|^2 = 4,6$$

$$\text{Si } T_d = T_o$$

$$F = 1 + \frac{R_g}{R_g} + \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_{T_2}^*} \right| \frac{R_g}{R_g}$$

$$F = 1,039 + 0,18 = 1,219 \quad (0,86 \text{ db})$$

La température de bruit effective de l'amplificateur est :

$$T_{\text{eff}_1} = (F - 1) T_o = 63,5 \text{ lorsque } T_o = T_d = 290^\circ\text{K}$$

b) - Méthode améliorée

On trouve que :

$$\frac{J_u(\omega_1)}{J_e} = \frac{2|l| |n| + |m|^2 + |n|^2}{|l|^2} = 3,28$$

$$F = 1,039 + 0,128 = 1,167 \quad (0,66 \text{ db})$$

Pour $T_d = 290^\circ\text{K}$

$$T_{\text{eff}_2} = \frac{R_g}{R_g} \left[1 + \frac{J_u(\omega_1)}{J_e} \right] 290^\circ = 48,5$$

c) - Comparaison des températures effectives calculées en prenant

T_{eff_2} comme référence :

Ecart absolu : $T_{\text{eff}_1} - T_{\text{eff}_2} = 15^\circ \text{ K}$

Ecart relatif : $\frac{T_{\text{eff}_1} - T_{\text{eff}_2}}{T_{\text{eff}_2}} = 0,31$

REMARQUES :

Les résultats divergents des 2 méthodes nous suggèrent les deux questions suivantes :

- Le fait de ne pas considérer un circuit accordé comme un filtre parfait nous a conduit à envisager une source de bruit $(e_1)_i$ de pulsation $\omega_1 = | \omega_2 - \Omega |$ dans le circuit image. Nous aurions pu également considérer des sources de pulsation $\omega_2 + \Omega$, $| \omega_2 \pm 2 \Omega |$, etc ... Dans quelle mesure est-il légitime de négliger ces autres sources ?

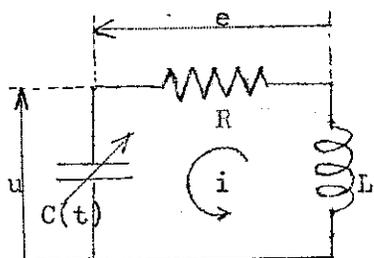
- Le transfert de la puissance de bruit du circuit image au circuit de signal implique une conversion de fréquence, (sauf cas dégénéré). Est-il légitime de considérer des f.e.m de bruit qui sont des fonctions aléatoires, comme des grandeurs sinusoïdales, et de leur appliquer le même formalisme ?

Pour essayer de répondre à ces questions, nous allons approfondir l'étude d'un circuit simple, suggéré par le circuit image de l'amplificateur paramétrique ; c'est ce que nous allons faire dans ce qui suit .

B. - CALCUL DU BRUIT DANS LE CAS D'UN CIRCUIT PARAMÉTRIQUE SIMPLE PAR UNE MÉTHODE DE DENSITÉ SPECTRALE -

1°) - Position du problème

Dans le circuit ci-contre, la capacité est une fonction périodi-



que du temps. Or, la résistance R est une source primaire de bruit, c'est-à-dire qu'elle est le siège d'une f.e.m de bruit $e(t)$ qui est une fonction aléatoire (F.A) du temps,

stationnaire, gaussienne et à spectre pratiquement "blanc". La densité spectrale $J_e(\omega)$ est indépendante de ω dans les domaines de pulsations qui nous intéressent.

Si la capacité C n'était pas modulée, la différence de potentiel u serait obtenue à partir de $e(t)$ par l'action d'un opérateur filtre α :

$$u(t) = \alpha e(t)$$

α étant un certain opérateur linéaire commutant avec d/dt (c'est-à-dire ayant mêmes fonctions propres en particulier $e^{j\omega t}$). Le résultat est que u est encore une F.A. stationnaire, gaussienne, mais sa densité spectrale (DS) n'est plus "blanche".

Introduisons une fonction de ω définie par :

$$\alpha e^{j\omega t} = a(\omega) e^{j\omega t}$$

On trouve la relation entre les D.S de $e(t)$ et de $u(t)$:

$$J_u(\omega) = |a(\omega)|^2 J_e(\omega)$$

Par rapport à cette situation simple, le problème se caractérise ainsi quand C est modulée : on a toujours correspondance linéaire entre u et e , on peut toujours définir un opérateur linéaire, mais il cesse de commuter avec d/dt , la conséquence essentielle en est que u cesse d'être une F.A stationnaire (mais elle reste gaussienne).

2°) Définition d'une densité spectrale pour les fonctions aléatoires non stationnaires.

Soit $x(t)$ une F.A du temps. On prend un intervalle de temps de 0 à T très grand. Une réalisation de $x(t)$ peut s'écrire :

$$x(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{j\omega_n t} \quad \text{ou} \quad \omega_n = \frac{2\pi n}{T}$$

Monsieur Y. Ayant a montré qu'on pouvait encore prendre pour définition de la D.S (réf29)

$$f(\omega) = \lim_{\substack{T \rightarrow \infty \\ n \rightarrow \infty}} \frac{1}{2\pi} \overline{|\xi_n|^2}$$

où la barre signifie qu'on prend la moyenne statistique de $|\xi_n|^2$

3°) - Calcul de la densité spectrale de la tension u

q étant la charge de la capacité, en valeur instantanée, on a :

$$e(t) = \left(L \frac{d^2}{dt^2} + R \frac{d}{dt} + \frac{1}{C} \right) q(t)$$

et
$$u(t) = \frac{1}{C} q(t)$$

En substituant $C(t) u(t)$ et en écrivant $C(t) = C_0 + 2C_1 \cos \Omega t$,

on obtient :

$$\begin{aligned} e(t) = & LC_0 \ddot{u} + RC_0 \dot{u} + u \\ & + (2LC_1 \ddot{u} + 2RC_1 \dot{u} - 2LC_1 \Omega^2 u) \cos \Omega t \\ & + (-4LC_1 \Omega \dot{u} - 2RC_1 \Omega u) \sin \Omega t \end{aligned}$$

On peut mettre $e(t)$ sous la forme :

$$e(t) = (\alpha + 2\beta \cos \Omega t + 2\gamma \sin \Omega t) u(t)$$

α, β, γ , étant des opérateurs qui commutent avec d/dt

$$\alpha = LC_0 \frac{d^2}{dt^2} + RC_0 \frac{d}{dt} + 1$$

$$2\beta = 2LC_1 \frac{d^2}{dt^2} + 2RC_1 \frac{d}{dt} - 2LC_1 \Omega^2$$

$$2\gamma = -4LC_1 \Omega \frac{d}{dt} - 2RC_1 \Omega$$

On introduit les fonctions $a(\omega), b(\omega), c(\omega)$

$$\begin{aligned} a(\omega) &= -LC_0 \omega^2 + jRC_0 \omega + 1 & \alpha e^{j\omega t} &= a(\omega) e^{j\omega t} \\ b(\omega) &= C_1(-L\omega^2 + jR\omega - L\Omega^2) & \beta e^{j\omega t} &= b(\omega) e^{j\omega t} \\ c(\omega) &= -C_1 \Omega (j2L\omega + R) & \gamma e^{j\omega t} &= c(\omega) e^{j\omega t} \end{aligned}$$

Aux bornes de la résistance :

$$e(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \xi_n e^{j\omega_n t}$$

A celles du condensateur :

$$u(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \eta_n e^{j\omega_n t}$$

En reprenant l'expression antérieure de $e(t)$ fonction de α, β, γ , et en utilisant les valeurs propres de ces opérateurs, nous obtenons :

$$e(t) = \sum_n \xi_n e^{j\omega_n t} = \sum_n \eta_n a(\omega_n) e^{j\omega_n t} + \sum_n (e^{j\Omega t} + e^{-j\Omega t}) \eta_n b(\omega_n) e^{j\omega_n t} + \frac{1}{j} \sum_n (e^{j\Omega t} - e^{-j\Omega t}) \eta_n c(\omega_n) e^{j\omega_n t}$$

En posant :

$$\omega_n = \frac{2\pi n}{T} \quad \text{et} \quad \Omega = \frac{2\pi N}{T} \quad \text{avec } T \text{ très grand,}$$

on réécrit $e(t)$:

$$\begin{aligned} \sum_n \xi_n e^{j 2\pi n t / T} &= \sum_n \eta_n a(\omega_n) e^{j 2\pi n t / T} \\ &+ \sum_n \eta_{n-N} b(\omega_{n-N}) e^{j 2\pi n t / T} \\ &+ \sum_n \eta_{n+N} b(\omega_{n+N}) e^{j 2\pi n t / T} \\ &+ \frac{1}{j} \left[\sum_n \eta_{n-N} c(\omega_{n-N}) e^{j 2\pi n t / T} - \sum_n \eta_{n+N} c(\omega_{n+N}) e^{j 2\pi n t / T} \right] \end{aligned}$$

Identifions :

$$\xi_n = a(\omega_n) \eta_n + \left[b(\omega_{n-N}) - j c(\omega_{n-N}) \right] \eta_{n-N} + \left[b(\omega_{n+N}) + j c(\omega_{n+N}) \right] \eta_{n+N}$$

Les ξ_n satisfont à la propriété :

$$\xi_n^* \xi_{n'} = \delta_{nn'} \frac{2\pi}{T} J_e$$

On écrit l'ensemble de ξ_n :

$|\xi\rangle = A |\eta\rangle$ et $|\eta\rangle = A^{-1} |\xi\rangle$ où A est une matrice infinie dans les 2 sens.

$$\eta_m = \sum_n (A^{-1})_{mn} \xi_n$$

$$|\eta_m|^2 = \overline{\eta_m} \eta_m^* = \sum_{n,n'} (A^{-1})_{mn} \left[(A^{-1})_{mn'} \right]^* \overline{\xi_n} \xi_{n'}$$

$$\frac{2\pi}{T} Ju(\omega_m) = \sum_n (A^{-1})_{mn} \left[(A^{-1})_{mn} \right]^* \frac{2\pi}{T} J_e$$

Donc :

$$Ju(\omega_m) = \sum_n \left| (A^{-1})_{mn} \right|^2 J_e$$

Pour calculer la D.S $Ju(\omega_m)$, nous devons d'abord calculer les éléments de la matrice A ; puis calculer la matrice inverse A^{-1} ou, tout au moins, autant de ses lignes que l'on voudra obtenir de composantes $Ju(\omega_m)$. Remarquons dans l'expression de ξ_n que A ne connecte que des composantes de pulsations égales modulo Ω . Nous écrivons un ω_n quelconque $\omega_n = \omega_0 + p\Omega$ où p est entier ≥ 0 . Dans chaque ligne, nous avons un terme diagonale que nous appelons $A_{p,p}$.

On trouve que :

$$A_{p,p} = a(\omega_n) = 1 - LC_0(\omega_0 + p\Omega)^2 + j RC_0(\omega_0 + p\Omega)$$

Les termes non diagonaux étant :

$$A_{p,p-1} = b(\omega_{n-N}) - j c(\omega_{n-N})$$

et $A_{p,p+1} = b(\omega_{n+N}) + j c(\omega_{n+N})$

On trouve que :

$$A_{p,p-1} = A_{p,p+1} = -LC_1(\omega_0 + p\Omega)^2 + j RC_1(\omega_0 + p\Omega)$$

Entre les éléments diagonaux et non diagonaux, nous avons la relation :

$$A_{p,p-1} = \gamma_1 (A_{p,p} - 1) \quad \text{ou} \quad \gamma_1 = \frac{C_1}{C_0}$$

C. CALCUL DU BRUIT DANS LE CAS D'UN CIRCUIT PARAMETRIQUE SIMPLE PAR UNE METHODE CLASSIQUE ET JUSTIFICATION DE CETTE METHODE.

Nous allons étudier le même circuit simple précédent en utilisant cette fois-ci le formalisme des grandeurs sinusoïdales. Nous allons encore calculer la densité spectrale de u mais simplement à une pulsation particulière ω_1 . Le courant i dans le circuit est en valeur instantanée ;

$$i = \left[\frac{d}{dt} C(t) \right] u(t) + C(t) \frac{d}{dt} u(t)$$

Si u est sinusoïdale de pulsation ω , il apparaît dans l'expression de i des composantes en ω , $\omega \pm \Omega$. En fait u est une superposition de tension de fréquence ω modulo Ω puisqu'il n'y a pas de filtre pour limiter brutalement le spectre de i . Cependant des considérations d'impédances de boucle montrent qu'un effet de filtrage se produit naturellement et que les composantes de i très éloignées de la fréquence de résonance propre du circuit sont éliminées. Appelons ω_2 la pulsation de résonance du circuit si $\gamma_1 = 0$, soit :

$$LC_0 \omega_2^2 = 1$$

Nous allons utiliser la matrice d'admittance de l'annexe n°1 en faisant C_2 et $\gamma_2 = 0$ et en nous limitant à 5 composantes :

i_1	de pulsation	ω_1
i_2	"	$\omega_2 = \Omega - \omega_1$
i_3	"	$\omega_3 = \Omega + \omega_1$
i_4	"	$\omega_4 = 2\Omega - \omega_1$
i_5	"	$\omega_5 = 2\Omega + \omega_1$

Soit :

i_1	=	$jC_0\omega_1$	$jC_1\omega_1$	$jC_1\omega_1$	0	0	u_1
i_2^*		$-jC_1\omega_2$	$-jC_0\omega_2$	0	$-jC_1\omega_2$	0	u_2^*
i_3		$jC_1\omega_3$	0	$jC_0\omega_3$	0	$jC_1\omega_3$	u_3
i_4^*		0	$-jC_1\omega_4$	0	$-jC_0\omega_4$	0	u_4^*
i_5		0	0	$jC_1\omega_5$	0	$jC_0\omega_5$	u_5

Remarquons que dans cette écriture, les i et u contiennent les amplitudes et les phases respectives. Nous écrivons :

$$|i\rangle = |A||u\rangle$$

Ecrivons la loi d'ohm pour le circuit étudié, à chacune des fréquences :

$$\begin{aligned} e_1 - u_1 &= (R + jL\omega_1) i_1 \\ e_2^* - u_2^* &= (R - jL\omega_2) i_2^* \end{aligned}$$

La partie située à droite est le produit d'une matrice diagonale D et de i , soit :

$$D = \begin{vmatrix} R + jL\omega_1 & & & & \\ & R - jL\omega_2 & & & \\ & & R + jL\omega_3 & & \\ & & & R - jL\omega_4 & \\ & & & & R + jL\omega_5 \end{vmatrix}$$

Nous avons :

$$\begin{aligned} |e\rangle &= |D||i\rangle + |u\rangle \\ &= |DA + I||u\rangle \\ |e\rangle &= |B||u\rangle \end{aligned}$$

Le calcul donne la matrice B ci-après :

$$B = \begin{vmatrix} jC_0\omega_1(R+jL\omega_1)+1 & jC_1\omega_1(R+jL\omega_1) & jC_1\omega_1(R+jL\omega_1) & 0 & 0 \\ -jC_1\omega_2(R+jL\omega_2) & -jC_0\omega_2(R-jL\omega_2)+1 & 0 & -jC_1\omega_2(R-jL\omega_2) & 0 \\ jC_1\omega_3(R+jL\omega_3) & 0 & jC_0\omega_3(R+jL\omega_3)+1 & 0 & jC_1\omega_3(R+jL\omega_3) \\ 0 & -jC_1\omega_4(R-jL\omega_4) & 0 & -jC_0\omega_4(R-jL\omega_4)+1 & 0 \\ 0 & 0 & jC_1\omega_5(R+jL\omega_5) & 0 & jC_0\omega_5(R+jL\omega_5) \\ & & & & +1 \end{vmatrix}$$

Nous obtiendrons :

$$|u\rangle = |B|^{-1} |e\rangle = |\alpha| |e\rangle$$

Seule la composante u_1 nous intéresse ; la 1ère ligne de la matrice B^{-1} est suffisante. La densité spectrale de u à ω_1 sera proportionnelle à :

$$\langle u_1^2 \rangle = \frac{|\alpha_{11} e_1 + \alpha_{12} e_2^* + \alpha_{13} e_3 + \alpha_{14} e_4^* + \alpha_{15} e_5|^2}{t}$$

où les α_{ij} sont les éléments de matrice de B^{-1} .

Que se passe-t-il maintenant quand e est une f.e.m de bruit "blanche" ? e_i et u_i ne sont plus des grandeurs sinusoïdales. Si on écrit :

$$e(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} a_n e^{j\omega_n t}$$

où $a_n = a_{-n}^* = |a_n| e^{j\phi_n}$

La composante de Fourier pour une fréquence ω_n peut être écrite (réf 39)

$$e_n = a_n e^{j\omega_n t} + a_n^* e^{-j\omega_n t}$$

ou encore :

$$e_n = 2 |a_n| \cos(\omega_n t + \phi_n)$$

$|a_n|$ et ϕ_n sont 2 variables aléatoires stochastiquement indépendantes.

Pour plus de commodité, on écrit : $e_n = 2 |a_n| e^{j(\omega_n t + \phi_n)}$, étant entendu que seule la partie réelle doit être considérée. Les composantes de Fourier qui nous intéressent seront, en laissant de côté le terme $e^{j\omega t}$, :

$$e_1 = 2 |a_1| e^{j\phi_1}, e_2^* = 2 |a_2| e^{-j\phi_2}, \text{ etc ...}$$

Comme les phases ϕ_j sont non corrélées, les produits croisés sont nuls :

$$\overline{e_1 e_2^*} = 4 |a_1| |a_2| \overline{e^{j(\phi_1 - \phi_2)}} = 0$$

On obtient :

$$\langle u_1^2 \rangle = |a_{11}|^2 \overline{e_1^2} + |a_{12}|^2 \overline{e_2^{*2}} + \dots$$

ou

$$\langle u_1^2 \rangle = (|a_{11}|^2 + |a_{12}|^2 + \dots + |a_{15}|^2) \overline{e^2}$$

puisque les $\overline{e_n^2}$ sont tous égaux.

A ce stade, il est intéressant de comparer les $|a_{ij}|$ avec l'élément de matrice $|(A^{-1})_{mn}|$ de la méthode précédente, puisque les 2 permettent de calculer $\overline{u_1^2}$.

Nous allons, ce qui revient au même, comparer les éléments de $a^{-1} = B$ avec ceux de A.

En appelant $\beta_{i,j}$ l'élément de matrice général de B, on peut réécrire B sous la forme :

$$e_1 = \beta_{1,-1} u^*(\Omega - \omega_1) + \beta_{1,0} u(\omega_1) + \beta_{1,1} u(\omega_1 + \Omega)$$

$$e_2^* = \beta_{2,-1}^* u(\Omega - \omega_2) + \beta_{2,0}^* u^*(\omega_2) + \beta_{2,1}^* u^*(\omega_2 + \Omega)$$

Toutes les pulsations ω_i considérées jusqu'ici sont positives, mais en remarquant que $u(\omega) = u^*(-\omega)$:

$$e_1 = \beta_{1,-1} u(\omega_1 - \Omega) + \beta_{1,0} u(\omega_1) + \beta_{1,1} u(\omega_1 + \Omega)$$

$$e_2 = \beta_{2,-1} u(\omega_2 - \Omega) + \beta_{2,0} u(\omega_2) + \beta_{2,1} u(\omega_2 + \Omega)$$

$$e_i = \beta_{i,-1} u(\omega_i - \Omega) + \beta_{i,0} u(\omega_i) + \beta_{i,1} u(\omega_i + \Omega)$$

Les éléments de la matrice B sont pour la ligne i :

$$\beta_{i,-1} = \beta_{i,1} = -L C_1 \omega_i^2 + j R C_1 \omega_i$$

$$\beta_{i,0} = 1 - L C_0 \omega_i^2 + j R C_0 \omega_i$$

Nous voyons que l'élément de matrice général diagonal :

$$\beta_{i,0} = A_{p,p}$$

et que les éléments non diagonaux :

$$\beta_{i,1} = \beta_{i,-1} = A_{p,p+1} = A_{p,p-1}$$

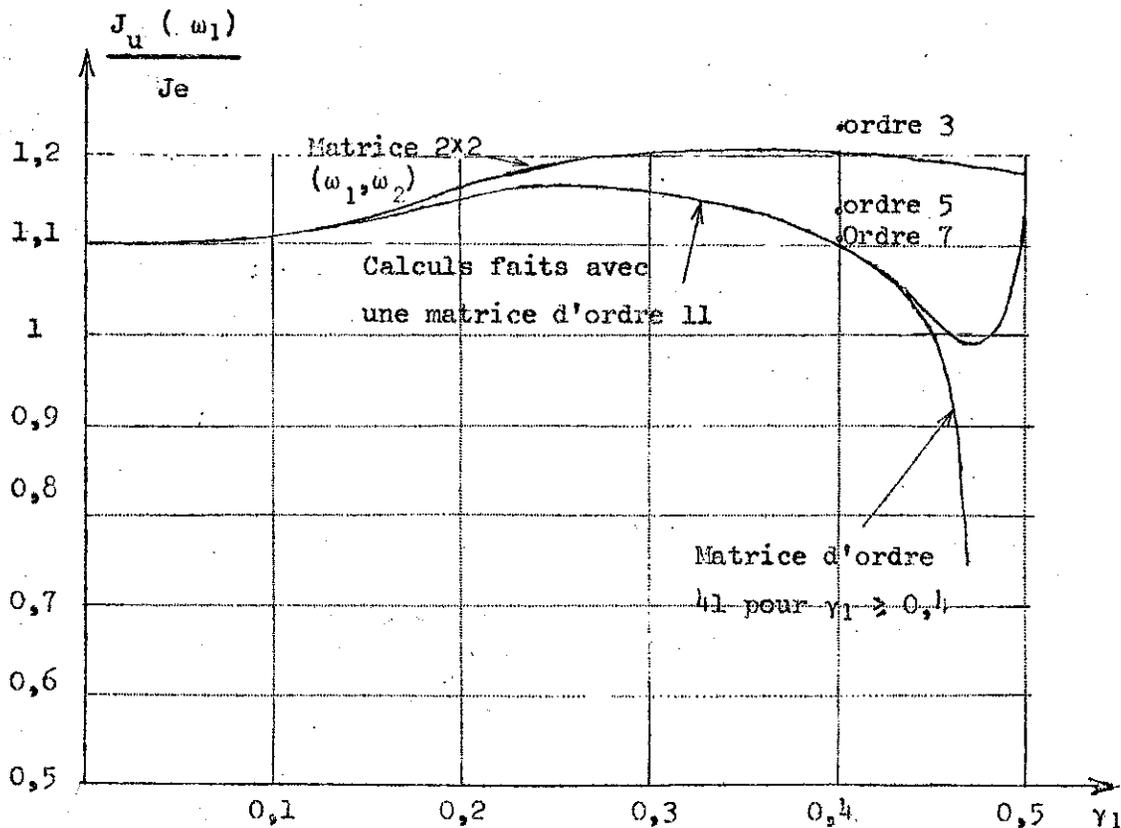
REMARQUES :

Les 2 méthodes de calcul bien qu'utilisant des formalismes très différents conduisent aux mêmes résultats. La méthode classique se trouve justifiée à posteriori en admettant la méthode des fonctions aléatoires rigoureuse. Cependant, les résultats pratiques ne sont pas forcément identiques, puisque dans la méthode classique, on limite

à priori le nombre des fréquences considérées. Les calculs numériques montrent que la précision des résultats dépend de l'étendue du spectre. Plus γ_1 est grand, plus il est nécessaire que le spectre considéré soit étendu. Ces considérations sont amplement discutées dans l'article de la réf. 29.

La validité de la méthode classique peut paraître discutable pour résoudre un cas simple (notons que la méthode numérique exacte nécessite l'utilisation d'un ordinateur électronique) ; elle devient indispensable pour résoudre un cas compliqué (circuit de l'amplificateur paramétrique).

On trouvera sur la figure suivante les résultats des calculs numériques de $\frac{J_u(\omega_1)}{J_e}$ effectués soit par la méthode classique avec 2 fréquences seulement, soit par la méthode des fonctions aléatoires (ordre de la matrice $A:3,5,7,11,41$).



Densité spectrale $J_u(\omega_1)/J_e$ en fonction du demi-taux de modulation de la capacité (mêmes paramètres qu'au § A.3).

I V

REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE
A CAVITE DANS LA BANDE S
DE TYPE DEGENERERE

1. POSITION DU PROBLEME.

L'amplificateur est dit dégénéré quand la fréquence de pompage est exactement le double de la fréquence de signal. Ce cas particulier simplifie les problèmes technologiques en ce sens que les fréquences de signal et image sont égales. Il en résulte que, dans ce cas, et, dans le cas quasi-dégénéré, les deux fréquences sont comprises dans la bande passante d'un même mode résonnant d'une cavité de Q moyen. Un autre mode de résonance est utilisé pour la fréquence de pompage. Ces deux modes doivent résonner simultanément sur deux fréquences dont le rapport est de 2.

La diode paramétrique doit être placée en un endroit où les champs électriques des deux modes sont parallèles entre eux et dans des zones de champ E intenses. Bien que les fréquences de résonance soient dans le rapport 2, après montage de la diode, les champs sont énormément perturbés et les fréquences décalées, aussi, est-il nécessaire de prévoir des accords de fréquence qui puissent agir indépendamment sur chaque mode autant que cela est possible. Un système de couplage doit être prévu pour chaque mode et la valeur du coefficient de couplage ajustable pour optimiser le fonctionnement de l'amplificateur.

Enfin l'obtention d'une loi de variation $C(t)$ avec un coefficient C_1 élevé exige une polarisation continue de la diode. Un dispositif de pièges doit être prévu.

2. CHOIX D'UN TYPE DE CAVITE ET ETUDE DES MODES.

Il n'est pas possible de trouver deux modes dans une cavité cylindrique dont les fréquences résonnantes soient dans le rapport 2. De plus, les lignes de force électriques ne sont pas rectilignes dans un volume important. Les mêmes inconvénients apparaissent avec une cavité de type semi-coaxial ou "rhumbatron". Finalement, on ne peut retenir à priori qu'une cavité parallélépipédique ou une cavité coaxiale. Nous avons choisi d'utiliser la première.

Soient a , b et l les dimensions transversales et la longueur de cette cavité. Appelons λ_1 la longueur d'onde de signal et λ_p la longueur d'onde de pompage. Les modes susceptibles d'exister dans la cavité satisfont nécessairement l'inégalité : $\lambda_{c_{mn}} > \lambda_1$

λ : longueur d'onde de résonance dans le vide.

$\lambda_{c_{mn}}$: longueur d'onde de coupure dans un guide de section $a \times b$

pour un mode H_{mnp} ou E_{mnp} ,

$$\lambda_{c_{mn}} = \frac{2ab}{\sqrt{(mb)^2 + (na)^2}}$$

Par ordre de λ_c décroissants et pour le cas $a/b = 3$, on peut obtenir les modes suivants :

$$H_{10p} \quad \lambda_{c10} = 2a$$

$$H_{20p} \quad \lambda_{c20} = a$$

$$H_{01p} \quad \lambda_{c01} = 2b$$

$$H_{30p} \quad \lambda_{c30} = 2a/3$$

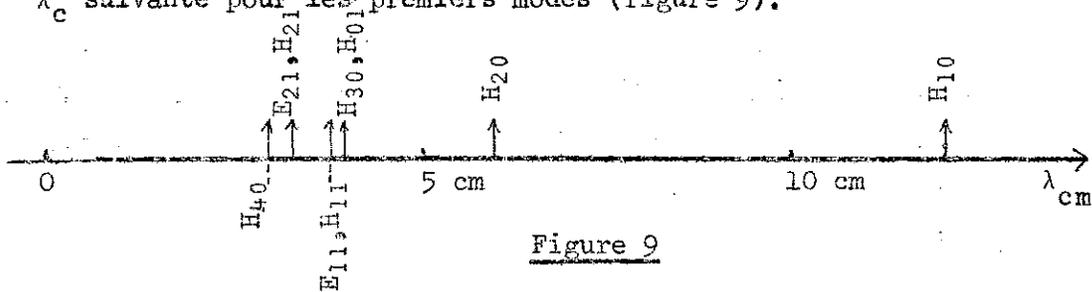
$$E_{11p} \text{ ou } H_{11p} \quad \lambda_{c11} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}} < 2b$$

$$E_{21p} \text{ ou } H_{21p} \quad \lambda_{c21} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + 4b^2}} < \lambda_{c11}$$

$$H_{40p} \quad \lambda_{c40} = \frac{a}{2} < \lambda_{c21} \text{ pour } a = 3b$$

$$H_{mop} \quad \lambda_{cmo} = \frac{2a}{m}$$

Pour que λ_1 puisse résonner sur le mode fondamental, nous choisissons $a = 6 \text{ cm}$, ce qui nous permet de tracer l'échelle de longueur d'onde λ_c suivante pour les premiers modes (figure 9).



Calculons les longueurs d'onde dans un guide de section $a \times b$ en choisissant le mode fondamental pour λ_1 , $\lambda_{g10} = \lambda_1 / \sqrt{1 - (\lambda_1/2a)^2}$; pour un mode H_{mo} , à la longueur d'onde λ_{mo} , $\lambda_{gmo} = \lambda_{mo} / \sqrt{1 - (\lambda_{mo}/(2a/m))^2}$. Si $\lambda_{mo} = \lambda_1/m$, on a la relation :

$$\lambda_{gmo} = \lambda_{g10} / m$$

La cavité résonne à λ_1 sur le mode H_{101} , si $l = \lambda_{g10} / 2$

La cavité résonne à λ_{mo} " " H_{mop} , si $l = p \lambda_{gmo} / 2$

on aura : $p \lambda_{gmo} = \lambda_{g10}$ soit $p = m$

La cavité résonne simultanément sur le mode H_{101} pour λ_1 et sur les modes H_{mom} pour les longueurs d'onde λ_1/m .

Dans l'amplificateur paramétrique, les principales fréquences à considérer sont :

$$f_p, f_1, f_2 = f_p - f_1, f_3 = f_p + f_1$$

$f_1 = f_2$ ne peut résonner que sur le mode H_{101}
 f_p " " " H_{202}
 f_3 peut résonner sur les modes H_{303} et H_{013}

La polarisation du champ électrique est rectiligne et parallèle entre les trois premiers modes mais perpendiculaire pour H_{013} . Celui-ci n'aura donc aucune possibilité d'être excité étant donnée la direction des courants excitateurs dans la diode. Pour satisfaire aux conditions imposées par les relations de Manley et Rowe, il est souhaitable que la puissance $P_3 = 0$ pour l'élément semi-conducteur. La diode devra être, si possible, placée dans une région où le champ E est nul pour le mode H_{303} . La répartition des champs électriques, (qui seuls nous intéressent), est la suivante pour une cavité de longueur :

$$\ell = \frac{\lambda_{E_{10}}}{2} = \frac{5}{\sqrt{1 - (10/12)^2}} = 9,06 \text{ cm}$$

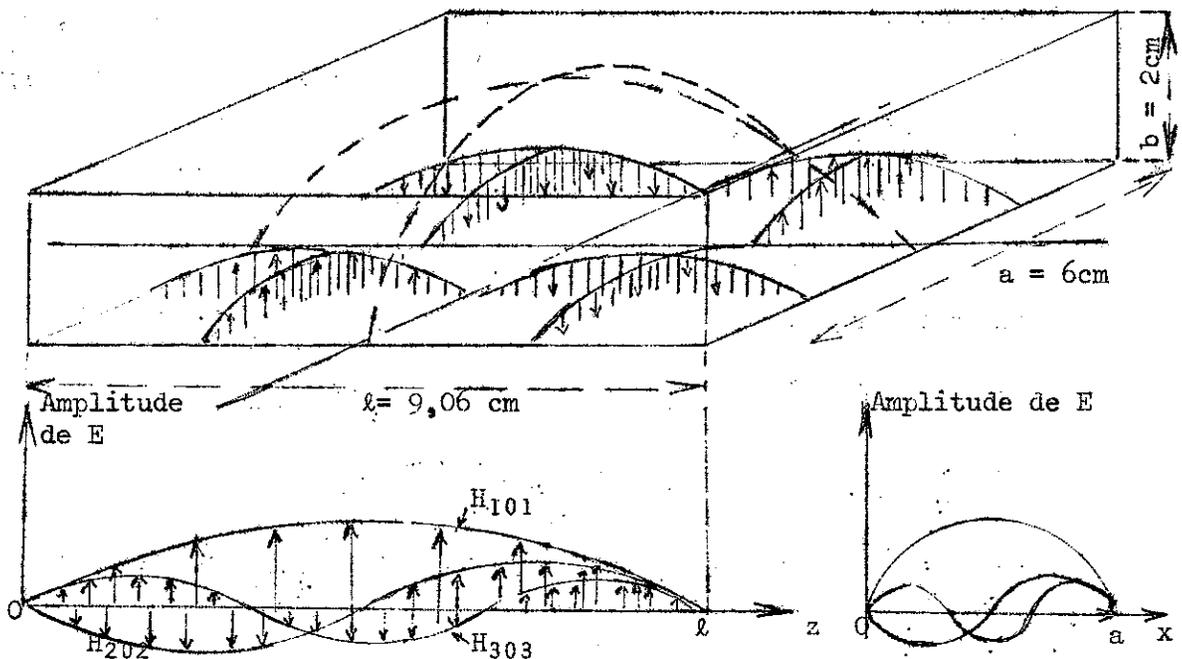


Figure 10

La diode doit être placée au tiers de la longueur ℓ et de la largeur a pour être dans un noeud de champ électrique du mode H_{303}

3. DESCRIPTION DE LA CAVITE HYPERFREQUENCE DE L'AMPLIFICATEUR REALISEE.

Des essais ont été faits avec une cavité munie d'une seule diode. Une dissymétrie importante des champs a été observée expérimentalement. Les dispositifs de réglage de la fréquence des modes résonnants ne permettaient pas de faire fonctionner l'amplificateur dans une plage de fréquence. On pouvait seulement obtenir un point de fonctionnement unique, c'est-à-dire obtenir deux fréquences résonnantes dans le rapport 2. La fréquence de signal se trouvait imposée à une valeur particulière (à une dizaine de MHz près).

Pour diminuer l'inconvénient précédent, nous avons essayé d'utiliser deux diodes montées symétriquement pour que le mode H_{202} perturbé ait tout de même un noeud de champ électrique au centre de la cavité. Un piston capacitif plongeant en cet endroit permet effectivement l'accord en fréquence du mode H_{101} sans perturber l'autre. Le mode H_{202} est accordé par des lames de téflon se déplaçant depuis les parois vers l'intérieur (figure 11, photo. 1). L'effet sur le mode H_{101} n'est pas trop important et peut être ensuite compensé en retouchant le piston. Cette technique a permis de réaliser un réglage simultané des deux modes dans une plage d'environ 100 MHz pour la fréquence de signal. De plus, il s'est trouvé que de meilleurs résultats étaient obtenus pour la bande passante et le réglage en fréquence, en plaçant un morceau de diélectrique (K_e de 2,1 et 5) en face du trou de couplage du mode H_{101} . Celui-ci se trouvant au milieu du grand côté de la cavité. Il s'est trouvé également qu'un obstacle selfique augmentait de manière importante la bande passante de l'amplificateur. Cet obstacle est constitué par une plaque métallique ($4 \times 15 \times 20$ mm) placée dans un plan parallèle au champ électrique et contenant l'axe du trou de couplage du mode H_{101} (figure 11). Il est apparu deux pseudo-modes H_{101} de fréquences très voisines dont le chevauchement est la cause de l'élargissement de la bande. Ceci apparaît nettement sur les clichés où le signal amplifié est balayé en fréquence (figure 12, photo.2, a,b).

Comme pour le circuit de signal, le circuit extérieur de pompage est réalisé en guide (figure 13, photo.3). Le couplage au mode H_{202}

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for transparency and accountability, particularly in financial reporting and compliance with regulatory requirements. The text notes that incomplete or inaccurate records can lead to significant legal and financial consequences for the organization.

2. The second section addresses the challenges associated with data management in a rapidly changing digital landscape. It highlights the need for robust data security measures to protect sensitive information from unauthorized access and cyber threats. Additionally, it discusses the importance of data integrity and the implementation of effective backup and recovery strategies to ensure business continuity in the event of a data loss.

3. The third part of the document focuses on the role of technology in streamlining operations and improving efficiency. It explores various digital tools and platforms that can be leveraged to automate repetitive tasks, enhance communication, and facilitate data analysis. The text suggests that investing in technology is a key strategy for organizations looking to gain a competitive edge in the market.

4. The final section discusses the importance of continuous learning and professional development for the workforce. It emphasizes that in a dynamic environment, employees must stay updated with the latest industry trends and skills. The document recommends providing training opportunities, encouraging cross-functional collaboration, and fostering a culture of innovation to drive organizational growth and success.

Figure 11 - Vue intérieure de la
cavité

Figure 12 - Signal amplifié

a) Vue globale de la bande

b) Détail de la partie centrale

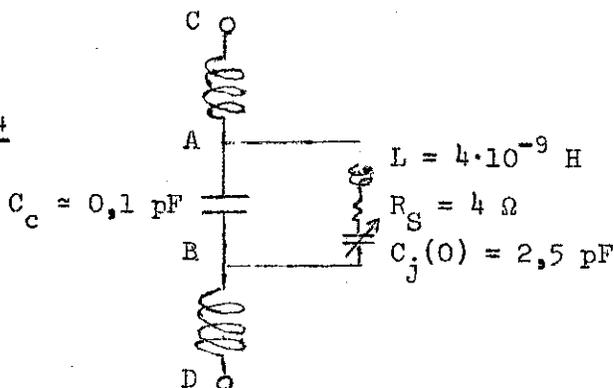
Figure 13 - Vue extérieure de la
cavité

est assuré par un iris circulaire placé en face d'un ventre de champ électrique, soit au quart de la longueur de la cavité.

4. LES DIODES AVEC LEUR DISPOSITIF D'ACCORD ET DE POLARISATION.

Les diodes dont nous disposions étaient des micro-jonctions au Germanium fabriquées par Hughes (type 1 N 836 équivalentes à HPA 2800). Le schéma équivalent à ces diodes est le suivant (figure 14).

Figure 14



La diode proprement dite est limitée par A et B. Les connexions de liaison présentent une self dépendant de leur longueur schématisées par AC et BD. On trouve à la fréquence de 3000 MHz pour une polarisation inverse moyenne d'environ 2 volts :

$$Q = \frac{1}{C_j(-2) \omega R_s} \approx 14$$

Si le champ électrique hyperfréquence est suffisant sur la diode, on peut atteindre une variation de ± 2 V autour de la valeur moyenne de la polarisation. Il en résulte $\pm \Delta C/C_{\text{moy}} = \pm 2\gamma$ ou $\gamma = 0,25$ (7). Le facteur de mérite de la diode sera $\gamma Q \approx 3,5$.

Si on calcule la fréquence de résonance série $f_{\text{série}}$ propre à la diode (entre A et B), $f_s = 1/2\pi\sqrt{LC_j}$, on trouve en prenant C_j moyen = 1 pF, $f_s = 2500$ MHz. De même, la fréquence de résonance parallèle $f_{\text{paral.}}$ est :

$$f_{\text{paral.}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L \frac{C_c C_j}{C_c + C_j}}} = 8,35 \cdot 10^9 \text{ Hz ou } 8350 \text{ MHz}$$

Le signal à 3000 MHz est situé entre les deux fréquences propres. On peut prévoir que l'impédance vue entre A et B est selfique, donc à fortiori celle entre C et D l'est aussi. Pour obtenir entre C et D une variation importante de l'impédance réactive lorsque C_j est modulée dans le temps, il est nécessaire de compenser au mieux la partie constante de l'impédance ; ceci revient à annuler la partie imaginaire. Cette compensation d'impédance est réalisée au moyen d'une ligne coaxiale de longueur et d'impédance caractéristique convenables, placée en série avec chaque diode 1 N 836. Par ailleurs, la ligne coaxiale est munie d'un piège hyperfréquence qui permet d'introduire une composante continue sur la jonction.

Le test de compensation d'impédance consiste à placer l'ensemble diode et ligne coaxiale dans un guide d'onde de hauteur $b = 2$ cm identique à celle de la cavité. On observe l'atténuation du montage en fonction de la fréquence. Elle est maximum lorsque l'accord du circuit est réalisé. On peut considérer en effet que l'impédance se trouve montée en parallèle sur la ligne de transmission et que, par conséquent, le coefficient de réflexion est maximum quand le module de l'impédance en shunt est minimum. Toutefois, des précautions doivent être prises en ce qui concerne l'adaptation des éléments placés en amont et en aval du montage. Il a été trouvé expérimentalement que l'accord était réalisé dans une plage de fréquence de 100 MHz centrée approximativement sur 3000 MHz et se déplaçant légèrement avec la polarisation de la diode.

5. RESULTATS OBTENUS.

a) Coefficients de surtension de la cavité. Celle-ci, réalisée en laiton, a été argentée (épaisseur environ 5 à 10 μ). La partie supérieure munie du piston est démontable. Les coefficients de surtension propres obtenus en fonction des paramètres de réglage sont les suivants, les diodes étant démontées :

	lames de téflon contre les parois	lames de téflon au centre de la cavité
Mode H ₁₀₁	piston capacitif sorti.	Q _o = 5740 (2985 MHz)
	Piston enfoncé.	Q _o = 5100 (2884 MHz)

Le coefficient de surtension pour le mode H₂₀₂ est approximativement la moitié de celui du mode H₁₀₁.

b) Gain, bande passante instantanée et accord en fréquence. Le gain de l'amplificateur est réglable au moyen d'une vis qui modifie le couplage de la cavité au circuit de signal. La valeur obtenue est de 20 db à laquelle correspond une bande passante maximum comprise entre 5 et 20 MHz. Celle-ci dépend de la fréquence de fonctionnement choisie. Cet accord en fréquence est possible de 3150 MHz à 3240 MHz avec la cavité décrite précédemment (longueur $\ell = 91$ mm). Une autre cavité de longueur $\ell = 95$ mm a été expérimentée. Elle permettait le fonctionnement depuis 2950 MHz jusqu'à 3020 MHz avec une bande passante comprise entre 2 et 7 MHz selon la fréquence choisie. Pour les méthodes de mesure, se reporter au chapitre V,D concernant l'amplificateur paramétrique non dégénéré. Précisons cependant que la cavité de l'amplificateur paramétrique est utilisée conjointement avec un circulateur en guide à quatre portes permettant de découpler les signaux incidents et réfléchis. (Figure 15, photo. 4).

c) Mesure du facteur de mérite. On sait que la limite du coefficient de couplage qui permet d'obtenir un gain infini est, pour un amplificateur dégénéré, (voir référence (6) p.68)

$$\frac{R_g}{R_s} = \beta_{\max} = \gamma Q - 1$$

Figure 15 - Vue d'ensemble du montage amplificateur.

Figure 16 - Signal amplifié modulé en impulsions en fonction de la fréquence de signal

a) Signal assez différent de $f_p/2$

b) Fréquence de signal peu différent de $f_p/2$

c) Fréquence de signal égal à $f_p/2$

γ est maximum quand l'amplitude de la tension de pompage atteint la limite permise par les caractéristiques des diodes. C'est ce que nous avons fait expérimentalement en réglant le couplage pour être à la limite d'accrochage. Ce coefficient de couplage limite a été mesuré au moyen d'une ligne de mesure, la puissance de pompage étant supprimée. Nous avons trouvé $\beta_{\max} = 2,76$, ce qui donne $\gamma Q_{\max} = 3,76$. Il est entendu que, pour obtenir un facteur de bruit minimum, il est bon de réduire légèrement l'amplitude de pompage afin de ne pas faire travailler la jonction dans les régions extrêmes où le courant instantané s'accompagne d'un bruit excessif émis par la jonction. Une valeur maximale admissible de γQ serait donc comprise entre 3 et 3,5 pour ce type de diode. Ceci est en bon accord avec la valeur précédemment estimée (3,5)

d) Mesure du facteur de bruit. La mesure a été effectuée en utilisant une diode de bruit hyperfréquence. Pour la méthode de mesure, se référer au chapitre V,D.

La diode de bruit allumée délivre un bruit blanc dont la température est de 11 000°K. Ceci correspond à un écart relatif de 15,7 db exprimé par rapport à la température ambiante.

Le facteur de bruit apparent a été trouvé de 2,2 db \pm 0,3 db. Cette valeur serait directement applicable si l'amplificateur paramétrique était utilisé en radioastronomie pour amplifier un spectre de bruit. Par contre, pour amplifier un signal cohérent, c'est le facteur de bruit réel qui doit être appliqué, soit $F = 5,2$ db.

6. DISPOSITIF PROPOSÉ POUR L'ÉLIMINATION DU SPECTRE IMAGE.

Dans un amplificateur paramétrique dégénéré, si le signal à amplifier est de la forme $s_e = S_e \cos(\omega_s t + \phi_s)$, on recueille dans le circuit de signal après amplification :

$$\begin{cases} s_s = S_s \cos(\omega_s t + \phi_s) \\ i_s = I_s \cos [(\omega_p - \omega_s)t + \phi_p - \phi_s] \end{cases}$$

Quand le gain est très grand, $S_s = I_s$. Dans le cas quasi dégénéré $\omega_p \approx 2\omega_s$, si bien que $\omega_p - \omega_s \approx \omega_s$. On recueille deux signaux d'amplitudes égales dont la somme instantanée donne un battement :

$$s_s + i_s \approx 2S_s \cos\left(\frac{\omega_p}{2}t + \frac{\phi_p}{2}\right) \cos\left[\left(\omega_s - \frac{\omega_p}{2}\right)t + \phi_s - \frac{\phi_p}{2}\right]$$

Dans le cas particulier où la phase de pompage est cohérente à celle du signal, on obtient un signal de sortie d'amplitude $2S_s$, soit un gain de 6 db par rapport au signal s_s .

Habituellement, aucune relation n'existe entre les phases de signal et de pompage. L'amplitude de sortie fluctue entre 0 et $2S_s$ d'une manière aléatoire, ce qui rend le système peu utilisable (voir figure 16, photos 5, a,b,c).

Nous pensons qu'il peut être intéressant, en vue d'applications particulières, de supprimer le battement entre les deux composantes s_s et i_s . Le moyen proposé ici est d'annuler le champ électrique correspondant au terme i_s dans le circuit de sortie du signal.

Pour cela, l'amplificateur comporterait $2n$ diodes identiques alimentées, toutes, en phase par le signal à amplifier. n diodes seraient alimentées par un signal de pompage avec une même phase, les n autres par un signal de pompage de même amplitude mais avec une phase contraire. Si le montage est équilibré, il doit être possible d'obtenir une amplitude résultante : $\sum_{2n} I_s \ll \sum_{2n} S_s$

Une objection à ce dispositif peut être la suivante : si la puissance fournie par chaque diode à la fréquence image est nulle, l'amplificateur ne peut pas fonctionner, d'après les relations de Manley et Rowe. Cette question de principe fondamental doit être évidemment résolue. Nous pensons que chaque diode peut être considérée comme un générateur. Il faut faire en sorte que tous les générateurs soient couplés deux à deux à la ligne de sortie, lui fournissant des champs en opposition de phase, ce qui revient à dire qu'ils débitent sur un court-circuit. Leur puissance est alors dissipée dans leur propre résistance interne. Revenons au domaine hyperfréquence ; il faut faire en sorte que la longueur électrique l séparant chaque diode du point de court-circuit fictif soit un multiple entier de $\lambda/2$.

Dans de telles conditions, les diodes seraient considérées comme en court-circuit. Cette solution est utilisée très fréquemment dans les amplificateurs paramétriques non dégénérés à une diode pour réaliser le circuit à fréquence image.

Schéma de principe d'un amplificateur à deux diodes équilibrées.

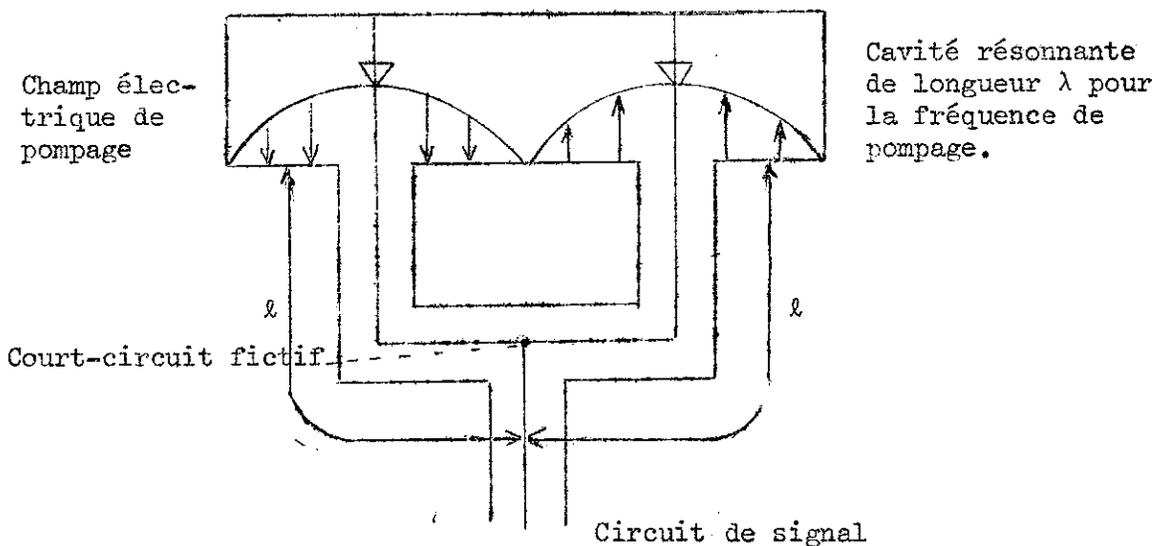


Figure 17

REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE
DANS LA BANDE S DE TYPE NON DEGENEREE

A. ETUDE DE L'ELEMENT SEMI CONDUCTEUR NON LINEAIRE.

Dans la théorie des amplificateurs paramétriques (chapitre III), nous avons vu que les caractéristiques essentielles pouvaient être estimées à condition de connaître les paramètres de l'élément réactif non linéaire. En particulier, le facteur de mérite $\gamma_1 Q$ permet de calculer le facteur de bruit et, également, de se placer dans les meilleures conditions pour le rendre minimum.

L'élément réactif que nous avons utilisé est la capacité d'une micro-jonction, variable en fonction de la tension de polarisation inverse.

1°) Estimation du taux de modulation de la capacité.

a) Développement en série de Fourier de la fonction périodique C(t)

La jonction est polarisée autour d'une valeur moyenne négative V_0 . On lui applique une tension périodique de fréquence f_p , dite fréquence de pompage. Il en résulte que la capacité est une fonction périodique du temps. Nous la développons en série de Fourier :

$$C(t) = C_0 + 2 C_1 \sin \omega_p t + 2 C_2 \sin 2\omega_p t + \dots + 2 C_m \sin m\omega_p t + \dots \\ + 2 C'_1 \cos \omega_p t + 2 C'_2 \cos 2\omega_p t + \dots + 2 C'_m \cos m\omega_p t + \dots$$

Les coefficients du développement peuvent être calculés si on connaît la fonction C(t) :

$$C_0 = \frac{1}{T} \int_0^T C(t) dt$$

$$C_1 = \frac{1}{T} \int_0^T C(t) \sin \omega_p t dt \quad C'_1 = \frac{1}{T} \int_0^T C(t) \cos \omega_p t dt$$

$$C_m = \frac{1}{T} \int_0^T C(t) \sin m\omega_p t dt \quad C'_m = \frac{1}{T} \int_0^T C(t) \cos m\omega_p t dt$$

Pour déterminer $C(t)$, il faut connaître la fonction $C(v)$, v étant la tension appliquée à la jonction. En général :

$$C(v) = \frac{C(0)}{\left(1 - \frac{v}{\phi}\right)^M}$$

ϕ est la valeur de la barrière de potentiel de la jonction exprimée en volts ; M est un coefficient qui dépend de la répartition des impuretés donatrices et acceptrices de part et d'autre de la jonction. Pour une répartition linéaire des charges, la jonction est dite "gradée" et $M = 1/3$. Pour une répartition en échelon, la jonction est dite "abrupte" et $M = 1/2$. Ces deux types de répartition correspondent à des cas limites. Les jonctions réalisées ont pratiquement une répartition des charges intermédiaires à ces deux figures, le coefficient M est donc : $0,33 < M < 0,5$. Les jonctions réalisées par diffusion ont une répartition de charge quasi-linéaire, tandis que les jonctions alliées ont une répartition quasi abrupte.

Pour une jonction gradée parfaite, la fonction $C(v)$ est la suivante, en prenant $\phi = 0,5$ Volt (figure 18). Pour une variation sinusoïdale de v dans le temps, $C(t)$ au cours d'une période a l'allure de la figure 19 (avec $v = V_0 + V \sin \omega_p t$).

$\phi = 0,5 \text{ V}$
 $V_0 = -1,3 \text{ V}$
 $V = 1,7 \text{ V}$

Figure 18

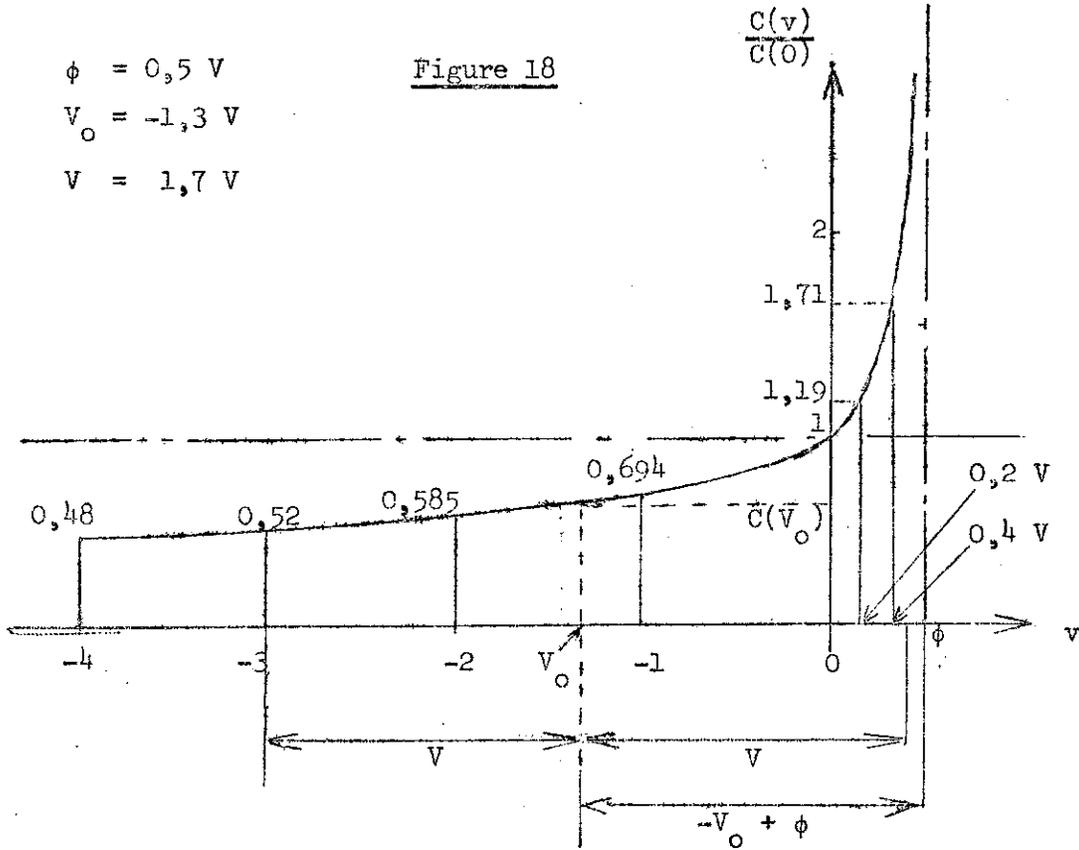
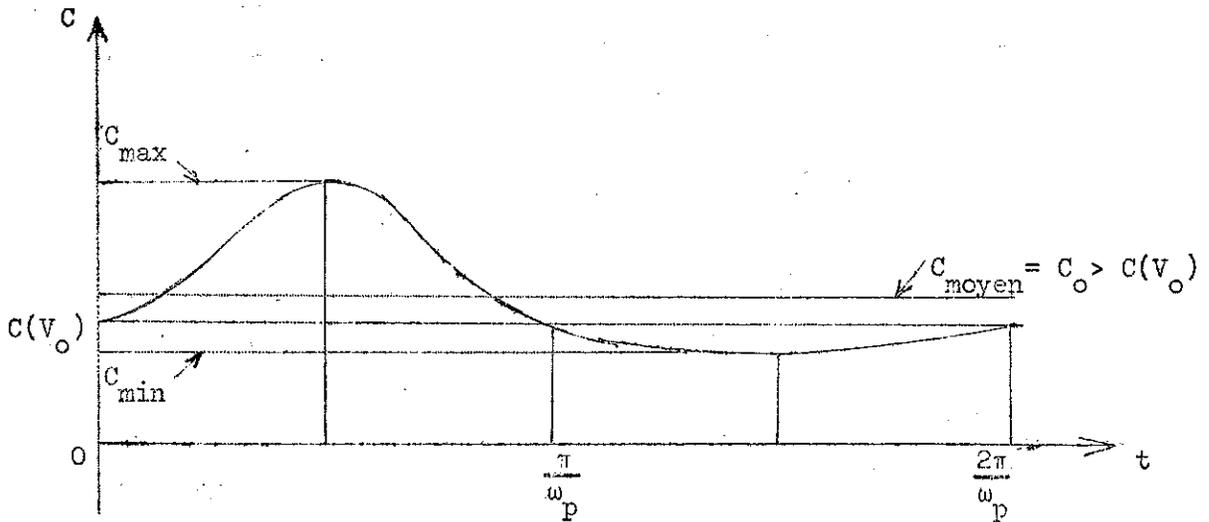


Figure 19



Si on calcule les coefficients du développement de $C(t)$, on a :

$$\begin{cases} C_1 > 0 \\ C_2 = 0 \\ C_3 \neq 0 \end{cases} \quad \begin{cases} C'_1 = 0 \\ C'_2 \neq 0 \\ C'_3 = 0 \end{cases}$$

D'une manière générale :

$$\begin{array}{ll} C_{2n} = 0 & C'_{2n} \neq 0 \\ C_{2n+1} \neq 0 & C'_{2n+1} = 0 \end{array}$$

Seules les composantes symétriques par rapport à $\pi/2\omega_p$ peuvent exister. La fonction $C(t)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} C(t) = C_0 &+ 2 C_1 \sin \omega_p t && + 2 C'_2 \cos 2\omega_p t \\ &+ 2 C_3 \sin 3\omega_p t && + 2 C'_4 \cos 4\omega_p t \\ &+ \dots && + \dots \\ &+ 2 C_{2n+1} \sin(2n+1)\omega_p t && + 2 C'_{2n} \cos 2n \omega_p t \end{aligned}$$

b) Mesure de la capacité à basse fréquence et signification physique de C_0 et C_1 dans le domaine des hyperfréquences.

On peut théoriquement calculer les coefficients C_0 et C_1 qui nous intéressent à condition de connaître la loi de répartition des porteurs de charge le long de l'axe p-n de la jonction dont la fonction $C(v)$ dépend. Ceci n'est possible que pour le fabricant de semi-conducteurs. L'utilisateur ne peut que mesurer directement la capacité C en fonction de v . En pratique, cette mesure nécessite un appareillage spécialisé étant donné l'ordre de grandeur de $C \approx 1$ pF. La mesure s'effectue au moyen d'un pont à quelques dizaines de kHz et non à la fréquence d'utilisation. La capacité mesurée sera valable en hyperfréquence si le temps de relaxation des charges mobiles (électrons ou trous) est petit vis-à-vis de la période des champs électriques appliqués à la jonction. Ce temps est le minimum nécessaire aux charges électriques mobiles pour qu'elles se réarrangent sous l'influence

d'une perturbation extérieure (champ électrique). Dans les semi-conducteurs, c'est le libre temps moyen τ_n lié à la mobilité μ_n des électrons (dans un semi-conducteur de type n), par la relation :

$$\mu_n = \frac{e}{m_n} \tau_n$$

D'autre part, la mobilité des électrons est liée à la conductibilité électronique σ_n par :

$$\sigma_n = ne\mu_n = \frac{ne^2}{m_n} \tau_n$$

n est la concentration électronique et m_n la masse apparente :

$$\tau_n = \frac{\sigma_n m_n}{ne^2} \approx \frac{\sigma_n m}{ne^2}$$

Prenons le cas du Silicium dopé avec du phosphore à 300°K (18) ($n = 1,7 \times 10^{25} / m^3$). La conductibilité, $\sigma_n = \sigma = 2,08 \times 10^4 \frac{mho}{m}$ d'où :

$$\tau_n = \frac{2,08 \times 10^4 \times 9,1 \times 10^{-31}}{1,7 \times 10^{25} \times 1,6^2 \cdot 10^{-38}} = 4,37 \times 10^{-14} \text{ s}$$

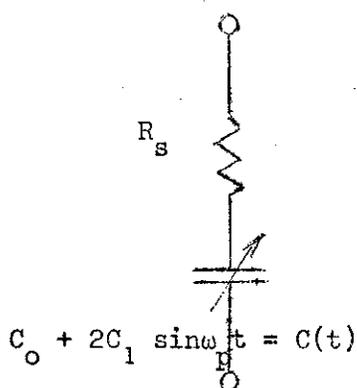


Figure 20

Comparé à la période $T = 1/f$ pour $f = 2 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$:

$$T = 5 \times 10^{-11} \text{ s} \quad T/\tau_n = 10^3$$

Ceci montre que le comportement de ce semi-conducteur est sensiblement le même à la fréquence f qu'à une plus basse fréquence où nous pouvons faire les mesures de capacité au pont. Le schéma équivalent à la jonction (figure 20) est le même qu'en basse fréquence.

c) Détermination pratique de γ .

En pratique, le fabricant de semi-conducteurs donne la valeur de la capacité pour $v = 0$ volt, $C(0)$, ainsi que la fréquence de coupure correspondante $f_c(0)$. La capacité de la cartouche est également donnée (moyenne statistique). Elle est de l'ordre de 0,4 pF pour des diodes à cartouche standard et de 0,2 pF pour des cartouches de type bouton. En général, le type de jonction, gradée ou abrupte, est également connu. Il est possible de donner une loi approchée pour $C(v)$ sous réserve de connaître la valeur ϕ de la barrière de potentiel. Pour des diodes au Silicium, $0,5 < \phi < 0,6$ Volt et pour des diodes à l'arséniure de Gallium, ϕ est le plus souvent de l'ordre de 1,3 Volt. Toutes ces données ainsi que la valeur de l'amplitude de la tension appliquée à la jonction sont connues avec une certaine imprécision, mais permettent d'estimer la valeur de γ_1 . Des abaques ont été faits (6 p.128) qui permettent, en connaissant l'amplitude de la tension appliquée, d'obtenir directement les valeurs de γ_1 . Ceci évite d'avoir à calculer les intégrales précédentes a) qui définissent les coefficients de Fourier. La tension appliquée V peut être facilement reliée à la puissance P dissipée dans la résistance R_s de la jonction en considérant la figure 20. On trouve que l'amplitude de la tension supposée sinusoïdale est : $V = \sqrt{2 P R_s} \times Q$ où $Q = 1/C\omega R_s$. On suppose de plus, en première approximation, que la tension de polarisation moyenne est $V_0 = -V$, de telle sorte que $v_{\max} \approx 0$; la diode est ainsi toujours polarisée en inverse. Tout au plus, le courant direct sera limité à des valeurs faibles. La diode que nous avons utilisée est du type gradée au Silicium, (SD-12-5). Une valeur du rapport $\frac{V}{-V_0 + \phi} = 0,8$ est facile à obtenir, ce qui donne $\gamma_1 = 0,17$. Mais on peut augmenter l'amplitude de la tension jusqu'à $\frac{V}{-V_0 + \phi} = 0,9$, alors $\gamma_1 = 0,22$. Au-delà, le bénéfice d'un accroissement de γ_1 risque d'être perdu par une génération de bruit supplémentaire. Celui-ci étant dû soit à des effets de fluctuations et de grenaille (30 chap. 6.2), soit à un effet d'échauffement de la jonction, ce qui provoque un accroissement du bruit thermique.

2°) Mesure de la fréquence de coupure ou du coefficient de surtension Q de la jonction.

Le coefficient de surtension de la jonction schématisée figure 20 est défini comme :

$$Q = \frac{X}{R_s} = \frac{1}{C\omega R_s}$$

à la fréquence $f = \omega/2\pi$. La fréquence de coupure de la jonction est définie par :

$$f_c/f = Q$$

Il se déduit :

$$f_c = \frac{1}{2\pi C R_s}$$

Une méthode de mesure de Q consiste à mesurer en hyperfréquence, l'impédance de la jonction en fonction de la tension de polarisation v ou, plus précisément, de mesurer l'impédance réduite,

$$z = \frac{R_s + j X(v)}{Z_0}$$

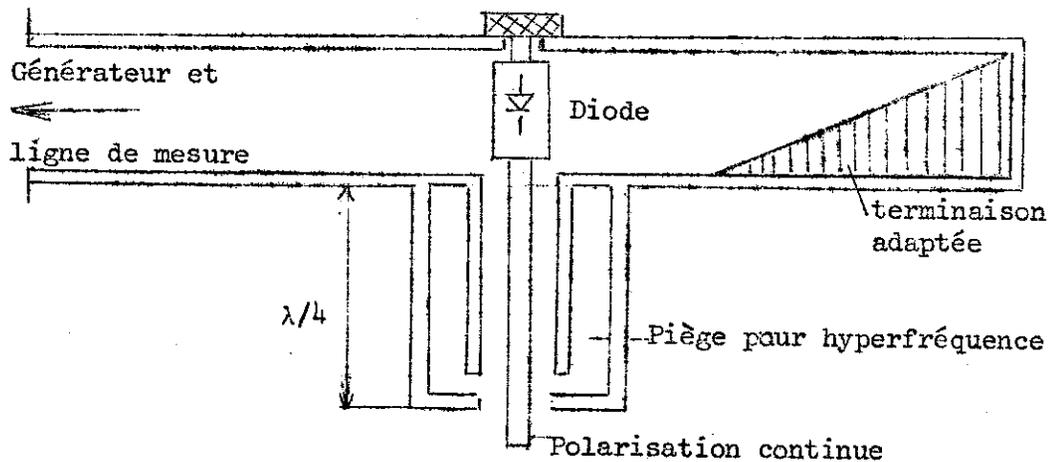
Z_0 est l'impédance caractéristique du montage contenant la diode. En principe, seule l'impédance réactive est fonction de la polarisation. Sur un abaque de Smith, le lieu de l'impédance réduite z est un cercle $R = Cte$. Indépendamment de Z_0 , nous obtenons $Q = X(v)/R_s$ pour chaque valeur de la polarisation.

Cette méthode aurait l'avantage de donner directement le coefficient de surtension sans connaître la loi de variation $C(v)$ de la jonction. Malheureusement, ce n'est pas directement l'impédance de la jonction schématisée figure 20 que l'on mesure, mais cette impédance transformée d'une manière mal connue par des réactances parasites. Celles-ci proviennent du boîtier de la diode et de la monture dans laquelle elle est insérée (11).

On peut, au moyen d'impédances étalons (par exemple, un court-circuit) placées dans un même boîtier que la jonction à mesurer, déterminer la transformation d'impédance inconnue. Une transformation

par un quadripôle non dissipatif quelconque est équivalente à celle d'un transformateur idéal et d'une impédance imaginaire jX_0 en série avec l'impédance de la jonction (35). Il est donc théoriquement nécessaire de disposer de deux impédances étalons différentes pour déterminer la transformation introduite par le quadripôle non dissipatif. Un montage avec lequel pourrait être faite la mesure est schématisé figure 21.

Figure 21



Cependant, dans certains cas, il est préférable d'utiliser une structure coaxiale ; l'impédance caractéristique étant alors parfaitement définie. La procédure de mesure est la suivante :

(a) Commencer par introduire une impédance étalon "circuit ouvert" à la place de la diode. Repérer la position d'un maximum de champ électrique le long de la ligne. Il définit un plan de référence pour la mesure d'impédance.

(b) Introduire une impédance étalon "court-circuit" et chercher un minimum de champ électrique. Le T.O.S. et la distance au plan de référence, d_0 , définissent une impédance réactive jX_0 . Cette impédance est obtenue sur l'abaque de Smith en partant d'un point de l'axe réel (entre $R/Z_0 = 0$ et $R/Z_0 = 1$), et en portant la distance d_0 dans le sens correspondant à la position du plan de référence relativement à celle du minimum. Ceci résulte du fait que si l'impédance imaginaire jX_0 (définie par le quadripôle non dissipatif) était nulle, on mesurerait effectivement une impédance nulle dans le cas présent.

(c) Placer enfin la diode à tester et chercher à nouveau la position d'un minimum. Mesurer l'impédance correspondante dans le plan de référence, et lui retrancher la quantité précédente jX_0 . On obtient l'impédance propre à la jonction.

On voit que la méthode nécessite d'avoir des impédances étalons ; en général, elles sont difficiles à réaliser, sauf, peut-être, par le fabricant de diodes.

Il existe d'autres méthodes de mesure de Q qui ne nécessitent pas d'avoir d'impédances étalons. Dans celle décrite par N. Houlding (12), il est cependant nécessaire de connaître la loi de variation de la capacité $C(v)$. La méthode décrite par Harrison ne nécessite, elle, aucune connaissance de la loi $C(v)$. En ce sens, elle semble la plus intéressante, mais, par contre, une impédance "court-circuit" est nécessaire. La méthode consiste à utiliser un banc de mesure d'impédance muni d'un système d'adaptation entre la ligne de mesure et la monture qui contient la diode. La procédure à suivre est la suivante :

Pour une certaine valeur v_0 de la tension de polarisation de la jonction comprise dans la plage où la résistance série R_s reste constante, on adapte la charge au générateur, (le système d'adaptation doit être dépourvu de pertes). On modifie ensuite la valeur de la polarisation par valeurs discrètes ; et on porte les impédances mesurées par rapport à un plan de référence arbitraire sans retoucher à l'adaptation.

Les valeurs ainsi trouvées, pointées sur un abaque de Smith, doivent être situées sur une portion de cercle. Celui-ci pourra, par une rotation (équivalente à un changement de plan de référence) être amené à coïncider avec le cercle $R/Z_0 = 1$. Alors, le coefficient de surtension $Q(v)$ de la jonction peut être obtenu facilement pour n'importe quelle valeur v de la polarisation. La valeur de $Q(v_0)$ correspondant à la polarisation initiale n'est autre que le rapport (X/R) au point qui représente l'impédance "court-circuit" après la rotation (13).

3°) Estimation du facteur de mérite.

Les diodes avec lesquelles nous avons réalisé les amplificateurs paramétriques avaient déjà été mesurées par le fabricant. Une diode particulière utilisée, du type SD-12-5 avait les caractéristiques suivantes :

$$f_c(0) = 59 \text{ kHz}$$

$$C_j(0) = 0,807 \text{ pF}$$

C'est une diode Méssa au silicium diffusée, la loi $C(v)$ est approximativement :

$$C(v) = \frac{C(0)}{\sqrt[3]{1 - \frac{v}{0,6}}}$$

La valeur de la tension limite en inverse est de l'ordre de -5 V. Nous prendrons pour V_o la moyenne arithmétique entre deux limites (0 et -4 V) pour lesquelles les courants direct et inverse restent faibles. Donc, $V_o = -2$ Volts. Calculons

$$C(V_o) = \frac{C(0)}{\sqrt[3]{1 + \frac{2}{0,6}}} = \frac{C(0)}{1,63} = 0,495 \text{ pF}$$

Comme la fonction $C(t)$ n'est pas sinusoïdale $C_o \neq C(V_o)$, voir figure 14. Nous prenons pour amplitude de la tension effectivement appliquée à la jonction $V = 2,25$ Volts, légèrement plus grande que (V_o), compte tenu d'une tronquature en polarisation directe. Blackwell et Kotzebue (6) ont calculé que $C_o = 1,15 C(V_o) = 0,57 \text{ pF}$ en supposant la tension appliquée sinusoïdale pour

$$\frac{V}{-V_o + \phi} = \frac{2,25}{2,6} = 0,87$$

En utilisant leurs abaques, on trouve un demi-taux de modulation dans de telles conditions : $\gamma_1 = 0,2$

A partir de la définition de f_c , on a, pour de telles conditions de fonctionnement, $f_c = f_c(0) \times \frac{C(0)}{C_o} = 59 \text{ kHz} \times \frac{0,807}{0,57} = 83,5 \text{ kHz}$.

La fréquence signal vaut, en moyenne, $f_1 = 3000$ MHz. A cette fréquence, $Q = f_c/f_1 = 83,5/3 = 27,8$.

Le facteur de mérite de cette diode dans les conditions d'utilisation ainsi définies sera : $\gamma_1 Q \approx 5,6$

4°) Calcul des fréquences de résonance propres et des impédances apparentes de la diode.

(a) Schéma équivalent.

La première difficulté est de connaître un schéma équivalent à la diode aussi fidèle que possible, mais relativement simple pour qu'il soit utilisable. Ceci est un peu contradictoire à cause de la présence d'éléments répartis. Les dimensions de la jonction seule (inférieures au mm) nous autorisent à la considérer comme un élément localisé aux longueurs d'ondes centimétriques. Ceci n'est plus vrai pour le boîtier dont la longueur est d'environ 1 cm (cartouche standard). Un schéma assez fidèle serait celui de la figure 22. Les deux schémas simplifiés qui viennent à l'idée sont les deux suivants : figure 23 et figure 24.

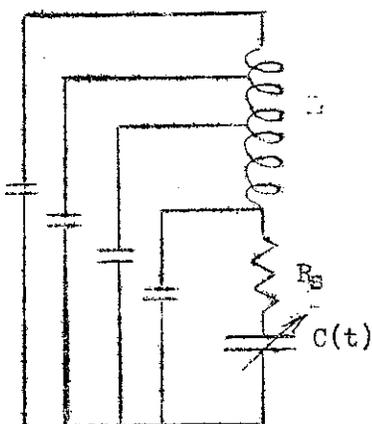


Figure 22

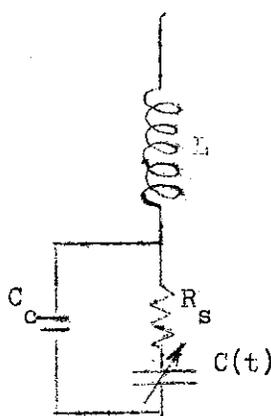


Figure 23

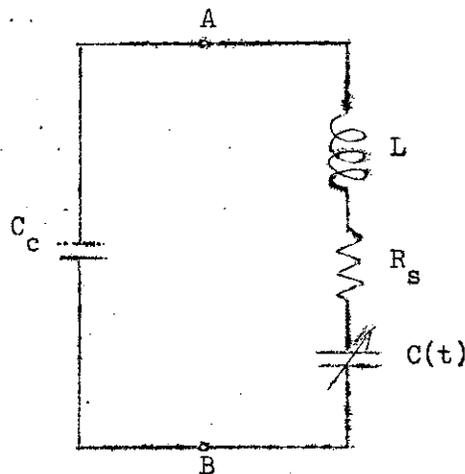


Figure 24

Celui de la figure 23 est celui de Blackwell et Kotzebue. Le dernier a été admis par plusieurs auteurs différents. C'est celui que nous prendrons. Il a l'avantage de définir deux fréquences de résonance qui existent toujours en pratique (voir annexe n°6). Les quantités

L et C_c sont définies par la géométrie du boîtier. Dans le cas d'une diode SD-12-5 :

$$L = 2 \cdot 10^{-9} \text{ H}$$

$$C_c = 0,36 \text{ pF}$$

La résistance,

$$R_s = \frac{1}{2\pi f_c(0) C(0)} = 3,34 \text{ } \Omega$$

est définie par la géométrie et la nature du semi-conducteur.

(b) Fréquence de résonance "série".

Elle est déterminée par la condition $L C_o \omega_s^2 = 1$

$$\omega_s^2 = \frac{10^9 \times 10^{12}}{2 \times 0,57} = 8,77 \times 10^{20}$$

soit :

$$f_{\text{série}} \approx 4700 \text{ MHz}$$

A cette fréquence, l'impédance du dipôle AB est pratiquement égale à :

$$R_s \ll \frac{1}{C_c \omega_s}$$

(c) Fréquence de résonance "parallèle".

La condition de résonance est définie par :

$$L \left(\frac{C_o C_c}{C_o + C_c} \right) \omega_p^2 = 1$$

$$\frac{C_o C_c}{C_o + C_c} = 0,22 \text{ pF}$$

$$\omega_p^2 = \frac{10^{21}}{2 \times 0,22} = 22,7 \times 10^{20}$$

soit :

$$f_{\text{parallèle}} \approx 7600 \text{ MHz}$$

(d) Calcul des impédances apparentes de la diode.

Nous verrons que la fréquence de pompage optimum f_p est de 17 000 MHz approximativement. Aussi, aucune des fréquences f_1 , f_p et $f_2 = f_p - f_1$ ne se trouvent assez proches d'une des fréquences propres de la diode. Ceci revient à admettre que l'impédance du dipôle équivalent AB sera relativement grande par rapport à R_s à chacune des trois fréquences énumérées ci-dessus.

- A la fréquence de signal f_1 (3000 MHz).

$$j(L\omega_1 - \frac{1}{C_o\omega_1}) = j(37,7 - 93) = -j 55,3 \Omega$$

$$\frac{1}{jC_c\omega_1} = -j 147,5 \Omega \quad R_s = 3,34 \Omega$$

$$(Z_{AB})_1 = \frac{\left[R_s + j \left(L\omega_1 - \frac{1}{C_o\omega_1} \right) \right] \frac{1}{jC_c\omega_1}}{R_s + j \left(L\omega_1 - \frac{1}{C_o\omega_1} - \frac{1}{C_c\omega_1} \right)} = 1,76 - j 40,2 \Omega$$

La partie réelle R' de l'impédance est nettement plus petite que R_s

- A la fréquence image f_2 (14 000 MHz).

$$j(L\omega_2 - \frac{1}{C_o\omega_2}) = j(176 - 20) = j 156 \Omega$$

$$\frac{1}{jC_c\omega_2} = -j 31,6 \Omega$$

$$(Z_{AB})_2 = 0,216 - j 39,6 \Omega$$

- A la fréquence de pompage f_p (17 000 MHz)

$$j(L\omega_p - \frac{1}{C_o\omega_p}) = j(213,6 - 16,4) = j 197,2 \Omega$$

$$\frac{1}{jC_c\omega_p} = -j 26 \Omega$$

$$(Z_{AB})_p = 0,077 - j 30 \Omega$$

B. DETERMINATION DES CONDITIONS OPTIMALES ET DE LA STRUCTURE DES CIRCUITS POUR OBTENIR LE PRODUIT $\sqrt{G.B}$ MAXIMUM ET LE FACTEUR DE BRUIT MINIMUM.

Il est de première importance d'esquisser une structure des circuits de l'amplificateur. Chaque circuit doit, dans la mesure du possible, pouvoir être réglé sans que les paramètres des autres en soient affectés. Cette indépendance mutuelle nécessite l'emploi de filtres pour que les fréquences soient spatialement limitées à leur propre circuit. Cependant, il n'est jamais possible de découpler complètement les paramètres de réglage, étant donné que l'élément non linéaire est un centre d'interactions inévitable. Nous devons penser, en réalisant les différents circuits, à les rendre relativement insensibles à la microphonie, aux dérèglages dus à des usages fréquents et à éviter l'oxydation des surfaces. L'assemblage des éléments doit être tel que la continuité des surfaces internes, parcourues par des courants hyperfréquences, doit être excellente et se maintenir constante. Si toutes ces conditions sont respectées, on pourra espérer obtenir des caractéristiques radio-électriques bonnes et reproductibles.

1°) Circuit de signal.

Nous avons choisi d'utiliser une ligne coaxiale, à la fois pour l'encombrement réduit par rapport à celui d'un guide d'onde pour la longueur d'onde $\lambda_1 = 10$ cm, et pour l'adaptation facilement réalisable à une impédance d'une dizaine d'ohms. L'entrée de l'amplificateur se fait avec une impédance caractéristique normalisée de 50 ohms.

Cette impédance est abaissée au moyen d'un transformateur à profil logarithmique (faible T.O.S. et large bande) jusqu'à une valeur R_g définie au chapitre III, § B.5, $R_g/R'_s = \frac{u(\gamma Q)^2}{b} - a$.

En prenant la valeur de u optimum déterminée pour minimiser la température de bruit effective, nous obtenons :

$$\frac{R_g}{R'_s} = \sqrt{a^2 + (\gamma Q)^2} \frac{a}{b}$$

Nous nous plaçons dans le cas où les résistances R_1 et R_2 (figure 6) sont négligeables devant R_s . Alors, $R_g = R'_s \sqrt{1 + (\gamma Q)^2}$. C'est l'impédance interne du générateur de signal vue par la diode. Cette valeur permet d'obtenir à la fois un gain élevé et un facteur de bruit faible.

Figure 25

Sur la portion de ligne d'impédance caractéristique R_g , nous avons disposé, en outre, un filtre pour rejeter les ondes de fréquence f_2 susceptibles de se propager à l'extérieur de l'amplificateur (figure 25). Une perte de puissance correspondrait à une résistance de dissipation $R_2 \neq 0$, donc $b > 1$. Le filtre est constitué de deux sections, chacune de longueur $\lambda_2/4$; il crée un T.O.S. important à cette longueur d'onde λ_2 . Elles ont été placées entre elles à une distance qui permet de compenser leur effet à la fréquence de signal, donc de ne pas modifier sa transmission dans un sens ou dans l'autre (signal incident ou signal réfléchi amplifié).

Comme l'impédance de la diode n'est pas réelle à la fréquence de signal (voir chapitre V, § A;4), une impédance imaginaire est ajoutée en série pour obtenir l'accord du circuit. Elle est constituée par une ligne coaxiale court-circuitée dont les dimensions seront déterminées ultérieurement.

2°) Circuit de pompage.

(a) Optimisation.

Le choix de la fréquence de pompage est dicté par la condition de "température de bruit effective" minimum (chapitre III, § B, 5).

$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = \sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{ab}}$$

Dans le cas où la résistance $R_2 \neq 0$, a une température T identique à celle de R_s , la température de bruit effective est supérieure à celle qu'on obtiendrait d'une part, pour $R_2 = 0$ ou, d'autre part, pour $R_2 \neq 0$, mais lorsque R_2 est au zéro absolu.

Ce dernier cas, comme l'ont montré Blackwell et Kotzebue (⁶ p.63), aurait l'avantage de réduire la fréquence de pompage optimum à la valeur (calcul en annexe n°2),

$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = \frac{\sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{a}} + b - 1}{b}$$

En fonction de b , ce rapport tend asymptotiquement vers 1. Cela pourrait être d'un intérêt certain pour réaliser des amplificateurs paramétriques à fréquence f_1 très élevée. Cependant, physiquement, il est difficile de porter la résistance R_2 au zéro absolu. Pour atteindre la température de bruit effective minimum, on se contente généralement de rendre R_2 nulle ($b = 1$) au dépens d'un accroissement de $f_{p \text{ opt.}}$. Si, de plus, $R_1 = 0$ ($a = 1$), nous obtenons simplement :

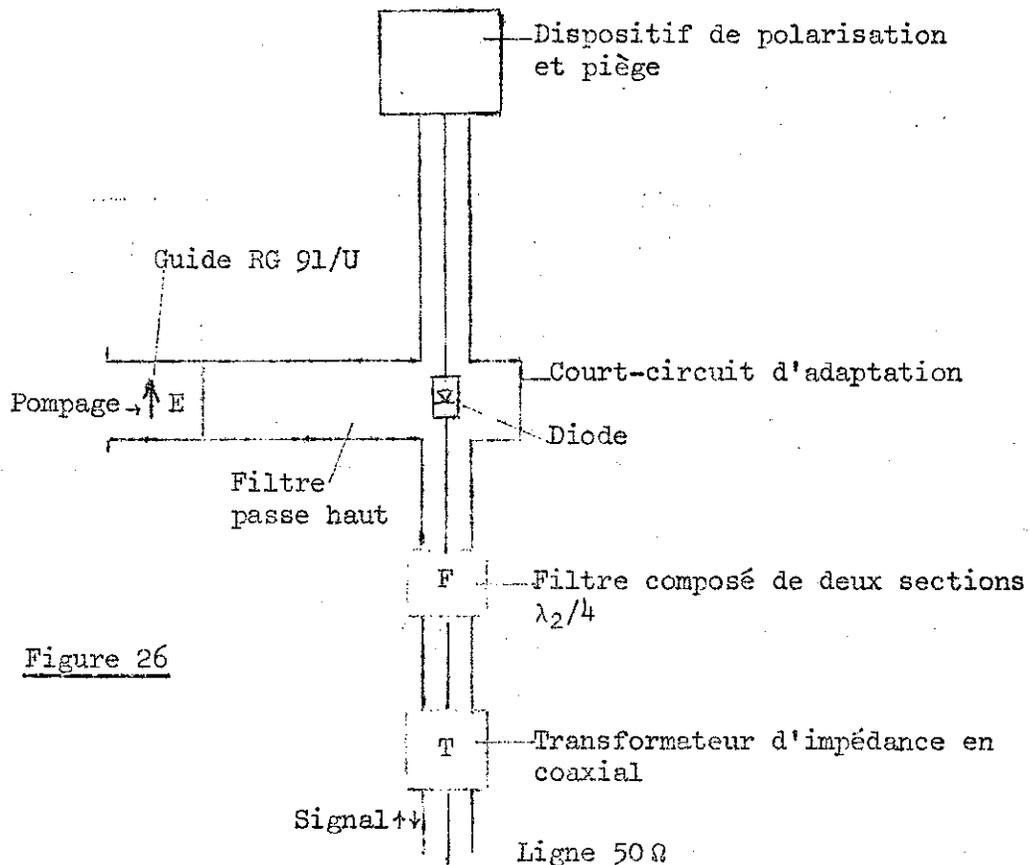
$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = \sqrt{1 + (\gamma Q)^2}$$

En prenant la valeur de γQ estimée à 5,6 et $f_1 = 3000$ MHz :

$$f_{p \text{ optimum}} = 17\ 050 \text{ MHz}$$

(b) Description.

Pratiquement, nous avons choisi la fréquence de pompage près de la limite supérieure de la bande Ku (12,4 à 18 GHz). Le guide d'onde du type RG 91/U (15,8 × 7,9 mm) est d'un emploi commode. La diode est placée au milieu du guide parallèlement au champ électrique du mode H_{10} (figure 26). Elle est adaptée au moyen d'un court-circuit placé au-delà dont la position fixe a été déterminée expérimentalement. La portion terminale du guide de pompage contenant la diode est de largeur réduite, de manière à constituer un filtre passe-haut. Sa fréquence de coupure de 14 500 MHz assure une transmission normale de la puissance de pompage (≠ 17 000 MHz), tandis que la fréquence image f_2 ainsi que celle de signal f_1 sont à la coupure et ne risquent pas d'être propagées. L'atténuation apportée à la fréquence image peut être calculée par la formule : $\frac{54,57 \text{ db}}{\lambda_c} \sqrt{1 - (\lambda_c/\lambda)^2}$, (N.Marcuvitz,³¹ p.28). A 14 000 MHz, l'atténuation est de l'ordre de 6,85 db/cm, soit au total 55 db d'atténuation. A 14 400 MHz, l'atténuation est encore de 3,09 db/cm, soit au total 25 db d'atténuation, la longueur du filtre étant d'environ 8 cm.



(c) Réduction de la fréquence de pompage par l'utilisation des harmoniques de C(t).

Nous avons vu que C(t) est développable en série de Fourier et que cette fonction contient des termes de fréquences mf_p (ou m est un entier). Il est évident que les coefficients C_m (ou C'_m) décroissent au fur et à mesure que m croît (chapitre V, § A.1).

Nous pouvons utiliser la modulation de capacité à la fréquence mf_p . Dans ce cas, le facteur de mérite de la diode sera $\gamma_m Q = \frac{C_m}{C_0} Q$ ou $\frac{C'_m}{C_0} Q$ selon la parité de m. La fréquence de pompage optimum devient, en supposant $a = b = 1$:

$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = \frac{\sqrt{1 + (\gamma_m Q)^2}}{m}$$

Il apparaît que l'on gagne énormément sur $f_{p \text{ opt}}$, mais γ_m est toujours inférieur à γ_1 . Ceci est un inconvénient pour le facteur de bruit minimum obtainable.

Exemple de fonctionnement possible avec une diode SD-12-5.

Dans les conditions de pompage établies précédemment, nous avons $\gamma_1 = 0,2$ et $\gamma_2 = 0,075$. Les résultats théoriquement possibles sont les suivants pour $f_1 = 3000$ MHz.

	Facteur de bruit théorique minimum	Fréquence de pompage optimum
$m = 1 \quad \gamma_1 Q = 5,6$	1,53 db	17 050 MHz
$m = 2 \quad \gamma_2 Q = 2,1$	4,0 db	3 500 MHz

Il apparaît que la diode est mal utilisée si on choisit $m = 2$. Si nous choisissons une diode SD-12-7 de plus haute fréquence de coupure, dans des conditions de pompage semblables aux précédentes, nous aurons les résultats ci-dessous :

		Facteur de bruit théorique minimum	Fréquence de pompage optimum
m = 1	$\gamma_1 Q = 7$	1,25 db	21 200 MHz
m = 2	$\gamma_2 Q = 2,62$	3,25 db	4 200 MHz

La différence des facteurs de bruit minima entre $m = 1$ et $m = 2$ est un peu plus faible que précédemment mais est encore de 2 db ce qui, dans la majorité des cas, peut paraître un gaspillage.

Remarques. Dans le cas où un facteur de bruit de 3 à 4 db serait suffisant, il peut être moins coûteux d'utiliser une diode de qualité supérieure ($\gamma_2 Q$) et une fréquence de pompage faible (klystron ou source solide relativement meilleur marché) que d'utiliser une diode ordinaire ($\gamma_1 Q$) avec une fréquence de pompage deux fois plus élevée. En effet, la comparaison n'est valable qu'à facteurs de bruit égaux, c'est-à-dire que $\gamma_2 Q$ de la première diode serait égal à $\gamma_1 Q$ de la seconde. On aurait bien alors $f_{p \text{ opt. } (m=1)} = 2 f_{p \text{ opt. } (m=2)}$.

Pour une utilisation à fréquence plus élevée, (supérieure à 10 000 MHz), les possibilités actuelles des diodes commercialement disponibles interdisent un fonctionnement avec $m = 2$, $\gamma_2 Q$ devenant trop petit. Mais c'est précisément aux fréquences élevées que les sources de pompage sont les plus coûteuses, il n'est donc pas ridicule, à priori, d'envisager cette solution pour des fréquences inférieures à 10 000 MHz.

3°) Circuit image.

Il a été montré que la partie dissipative du circuit image devait être constituée seulement de la résistance R_s de la jonction. De plus, l'efficacité de la capacité modulée est maximum lorsque la puissance qu'elle fournit est la plus grande (voir relations de Manley et Rowe, chapitre II, § 4).

L'accord du circuit s'avère indispensable. Comme la diode ne résonne pas naturellement à la fréquence f_2 choisie, nous plaçons en série une impédance imaginaire à chaque extrémité (figure 27). Le circuit a une structure coaxiale. L'une des impédances (Z_A) est constituée par la ligne coaxiale de signal, d'impédance caractéristique voisine de 15Ω , limitée par le filtre à double section $\lambda_2/4$.

La position de ce filtre peut être légèrement modifiée mais ne permet pas cependant de faire varier l'impédance Z_A dans une grande plage. Il s'avère indispensable de pouvoir choisir la seconde impédance imaginaire en série, Z_B . Une impédance d'accord constituée d'une ligne coaxiale terminée par un court-circuit, existe déjà dans le circuit de signal.

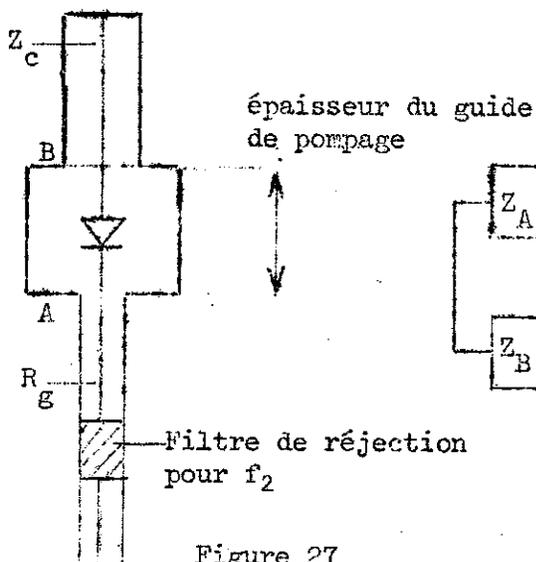


Figure 27

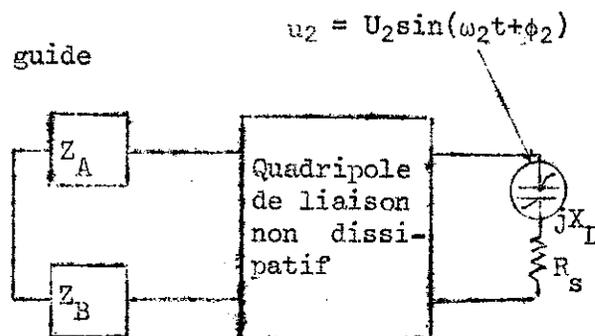


Figure 28

Les dimensions de cette ligne d'impédance caractéristique Z_c sont définies pour que l'impédance ramenée, Z_B , à la fréquence f_2 soit telle que :

$$(Z_A + Z_B) \text{ Transformées} + j X_D = 0$$

(Ceci est une seconde condition à laquelle doit satisfaire la ligne coaxiale).

La transformation est celle du quadripôle inconnu (figure 28). Elle est due à la complexité de la structure pseudo-coaxiale dans l'es-

pace compris à l'intérieur du guide de pompage. Aux longueurs d'ondes λ telles que $\lambda \gg$ dimensions transversales du guide, la transformation d'impédance est peu importante ; dans le cas où λ est du même ordre de grandeur, elle peut rendre tout calcul à peu près impossible.

Lorsque l'accord est réalisé, le générateur de tension u_2 (capacité modulée), dissipe la puissance $P_2 = U_2^2/2R_s$ dans sa résistance interne R_s .

4°) Circuit de polarisation.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1 de ce chapitre, la tension de polarisation doit être $|V_0| = V$, amplitude de la tension de pompage appliquée à la capacité. Cependant, on admet une légère excursion de la tension instantanée dans la région positive.

Pour un courant détecté de l'ordre du μA , le bruit supplémentaire de la jonction est petit. En plaçant une résistance $R \approx 1 M\Omega$ dans le circuit de détection, on obtient une tension continue de polarisation $|V_d| \approx 1 V$ (figure 29). En pratique, on recherche la valeur optimum de R , elle est généralement fonction du type de diode utilisée. De plus, une modification de la tension de polarisation V_d change de manière appréciable la valeur moyenne C_0 de la capacité et, par suite, l'accord des circuits doit être retouché. Il est certain que le courant détecté est une cause de distorsion importante dans la forme de la tension appliquée à la jonction. Aussi, la tension de polarisation moyenne V_0 est-elle différente (figure 30). L'amplitude V de la tension appliquée se trouve diminuée à une valeur :

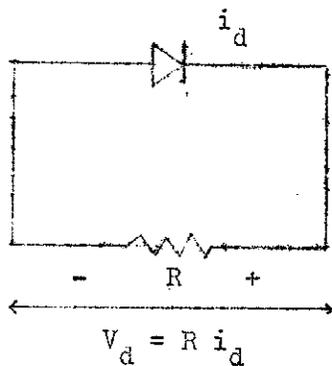


Figure 29

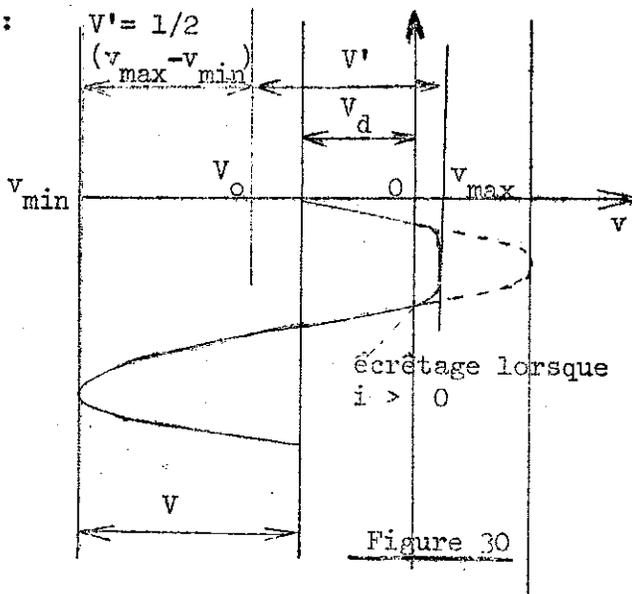


Figure 30

$$V' = \frac{1}{2} (v_{\max} - v_{\min})$$

Le circuit continu extérieur à la diode est constitué, du côté de la ligne coaxiale A (figure 27), par une résistance de 50Ω qui est celle de la charge adaptée branchée sur le circulateur coaxial (voir la description ultérieure D-1). Du côté de la ligne coaxiale B, le circuit continu se poursuit par un piège hyperfréquence, ce qui permet de le refermer sur la résistance R choisie. (figure 31).

Figure 31

Pour contrôler le couplage de la diode avec les circuits de signal et de pompage, il est possible d'appliquer une tension périodique aux bornes de R, ce qui a pour effet de moduler la capacité de la jonction (23). L'observation du coefficient de réflexion et, en particulier, sa modulation, est un critère important du contrôle de bon fonctionnement de ces circuits.

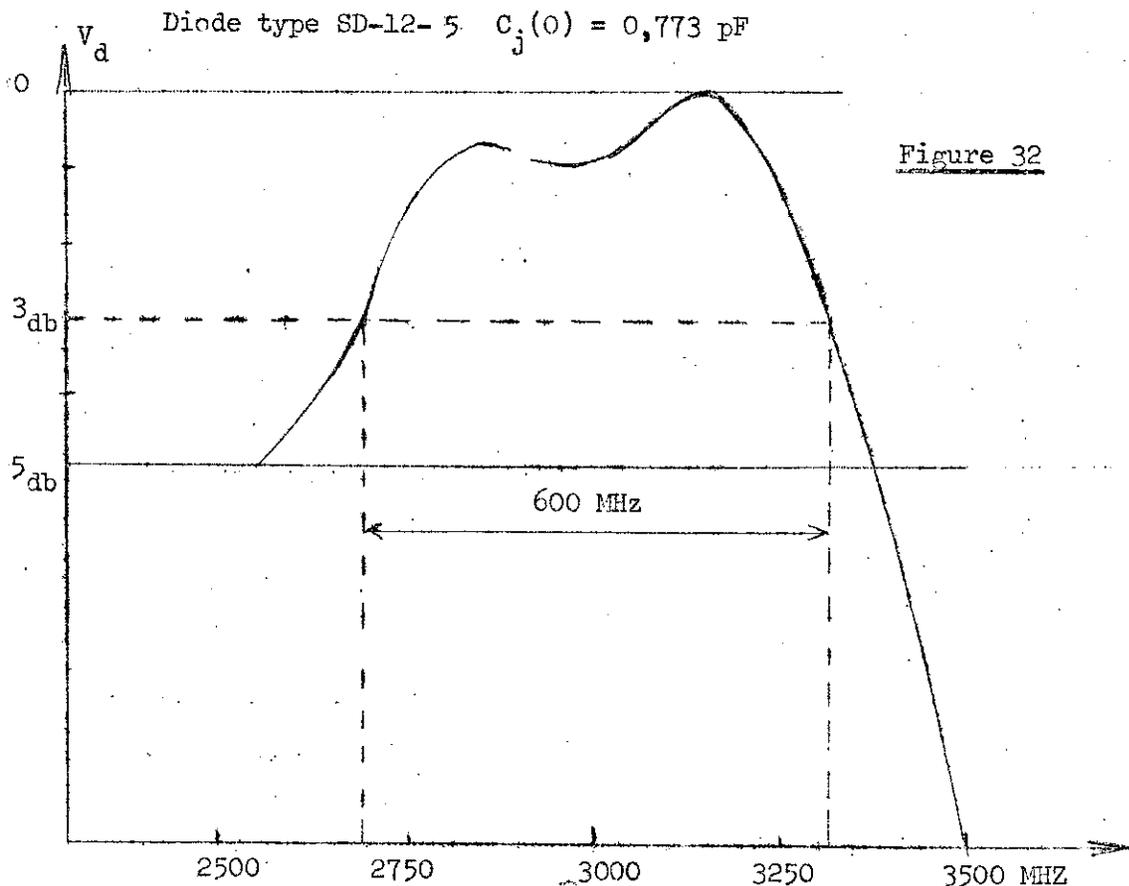
C. MESURE DES IMPEDANCES DE LA DIODE ET CALCUL DES CIRCUITS DE L'AMPLIFICATEUR.

Plusieurs méthodes de mesure ont été essayées. En réalité, ce ne sont pas les caractéristiques de la diode seule que l'on mesure, mais celles de l'ensemble du montage.

L'amplificateur paramétrique résulte d'une synthèse de ce qui a été dit dans les quatre paragraphes précédents. Nous allons voir maintenant comment définir l'impédance d'accord Z_B (figure 27) nécessaire pour le circuit de signal et pour le circuit image.

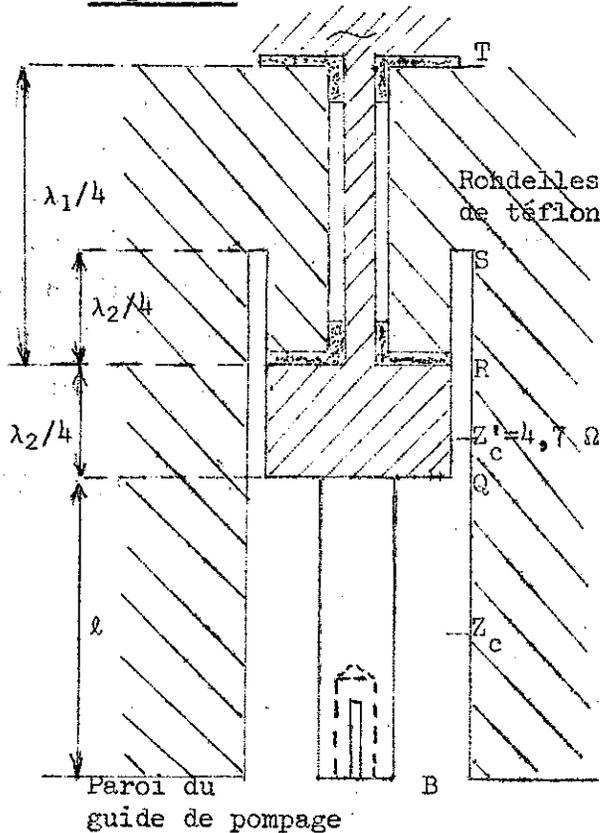
1°) Circuit de signal.

La méthode de mesure de l'impédance consiste à placer la diode dans l'amplificateur paramétrique. Pour commencer, nous réalisons une impédance imaginaire Z_B telle que nous l'avons calculée au paragraphe A.4 de ce chapitre. Nous prenons d'abord $Z_B = -I_m(Z_{AB}) = j 40 \Omega$. Nous envoyons dans le circuit coaxial un signal balayé en fréquence d'amplitude suffisante pour observer ce que la diode détecte (quelques dizaines de millivolts). Ceci est possible par le circuit de polarisation qui permet de disposer de la composante continue. Nous observons sur un oscilloscope la tension détectée en fonction de la fréquence (figure 32).



Nous modifions celle-ci pour obtenir un maximum ($V_{d \max}$). La fréquence correspondante est celle sur laquelle le circuit de signal est accordé. La bande passante à 3 db est obtenue en mesurant les fréquences pour lesquelles $V_d = V_{d \max} / \sqrt{2}$. Dans les conditions de mesure, à peu de

Figure 33



chose près, la capacité de la jonction est $C_j(0)$. Aussi, il faut penser qu'en fonctionnement normal, $C_j(V_0)$ sera plus petit, ce qui aura pour conséquence de décaler la fréquence d'accord vers le haut, (d'une centaine de MHz environ). En fonction de l'accord obtenu, on choisit une autre valeur pour l'impédance Z_B jusqu'à ce qu'expérimentalement, l'accord du signal soit centré sur 3000 MHz environ. L'impédance Z_B est constituée du "circuit d'accord" (figure 33). Une fois obtenu un couple de valeurs Z_c et ℓ pour lequel le circuit de signal est accordé, nous devons calculer la valeur de Z_B au point B. (pour la nécessité de ce calcul, voir § C.3).

Une certaine ambiguïté existe à cause de la complexité du circuit. Nous avons en effet successivement, en partant du point B, deux lignes coaxiales d'impédances caractéristiques Z_c et Z'_c , une ligne radiale constituée par la rondelle en R, une nouvelle ligne coaxiale de R à T et une ligne radiale en T. Il s'est avéré expérimentalement qu'aucune fuite d'énergie n'existait en T. Nous pouvons donc prendre un coefficient de réflexion de module 1 en R.

Les deux hypothèses extrêmes simplificatrices sont, d'une part, de considérer l'effet de la rondelle R comme un circuit ouvert pour une propagation le long de QS et, d'autre part, de considérer une continuité parfaite (effet de capacité). Pour les valeurs de Z_c et ℓ qui seront

définies ultérieurement (en C.3), on trouve dans le premier cas : $Z_B = +j 9,4 \Omega$, dans le second : $Z_B = +j 41,8 \Omega$. En fait, cette difficulté de connaître l'effet de la rupture du conducteur central en R sur l'impédance présente en Q nous a conduit à supposer à priori que le plan Q était un plan de court-circuit. Pour la fréquence signal, nous pensons que l'erreur commise sur l'appréciation de la position réelle du court-circuit est inférieure à $\lambda_1/10$. Enfin, la valeur exacte de l'impédance en Q n'a pas besoin d'être connue avec précision, en effet, la partie située au-dessus du plan Q (figure 33) est identique, d'une part pour le montage servant à cette mesure, d'autre part, pour le montage définitif de l'amplificateur (seuls Z_c et l sont susceptibles de varier). Avec cette dernière approximation, (plan de court-circuit en Q), nous calculons $Z_B = +j 30 \Omega$. L'accord est effectivement obtenu à la fréquence de 3000 MHz. Notons que cette valeur de Z_B est voisine de la moyenne $Z_B \text{ moyen} = \frac{+j(9,4 + 41,8)}{2} = j 25,6 \Omega$.

Remarque : Il existe une autre possibilité de mesurer la largeur de bande du circuit de signal avec la diode ; cette méthode peut d'ailleurs s'appliquer à n'importe quelle structure à résonance série. Elle consiste à mesurer le T.O.S. en fonction de la fréquence. Si on appelle ρ_0 le T.O.S. mesuré pour l'accord des circuits à la fréquence f_0 (figure 34), $\rho_0 = R_g/R_s$. La bande passante à 3 db est définie quand le circuit résonnant chargé a pour impédance non pas $R_s(1 + j)$, mais $R_s [1 + j(1 + \rho_0)]$ et le T.O.S. aux deux fréquences correspondantes $f_0 \pm \Delta f$ est (voir annexe n°3) :

$$\rho = \frac{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 + (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}}{\rho_0}$$

si $\rho \gg 1$, on a :

$$\rho \approx 2(\rho_0 + 1) + \frac{3}{2\rho_0} + \frac{1}{2\rho_0^2}$$

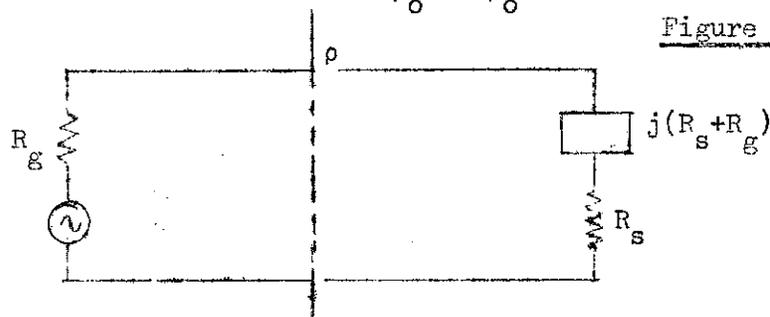


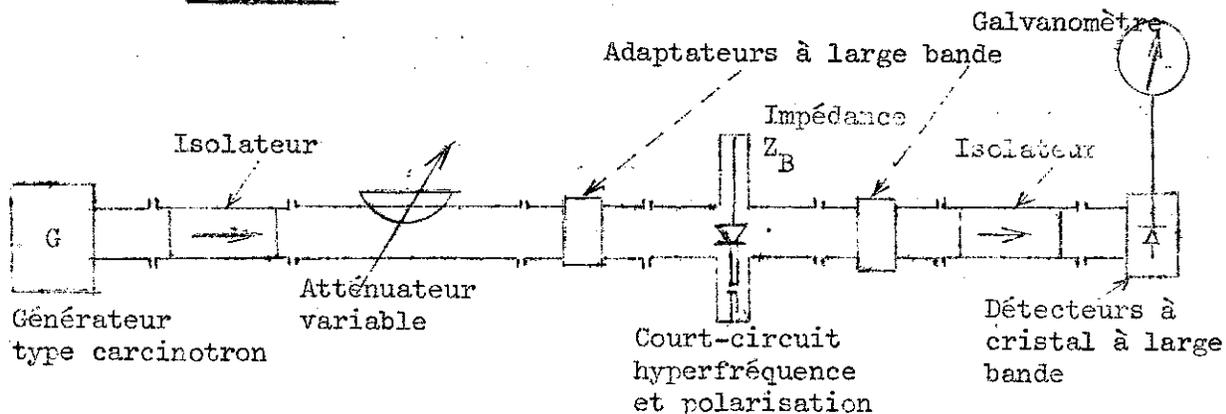
Figure 34

2°) Circuit image.

La détermination de l'impédance à ramener en B à la fréquence image pour obtenir une résonance au voisinage de 14 000 MHz ne peut plus être réalisée au moyen des circuits de l'amplificateur. La diode est en effet isolée des circuits extérieurs par un filtre dans le circuit de pompage et un filtre dans le circuit d'entrée de signal (figure 26).

La méthode de mesure qui a été utilisée est la suivante ; la diode est montée en travers d'un guide d'onde d'épaisseur égale à celle du guide de pompage et de la cavité (figure 27). Une impédance Z_B est montée à une extrémité de la diode, de l'autre côté est placée une impédance "court-circuit" pour la fréquence image f_2 . Cette impédance est constituée d'un piège qui permet d'introduire une composante continue sur la diode. De la sorte, l'impédance Z_B peut être constituée d'une simple ligne coaxiale terminée par un court-circuit (ceci permet de refermer le circuit continu de la diode). Cette fois, en effet, l'impédance de la figure 33 présente un court-circuit électrique dans le plan Q, le piège ayant été calculé à la fréquence f_2 . Le calcul de l'impédance ramenée en B est aisé, contrairement à ce qu'il en était à la fréquence de signal. Le montage de mesure constitué est celui d'un système résonnant, en parallèle sur une ligne de transmission. Des adaptations convenables assurent un T.O.S. faible de chaque côté de la diode (³⁷) dans une plage de fréquence suffisante (2 à 3 GHz de part et d'autre de f_2). Le montage réalisé est celui de la figure 35.

Figure 35



Le générateur d'une part, et le détecteur d'autre part, doivent être convenablement isolés de manière à être rendus indépendants des variations de l'impédance du circuit à tester. A la résonance de celui-ci, on observe un minimum de la puissance transmise. En fait, il se produit à la fois une absorption de puissance et une réflexion plus ou moins importante selon la désadaptation produite. Cette diminution de puissance transmise est de l'ordre du décibel seulement. De plus, la largeur de la résonance est de quelques centaines de MHz, si bien que les mesures sont assez délicates. Si nous visualisons simplement au moyen d'un détecteur, et en l'absence de la diode paramétrique, la puissance délivrée par un carcinotron balayé en fréquence, nous observons une succession de pics et de creux dont les rapports d'amplitude sont de l'ordre de 10 (dans 1 ou 2 GHz de largeur). Ceci est dû d'une part, aux imperfections du carcinotron et, d'autre part, à celles des circuits et, en particulier, du détecteur dont les caractéristiques ne sont pas constantes dans une très grande bande de fréquence. A défaut d'un système de régulation de niveau (coûteux et de mise au point délicate), nous avons procédé en modulant la polarisation de la diode par une tension sinusoïdale. Un effet de résonance se traduit par une sensibilisation de la puissance transmise à la polarisation de la diode. On obtient donc une puissance transmise modulée dans la bande de fréquence où il y a résonance. Il arrive que plusieurs résonances séparées soient observées. On choisit la plus nette et la plus large en fréquence. Les valeurs de Z_B sont modifiées jusqu'à ce qu'elle soit centrée sur 14 000 MHz. Les résultats obtenus avec la diode décrite précédemment (A.3) sont les suivants.

Pour une impédance $Z_R = + j 45$, on observe une résonance entre 13 760 MHz et 14 320 MHz. Si, maintenant, on remplace le court-circuit hyperfréquence (figure 35) par un filtre de réjection situé à $l' = 12$ mm de l'extrémité de la ligne d'impédance caractéristique $R_g = 16,0 \Omega$, on obtient une résonance de 13 600 à 14 900 MHz. Notons que la distance l' du filtre de réjection à la diode est voisine de $\lambda_2/2$. Expérimentalement, on constate un déplacement approximatif de ± 200 MHz du centre de la bande résonnante lorsque l' est modifié de ± 2 mm. Nous avons maintenant tous les éléments pour déterminer l'impédance d'accord Z_B nécessaire à l'amplificateur.

3°) Détermination du circuit d'accord par une méthode de résolution graphique.

Les deux conditions de résonance à réaliser au moyen de l'impédance Z_B peuvent être résumées par les deux équations :

$$Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_1} \ell = 30 \, \Omega \quad \text{où} \quad \lambda_1 = 10 \, \text{cm}$$

$$Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda_2} \ell = 45 \, \Omega \quad \text{où} \quad \lambda_2 = 2,14 \, \text{cm}$$

Nous avons résolu graphiquement ce système à deux inconnues Z_c et ℓ (figure 36). Il existe une solution pour des valeurs très facilement réalisables : $Z_c = 23,5 \, \Omega$, $\ell = 14,4 \, \text{mm}$. Nous avons vérifié expérimentalement que ce couple de valeurs convenait à l'accord simultané des deux circuits. Avec la diode décrite, l'amplification paramétrique a été obtenue au moyen de l'impédance Z_B ainsi définie.

4°) Calcul du transformateur d'entrée.

Si on calcule l'impédance R_g optimum pour la diode dans le but de minimiser le facteur bruit, en se servant de l'impédance R'_g (calculée en A.§4), on trouve $R_g \approx 10 \, \Omega$. Nous avons recherché expérimentalement la valeur optimum de R_g ; nous avons obtenu un facteur de bruit minimum pour $R_g \approx 16 \, \Omega$ ($\gamma_1 Q$ réel étant probablement plus élevé que sa valeur estimée). Il reste alors à déterminer un transformateur d'impédance caractéristique entre, $Z_d = 50 \, \Omega$ qui est l'impédance normalisée des connecteurs coaxiaux et, $Z_o = 16 \, \Omega$. Cette transformation d'impédance peut se réaliser par des systèmes différents. Celui, le plus connu, peut-être aussi le plus facile à réaliser, est le transformateur quart d'onde. Si Z_d et Z_o sont les deux impédances à adapter, l'impédance caractéristique Z_T de la ligne quart d'onde est donnée par : $Z_T = \sqrt{Z_d Z_o}$. Le T.O.S., ρ , du transformateur est fonction de la fréquence. On a :

$$\rho - 1 \approx \pi/2 \cdot \frac{Z_d - Z_o}{Z_T} \cdot \frac{d\lambda}{\lambda_1} \quad (33 \text{ p.312})$$

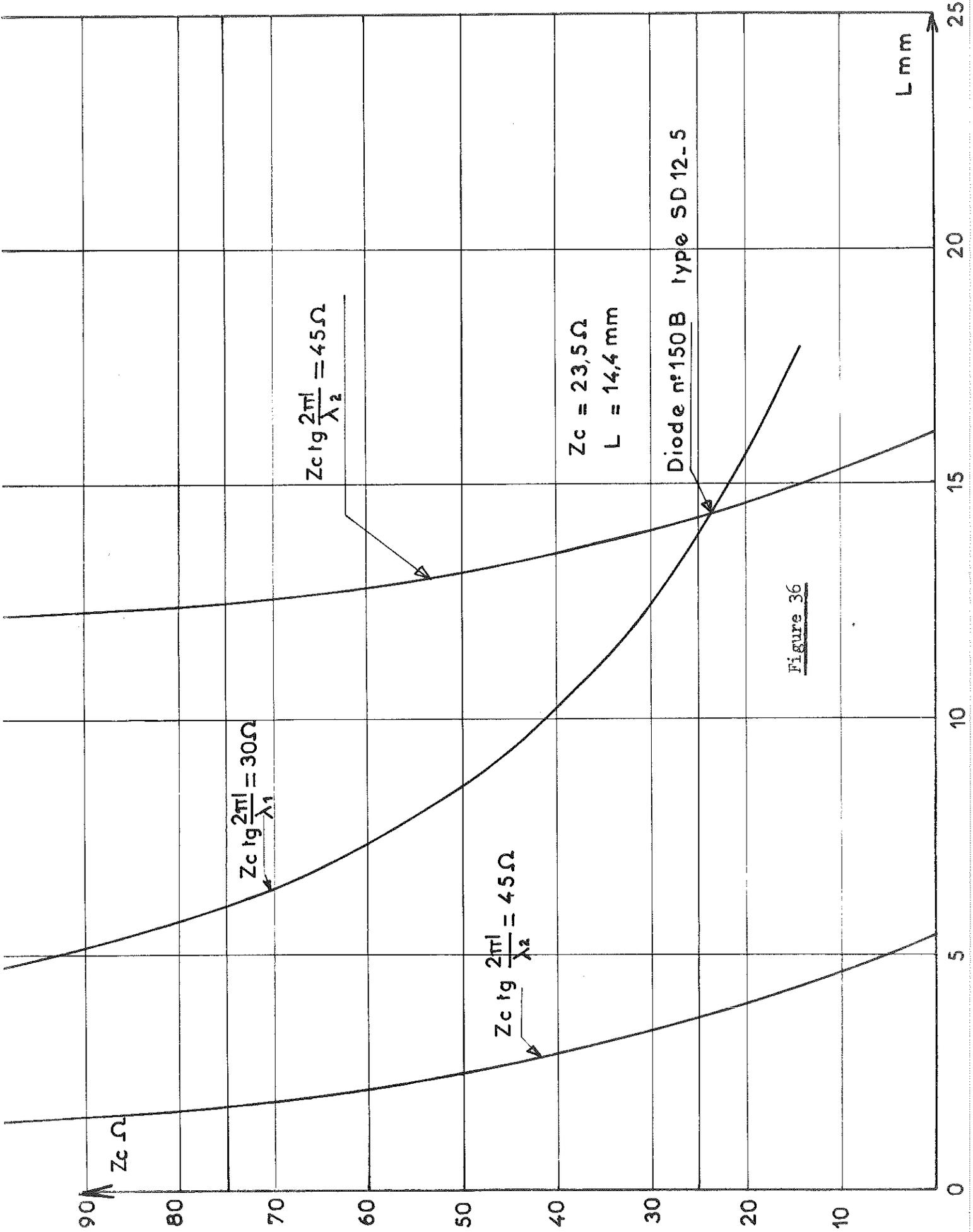


Figure 36

Diode n°150B type SD12-5

$Z_c = 23,5\Omega$
 $L = 14,4 \text{ mm}$

$Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_1} = 30\Omega$

$Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_2} = 45\Omega$

$Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_2} = 45\Omega$

Dans le cas présent, pour que $\rho < 1,1$, on trouve $d\lambda/\lambda_1 < 0,053$.
 Cependant, pour des discontinuités importantes dans les changements de diamètre et à des fréquences élevées, les effets capacitifs jouent un rôle non négligeable (Réf 33 p.184). En fait, à cause des difficultés à mesurer le T.O.S. de ce transformateur avec précision, nous avons préféré utiliser un transformateur à profil logarithmique. La structure de celui-ci est telle que les effets de discontinuité sont presque inexistantes. Le coefficient de réflexion d'un transformateur d'impédance coaxiale de longueur d est donné par l'expression (33 p.307) :

$$\mathcal{R} = -j \frac{\lambda}{8\pi} \left[\left(\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} \right)_{z=0} - \left(\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} \right)_{z=d} e^{-j \frac{4\pi d}{\lambda_1}} \right]$$

Le principe d'un transformateur sans réflexion est de réaliser simultanément les conditions :

et :

$$\left(\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} \right)_{z=0} = \left(\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} \right)_{z=d}$$

$$d = K \frac{\lambda_1}{2}$$

où Z représente l'impédance caractéristique à l'abscisse z (figure 37).
 On prend :

$$\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} = \frac{\text{Log } Z_d - \text{Log } Z_0}{d} = \frac{1}{d} \text{Log } \frac{Z_d}{Z_0}$$

Dans le cas présent, nous prendrons $d = 5 \text{ cm}$:

$$\frac{d(\text{Log } Z)}{dz} = \frac{1}{5} \cdot \text{Log } \frac{50}{16} = \frac{1}{5} \times 0,495 = 0,099$$

La fonction Z à l'abscisse z est donnée par :

$$\text{Log } Z = 1,204 + 0,099 z_{\text{cm}}$$

Par des considérations pratiques, les diamètres sont déterminés du côté de l'impédance $Z_d = 50 \Omega$ et du côté de $Z_0 = 16 \Omega$, le diamètre extérieur, $\phi 2b = 5 \text{ mm}$. Les résultats du calcul sont explicités sur la figure 37. Pour simplifier la réalisation du transformateur, la forme du conducteur extérieur du transformateur est choisie cônica, d'où la forme imposée au conducteur intérieur. Le T.O.S. est une fonction de la fréquence de la forme :

$$\rho - 1 \approx \text{Log} \frac{Z_d}{Z_0} \frac{\Delta\lambda}{\lambda_1}$$

ceci étant valable pour des écarts $\Delta\lambda/\lambda_1 < 0,25$. On trouve que pour, $\rho = 1,1$: $\Delta\lambda/\lambda_1 = 0,088$. La bande de fréquences pour laquelle $\rho \leq 1,1$ sera approximativement de $3000 \text{ MHz} \pm 270 \text{ MHz}$.

Enfin, nous avons envisagé de réaliser un transformateur d'impédance au moyen d'un profil cônica pour les deux conducteurs. Il est possible d'annuler le coefficient de réflexion pour une longueur $d = K \frac{\lambda_1}{2}$ pourvu que $(a \ b \ Z)_{z=0} = (a \ b \ Z)_{z=d}$. En fait, dans notre cas présent, les dimensions a et b (figure 37) auxquelles nous serions conduits pour $z = 0$ seraient 1,86 fois plus petites que les dimensions actuelles. Il aurait été nécessaire d'ajouter une section de ligne pour laquelle les dimensions auraient varié linéairement, mais avec une impédance caractéristique constante et égale à Z_0 . Bien que très attrayante, cette solution a été abandonnée pour la raison que nous venons de donner, qui conduit à une longueur totale de transformateur voisine de $\lambda_1 = 10 \text{ cm}$.

5°) Calcul du filtre de réjection.

Ce filtre placé dans la portion de ligne d'impédance caractéristique Z_0 doit, autant que possible, présenter un T.O.S. négligeable à 3000 MHz. Pour cela, nous utilisons la disposition de la figure 38. Deux sections de ligne d'impédance caractéristique $Z'_0 \neq Z_0$ sont placées à une distance ℓ l'une de l'autre. Chaque section remplie de diélectrique a pour longueur géométrique ℓ' telle que $\frac{2\pi}{\lambda'_2} \ell' = \phi_2 = \frac{\pi}{2}$. λ'_2 est la longueur d'onde guidée correspondant à la fréquence image dans la section ℓ' . Dans le cas où le diélectrique a une permittivité

Transformateur d'impédance à profil logarithmique : L'impédance caractéristique

Z à l'abscisse z est donnée par :

$$\text{Log } Z = 1,204 + 0,099 z \text{ cm}$$

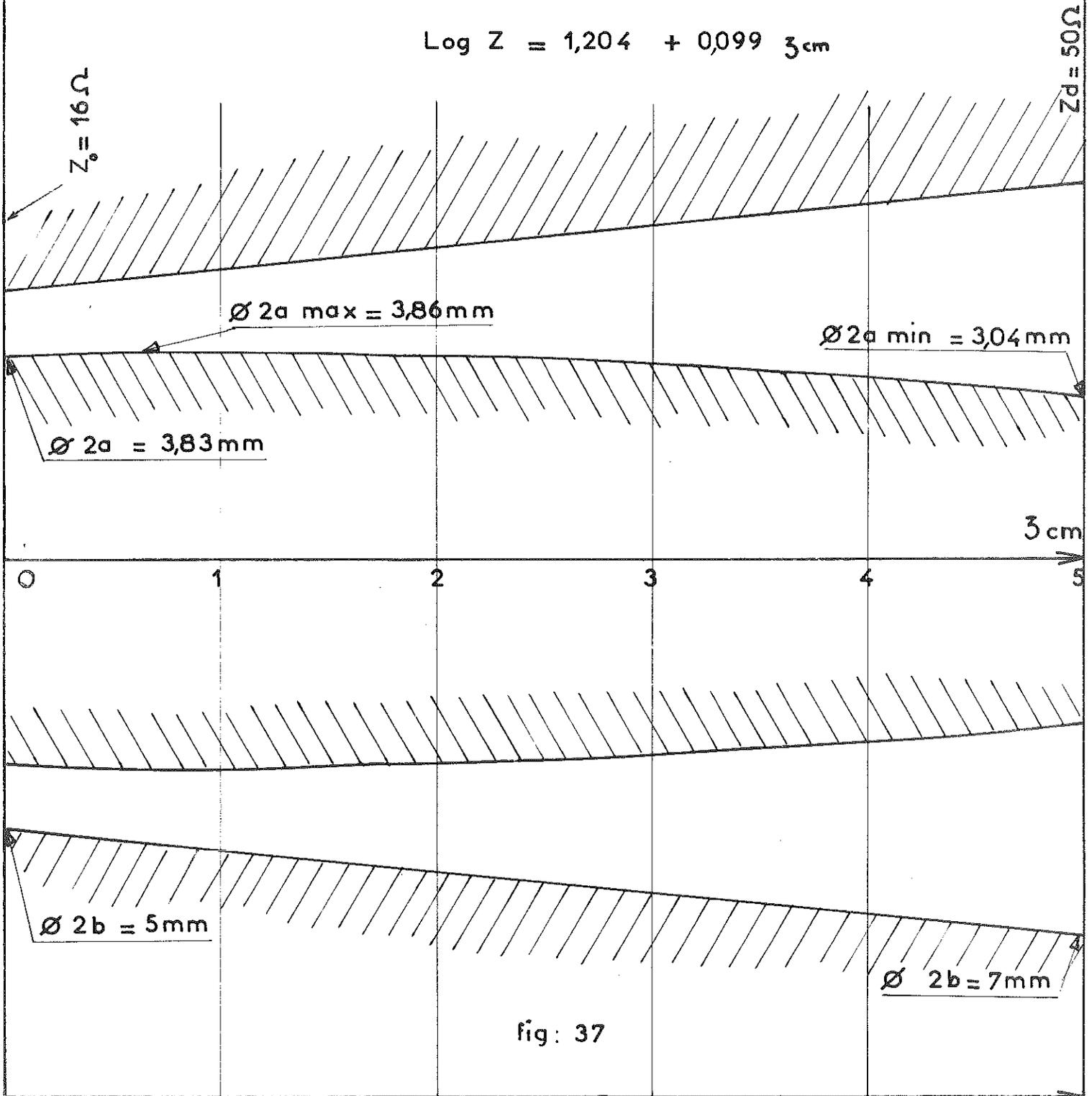
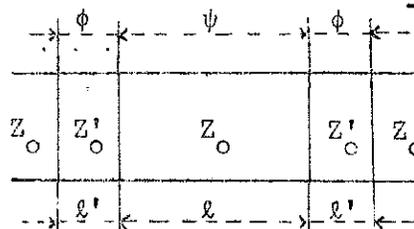


fig: 37

K_e relative à celle du vide, on a la relation :

Fig. 38

$$\frac{Z_o}{Z'_o} = \sqrt{\frac{K_e - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2}{1 - \left(\frac{\lambda_o}{\lambda_c}\right)^2}}$$



pour une onde de longueur d'onde λ_o dans le vide. λ_c est la longueur d'onde de coupure de la ligne exprimée dans l'un ou l'autre des milieux (indépendante de K_e). Comme la structure que nous avons choisie est coaxiale :

$$\frac{Z_o}{Z'_o} = \sqrt{K_e}$$

On peut montrer qu'en choisissant la longueur l , il est possible d'obtenir un coefficient de réflexion nul à la longueur d'onde λ_1 , pourvu que :

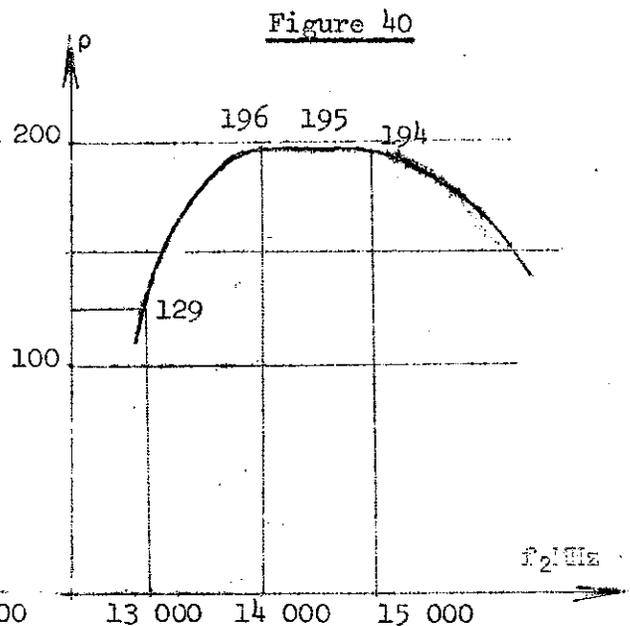
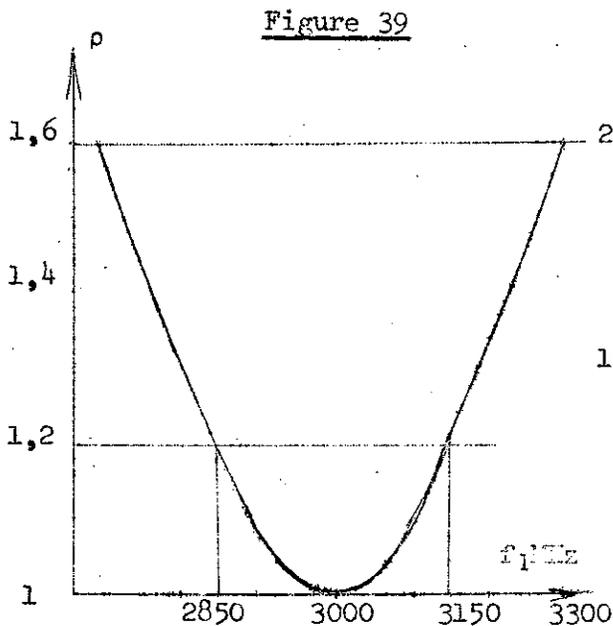
$$\text{tg } \phi_1 \text{ tg } \psi_1 = \frac{2 \frac{Z_o}{Z'_o}}{1 + \left(\frac{Z_o}{Z'_o}\right)^2} \quad \text{avec :} \quad \begin{aligned} \phi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_1} l' \\ \psi_1 &= \frac{2\pi}{\lambda_1} l \end{aligned}$$

Cette relation est valable pour n'importe quel type de ligne. A la longueur d'onde λ_2 , le T.O.S. créé par chaque section est $\rho = (Z_o/Z'_o)^2 = K_e$, mais le T.O.S. global n'est maximum que si $\psi_2 = n \frac{\pi}{2}$, dans ce cas, $\rho = K_e^2$.

En fait, il est difficile de trouver des diélectriques de permittivité relative K_e supérieure ou égale à 10. Aussi, avons-nous choisi de réaliser les sections d'impédance caractéristique Z'_o en modifiant légèrement le diamètre du conducteur intérieur ; des rondelles de téflon assurent le centrage des deux conducteurs. En prenant $\lambda_2 = 2,14$ cm, on trouve $l' = \lambda_2^1/4 = 0,37$ cm en tenant compte de la longueur d'onde dans le téflon, $\lambda_2^1 = \lambda_2/\sqrt{2,1}$. Nous avons choisi les diamètres pour que $(Z_o/Z'_o)^2 = 15$. Si on ne tient pas compte des effets de discontinuité, $(Z_o/Z'_o)^2$ représente bien le T.O.S. créé par chaque section à la longueur d'onde λ_2 . La relation ci-dessus est vérifiée avec $\phi_1 = \frac{3}{14} \times \frac{\pi}{2} = 19^\circ 20'$ d'où on tire $\psi_1 = 54^\circ = \frac{2\pi}{\lambda_1} l$. On trouve $l = 1,5$ cm.

Comportement en fonction de la fréquence. Il est indispensable de connaître le T.O.S. apporté par ce filtre à la fréquence image, étant donné le déphasage $\psi_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2} \ell = 252^\circ$. Nous avons calculé ce T.O.S. ρ en fonction de l'angle ψ_2 lorsque $\phi_2 = \pi/2$. Les résultats du calcul sont explicités sous la forme d'un réseau de courbes (voir annexe n°4). On peut voir que ρ est voisin de 196 à 14 000 MHz. Malheureusement, les courbes ne sont valables qu'à une seule fréquence pour laquelle $\phi_2 = \pi/2$. Dans le but d'apprécier la bande dans laquelle le filtre était efficace, nous avons calculé ρ à plusieurs fréquences pour les valeurs de ℓ et ℓ' déterminées ci-dessus. A 13 000 MHz, $\rho \approx 130$ et à 15 000 MHz, $\rho \approx 194$, résultats tout à fait satisfaisants car la fréquence image sera toujours comprise entre ces deux valeurs. Le coefficient de réflexion en puissance sera donc dans cette bande supérieur à $|\mathcal{R}_2|^2 = \left| \frac{\rho-1}{\rho+1} \right|^2 = 0,97$. Le comportement dissymétrique est dû au fait que $\psi_2 \neq n \frac{\pi}{2}$ (n étant entier) à 14 000 MHz, si bien que, à 15 000 MHz, $\psi_2 = 3\pi/2$.

Au voisinage de la fréquence signal, le comportement du filtre est pratiquement symétrique autour de 3000 MHz où l'on a $\rho = 1$. A 2850 MHz et 3150 MHz, $\rho \approx 1,22$; mais, à 3300 MHz, $\rho \approx 1,6$. Ceci limite la plage possible de bon fonctionnement de l'amplificateur à quelques centaines de MHz. Le comportement du filtre en fonction de la fréquence est explicité sur les figures 39 et 40.



D. DESCRIPTION D'ENSEMBLE DE L'AMPLIFICATEUR ET MESURE DE SES CARACTERISTIQUES

1) Schéma synoptique

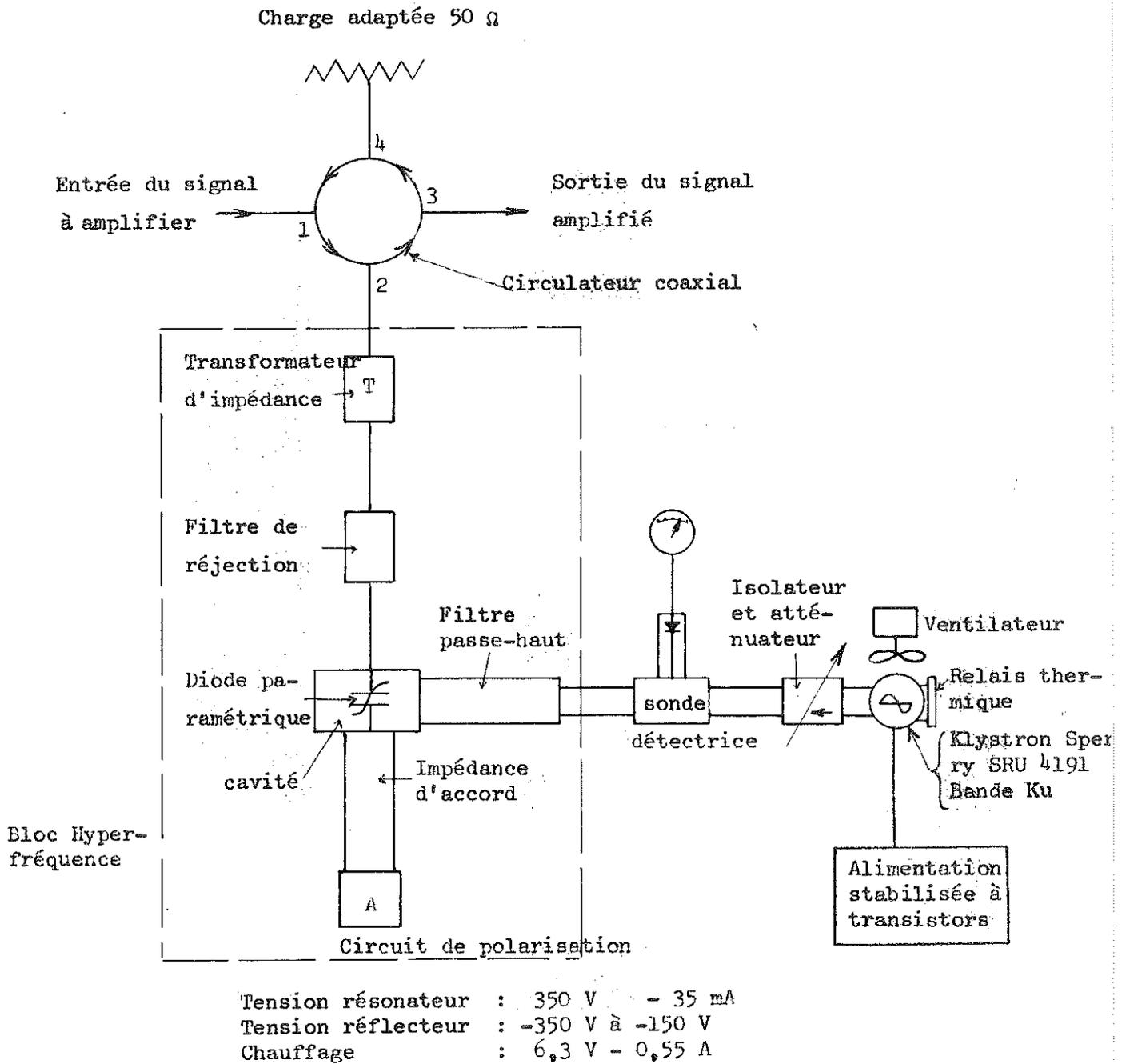
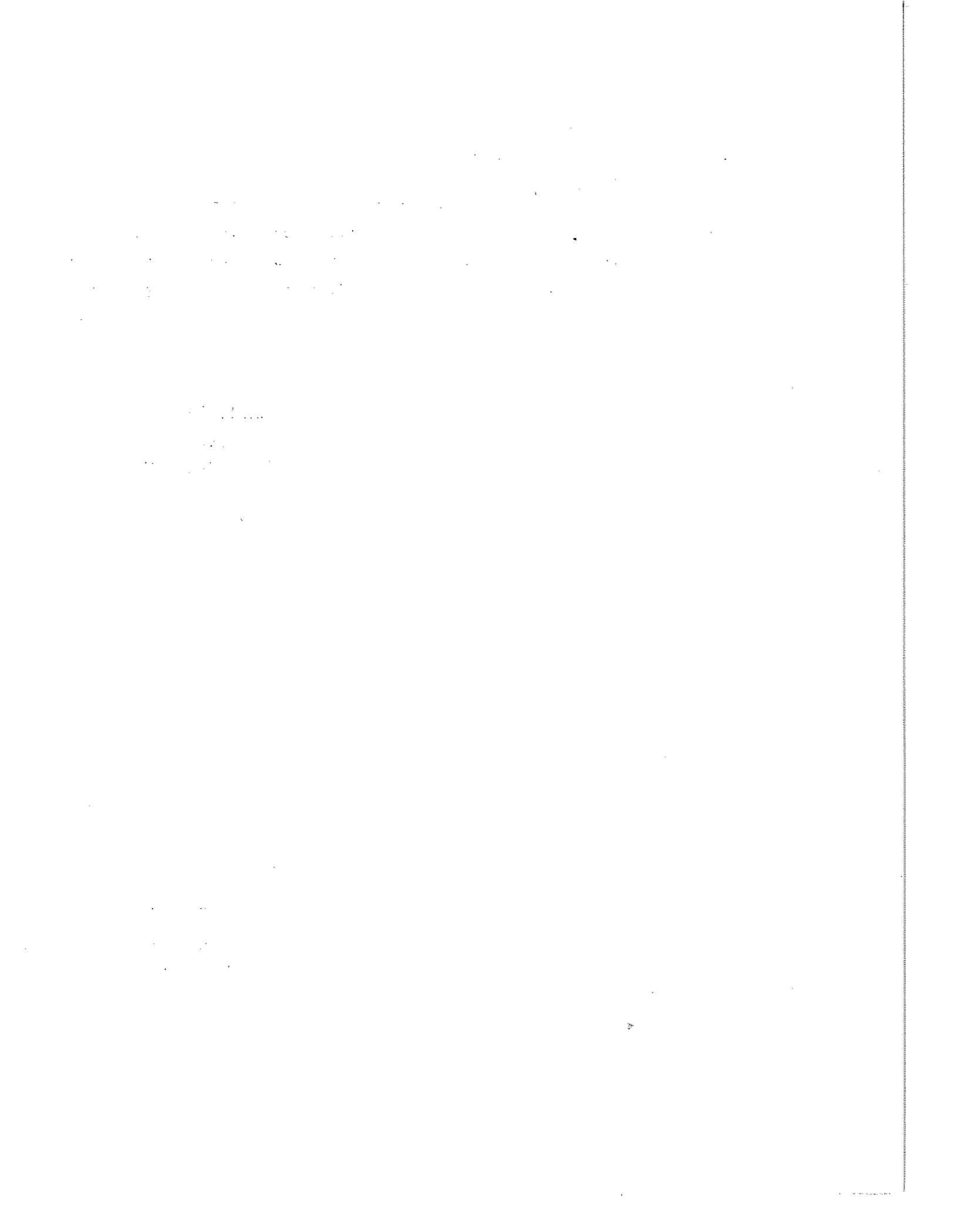


Figure 41



2°) Constitution d'ensemble.

Les différents éléments que nous venons de définir au chapitre précédent sont assemblés autour de la diode et constituent l'essentiel des trois circuits hyperfréquences pour les trois fréquences existantes, plus le circuit de polarisation. Le tout forme le "Bloc Hyperfréquence" (figure 41, figure 42a).

Figure 42,a -

Vue éclatée du bloc
hyperfréquence

Figure 42,b -

Bloc monté avec
circulateur.

Comme il a déjà été dit au chapitre III.A, l'amplificateur fonctionne par réflexion et l'adjonction d'un circulateur est nécessaire pour séparer le signal incident (porte n°1) du signal réfléchi amplifié (porte n°3) (figure n°42,b). Ce circulateur est à quatre portes, la quatrième étant connectée à une charge adaptée d'impédance. 50 Ω. L'avantage de celle-ci est d'assurer une plus grande stabilité du gain vis-à-vis des désadaptations possibles sur les portes 1 ou 3. En effet, soit \mathcal{R}_i le coefficient de réflexion vu par le circulateur à la porte n°i, si G est le gain à la porte n°2, le gain de boucle pour une onde se propageant dans le circulateur est :

$$\sqrt{G} \quad | \mathcal{R}_1 | \quad | \mathcal{R}_3 | \quad | \mathcal{R}_4 |$$

Plus cette quantité sera voisine de l'unité, plus l'amplificateur sera instable. Mais $| \mathcal{R}_4 | \ll 1$ si la charge adaptée est de bonne qualité. $\mathcal{R}_4 = \rho_4 - 1/\rho_4 + 1 = 0,0244$ pour $\rho_4 = 1,05$. G est en moyenne de 20 db, donc $\sqrt{G} = 10$. Sauf accident, ρ_1 et $\rho_3 < 1,5$ ce qui donne \mathcal{R}_1 et $\mathcal{R}_3 < 0,2$. Le gain de boucle vaut alors 0,00976 et on est très loin de la condition d'accrochage de l'oscillateur. Si, accidentellement, la porte 1 ou 3 est déconnectée, le gain de boucle n'est encore que de 0,0488. Il est certain que dans des cas de fonctionnement normaux, le gain apparent sera peu affecté par de petites variations des coefficients de réflexion \mathcal{R}_1 et \mathcal{R}_3 .

Le circuit de pompage contenu dans le "Bloc Hyperfréquence" est complété par un klystron oscillant dans la gamme supérieure de la bande Ku et délivrant une puissance supérieure à 200 mW. Il est d'un fonctionnement stable en ce qui concerne la fréquence et la puissance délivrée dans les conditions habituelles de laboratoire (Notons qu'un klystron de ce type a fonctionné déjà plus de 3500 heures sans défaillance).

Le niveau de puissance envoyé sur la diode est dosé au moyen d'un atténuateur variable muni d'un système à ferrite. Ceci assure un isolement minimum de 18 db quelle que soit l'atténuation et garantit un fonctionnement correct de l'oscillateur indépendamment de l'adaptation réalisée sur la diode. Le réglage de l'atténuateur permet de modifier le gain de l'amplificateur de 0 db à une valeur au moins égale à 20 db. La fréquence de fonctionnement est ajustée par action sur la

commande mécanique de la cavité du klystron, c'est-à-dire sur la fréquence d'oscillation (figure n°43 et figure n°44).

Il existe, en outre, une sonde suivie d'un cristal détecteur pour prélever une partie de la puissance envoyée sur la diode (fig.45).

Figure 43

Figure 44

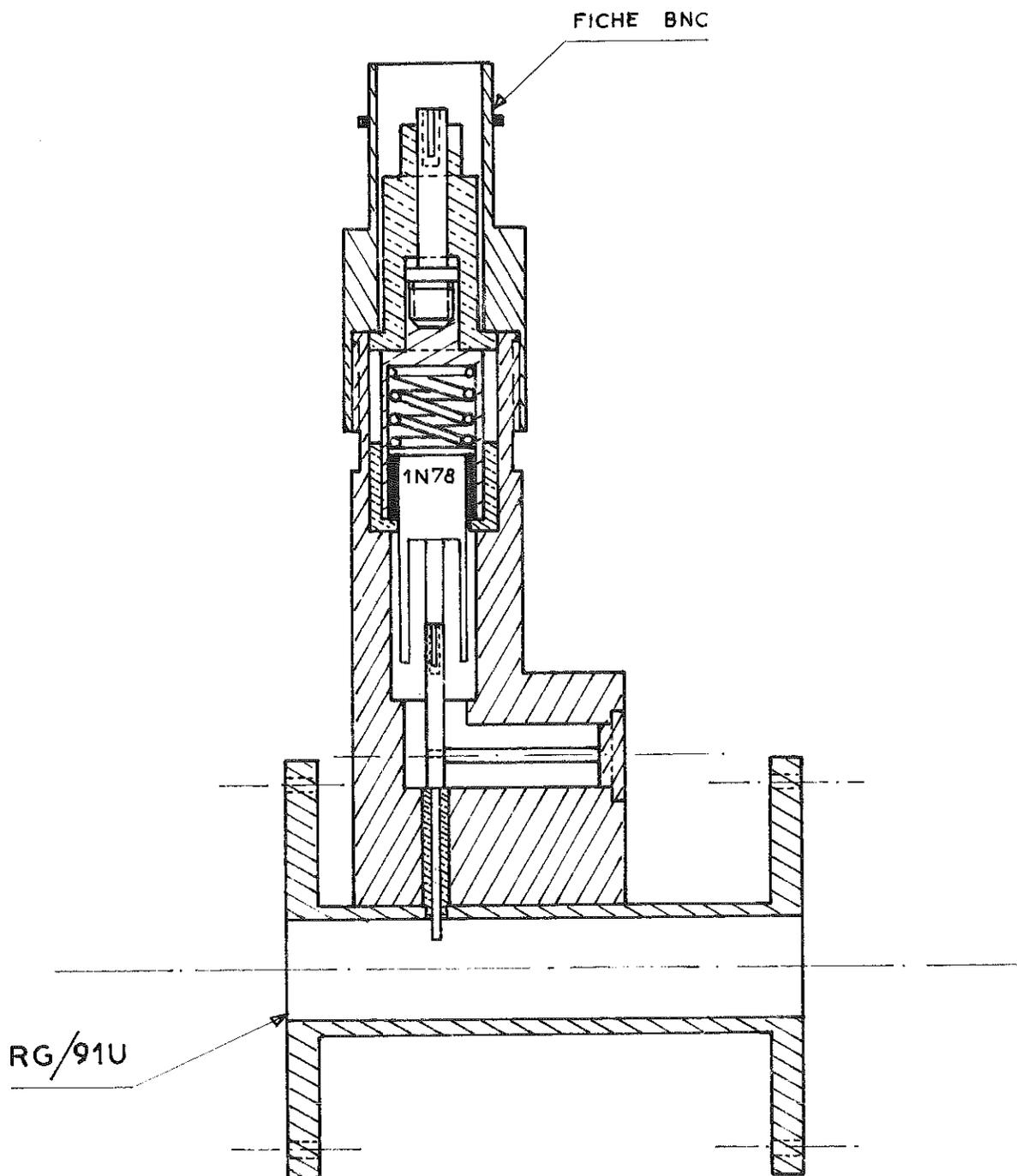


Figure 45 : Sonde détectrice

Un microampèremètre donne une indication de fonctionnement du klystron. Il est possible notamment d'ajuster la tension réflecteur pour amener le point de fonctionnement du klystron au maximum d'un lobe.

L'amplificateur paramétrique est rendu autonome par l'adjonction d'une alimentation stabilisée transistorisée (figure 46). Cette alimentation a été réalisée par Monsieur Le Guillou de la Société ALCATEL (Bruyères-Le-Chatel). Elle fournit les tensions nécessaires au fonctionnement du klystron et du ventilateur de refroidissement. En cas de défaillance de celui-ci, un relais placé dans l'alimentation coupe la tension résonateur si la température du klystron dépasse une valeur limite que nous avons choisi de $+80^{\circ}\text{C}$. Pour cela un thermostat placé contre le corps du klystron subit approximativement les mêmes variations de température et est relié électriquement au relais.

Figure 46 - Alimentation transistorisée

3°) Mesure du gain et de la bande passante instantanée.

Un moyen extrêmement rapide d'obtenir ces deux grandeurs est d'utiliser un générateur balayé en fréquence (carcinotron) et de visualiser la puissance de sortie de l'amplificateur paramétrique après une détection quadratique (figure 47). La tension détectée est proportionnelle à la puissance reçue par le cristal détecteur et, si le niveau incident délivré par le générateur est constant dans le domaine de fréquences utiles, on obtient la courbe de réponse de l'amplificateur (figure 48).

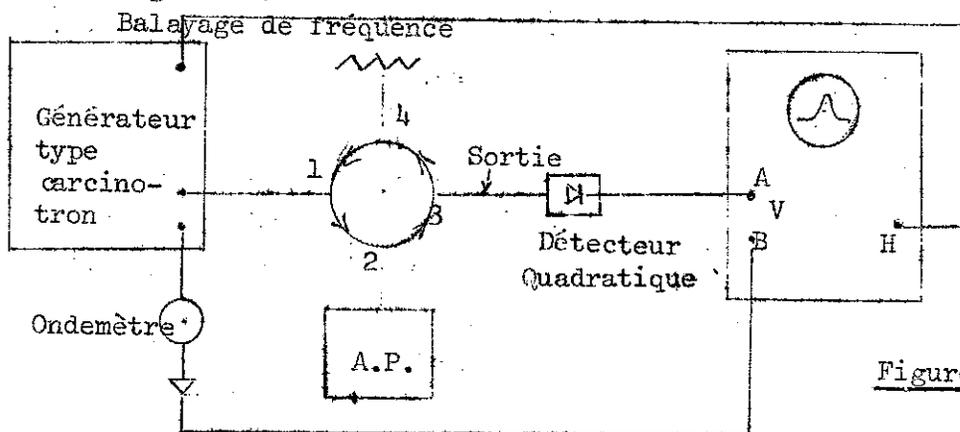


Figure 47

Le gain est obtenu en comparant le niveau détecté maximum (au sommet de la courbe de réponse) et celui obtenu en coupant l'amplification sur le générateur, une sortie radiofréquence auxiliaire suivie d'un ondemètre à détection permet de superposer un pip de fréquence connue à la courbe de réponse. La mesure de la bande passante revient donc à mesurer les fréquences f'_1 et f''_1 à mi-hauteur (figure 48). La bande passante à 3 db est simplement $B_{3db} = f''_1 - f'_1$.

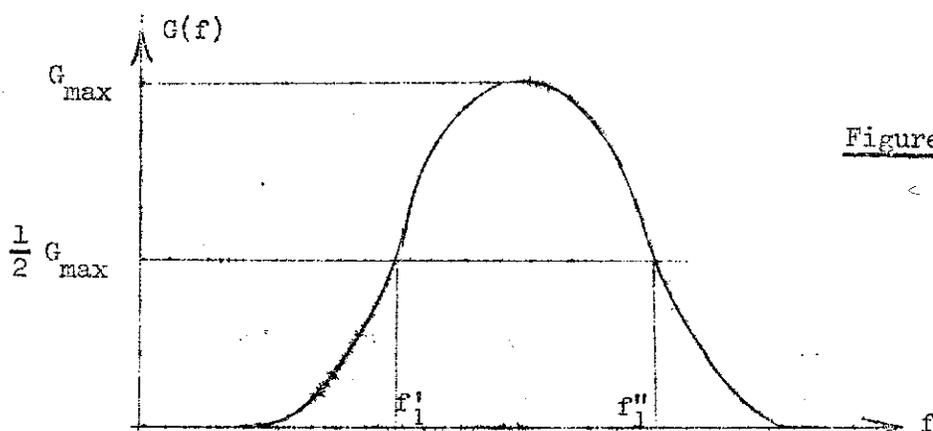


Figure 48

Notons que, pour cette mesure, il est important de ne pas saturer l'amplificateur paramétrique. Un niveau R.F. de 40 dbm à l'entrée assure cette condition (voir la dynamique). Pour un gain continu maximum de 20 db, on dispose de quelques millivolts si le détecteur utilisé est à large bande. Si l'intérêt principal de la méthode est de visualiser une courbe de réponse, on ne peut pas, par contre, compter sur une grande précision. Les variations de puissances délivrées par le générateur, dépourvu d'une régulation de niveau efficace, seraient la cause d'erreurs importantes pour des excursions de fréquence supérieures à 100 MHz.

Dans un tel cas, une méthode de mesure du gain point par point est plus adaptée. On utilise un générateur à fréquence fixe, non modulé, mais à niveau de sortie calibré. L'avantage de la méthode est que le détecteur (figure 47) n'a plus besoin d'être quadratique (ni à large bande) car on l'utilise à niveau constant. Le gain est, cette fois-ci, obtenu par la différence des deux niveaux de sortie lus sur le générateur. Les deux niveaux correspondent, l'un à l'amplificateur en fonction sur la fréquence du générateur et l'autre hors fonctionnement.

Dans le but de tester la précision de la seconde méthode, nous l'avons comparée à une troisième. Elle consiste en une modification du système de détection précédent. Il est remplacé par un récepteur superhétérodyne accordable en fréquence et surtout, qui comporte une échelle de mesure relative des niveaux (de 0 à 30 db ou de 0 à 70 db). Cette fois-ci, le générateur fonctionne à niveau constant et on lit directement le gain sur le récepteur. L'accord des résultats obtenus est bon, soit inférieur au 1/2 db.

Remarques. La mesure de la bande passante peut se faire par les deux dernières méthodes en traçant la courbe $G(f)$ point par point, (ou une partie de la courbe seulement).

Les mesures de gain décrites ci-dessus supposent que l'on obtienne un gain égal à 1 en coupant la puissance de pompage. En fait, on doit tenir compte de la perte d'insertion p de l'amplificateur dont la valeur dépend de la fréquence. Sa valeur est de l'ordre du décibel.

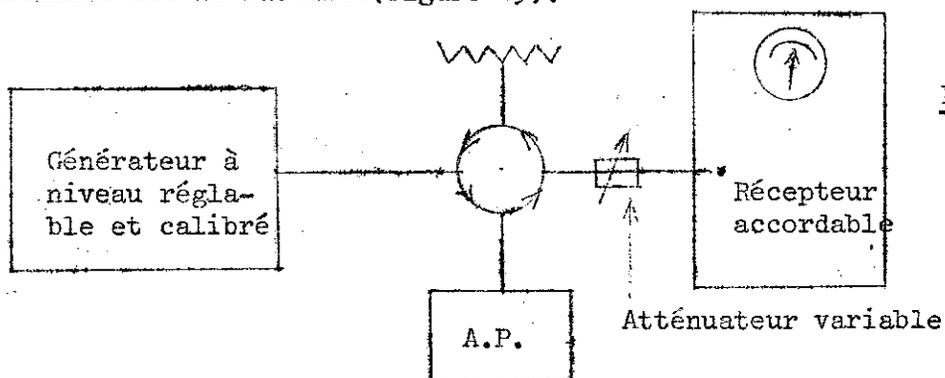
Le gain réel G_r sera :

$$G_r \text{ db} = G_a \text{ db} - P_{\text{db}}$$

G_a est la valeur apparente du gain en se basant sur l'hypothèse que le gain est de 1 en coupant la puissance de pompage.

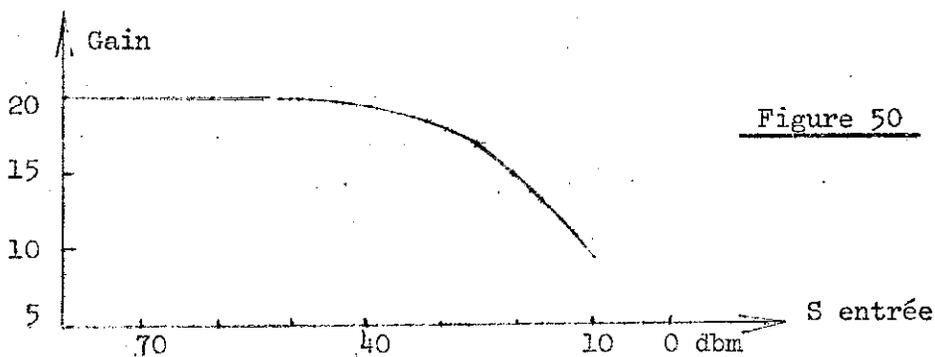
4°) Mesure de la dynamique.

Nous appelons dynamique la variation du gain en fonction du niveau de signal à l'entrée de l'amplificateur. La mesure se fait en principe à la fréquence pour laquelle le gain est maximum. Le montage utilisé est le suivant (figure 49).



Il est nécessaire de disposer d'un récepteur suffisamment sensible pour pouvoir effectuer la mesure de gain à très faible niveau. Aux niveaux les plus élevés, jusqu'à environ 1 milliwatt, un atténuateur variable placé avant l'entrée du récepteur permet de ne pas saturer la chaîne de mesure.

Avec un tel montage, nous avons pu effectuer la mesure de gain en faisant varier le niveau de signal à l'entrée dans une plage de 100 db. Avec un amplificateur muni d'une diode SD-12-5, nous avons mesuré une diminution de gain inférieure à 0,5 db pour un niveau d'entrée de 40 dbm, voir figure 50.



5°) Mesure du facteur de bruit.

Le principe de la mesure est classique, il consiste à envoyer une puissance de bruit étalonnée à l'entrée de l'amplificateur et à observer le bruit total amplifié à la sortie.

Une autre méthode est de mesurer directement le signal minimum détectable. Elle consiste à envoyer un signal cohérent de puissance p à l'entrée de l'amplificateur et à observer ce signal amplifié à la sortie au milieu du bruit, après une détection quadratique. L'avantage de la méthode est de donner directement la valeur du signal minimum détectable. Malheureusement, une certaine imprécision entache la mesure (de l'ordre de 1,5 db) du fait de la valeur extrêmement faible du signal p à calibrer, couramment de l'ordre de 110 dbm. Cependant, il est relativement intéressant d'utiliser cette méthode pour obtenir un ordre de grandeur ou pour comparer la sensibilité de deux récepteurs.

Dans le cas présent, la valeur faible du facteur de bruit à mesurer exige une précision meilleure que 1/2 décibel, aussi, la seule méthode à envisager est d'utiliser des sources de bruit de températures calibrées. En pratique, la température de ces sources est connue avec une incertitude de l'ordre de 5% (ou 0,2 db). Soient T et T' les températures de ces sources connectées successivement à l'entrée de l'amplificateur paramétrique. Le montage est schématisé sur la figure 51. Un récepteur R est branché en cascade avec l'amplificateur car le gain de celui-ci est insuffisant pour attaquer directement un détecteur. Celui-ci est supposé quadratique de telle sorte que la déviation θ de l'appareil de mesure est proportionnelle à la puissance totale B_s détectée (pour une température T rayonnée à l'entrée).

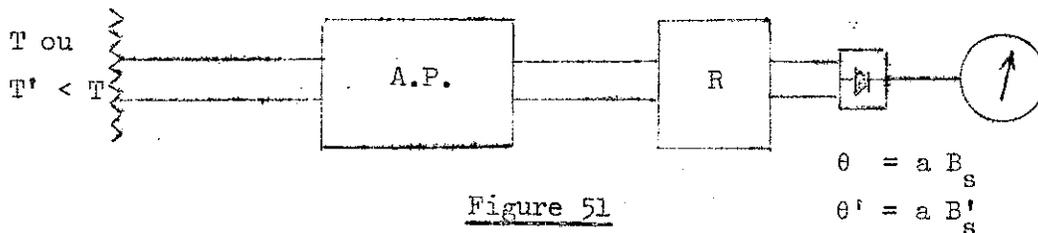


Figure 51

Soit F_S le facteur de bruit global du système récepteur tel que nous l'avons calculé au chapitre III. §B.6). Nous avons trouvé :

$$F_{S.} = F_M \left(1 + \frac{G_1'}{G_1} \right) + \frac{2(F_R - 1)}{G_1} \quad (1)$$

On se rappelle que G_1 est le gain de l'amplificateur paramétrique à la fréquence de signal f_1 et G_1' le gain à la fréquence f_1' (figure 8). Les déviations θ et θ' lues sur l'appareil de mesure seront dans le rapport :

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{B_s}{B_s'} = \frac{k(T+T_{\text{eff}})\Delta f G_1 G_R + k(T+T_{\text{eff}})\Delta f G_1' G_R + k T_R \times 2 \Delta f \times G_R}{k(T'+T_{\text{eff}})\Delta f G_1 G_R + k(T'+T_{\text{eff}})\Delta f G_1' G_R + k T_R \times 2 \Delta f \times G_R}$$

G_R est le gain du récepteur, identique aux deux fréquences f_1 et f_1' , d'où :

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{(T + T_{\text{eff}}) \left(1 + \frac{G_1'}{G_1} \right) + 2 \frac{T_R}{G_1}}{(T' + T_{\text{eff}}) \left(1 + \frac{G_1'}{G_1} \right) + 2 \frac{T_R}{G_1}} > 1 \quad (2)$$

Dans le cas général, le rapport θ/θ' est fonction de la quantité G_1'/G_1 ,

(a) Cas simplifié.

Il sera aisé d'obtenir T_{eff} si la condition $\frac{2 T_R}{G_1} \ll T' + T_{\text{eff}}$ est vérifiée. En pratique, $F_R = 4$ à 5 db dans la bande S (3000 MHz) donc $T_R \approx 500^\circ\text{K}$. Pour un amplificateur paramétrique non refroidi, il est courant d'avoir $T_{\text{eff}} = 200^\circ\text{K}$ avec $G_1 = 20$ db. En choisissant $T' = 77^\circ\text{K}$: $T_{\text{eff}} + T' = 277^\circ\text{K}$, tandis que $2T_R/G_1 = 10$. La condition précédente est assez bien remplie. On voit alors que la quantité mesurée :

$$\frac{\theta}{\theta'} \approx \frac{T + T_{\text{eff}}}{T' + T_{\text{eff}}}$$

est indépendante de G_1'/G_1 . Il s'en déduit la température effective

de l'amplificateur paramétrique :

$$T_{\text{eff}} \approx \frac{T - T'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - T'$$

donc une valeur approchée du facteur de bruit propre à l'amplificateur paramétrique. En appelant τ et τ' les températures de sources normalisées :

$$\tau = \frac{T}{290^\circ} \quad \tau' = \frac{T'}{290^\circ}$$

$$F_M \approx 1 - \tau' + \frac{\tau - \tau'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$

Nous allons voir que la quantité F_M obtenue est une valeur par excès par rapport à la valeur exacte.

(b) Cas réel.

Il est utile d'avoir l'expression exacte de F_M dans le cas où l'hypothèse simplificatrice est mal vérifiée. En remontant à l'expression exacte de θ/θ' (2), on voit que :

$$\frac{\theta}{\theta'} = \frac{T + T_{\text{eff}} + \frac{2T_R}{G_1 + G_1'}}{T' + T_{\text{eff}} + \frac{2T_R}{G_1 + G_1'}}$$

On obtient donc :

$$T_{\text{eff}} + \frac{2T_R}{G_1 + G_1'} = \frac{T - T'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - T'$$

soit :

$$\frac{T_{\text{eff}}}{290^\circ} + \frac{2 T_R}{290^\circ} \frac{1}{G_1 + G_1'} = \frac{\tau - \tau'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - \tau' \quad (3)$$

De l'expression générale de F_S (1), il ressort que :

$$\frac{F_S}{1 + \frac{G_1'}{G_1}} = F_M + \frac{2(F_R - 1)}{G_1 + G_1'} \quad (1')$$

$$= 1 + \frac{T_{eff}}{290^\circ} + \frac{2 T_R}{290^\circ} \frac{1}{G_1 + G_1'} \quad (1'')$$

L'identification de (1'') au résultat précédent (3) donne :

$$F_S = \left(1 + \frac{G_1'}{G_1}\right) \left[1 - \tau' + \frac{\tau - \tau'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}\right] \quad (4)$$

La valeur exacte du facteur de bruit propre à l'amplificateur paramétrique est alors, d'après (1') :

$$F_M = 1 - \tau' + \frac{\tau - \tau'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - \frac{2(F_R - 1)}{G_1 + G_1'}$$

(c) Cas d'un système de réception utilisant un filtre de réjection.

Dans le but de simplifier l'analyse, nous faisons les hypothèses suivantes :

- Le filtre a une perte d'insertion nulle à la fréquence de signal f_1 et une atténuation infinie à la fréquence f_1' (figure 8).
- L'adaptation à la fréquence f_1 est toujours réalisée entre les éléments consécutifs après mise en place du filtre et, en particulier, le facteur de bruit F_R du récepteur n'est pas modifié.

Il semble plus intéressant de placer ce filtre entre la sortie de l'amplificateur paramétrique et le récepteur pour deux raisons. D'une part, la perte d'insertion du filtre n'est jamais nulle en pratique ; donc l'influence sur le facteur de bruit est minimisée. D'autre part, le bruit propre à l'amplificateur paramétrique rayonné dans la bande f_1' est éliminé.

Dans le cas idéal où la perte d'insertion est nulle, le facteur de bruit du système se résume à :

$$F_S = F_M + \frac{2(F_R - 1)}{G_1} \quad (5)$$

La mesure du rapport θ/θ' donne :

$$T_{\text{eff}} + \frac{2 T_R}{G_1} = \frac{T - T'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$

qui est la température de bruit propre au système de réception (exception faite du bruit venant de la source extérieure). L'expression du facteur de bruit du système est donc :

$$F_S = 1 - \tau' + \frac{T - T'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} \quad (6)$$

(d) Comparaison des facteurs de bruit des deux systèmes
(avec et sans filtre).

La comparaison rigoureuse doit être faite sur les expressions de F_S en fonction de F_M et F_R (1' et 5), lesquelles sont supposées être identiques dans les deux cas ; mais, étant donné la quasi indépendance de θ/θ' vis-à-vis de G_1'/G_1 , la comparaison est également valable avec la dernière expression fonction de θ/θ' (4 et 6).

Il apparaît que l'introduction d'un filtre de réjection dans un tel système récepteur diminue son facteur de bruit d'un coefficient

$$\frac{1}{1 + \frac{G_1'}{G_1}}$$

En ce qui concerne la sensibilité globale d'un système récepteur, la comparaison des facteurs de bruit est une source de confusion dans le cas où la température T_0 rayonnée à l'entrée n'est pas égale à 290°K. Il est plus commode de raisonner directement sur les puissance de bruit détectées à la sortie du système récepteur, ou, ce qui revient au même, sur les températures de bruit, au coefficient $k\Delta F \cdot G_1 G_R$ près. (Ceci revient, pour le signal à rassembler toutes les contributions de bruit à l'entrée du canal de fréquence principal.

On a résumé les résultats des calculs précédents, exprimés en températures de bruit pour tout le système récepteur en fonctionnement, y compris la source extérieure, sous forme d'un tableau :

Temp. totale pour le système sans filtre	$T_o \left(1 + \frac{G'_1}{G_1} \right)$	$T_{\text{eff}} \left(1 + \frac{G'_1}{G_1} \right)$	$2 \frac{T_R}{G_1}$
Temp. totale pour le système avec filtre	T_o bruit d'origine extérieure	T_{eff} contribution de l'A.P.	$2T_R/G_1$ contribution du récepteur

(e) Méthodes pratiques de mesure.

- Méthode de la diode de bruit. Le montage utilisé est celui de la figure 52.

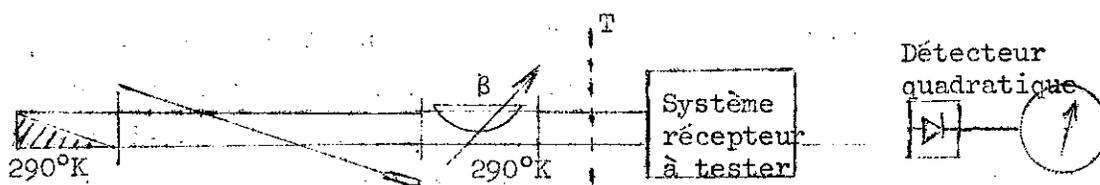


Figure 52

La source de bruit utilisée (tube BG-22-9, C.S.F.) fournit sous alimentation normale (160 mA) un bruit de température 11 000°K. Un atténuateur dont le T.O.S. est faible ($< 1,1$) est intercalé entre la diode de bruit et l'entrée du système récepteur, soit $0 < \beta < 1$ son coefficient d'atténuation en puissance. Le récepteur reçoit un rayonnement de température :

$$T = \beta \times 11\ 000^\circ\text{K} + (1 - \beta) 290^\circ\text{K}$$

Lorsque le tube est allumé si la température de l'atténuateur est égale à 290°K. Lorsque le tube est éteint, l'adaptation du tube étant bonne, le récepteur reçoit un rayonnement de température $T' = 290^\circ\text{K}$ ($\tau' = 1$). La méthode pratique simple consiste à ajuster β , donc T

pour que $\theta/\theta' = 2$. Dans ces conditions, on obtient le facteur de bruit F_M ou F_S selon que le système fonctionne sans filtre ou avec filtre :

$$F_M \text{ (ou } F_S) = F = \tau - 1 = \left[\beta \frac{11\,000}{290^\circ} + 1 - \beta \right] - 1 = 37\beta$$

ou en décibels :

$$10 \text{ Log } F = 10 \text{ Log } 37 + 10 \text{ Log } \beta$$

$$F_{\text{db}} = 15,7 \text{ db} - \beta_{\text{db}}$$

L'avantage de cette méthode de mesure est la possibilité qu'elle offre de commuter instantanément d'une température T à une température T' , de sorte que les risques d'erreur dûs aux dérives des amplificateurs sont pratiquement éliminés.

Méthode des charges adaptées. Cette méthode est plus particulièrement apte à la mesure de facteurs de bruit inférieurs à 3 db ; c'est-à-dire à la mesure de température de bruit effective $T_{\text{eff}} < 290^\circ\text{K}$. On peut montrer que la précision maximum est obtenue sur T_{eff} lorsque les deux températures successives T et T' sont telles que la condition $TT' = T_{\text{eff}}^2$ est vérifiée (annexe n°5). Le montage réalisé est celui de la figure 53.

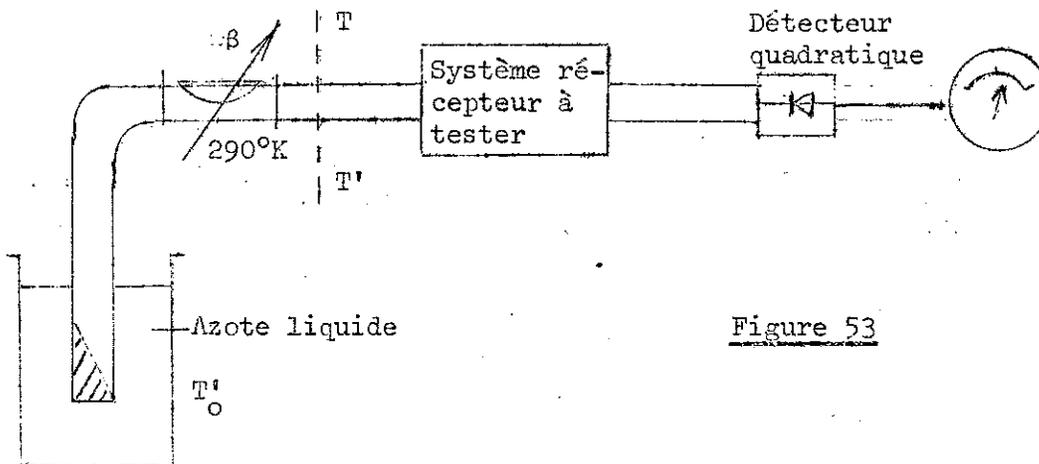


Figure 53

La source froide T'_0 est une charge adaptée plongée dans l'azote liquide ($T'_0 = 77,36^\circ\text{K}$). Pour être sûr qu'il n'y ait pas de glace dans la partie refroidie, il est préférable d'éliminer l'air au préalable au voisinage de la charge. La source chaude T est fournie par

l'atténuateur atténué au maximum ($\beta \neq 0$). On s'assure, au préalable, qu'il constitue une bonne charge adaptée ($\rho < 1,1$ et atténuation plus grande que 25 db). Pour une atténuation de 25 db, la température $T = \frac{77,36}{316} + (1 - \frac{1}{316})290^\circ = 289,32^\circ$, soit un écart de $0,7^\circ\text{K}$ par rapport à la température de l'atténuateur qu'on suppose être de 290°K . Dans tous les cas où la précision maximum sera recherchée, on mesurera la valeur exacte de cette température et on calculera $\tau = \frac{T}{290^\circ} \neq 1$ correspondant. La précision de mesure pourra être bonne tant que la température de bruit à mesurer sera de l'ordre de grandeur de $\sqrt{TT'} = 150^\circ\text{K}$, ceci sera le cas pour l'amplificateur que nous avons réalisé.

Comme précédemment, on obtient F (F_M ou F_S) dont l'expression est, si $\tau = 1$:

$$F = \frac{(1 - \tau') \frac{\theta}{\theta'}}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$

Cette fois, c'est θ/θ' que l'on mesure, car T et T' sont fixés à l'avance. En effet :

$$\tau' = \beta' \frac{T'}{290^\circ} + 1 - \beta' = 1 - 0,733 \beta'$$

d'où :

$$F = \frac{0,733 \beta' \times \theta/\theta'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$

En général, on rend β' le plus voisin de 1 possible en désatténuant complètement. Cependant, il reste les pertes d'insertion entre la charge refroidie et l'entrée proprement dite du système sous test. Elles devront être mesurées ou estimées au mieux. Exprimées en db, on a :

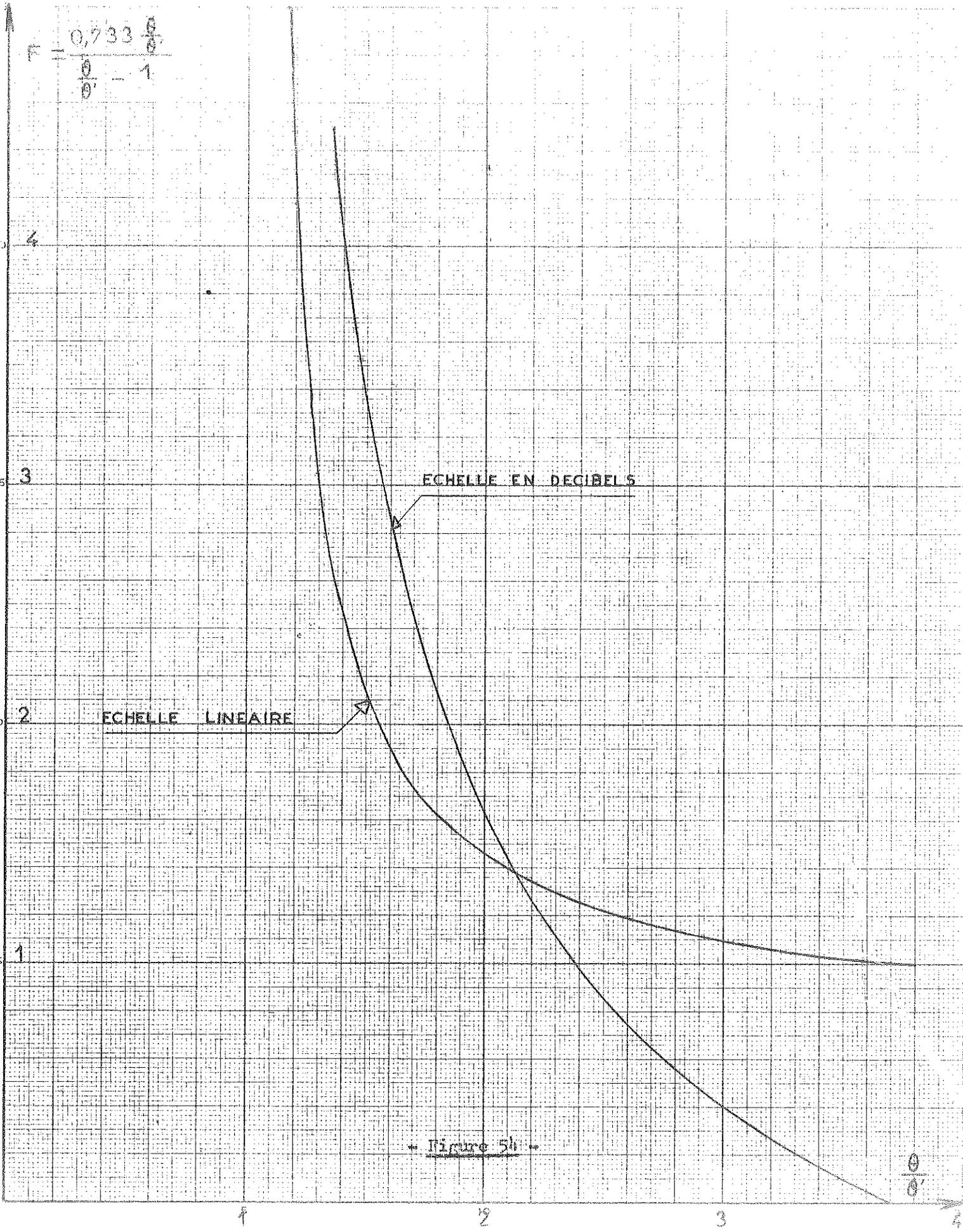
$$F_{\text{db}} = 10 \text{ Log } \frac{0,733 \frac{\theta}{\theta'}}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - \beta'_{\text{db}}$$

On a tracé figure 54 ,

$$\frac{0,733 \times \frac{\theta}{\theta'}}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$

en fonction de θ/θ'

$$F = \frac{0,733 \frac{\theta}{\theta'}}{\frac{\theta}{\theta'} - 1}$$



- Figure 5h -

$$\frac{\theta}{\theta'}$$

6°) Résultats obtenus.

a) Gain, bande passante instantanée à 3 db et plage de fonctionnement de l'amplificateur. Le gain est au moins égal à 20 db au centre de la bande passante à 3 db, dans toute la plage de fonctionnement. Nous avons fait fonctionner l'amplificateur avec le même bloc hyperfréquence et quatre diodes ayant des capacités de jonction C_j légèrement différentes (de type SD-12-5). $C_j(0)$ est la capacité de jonction de ces diodes pour une polarisation nulle. L'ensemble des résultats est rassemblé dans le tableau ci-après :

N° Diode	$C_j(0)$ pF	B 3db selon fréquence, MHz	Plage de Fonction. MHz	F_M brut mesuré au tube à bruit	f_D au centre de la plage MHz	Puissance de pompage dans la plage pour un gain de 20 db, mW
150 B	0,804	20-30	2800-3010	1,8 db	17 400	≠ 15
370 B	0,773	30-50	2890-3200	1,8 db	17 300	17,5 - 24
371 B	0,717	40-80	2830-3140	2,2 db	16 500	12,5 - 28
373 B	?	20-30	2625-3210	1,7 db	17 200	9 - 23

b) Facteur de bruit (cas de la diode n° 150 B).

- Méthode des charges adaptées. Le T.O.S. de cette charge portée à la température de N_2 liquide a été mesuré .

Entre 2900 et 3000 MHz, ρ est inférieur à 1,14 (valeur encore peu influente sur les mesures). Pour ce domaine de fréquences et après contrôle de la détection quadratique, il a été trouvé : $\theta/\theta' = 1,79$ en moyenne. Les pertes d'insertion β' de l'atténuateur ont été mesurées elles sont d'environ 0,1 db :

$$F_{db} = \left[1 - \tau' + \frac{\tau - \tau'}{\theta' - 1} \right]_{db} - \beta'_{db} = 2,1 \text{ db} \quad (1,62)$$

On en déduit :

$$F_M = F - \frac{2(F_R - 1)}{G_1 + G'_1}$$

F_R a été mesuré, de même que G_1 et G'_1 :

$$F_R = 4 \text{ db } (2,5)$$

$$G_1 = 100$$

$$G'_1 = 10$$

$$F_M = 1,62 - 0,03 = 1,59 (2,02 \text{ db})$$

- Méthode du tube à bruit. Deux tubes de types BG-21-10 et BG-22-9 ont été utilisés entre les mêmes limites de fréquence (2900-3000 MHz) . L'atténuation β nécessaire pour que $\theta/\theta' = 2$ est en moyenne de 13,8 db compte tenu des pertes d'insertion de l'atténuateur.

$$F_{db} = 15,7 - 13,8 = 1,9 \text{ db } (1,55)$$

Il en résulte que :

$$F_M = 1,52 (1,82 \text{ db})$$

- Bilan propre à l'amplificateur paramétrique sans le circulateur. Les pertes d'insertion du circulateur ont été mesurées, soit 0,2 db ; celles du guide d'onde et des raccords coaxiaux sont estimées à 0,05 db, soit au total 0,25 db. La contribution au facteur de bruit propre à l'amplificateur paramétrique est estimée à :

$$2,02 - 0,25 = 1,77 \text{ db } \text{ par la méthode des charges adaptées.}$$

$$1,82 - 0,25 = 1,57 \text{ db } \text{ par la méthode du tube à bruit.}$$

- Comparaison des valeurs mesurées avec le facteur de bruit calculé (chapitre III, § 4). Nous utilisons l'expression simplifiée dans le cas $a = b = 1$ (circuits sans pertes) et où $T = T_0$ (diode à température ambiante),

$$F_{\min} = 1 + 2 \left[\frac{1}{\gamma Q} + \frac{1}{(\gamma Q)^2} \right]$$

Nous avons estimé par ailleurs γQ au chapitre V, § A,3 : $\gamma Q = 5,6$

Dans le cas de $f_1 = 3000 \text{ MHz}$
 $f_p = 17\,000 \text{ MHz}$

hypothèses très voisines des conditions réelles de fonctionnement, nous avons :

$$F_{\min} = 1,422 (1,54 \text{ db})$$

Cette valeur s'écarte de 0,23 db de la valeur mesurée par la méthode des charges adaptées et de 0,03 db de la valeur mesurée par la méthode du tube à bruit. Ceci ne présume en rien de la précision de telle ou telle méthode de mesure. Si on tient compte de l'incertitude sur la valeur de γQ estimée ($\pm 10\%$ environ) et de l'incertitude sur la température délivrée par le tube à bruit ($\pm 0,2 \text{ db}$ y compris l'erreur due à l'atténuateur), on obtient pour résultats les pages suivantes : (Pour le calcul d'erreur, se reporter à l'annexe n°5).

Facteur de bruit en décibels	Valeurs minimales	Valeurs nominales	Valeurs maximales
Calculé en fonction de γQ	($\gamma Q + 10\%$) 1,4	($\gamma Q = 5,6$) 1,54	($\gamma Q - 10\%$) 1,7
Mesuré par la méthode des charges adaptées	1,65	1,77	1,89
Mesuré par la méthode du tube à bruit	1,02	1,57	2,12

On note effectivement que les trois plages obtenues se recoupent entre 1,65 et 1,70 db. Cependant, la marge d'erreur calculée est nettement plus grande dans la seconde méthode de mesure ($\pm 0,55 \text{ db}$) que dans la première ($\pm 0,12 \text{ db}$). Ce résultat confirme la plus grande précision que l'on peut atteindre par la méthode des charges adaptées.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the integrity of the financial system and for the ability to detect and prevent fraud. The text notes that records should be kept for a minimum of seven years and should be accessible to authorized personnel at all times.

2. The second part of the document outlines the specific requirements for record-keeping. It states that all transactions must be recorded in a clear and concise manner, using a standardized format. This includes recording the date, amount, and description of each transaction. The text also requires that records be kept in a secure and protected environment, with access restricted to authorized personnel only.

3. The third part of the document discusses the role of internal controls in ensuring the accuracy of records. It notes that internal controls should be designed to prevent errors and fraud, and to ensure that all transactions are properly recorded. The text emphasizes that internal controls should be regularly reviewed and updated to reflect changes in the business environment.

4. The fourth part of the document discusses the importance of training and education for personnel involved in record-keeping. It states that all personnel should receive appropriate training and education to ensure that they are able to perform their duties accurately and efficiently. The text also notes that training should be ongoing and should cover both technical and ethical aspects of record-keeping.

5. The fifth part of the document discusses the importance of regular audits and reviews of records. It states that audits and reviews should be conducted on a regular basis to ensure that records are accurate and complete. The text notes that audits and reviews should be conducted by independent personnel and should cover all aspects of the record-keeping process.

6. The sixth part of the document discusses the importance of maintaining the confidentiality of records. It states that records should be kept confidential and should not be disclosed to unauthorized personnel. The text notes that confidentiality should be maintained throughout the entire life cycle of the records, from creation to destruction.

7. The seventh part of the document discusses the importance of maintaining the integrity of records. It states that records should be kept in their original form and should not be altered or tampered with. The text notes that any changes to records should be properly documented and approved by authorized personnel.

8. The eighth part of the document discusses the importance of maintaining the availability of records. It states that records should be available to authorized personnel at all times and should be protected from loss or destruction. The text notes that records should be backed up regularly and stored in a secure and protected environment.

9. The ninth part of the document discusses the importance of maintaining the accuracy of records. It states that records should be accurate and should reflect the true nature of the transactions. The text notes that accuracy should be maintained throughout the entire life cycle of the records, from creation to destruction.

10. The tenth part of the document discusses the importance of maintaining the completeness of records. It states that records should be complete and should include all relevant information. The text notes that completeness should be maintained throughout the entire life cycle of the records, from creation to destruction.

VI

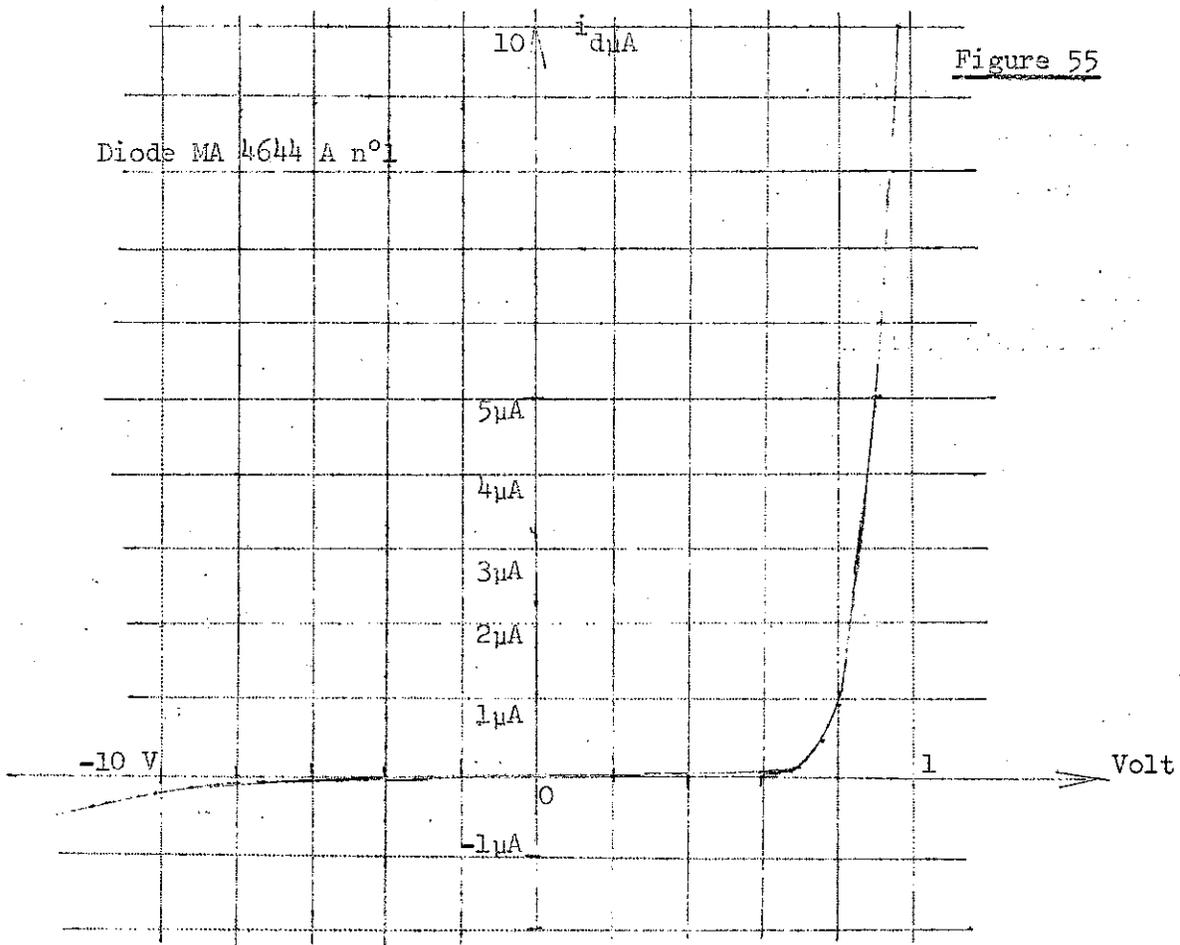
REALISATION D'UN AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE
DANS LA BANDE X DE TYPE NON DEGENERE

A. DETERMINATION DES CARACTERISTIQUES DE LA DIODE MA 4644 A AU POINT DE FONCTIONNEMENT.

Il paraît légitime d'essayer la loi de variation de capacité $C(v) = C(0)/(1 - \frac{v}{\phi})^{1/3}$ valable dans le cas des jonctions gradées. ϕ est la barrière de potentiel de la jonction. La caractéristique de courant $i(v)$ (figure 55) semble montrer que $\phi \neq 1,0$ volt, ce qui est habituel pour des varactors à l'arséniure de gallium. Donc, théoriquement :

$$\frac{C(0)}{C(-6)} = (1 + \frac{6}{1,0})^{1/3} = 1,91$$

alors que les mesures à 1 MHz donnent $C(0)/C(-6) = 1,61$.



1°) Fréquence de coupure estimée à 0 volt.

En partant des mesures de capacités effectuées à 1 MHz et de $f_c(-6)$ mesurée à 10 GHz ,

$$F_c(0) = F_c(-6) \times \frac{C(-6)}{C(0)} = 0,621 F_c(-6)$$

$$F_c(0) = 217 \text{ GHz}$$

Comparaison des différentes valeurs de f_c estimées à partir de la loi $C(v)$ théorique. Partant de la loi théorique entre -6 volts et 0 volt et de f_c mesurée à -6 volts, on aurait :

$$F_c(0) = F_c(-6) \times \frac{1}{1,91} = 183 \text{ GHz}$$

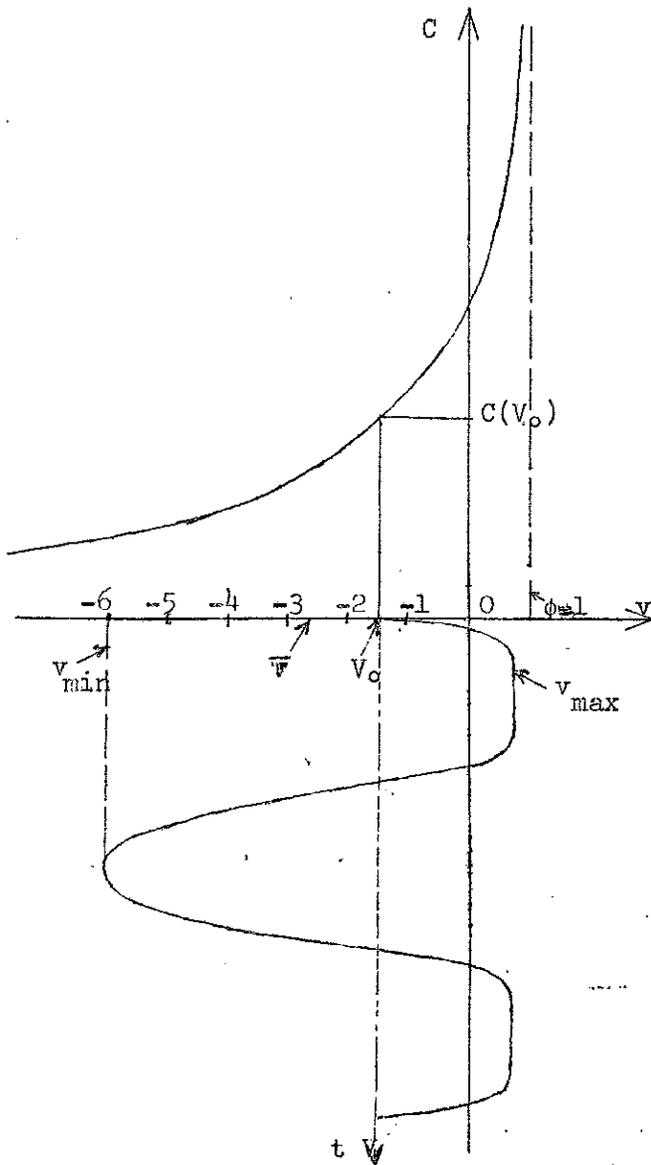
Partant de la loi théorique entre -2 et 0 volts et de f_c mesurée à -2 volt , on aurait :

$$F_c(0) = F_c(-2) \times \frac{1}{1,44} = 222 \text{ GHz}$$

Le point de fonctionnement que nous allons définir est cependant plus proche de -2 volts que de -6volts , aussi, il est certain que la valeur de 222 GHz est plus correcte que celle de 183 GHz. Pour cette raison, nous prendrons $F_c(0) = 217 \text{ GHz}$ comme il résulte des mesures de $C(0)$ et de $C(-6)$ faites à 1 MHz.

2°) Point de fonctionnement optimum pour la jonction. Détermination des coefficients de $C(x)$.

On peut estimer les variations du champ électrique au niveau de la jonction suffisantes pour que v soit compris entre les valeurs $-6 < v < + 0,80$ volt. Ceci correspond à un courant direct maximum de 1 μA et inverse d'environ 0,2 μA . Admettant ces deux limites, on obtient comme polarisation moyenne $\frac{1}{2} (-6 + 0,80) = -2,6$ volts. Mais si nous tenons compte d'une atténuation du champ électrique en polarisation directe par l'amortissement dû à la diode, la tension effective $v(t)$ est tronquée lorsque $v > 0$, voir la figure 56.



Le champ électrique est une fonction sinusoïdale du temps ; alors la fonction $v(t)$ est nettement distordue et $V_0 \approx \bar{v}$. Nous avons :

$$V_0 = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v(t) dt \approx -1,5 \text{ V}$$

T étant la période du champ électrique. A V_0 correspond la capacité $C(V_0)$. Mais ce qui nous intéresse est la valeur moyenne temporelle :

$$C_0 = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} C[v(t)] dt$$

Blackwell et Kotzebue ont calculé que pour une jonction gradée, en supposant $v(t)$ sinusoïdale, la valeur moyenne de la capacité C_0 était fonction du paramètre

$$\frac{V}{-V + \phi} : \text{on aurait } V = \frac{1}{2}(v_{\max} - v_{\min}) = 3,4 \text{ volts et } \bar{v} = \frac{1}{2}(v_{\max} + v_{\min}) = -2,6 \text{ volts. Et on trouve que}$$

$$C_0 = 1,22 C(\bar{v})$$

Cependant, $v(t)$ n'est pas sinusoïdale, mais seulement périodique. Le coefficient $C_0/C(\bar{v})$ ne rend compte que de la courbure de la loi $C(v)$. Il est évident que nous devons considérer non pas $C(\bar{v})$ mais $C(V_0)$ où V_0 est la moyenne temporelle de v . Nous avons $C_0 = 1,22 C(V_0)$. la figure 57 nous donne un aperçu de la loi $C(v)$ où $C(-1,5) = 0,205 \text{ pF}$. Ceci nous amène à : $C_0 = 0,25 \text{ pF}$.

Ecrivons la loi $C(t)$ sous la forme $C(t) = C_0 + 2C_1 \sin \omega_p t$.
 $4C_1 = \Delta C_{\max} = 0,25 \text{ pF}$. Le coefficient $C_1 = 0,061 \text{ pF}$. Le demi-taux de modulation de la capacité est $\gamma_1 = C_1/C_0 = 0,25$.

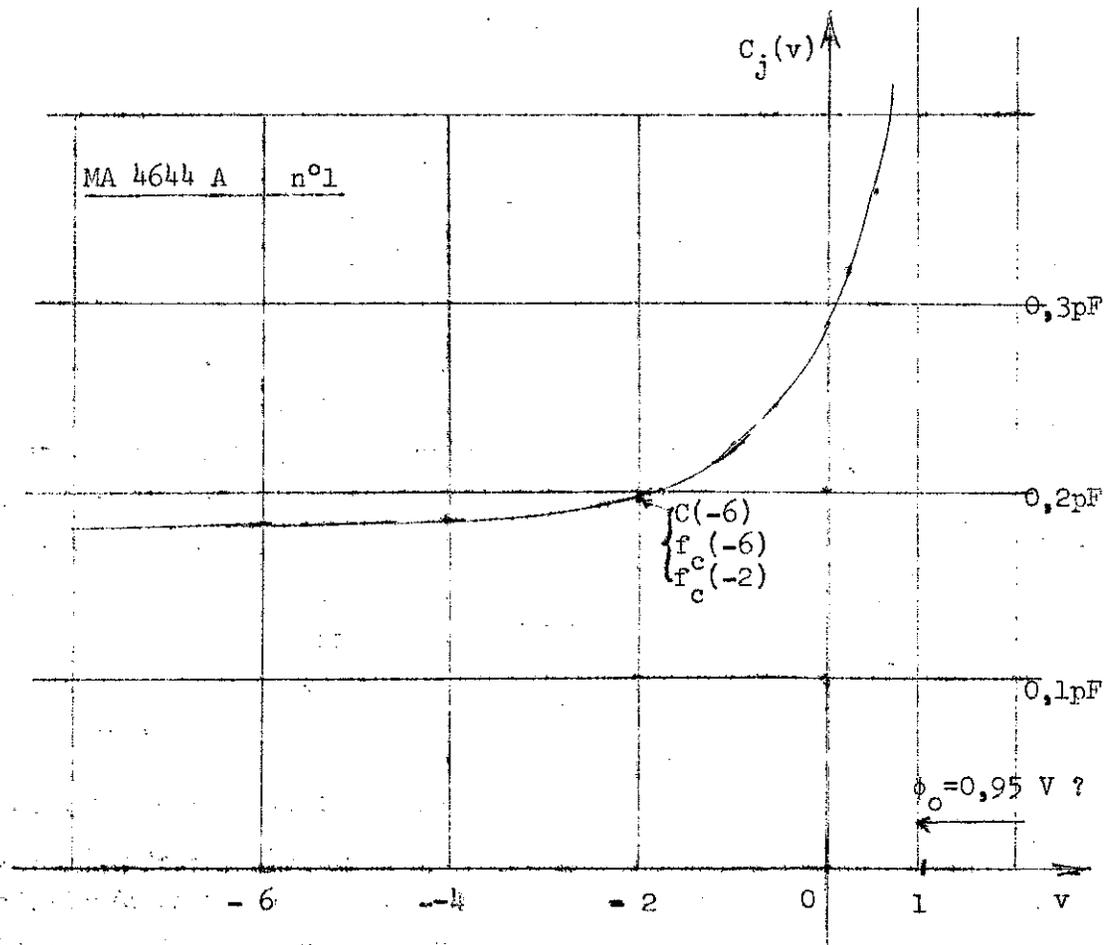


Figure 57

3°) Fréquence de coupure utile et facteur de mérite.

Au point de fonctionnement optimum, nous avons estimé C_0 auquel correspond \bar{f}_c ; donc ,

$$\bar{f}_c = f_c(0) \times \frac{C(0)}{C_0} ,$$

valeur moyenne utile de la fréquence de coupure,

$$\bar{f}_c = 217 \times \frac{0,29}{0,25} = 252 \text{ GHz}$$

A 9000 MHz, le coefficient de surtension : $Q = \frac{252}{9} = 28$ pour la jonction seule. Le facteur de mérite est donc au maximum voisin de $\gamma_1 Q = 7$. Il a été noté que les variations de capacités dynamiques (en hyperfréquence) sont certainement inférieures aux variations statiques, ou tout au moins à celles mesurées à 1 MHz. Il est souhaitable de diminuer en conséquence la variation de capacité maximum utilisable, et, par suite, le coefficient γ_1 . Ceci a été montré par D.A.E. Roberts et K. Wilson (41).

Ceux-ci avaient obtenu une diminution effective en hyperfréquence de 20% par rapport à la valeur $C_j(0)/C_j(-6)$ mesurée à 1 MHz. Nous prendrons $\gamma_1 = 0,2$ soit une diminution de 20% sur ΔC_{\max} et, par conséquent, sur $\gamma_1 \cdot \gamma_1 Q$ effectif est alors de 5,6 seulement.

4°) Calcul des impédances apparentes de la diode.

Nous utiliserons le schéma équivalent décrit au chapitre V, §A,4 figure 24. Les éléments du boîtier sont toutefois différents : $L = 0,8$ nH et $C_c = 0,18$ pF en moyenne pour le modèle MA 4644 A.

(a) Fréquence signal. La résistance calculée à partir des valeurs de f_c et C_j est :

$$R_s = \frac{1}{2\pi f_c(-6) C_j(-6)} = 2,54 \Omega$$

La partie réelle de l'impédance R'_s définie au chapitre V, § A,4 n'est autre que : (voir l'annexe n°6) :

$$R'_s = \frac{R_s}{\left[1 - C_c \omega_1 \left(L\omega_1 - \frac{1}{C_j \omega_1} \right) \right]^2 + R_s^2 C_c^2 \omega_1^2}$$

Nous choisissons la fréquence $\omega_1/2\pi = 8800$ MHz pour laquelle le circuit est accordé à faible niveau sur la jonction (figure 58) afin d'avoir une vérification expérimentale du résultat. Pour $C_j(0) = 0,29$ pF, on trouve :

$$R'_s \neq \frac{R_s}{1,395} = 1,82 \Omega$$

Remarque : La valeur de R'_s à utiliser en présence d'une puissance de pompage correspond à $C_j = C_o = 0,25$ pF. Dans ce cas, $R'_s = R_s/1,635 = 1,55 \Omega$.

La partie imaginaire de l'impédance de la diode est donnée par :

$$X'_1 = L\omega_1 \frac{\left(1 - \frac{1}{LC_j \omega_1^2} \right) \left[1 - C_c \omega_1 \left(L\omega_1 - \frac{1}{C_j \omega_1} \right) \right] - \frac{R_s^2 C_c}{L}}{\left[1 - C_c \omega_1 \left(L\omega_1 - \frac{1}{C_j \omega_1} \right) \right]^2 + R_s^2 C_c^2 \omega_1^2}$$

Le calcul numérique pour $C_j = C_o$ et $\frac{\omega_1}{2\pi} = 8900$ MHz donne :

$$X'_1 = 44,74 \frac{(1 - 1,599) \left[1 - 0,01007 (-26,79) \right] - 0,00145}{(1 + 0,27)^2 + (0,0256)^2}$$

$$X'_1 = -21,2 \Omega$$

(b) Fréquence image. La fréquence f_2 est déterminée par la fréquence de pompage et la fréquence de signal, soit $f_2 = 17\ 000$ MHz. L'impédance apparente a pour partie imaginaire, théoriquement :

$$X'_2 = \frac{(1 - 0,438) \left[1 - 0,0192 \times 48,05 \right] - 0,00145}{(1 - 0,0192 \times 48,05)^2 + (0,0483)^2} \times 85,5$$

La formule est identique à celle de X'_1 , sauf que ω_1 est remplacé par ω_2 . On trouve :

$$X'_2 = 427,7 \Omega$$

(c) Fréquence de pompage. Pour des raisons d'ordre pratique exposées plus loin, f_p a été choisie à environ 26 000 MHz. Le calcul numérique de X'_p donne :

$$X'_p = \frac{(1 - 0,187) (1 - 0,0294 \times 106,20) - 0,00145}{(1 - 3,228)^2 + (0,075)^2} \times 130,69$$

$$X'_p = -47,7 \Omega$$

La partie réelle de l'impédance est : $R'_p = 0,51 \Omega$

B. SENSIBILITE THEORIQUE LIMITE.

1°) Le facteur de bruit minimum.

Il dépend du facteur de mérite seulement, à condition d'optimiser la fréquence de pompage et l'impédance du générateur. Le rapport $f_{p \text{ opt}}/f_1 = \sqrt{1 + (\gamma_1 Q)^2} = 5,7$. La fréquence de pompage optimum est alors $f_{p \text{ opt}} \neq 51$ GHz. De même, l'impédance optimum du générateur est telle que $R_g/R'_s = \sqrt{1 + (\gamma_1 Q)^2}$. Le facteur de bruit serait, dans ces

conditions :

$$F_{\min} = 1 + \frac{2}{\gamma Q} + \frac{2}{(\gamma Q)^2}$$

$$F_{\min} = 1,42 \quad (1,53 \text{ db})$$

2°) Facteur de bruit non optimum.

- Effet d'une diminution de la fréquence de pompage. En réalité, nous avons utilisé une fréquence f_p inférieure à $f_{p \text{ opt}}$. Soit $f_p = 26 \text{ 000 MHz}$, $f_p/f_1 \neq 2,95$. Le facteur de bruit est donné par la relation:

$$F = \frac{(\gamma_1 Q)^2}{\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_p}\right) \left[(\gamma_1 Q)^2 - \frac{\omega_p}{\omega_1} + 1 \right]}$$

dans laquelle R_g est supposé implicitement avoir sa valeur optimum, soit

$$\frac{R_g}{R'_s} = \frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma_1 Q)^2 - 1$$

$$F = 1,612 \quad (2,07 \text{ db})$$

Il peut sembler à priori que les possibilités de cette diode sont mal utilisées. Cependant, des tests réalisés ont montré qu'il était pratiquement impossible de "pomper" cette diode au-dessus de 30 GHz, la puissance de pompage nécessaire étant prohibitive. Aussi, le choix d'une fréquence de pompage inférieure à 30 GHz est-elle, d'un point de vue pratique, rendue nécessaire.

- Effet d'une diminution de l'impédance R_g . Des considérations théoriques montrent que la valeur maximum possible de R_g/R'_s qui permet d'obtenir un gain infini est, comme nous venons de le voir :

$$\frac{R_g}{R'_s} = \frac{\omega_1}{\omega_2} (\gamma_1 Q)^2 - 1 \approx 15,0$$

Cette expression se transforme si la fréquence de pompage est optimum, dans ce cas : $R_g/R'_s = \sqrt{1 + (\gamma_1 Q)^2} = 5,7$.

En fait, la limite théorique ne peut pas être atteinte en pratique si l'on veut obtenir un gain élevé. On se rappelle que l'impédance négative responsable de l'amplification est :

$$R = \frac{-\gamma_1^2}{C_0^2 \omega_1 \omega_2 Z_2}$$

R n'est réelle et maximum en valeur absolue que lorsque Z_2 est réelle, c'est-à-dire quand l'accord du circuit image est réalisé. La condition d'accord n'est jamais réalisée aux extrémités des bandes de fonctionnement tant pour le circuit de signal que pour le circuit image. Aussi, est-il nécessaire de diminuer R_g en-dessous de la valeur limite théorique.

Pour déterminer R'_s expérimentalement, nous avons mesuré le T.O.S. minimum ρ du circuit de signal au voisinage de 9000 MHz (figure 58, a). La partie imaginaire de l'impédance de la diode était accordée. Alors seules subsistaient R'_s et les pertes dues aux contacts. On a pu déduire $R'_s \neq R_g/\rho = 1,8\Omega$ où R_g est l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale dans laquelle se trouvaient la diode. Ceci est en très bon accord avec la valeur R'_s que nous avons calculée. L'impédance R_g choisie vaut $13,4\Omega$. Elle est telle que : $R_g/R'_s = 7,5$. Quand l'amplificateur fonctionne cependant, $R_g/R'_s = 8,65$. Ce rapport est intermédiaire entre les deux valeurs correspondantes aux deux cas limites cités précédemment. Il en résulte une perte supplémentaire de sensibilité. Le facteur de bruit est dans ce cas donné par :

$$F = 1 + \frac{R'_s}{R_g} \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_2} \right) + \frac{\omega_1}{\omega_2}$$

on trouve, $F = 1,688$ (2,27 db)

La perte de sensibilité se traduit par un accroissement du facteur de bruit d'environ 0,2 db. Par contre, l'abaissement de la fréquence de pompage est responsable d'un accroissement de 0,55 db, ce qui est nettement plus défavorable quoique inévitable. En contrepartie, deux avantages ressortent de ces faits : le premier est que la source de pompage à 26 000 MHz est moins onéreuse qu'elle ne le serait à 51 000 MHz ; le deuxième est qu'il est relativement aisé d'obtenir

un gain important (20 db) sans pour autant "surconduire" la diode.
Ceci pourrait être une cause supplémentaire de dégradation pour la
sensibilité de l'amplificateur paramétrique.

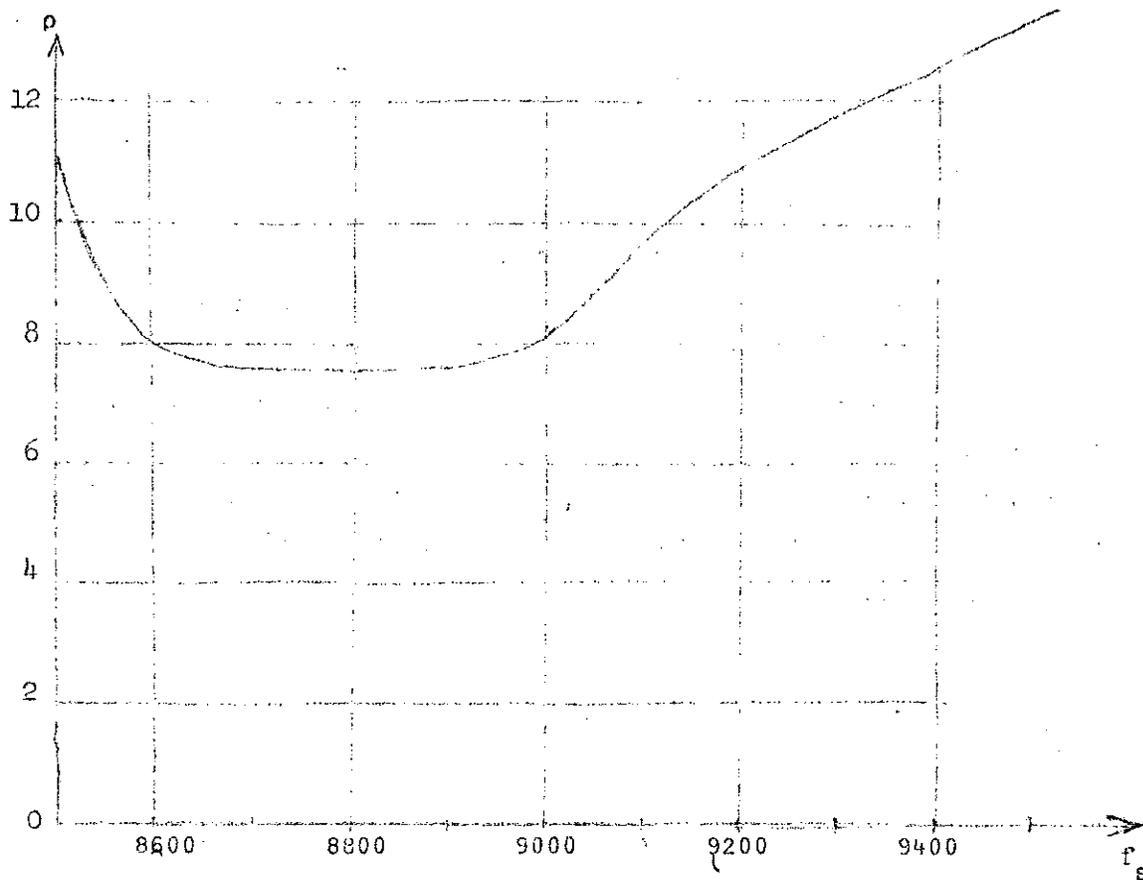


Figure 58 a

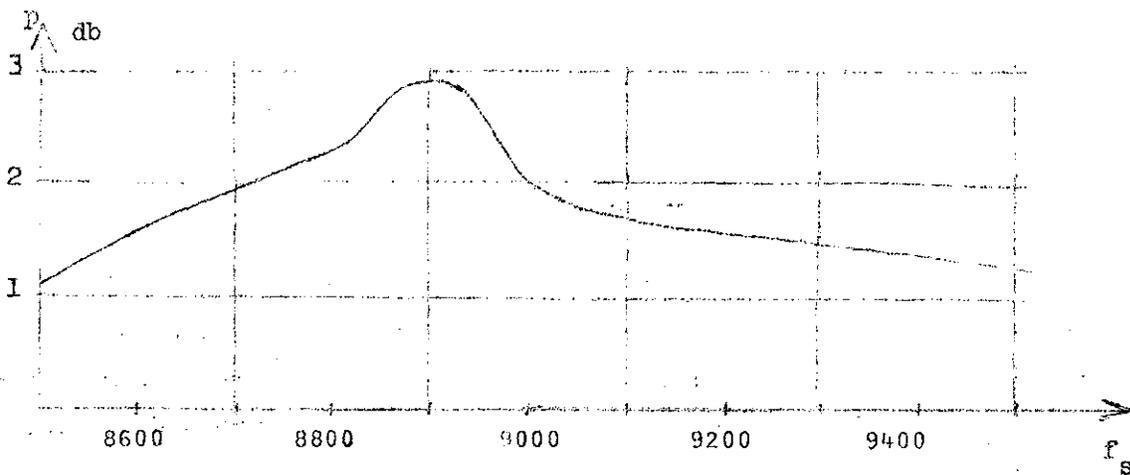


Figure 58 b

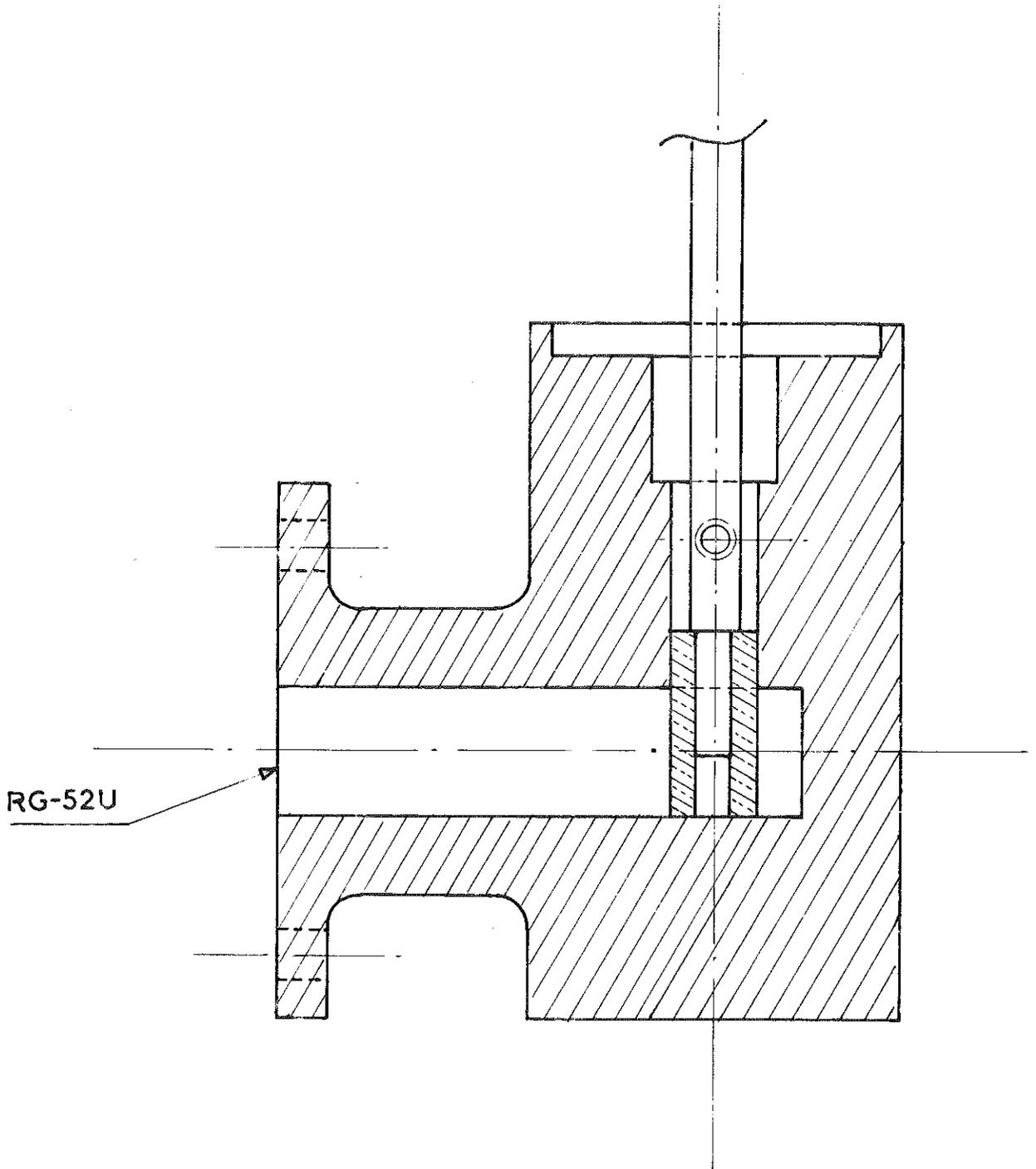
C. DESCRIPTION DES CIRCUITS CONSTITUANT L'AMPLIFICATEUR.

1°) Circuit de signal.

Il est constitué essentiellement d'une transition guide-coaxial à bande large et T.O.S. faible permettant de passer du guide RG 52/U à un coaxial d'impédance caractéristique $33,5 \Omega$ (celle-ci étant intermédiaire entre l'impédance du guide voisine de 400Ω et l'impédance $R_g = 13,4 \Omega$). Puis un transformateur d'impédance, en coaxial, à profil conique sur une longueur supérieure à λ_1 permet d'atteindre la valeur R_g désirée. Une portion de ligne d'impédance R_g constante est pourvue d'un filtre de réjection pour la fréquence f_2 et transparent pour f_1 (voir figure 59). A l'extrémité de cette ligne est montée la diode. Enfin, au-delà de celle-ci, le circuit est terminé par l'impédance d'accord permettant d'annuler la partie imaginaire X_1 de l'impédance de la diode.

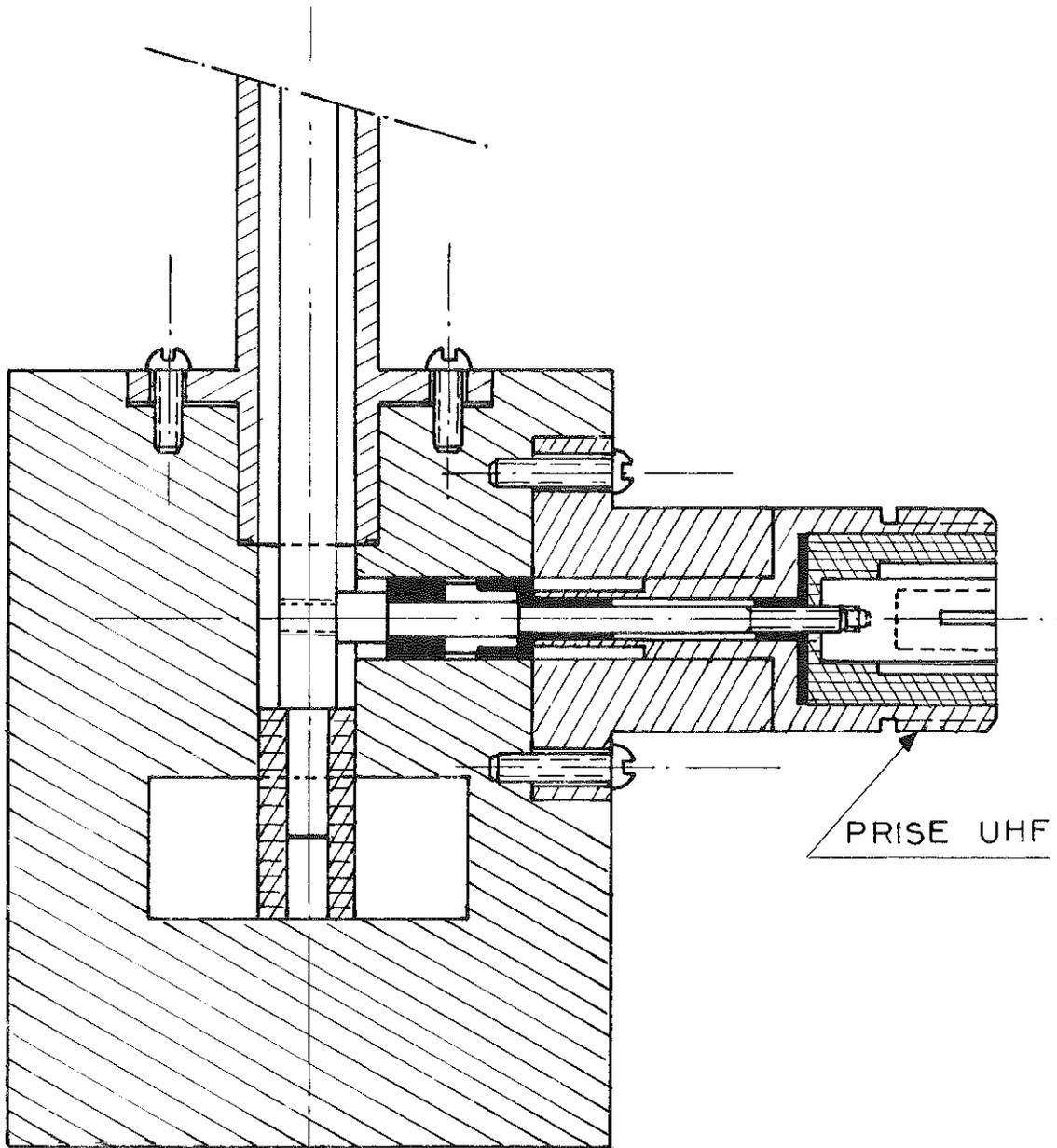
Figure 59

(a) Transition guide-coaxial. La transition guide-coaxial dont le schéma est donné sur la figure 60, a comporte en particulier un "stub" dont le rôle est double. D'une part, il permet d'accroître la bande passante de la transition. Pour cela, comparer les deux courbes de T.O.S. de la figure 61.



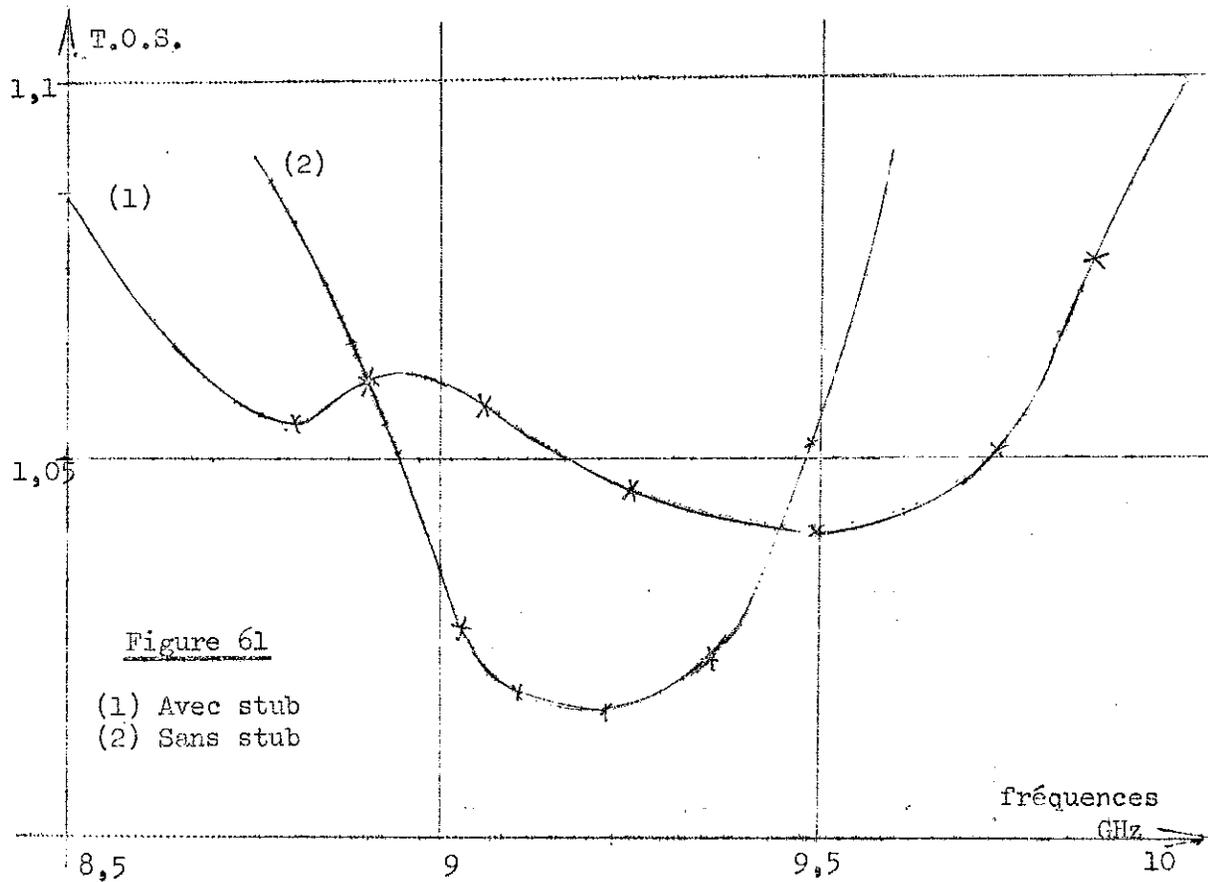
TRANSITION GUIDE - COAXIAL

Figure 60 a



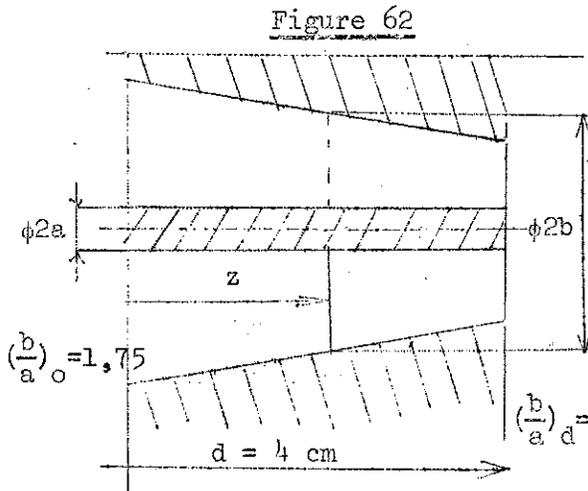
TRANSITION GUIDE - COAXIAL BANDE X.

Figure 60 b



(La théorie de ce dispositif est issue de l'ouvrage de G.L. Ragan, ³³§ 6.7). D'autre part, il est possible par une construction du "stub" adaptée de sortir la composante continue qui peut exister entre le conducteur central et le conducteur extérieur de la ligne (figure 60,b). Le principe est celui du piège $\lambda/4$ utilisé dans une monture de cristal détecteur.

(b) Transformateur d'impédance (figure 62). Le transformateur d'impédance crée un T.O.S. relativement petit qu'il est difficile de mesurer intrinsèquement à cause des réflexions parasites apportées par tout système de raccordement



Les réflexions dues au transformateur peuvent être estimées par un calcul. On a :

$$\left(\frac{b}{a}\right)_z = \left(\frac{b}{a}\right)_o - 0,5 \frac{z}{d}$$

L'impédance caractéristique à l'abscisse z :

$$Z_z = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \text{LOG}\left(\frac{b}{a}\right)_z$$

Nous référant à G.L. Ragan (³³ § 6.1), nous calculons $d(\text{Log } Z_z)/dz$

$$\text{Log } Z_z = \text{Log } \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} + \text{Log Log } \left(\frac{b}{a}\right)_z$$

$$\frac{d(\text{Log } Z_z)}{dz} = \frac{-0,5/d}{\left(\frac{b}{a}\right)_z} \frac{1}{\text{Log}\left(\frac{b}{a}\right)_z}$$

A l'abscisse $z = 0$,

$$\left[\frac{d(\text{Log } Z_z)}{dz} \right]_0 = \frac{-0,5}{4 \times 1,75} \times \frac{1}{\text{Log } 1,75} = -0,128$$

A l'abscisse $z = d$,

$$\left[\frac{d(\text{Log } Z_z)}{dz} \right]_d = \frac{-0,5}{4 \times 1,25} \times \frac{1}{\text{Log } 1,25} = -0,448$$

Ces deux quantités se retranchent vectoriellement en tenant compte du facteur de phase $e^{-j4\pi\frac{d}{\lambda}} = e^{-j4,75\pi}$ pour la fréquence $f_1 = 8900$ MHz (chapitre V, § C,4). On trouve que le module du coefficient de réflexion \mathcal{R}_0 est :

$$|\mathcal{R}_0| = \frac{\lambda}{8\pi} \times 0,55 \quad \text{soit} \quad |\mathcal{R}_0| \neq 0,074$$

Le T.O.S. correspondant est $\rho = 1,16$.

(c) Filtre de réjection. Le filtre de réjection placé sur la portion de ligne d'impédance caractéristique $Z_d = R_g$ est basé sur le même principe que celui décrit précédemment au chapitre V, § C,5. Toutefois, les deux éléments quart d'onde pour la fréquence image sont constitués par des rondelles de Stycast de constante diélectrique relative $K_e = 10$. L'espacement des rondelles a été ajusté à une valeur optimum pour que le T.O.S. soit négligeable à la fréquence de signal. Pour la fréquence image, le filtre présente un T.O.S. $\rho > 80$ au voisinage de 17 000 MHz. De la sorte, le module du coefficient de réflexion est sensiblement voisin de l'unité et le filtre se comporte comme un court-circuit. Notons enfin que la distance du filtre à la diode (de l'ordre de 1 cm) est un compromis ; les modes évanescents

non T.E.M. qui peuvent être excités localement ne doivent pas interagir avec la diode, au risque de compromettre le bon fonctionnement du circuit de signal. Enfin, les impédances réactives dues à la présence du filtre, pour les fréquences image f_2 et de pompe f_p , doivent être, au niveau de la diode, sinon favorables, du moins non défavorables au fonctionnement des circuits correspondants.

(d) Circuit d'accord. Le circuit d'accord est constitué d'une ligne coaxiale court-circuitée à une extrémité munie d'un "stub"

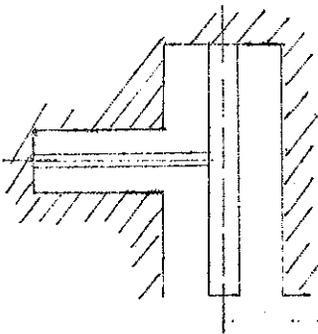


Figure 63

c'est-à-dire d'une ligne secondaire en parallèle sur la première. Le schéma est celui de la figure 63. La justification d'un tel circuit est le nombre de paramètres supplémentaires dont on dispose pour avoir un comportement déterminé en fonction de la fréquence. L'explication en sera donnée au chapitre D.

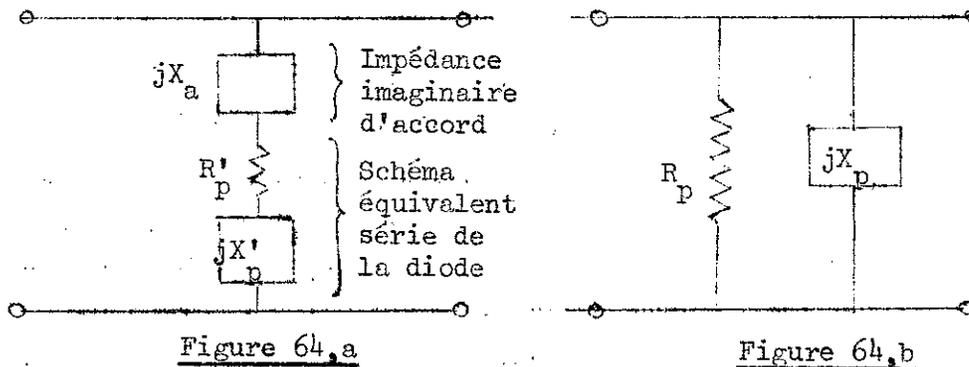
2°) Circuit image.

Ce circuit est identique quant au principe à celui que nous avons décrit au chapitre V § B,3. En particulier, le schéma équivalent est celui de la figure 27 à la différence près que l'impédance imaginaire Z_B n'est plus une simple ligne coaxiale mais le circuit de la figure 63.

3°) Circuit de pompage.

La fréquence de pompage a été choisie proche de 26 000 MHz. La source de puissance est un klystron Haute Tension E.M.I. de type R 9602 qui délivre une puissance de l'ordre de 150 mW à la fréquence précitée. La sortie de ce klystron est faite sur un guide RG 53/U (dimensions intérieures : 10,67 × 4,32 mm).

(a) Choix des dimensions du guide de pompage. L'élément de guide qui contient la diode est de hauteur réduite ($b = 0,4$ mm) adaptée à sa longueur. Ceci permet de ne pas introduire d'impédances parasites en série, qui rendent la sélectivité des circuits plus grande. De plus, "l'impédance du guide d'onde" est diminuée, ce qui, apparemment, facilite l'adaptation de la diode.



La diode est équivalente à une impédance $R'_p + jX'_p$ pour la fréquence f_p . A celle-ci sont ajoutées en série les impédances du circuit d'accord et du circuit d'entrée que nous appellerons globalement jX_a (figure 64,a). L'ensemble de ces éléments se trouve branché en parallèle sur le guide d'onde. Il est possible de faire un schéma parallèle équivalent au précédent (figure 64,b). On trouve $R_p = R'_p + \frac{(X_a + X'_p)^2}{R'_p}$. Nous ne ferons pas ici de calcul numérique dont le résultat R_p serait illusoire. Nous pouvons, cependant, penser que $X_a + X'_p$ doit être assez petit dans la bande de fonctionnement du circuit de pompage (quelques ohms). S'il n'en était pas ainsi, les courants dans la branche série de la figure 64,a seraient négligeables et la modulation de capacité de la jonction serait faible. R_p doit être au plus de quelques dizaines d'ohms et $X_p = -(X_a + X'_p + \frac{R_p^2}{X_a + X'_p})$ de quelques ohms. Cette partie réactive jX_p est accordée au moyen d'un court-circuit situé au-delà de la diode. La partie réelle R_p se trouve en parallèle sur le guide dont l'impédance donnée par Sarbacher et Edson (⁴² § 6,16) a pour valeur $\frac{V}{I} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_g}{\lambda} \frac{\pi}{2} \frac{b}{a}$. Dans cette expression, V est l'intégrale du champ électrique E dans

l'axe du guide et parallèlement au champ E. I représente l'intégrale des courants de surface longitudinaux sur une grande face de largeur a. Le calcul numérique montre à 26 000 MHz que $V/I = 56,8 \Omega$; ce qui est du même ordre de grandeur que R_p .

Il est de plus nécessaire que la fréquence de coupure de l'élément de guide contenant la diode soit supérieure à 17 000 MHz pour que seule la fréquence f_p puisse se propager. Nous avons utilisé un guide de largeur, $a = 7,11$ mm (largeur du guide RG 96/U) sur 32,5 mm de long, ce qui assure un isolement > 70 db à la fréquence f_2 (chapitre V, § B,2,b). La fréquence de coupure correspondante est de 21 076 MHz.

(b) Adaptateurs de guides d'onde (³³ § 6;16). Les dimensions du guide d'onde étant différentes, d'une part à la sortie du klystron et, d'autre part à l'endroit de la diode, des éléments d'adaptation sont nécessaires. Ceux-ci doivent fonctionner avec un faible T.O.S. et dans une bande de fréquence confortable autour de 26 000 MHz. Nous avons résolu le problème en deux étapes.

Un premier élément de guide de hauteur $b = 4,31$ mm est de largeur linéairement variable de 10,67 mm à 7,11 mm. Comme il a été vu que le coefficient de réflexion était la combinaison des coefficients de réflexion des deux extrémités moyennant un terme de phase, on s'arrange pour que :

$$e^{-2 \int_0^{z_1} j\beta dz} = n \text{ (nb entier } > 0)$$

Dans ces conditions, les coefficients de réflexion des deux extrémités sont en opposition de phase et leurs modules se retranchent. D'autre part, on peut les rendre indépendamment plus faibles en faisant un élément de guide suffisamment long (z_1) tout en maintenant la condition $2 \int_0^{z_1} j\beta(z) dz = j 2\pi \cdot n$,

$$\int_0^{z_1} \beta(z) dz = n \cdot \pi$$

ou,

$$2 \int_0^{z_1} \frac{dz}{\lambda_g(z)} = n$$

Nous avons calculé graphiquement la valeur moyenne de $1/\lambda_g(z)$ indépendante de z_1 : $[1/\lambda_g]_{\text{moyen}} = 0,65 \text{ cm}^{-1}$ pour $f_p = 26 \text{ 000 MHz}$:

$$z_1 = \frac{n}{2 [1/\lambda_g]_{\text{moyen}}} = 0,77 \text{ n cm}$$

Nous avons choisi $n = 4$; la longueur de l'élément de guide est alors : $z_1 = 3,08 \text{ cm}$.

Un deuxième élément de guide de largeur constante $a = 7,11 \text{ mm}$ permet d'effectuer la transition entre $b_5 = 4,31 \text{ mm}$ et $b_0 = 0,4 \text{ mm}$. Il est constitué de quatre sections de longueurs voisines de $\lambda_g/4$,

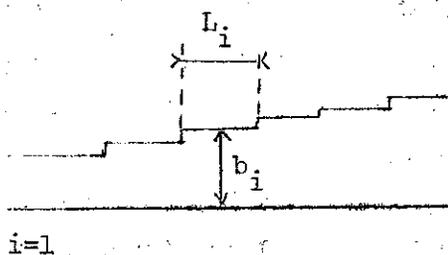


Figure 65

figure 65. Un tel transformateur d'impédance en escalier se calcule aisément d'après la théorie de L. Young (37 et 43). Les éléments nécessaires au calcul sont le rapport des hauteurs extrêmes $b_5/b_0 = 10,77$, les fréquences d'utilisation limites et le T.O.S. maximum dans la bande de fréquence. Un calcul préliminaire a montré qu'il était théoriquement possible entre 25 000 MHz et 36 000 MHz

d'obtenir un T.O.S. $\rho \leq 1,1$ avec un transformateur constitué de quatre sections intermédiaires. Nous avons calculé numériquement les caractéristiques L_i et b_i de chaque section et réalisé le transformateur correspondant. Expérimentalement, nous avons mesuré le T.O.S. des deux éléments adaptateurs montés bout à bout dans la gamme de fréquence 22000-26500 MHz. Le T.O.S. reste inférieur à 1,1 de 24 000 MHz à 26 500 MHz. Ceci est largement suffisant pour l'utilisation actuelle de ces éléments dans quelques centaines de MHz autour de 26 000 MHz.

D. MESURE DES IMPEDANCES DE LA DIODE ET RECHERCHE D'UN POINT DE FONCTIONNEMENT.

1°) Circuit de signal - Méthode de détection.

Cette méthode décrite au chapitre V, § C,1 permet d'obtenir de façon quasi instantanée la courbe de réponse du circuit de signal, aux imperfections près de la source balayée en fréquence et de la transition guide-coaxial décrite dans ce chapitre. On obtient généralement un accord parasite relativement étroit (une centaine de MHz) en plus d'un accord principal de l'ordre de 500 à 1000 MHz de largeur (figure 66). L'accord parasite résulte des interactions de la monture et de la diode. On cherche également à éviter les mauvais contacts qui donnent le plus souvent des résultats non reproductibles. Nous avons représenté sur la figure 67 la variation d'impédance de l'ensemble diode et monture, obtenue avec plusieurs impédances imaginaires de valeurs différentes. La fréquence de résonance série est de l'ordre de 8600 MHz. La valeur calculée en prenant $C_j(0) = 0,29$ pF est de 10 450 MHz.

Figure 66

Or, deux paramètres seulement interviennent, L et C_j . L est une moyenne statistique des mesures faites en hyperfréquence par le fabricant sur plusieurs diodes de même type. Il est difficile de critiquer la valeur de L et de s'attendre à de gros écarts autour de cette moyenne. Cependant, il est possible que la monture soit

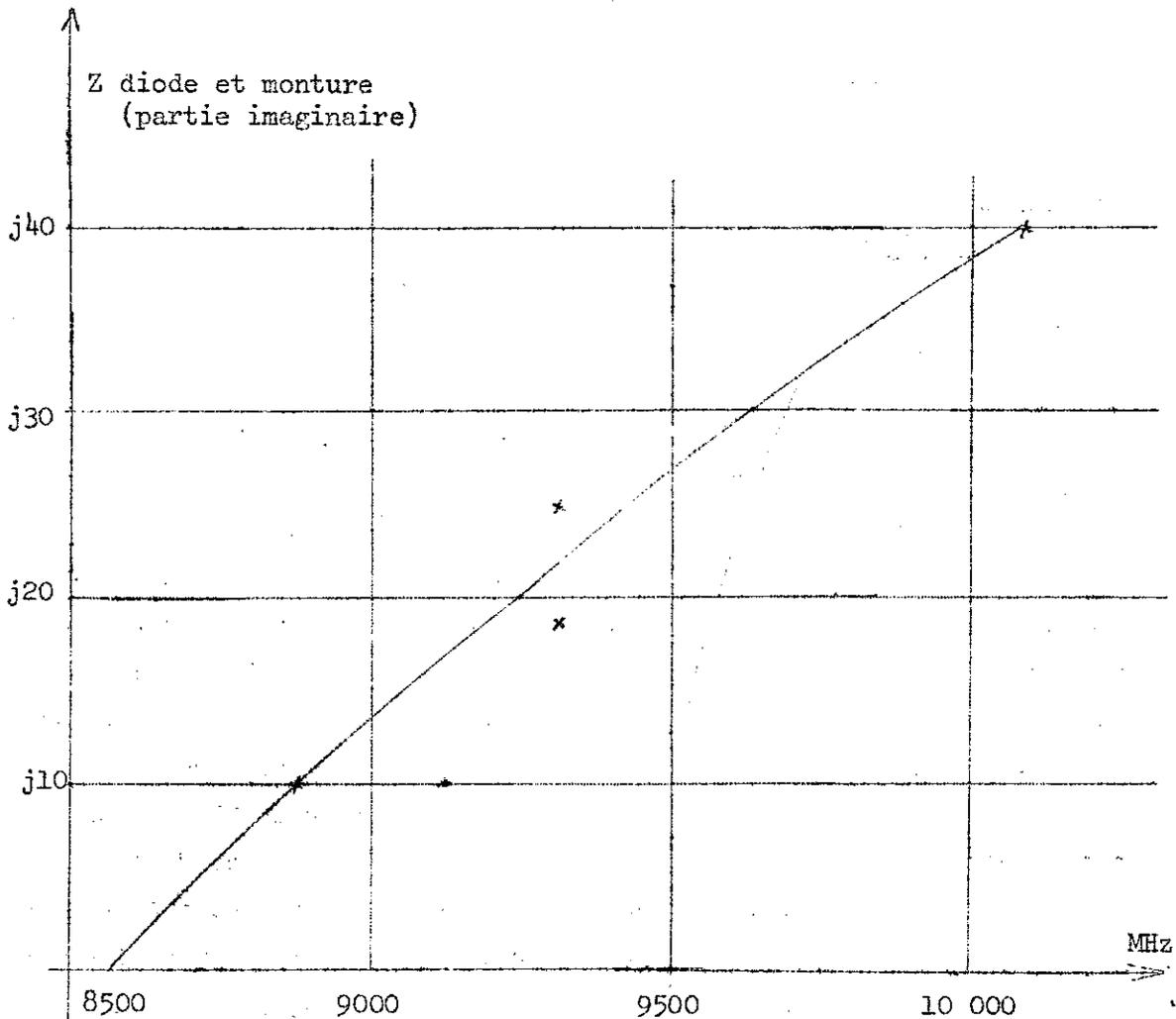


Figure 67

responsable d'une self supplémentaire en série, de quelques dixièmes de nH. Toutefois, la monture avec laquelle la mesure a été faite n'avait que 0,4 mm d'épaisseur, ce qui est une faible fraction de la longueur totale de la diode (5,4 mm). On ne peut pas raisonnablement penser à cette seule explication. Notons que C_j est une grandeur mesurée à 1 Mz. Il n'est pas impossible qu'aux environs de 10 000 MHz, sa valeur soit légèrement différente. Roberts et Wilson (⁴¹) ont effectivement constaté que C_j en hyperfréquence était supérieur à la valeur mesurée en H.F. de 50% environ. Si nous prenons $C_j = 0,4$ pF, nous trouvons pour fréquence de résonance série, 8900 MHz avec $L = 0,8$ nH. En outre, un tel effet explique, en partie, le désaccord entre la valeur de la réactance X_1' mesurée à 8900 MHz, $X_1' \neq j 10 \Omega$, et la valeur calculée, $X_1' = -j 21,2 \Omega$. Il est probable qu'effectivement les deux effets sur L et C_j contribuent à diminuer la fréquence de résonance série observée, mais il serait douteux d'affirmer lequel des deux est prédominant.

2°) Circuit image - Méthode de transmission.

C'est la méthode décrite au chapitre V, § C,2. Cependant, outre l'impédance $Z_B = -X_2'$ cherchée (figure 35), la diode est connectée à un court-circuit hyperfréquence constitué par le filtre décrit au paragraphe C,1,c de ce chapitre. Ceci est possible parce que nous nous contentons d'un domaine de fréquence étroit autour de 17 000 MHz, soit ± 500 MHz ($\pm 3\%$). Les caractéristiques du filtre sont suffisamment constantes dans cette plage. La polarisation de la diode, comprenant une modulation sinusoïdale superposée à une tension continue réglable, est introduite par la ligne coaxiale supportant le filtre. L'accord du circuit image est réalisé à la fréquence pour laquelle la puissance transmise contient l'harmonique 2 de la fréquence de modulation. Par retouches successives de l'impédance Z_B , nous avons déterminé la valeur expérimentale nécessaire pour amener l'accord du circuit à 17 000 MHz. Cette valeur est $-jX_2' = j 39 \Omega$.

Evidemment, ce résultat ne s'accorde pas du tout avec la valeur calculée $X_2' = 427,7 \Omega$ (ni en signe). Cependant, nous devons remarquer que cette dernière valeur correspond à $C_j = C_o = 0,25$ pF pour laquelle la fréquence de résonance parallèle calculée est $f_{rp} = 17 400$ MHz. Si on calcule X_2' pour $C_j = 0,4$ pF, on trouve $X_2' = -309 \Omega$ et la fréquence de résonance parallèle f_{rp} est de 16 000 MHz. Nous voyons que la fréquence f_{rp} est, dans un cas, supérieure, dans l'autre, inférieure à 17 000 MHz. Ceci explique d'une part, le changement de signe de X_2' , d'autre part, les variations importantes de la réactance apparente en fonction de C_j .

3°) Circuit de pompage - Méthode par réflexion.

Le but du circuit de pompage est de fournir une puissance déterminée à la diode pour obtenir la modulation de capacité maximum compatible avec les caractéristiques de la jonction. Pour cela, il est souhaitable que la résistance R_s de la jonction soit adaptée au circuit de pompage et donc que la réactance totale à la fréquence f_p soit nulle. Si cette dernière condition est loin d'être réalisée, on constate que la puissance transmise à la jonction est très petite

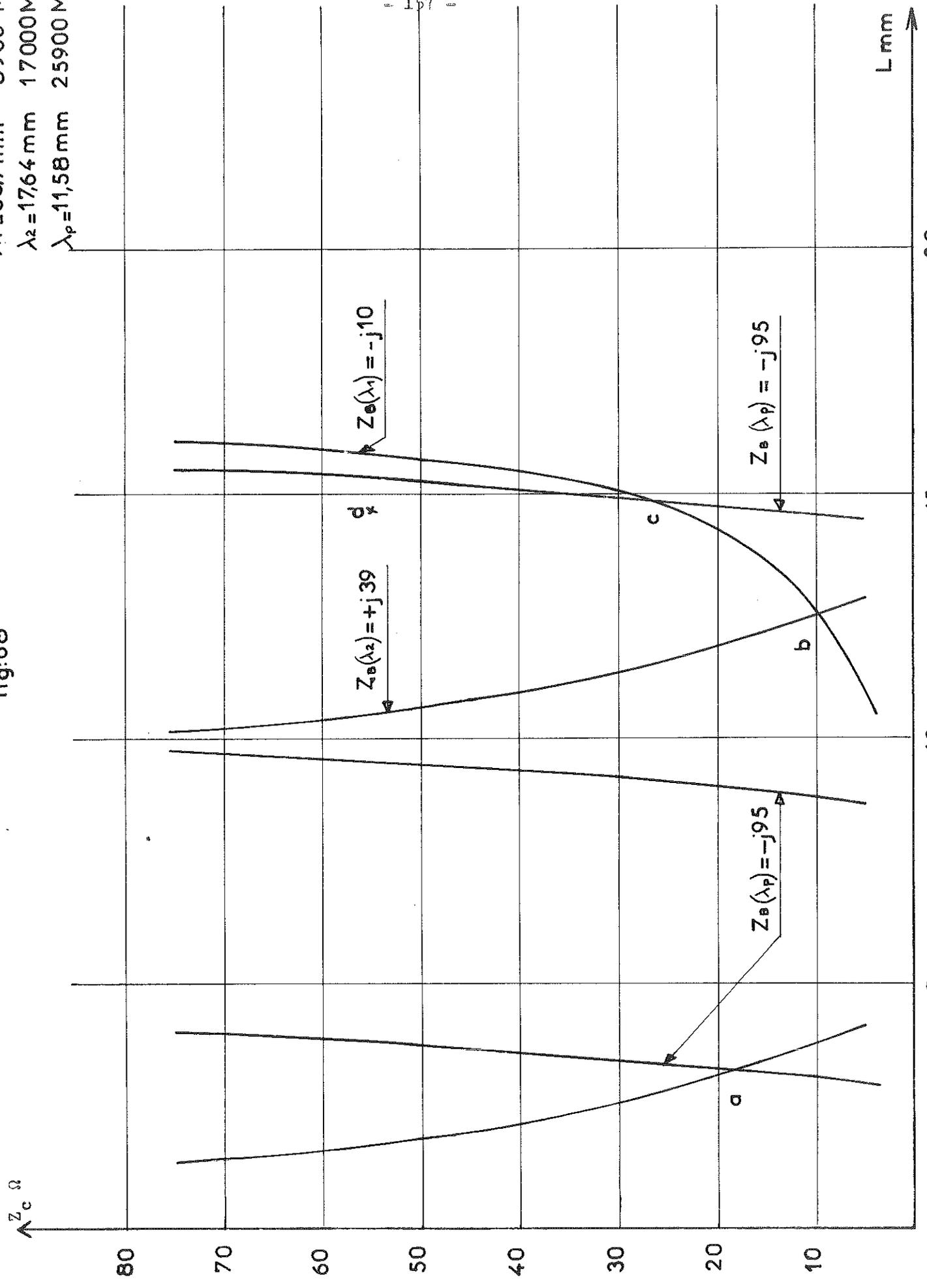
par rapport à la puissance disponible. De plus, le coefficient de transmission diminue très rapidement en changeant la fréquence f_p . Quand l'accord du circuit est presque réalisé au moyen d'une réactance additionnelle jX_a (figure 64, a), $j(X_a + X'_p) \sim 0$. Soit $\left| \frac{X_a + X'_p}{X_a} \right| \leq 0,05$ ou $0,1$. Il est alors possible d'annuler le coefficient de réflexion du circuit de la figure 64 b au moyen d'un piston d'adaptation situé au-delà de la diode. Seule subsiste la résistance équivalente R_p en parallèle sur la ligne dont la valeur est, si on prend $|X_a + X'_p| = 50 \Omega$: $R_p \sim 50 \Omega$. Si nous modifions légèrement la réactance X'_p de la diode, les conditions d'adaptation ne sont plus parfaitement réalisées et il apparaît une puissance réfléchie. Pratiquement, nous appliquons à la diode une polarisation modulée sinusoidalement de fréquence f , comme pour le circuit image. Lorsque l'adaptation est réalisée pour une polarisation continue V_0 de la jonction, nous observons que la puissance réfléchie est modulée à la fréquence $2f$. En utilisant cette méthode de test, nous avons trouvé la réactance $-X'_p$ nécessaire à l'accord du circuit. Pour un fonctionnement correct à 26 000 MHz, $X'_p = j 95 \Omega$. Cette valeur est aussi très différente de la valeur calculée $X'_p = -47,7 \Omega$. Il est probable que l'écart soit dû en partie à l'influence de la self parasite supplémentaire de la monture. Mais nous pensons que le schéma équivalent de la figure 24, qui est une bonne représentation de la diode aux longueurs d'ondes décimétriques, est de plus en plus mauvais aux longueurs d'ondes plus courtes ; en particulier, pour $\lambda \sim 1$ cm, les dimensions internes du boîtier sont de l'ordre de $\lambda/4$.

4°) Essai de résolution graphique d'un compromis - Modification du circuit d'accord en conséquence.

Dans le montage de l'amplificateur paramétrique, nous aurons donc à réaliser simultanément trois conditions d'accord qui s'expriment par trois équations. Dans le cas d'un circuit d'accord simple, ce sont :

$\lambda_1 = 33,7 \text{ mm}$ 8900 MHz
 $\lambda_2 = 17,64 \text{ mm}$ 17000 MHz
 $\lambda_p = 11,58 \text{ mm}$ 25900 MHz

fig:6B



$$\left\{ \begin{array}{ll} Z_c \operatorname{tg} 2\pi \frac{\ell}{\lambda_1} = -10 \Omega & \lambda_1 = 3,37 \text{ cm} \\ Z_c \operatorname{tg} 2\pi \frac{\ell}{\lambda_2} = 39 \Omega & \lambda_2 = 1,76 \text{ cm} \\ Z_c \operatorname{tg} 2\pi \frac{\ell}{\lambda_p} = -95 \Omega & \lambda_p = 1,15 \text{ cm} \end{array} \right.$$

En général, le système est impossible puisqu'il n'y a que deux inconnues Z_c et ℓ . Nous allons cependant essayer de voir, au moyen d'un graphique semblable à celui de la figure 36 comment le problème se pose et, éventuellement, envisager d'autres solutions physiques. Le système d'équations ci-dessus se traduit par les séries de trois courbes périodiques en $\lambda/2$ (figure 68). Il apparaît clairement qu'aucune solution n'est possible. Seules des intersections de deux courbes permettent d'envisager l'accord de deux circuits simultanément. Pour $\ell < 25 \text{ mm}$ et $Z_c < 75 \Omega$, trois points apparaissent en a (pompe et image), en b (signal et image) et en c (pompe et signal). Il est donc souhaitable de trouver le moyen idéal de perturber l'une des trois courbes tout en maintenant les deux autres inchangées. En fait, il vient naturellement à l'esprit d'utiliser une vis située le long de la ligne coaxiale d'accord et de régler son enfoncement. Malheureusement, sauf si la ligne est très longue, on ne trouve pas un endroit situé simultanément à un nombre entier de $\lambda/2$ du court-circuit pour deux des longueurs d'onde intéressantes. Un autre inconvénient de la vis est l'usure rapide du filetage, (donc les mauvais contacts), qui résulte d'un usage normal de ce réglage. Un "stub" de longueur réglable a cet inconvénient en moins. Ceci nous conduit au circuit d'accord de la figure 69. Le circuit le plus sensibilisé par le "stub" en paral-

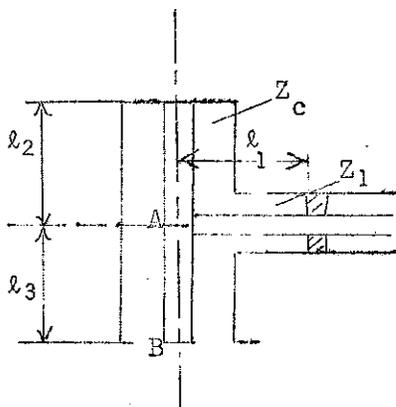


Figure 69

lèle sur la ligne principale Z_c est celui dont la longueur d'onde est la plus courte ($\frac{2\pi}{\lambda_p} \ell_2$ grand). Le moins sensibilisé sera, au contraire, celui dont la longueur d'onde est la plus grande (λ_1 dans la mesure où $\frac{2\pi}{\lambda_1} \ell_2 \ll \frac{\pi}{2}$) Nous

allons donc prendre $l_2 = \lambda_p/2$. Si $Z_c \operatorname{tg} \frac{2\pi l_2}{\lambda_1}$ est petit, le "stub" aura peu d'influence sur la réactance $Z_B(\lambda_1)$. Nous pourrions alors jouer à notre gré sur les paramètres l_1 et Z_1 du "stub". En pratique, $2\pi l_2/\lambda_1 \neq 61^\circ$ n'est pas suffisamment petit et le "stub" modifie largement l'accord de signal chaque fois que la longueur l_1 est telle que : $Z_1 \operatorname{tg}(\frac{2\pi}{\lambda_1} l_1) < Z_c \operatorname{tg}(\frac{2\pi}{\lambda_1} l_2)$.

Pour $Z_1 \sim Z_c$, il est facile de voir que vis-à-vis de l_1 , l'inégalité n'est pas remplie dans 33% des cas. Cette latitude possible sur l_1 nous a permis de trouver expérimentalement une position du court-circuit du "stub" telle que la réactance $Z_B(\lambda_2)$ est convenable et la réactance $Z_B(\lambda_1)$ assez peu modifiée. Cependant, pour obtenir une convergence des réglages, nous sommes partis d'une ligne coaxiale légèrement différente de celle définie par le point c, le point choisi étant le point d (figure 68). Ce point correspond à l'intersection de deux courbes tracées pour $f_1 = 9250$ MHz et $f_p = 26\,500$ MHz. L'influence du "stub" constatée est d'abaisser la fréquence de signal aux environs de 8900 MHz. La fréquence image se trouve, elle, fixée à 17 200 MHz. De plus, pour des raisons pratiques, il nous était difficile de diminuer trop l_3 , si bien que l_2 a été choisi légèrement inférieur à $\lambda_p/2$, soit $l_2 = 5,4$ mm. Le circuit de pompage se trouve un peu perturbé par la présence du "stub", mais il a été possible de rattraper partiellement l'adaptation du circuit à la diode par la position du piston de court-circuit situé après. Le "stub" a été finalement construit avec les cotes ainsi définies et aucune partie mécanique n'est mobile, ce qui est un grand avantage pour la stabilité de l'amplificateur. Les calculs de la réactance Z_B faits aux trois longueurs d'onde pour lesquelles l'amplificateur fonctionne donnent les résultats suivants :

$$\left\{ \begin{array}{ll} Z_B(\lambda_1) = -j \, 5,2 & \lambda_1 = 3,37 \text{ cm} \\ Z_B(\lambda_2) = +j \, 38,3 & \lambda_2 = 1,74 \text{ cm} \\ Z_B(\lambda_p) = -j \, 256,4 & \lambda_p = 1,148 \text{ cm} \end{array} \right.$$

Ces résultats obtenus expérimentalement sont en assez bon accord avec les valeurs imposées par les mesures individuelles faites sur chaque

circuit, sauf pour la longueur d'onde λ_p . Néanmoins, comme nous venons de le voir, ceci se traduit par une difficulté supplémentaire d'adaptation mais le fonctionnement de l'amplificateur est encore possible.

5°) Aperçu de synthèse d'un circuit d'accord par résolution numérique d'un système d'équations transcendantes.

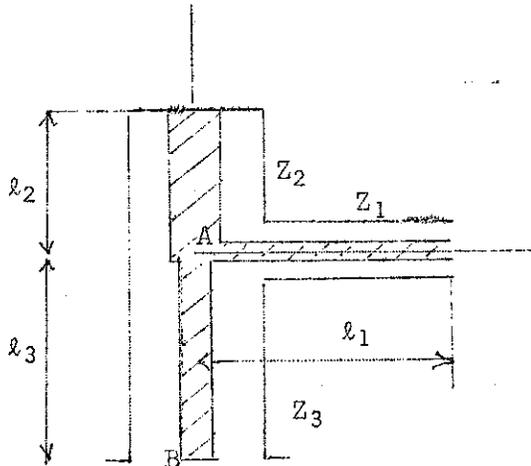


Figure 70

Le principe d'un circuit d'accord à "stub" est intéressant puisqu'il nous a permis de faire fonctionner l'amplificateur paramétrique, ce qui était rigoureusement impossible avec un circuit simple. Si nous réalisons un circuit comme celui de la figure 70, nous avons encore un paramètre supplémentaire, soit au total six paramètres indépendants. En supposant le circuit dépourvu de pertes, nous avons pour susceptance en A :

$$Y_A = -j(Y_1 \cotg \beta l_1 + Y_2 \cotg \beta l_2)$$

avec :

$$Y_1 = \frac{1}{Z_1} \qquad Y_2 = \frac{1}{Z_2}$$

La susceptance en B sera avec $Y_3 = 1/Z_3$:

$$Y_B = Y_3 \frac{-j(Y_1 \cotg \beta l_1 + Y_2 \cotg \beta l_2) + j Y_3 \tg \beta l_3}{Y_3 + (Y_1 \cotg \beta l_1 + Y_2 \cotg \beta l_2) \tg \beta l_3}$$

La réactance en B étant $Z_B = 1/Y_B$:

$$Z_B = jZ_3 \frac{Z_2 Z_3 \cotg \beta l_1 \tg \beta l_3 + Z_1 (Z_2 + Z_3 \cotg \beta l_2 \tg \beta l_3)}{Z_2 Z_3 \cotg \beta l_1 + Z_1 (Z_3 \cotg \beta l_2 - Z_2 \tg \beta l_3)}$$

En utilisant les trois réactances mesurées au chapitre VI, § D, nous pouvons donc écrire trois équations d'accord en prenant pour longueur d'onde successivement λ_1 , λ_2 , λ_p dans l'expression Z_B ($\beta = 2\pi/\lambda$). Supposons résolu numériquement ce système de trois équations à six inconnues. Pour cela, nous fixons éventuellement à priori certaines des trois inconnues supplémentaires et nous considérons les autres comme des paramètres (les impédances caractéristiques doivent être réalisables pratiquement, l'encombrement raisonnable, etc...). Ceci nous amène à choisir une solution un peu au hasard. Si les réactances mesurées sont suffisamment exactes et les caractéristiques du montage reproductibles, l'amplificateur réalisé avec un tel circuit d'accord fonctionnera correctement avec les fréquences prédéterminées. Mais la plage de fonctionnement en fréquence sera en général réduite. Elle dépendra de la bande passante de chacun des circuits que nous aurons constitués.

Ceci nous conduit à essayer d'utiliser au mieux les trois inconnues supplémentaires. Il est possible de mesurer les réactances jX' en fonction de la fréquence comme nous l'avons fait figure 67 pour le signal, à chacune des trois fréquences. Pour chaque longueur d'onde, nous imposerons donc un comportement déterminé de Z_B au voisinage de λ_1 , λ_2 et λ_p . Tout au moins, s'il n'est pas possible d'imposer que $dZ_B/d\lambda$ ait la valeur souhaitée, nous chercherons la solution pour laquelle $dZ_B/d\lambda$ s'en rapproche le plus. En résumé, les six conditions à réaliser s'écrivent :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_B(\lambda_1) + j X'_1 = 0 \end{array} \right.$$

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_B(\lambda_2) + j X'_2 = 0 \end{array} \right.$$

$$(3) \quad \left\{ \begin{array}{l} Z_B(\lambda_p) + j X'_p = 0 \end{array} \right.$$

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dZ_B(\lambda_1)}{d\lambda_1} + j \frac{dX'_1}{d\lambda_1} = 0 \end{array} \right.$$

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dZ_B(\lambda_2)}{d\lambda_2} + j \frac{dX'_2}{d\lambda_2} = 0 \end{array} \right.$$

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} \frac{dZ_B(\lambda_p)}{d\lambda_p} + j \frac{dX'_p}{d\lambda_p} = 0 \end{array} \right.$$

Les trois premières équations expriment l'accord des circuits à une fréquence ; les trois dernières expriment que la variation globale de réactance est nulle autour de la fréquence de fonctionnement. Selon

les caractéristiques que l'on désire obtenir de l'amplificateur, nous distinguerons les cas suivants :

- a) Pour une plage de fonctionnement étendue, $\Delta\lambda_1/\lambda_1$ sera grand ; les équations (1) et (4) devront être satisfaites. Cependant, $\Delta\lambda_p \neq \Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_p/\lambda_p$ sera assez grand et les équations (3) et (6) devront aussi être satisfaites.
- b) Pour une bande de fonctionnement instantanée étendue (B_{3db}) $\Delta\lambda_1/\lambda_1$ et $\Delta\lambda_2/\lambda_2$ seront importants ; les équations (1), (4) et (2), (5) devront être satisfaites.
- c) Pour un amplificateur à grande bande instantanée et accordable en fréquence, toutes les équations devront être satisfaites.

Nous avons essayé de résoudre exactement les trois premières équations par approximations de la manière suivante. Le calcul de Z_B pour deux valeurs très voisines d'un paramètre l donne la dérivée dZ_B/dl . En faisant un accroissement infinitésimal de chacun des six paramètres, on obtient un accroissement total $\Delta(Z_B)_T$:

$$\Delta(Z_B)_T = \frac{dZ_B}{dl_1} \Delta l_1 + \frac{dZ_B}{dl_2} \Delta l_2 + \frac{dZ_B}{dl_3} \Delta l_3 + \frac{dZ_B}{dZ_1} \Delta Z_1 + \frac{dZ_B}{dZ_2} \Delta Z_2 + \frac{dZ_B}{dZ_3} \Delta Z_3$$

En écrivant ceci pour les trois longueurs d'onde, on obtient un système linéaire indéterminé de trois équations et six inconnues. Nous avons essayé de résoudre ce système en fixant trois des inconnues à une valeur faible ou nulle. Mais nous n'avons pu obtenir un $\Delta Z_B(\lambda_p)_T$ suffisamment grand tout en restant dans le domaine où la linéarisation reste valable. Cependant, pour obtenir de petits écarts $\Delta(Z_B)_T$, cette méthode est pratique car elle permet de résoudre le problème avec une calculatrice de bureau. Pour de gros écarts, ce qui était notre cas, il devient indispensable de recourir à un calculateur et de programmer une méthode de résolution numérique exacte.

E. CONSTITUTION DE L'ENSEMBLE AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE ET RECEPTEUR SUPERHETERODYNE - RESULTATS OBTENUS.

1°) Schéma sinoptique.

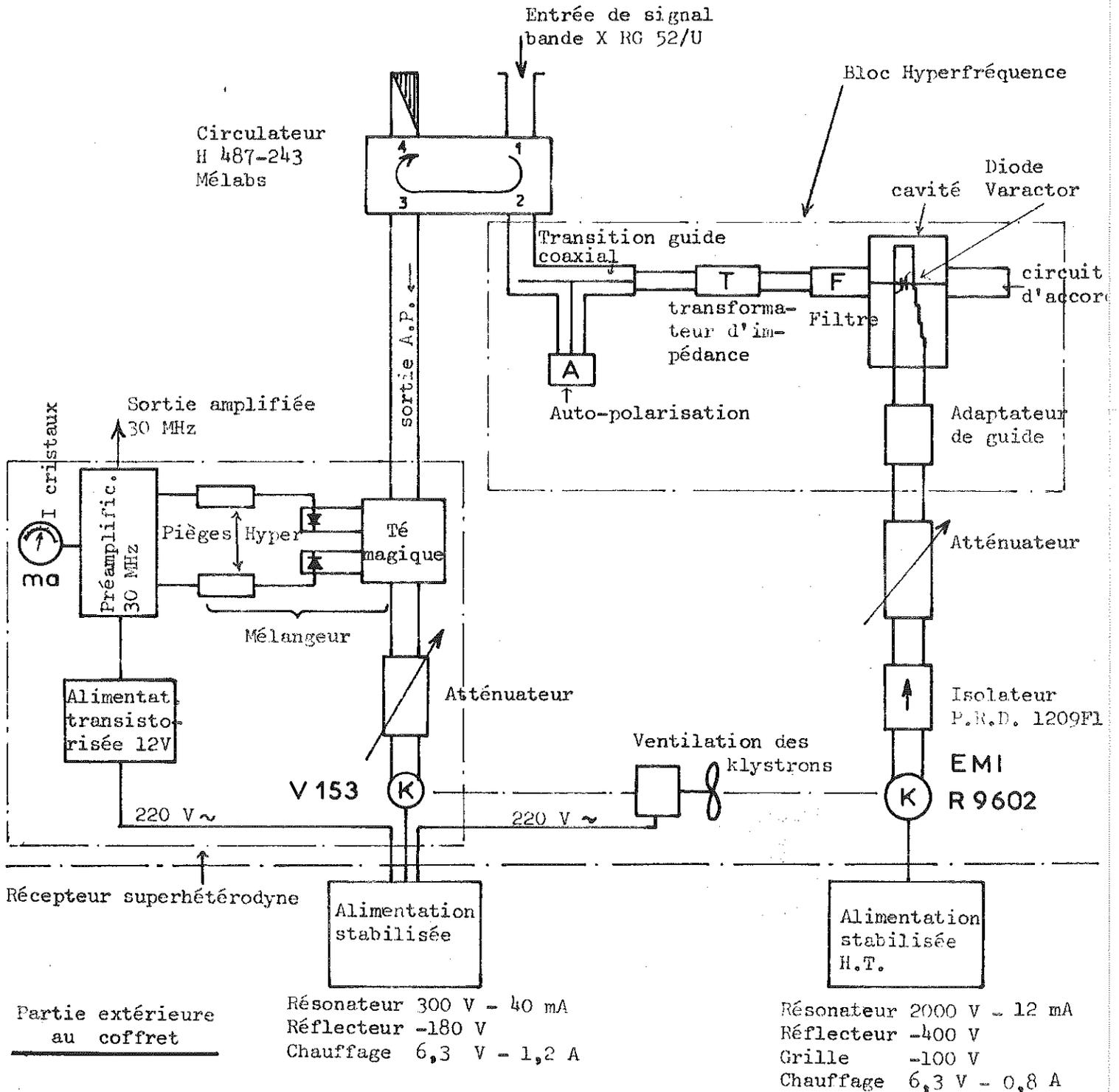


Figure 71

2°) Constitution de l'ensemble récepteur.

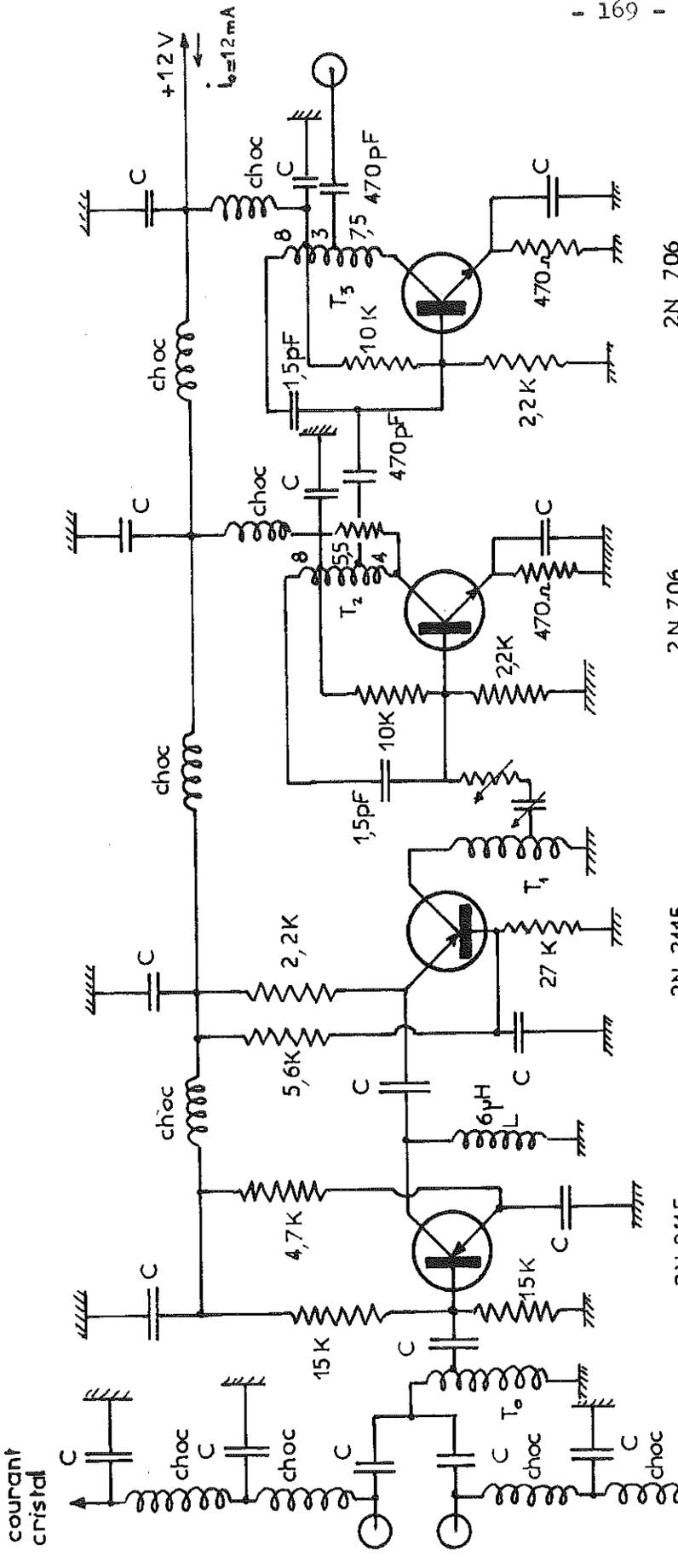
(a) Amplificateur paramétrique. Tous les éléments décrits au chapitre VI, partie C, sont rassemblés autour de la diode pour former le bloc hyperfréquence (figure 71). Il comprend une transition guide-coaxial, un transformateur d'impédance T, un filtre F, la cavité formant adaptateur de guide d'onde à largeur constante et contenant la diode, un deuxième adaptateur de hauteur constante et le circuit d'accord. Le tout assemblé est montré sur la figure 72. L'amplificateur paramétrique est complété par des éléments annexes au circuit de pompage, soit un klystron EMI R 9602, un isolateur et un atténuateur variable que nous avons également fabriqué. La séparation du signal incident et du signal amplifié est faite par un circulateur en guide à quatre portes.

Figure 72

(b) Récepteur superhétérodyne. Il est constitué essentiellement d'un mélangeur symétrique, d'un préamplificateur 30 MHz et de la branche oscillateur local. Celle-ci comporte un klystron de faible puissance V 153 et un atténuateur variable. Le préamplificateur réalisé par

Monsieur Molé est transistorisé (figure 73). Il est alimenté sous 12 V par une petite alimentation intérieure au coffret. Son gain est de 44 db et sa bande passante de 9 MHz à 3 db. Nous n'avons pas de tube à bruit en M.F et il n'a pas été possible de mesurer directement son facteur de bruit. Cependant, les mesures faites en hyperfréquence ont montré qu'il était dans les normes.

Le mélangeur symétrique est constitué d'une jonction hybride (Té magique) associée à deux montures de cristaux détecteurs (figure 74). Le Té magique de type MA 5110 est adapté de 8500 à 9600 MHz avec un T.O.S. $\rho < 1,1$ dans les bras E et H et un découplage supérieur à 40 db. Les bras latéraux sont repliés parallèlement l'un à l'autre pour réduire l'encombrement. A l'extrémité de chacun d'eux est fixée une monture à cristal que nous avons adaptée pour fonctionner près de 9000 MHz. Leur T.O.S. est inférieur à 1,5 de 8800 à 9400 MHz avec des cristaux de type 1N23F et un courant détecté de 500 μ A (figure 75,b). L'adaptation est réalisée au moyen d'un court-circuit fixe et d'un iris selfique placé avant les cristaux. Le principe de l'adaptation est de mesurer à la fréquence choisie le T.O.S. minimum que l'on obtient avec la monture sans iris. De cette mesure, on déduit l'impédance réduite au niveau du cristal. Au moyen de l'abaque de Smith, il est alors simple de déterminer la position et la valeur de la réactance nécessaire pour que l'impédance réduite globale soit égale à 1. Les dimensions de l'iris peuvent être calculées dans le cas où l'obstacle a une épaisseur négligeable devant la longueur d'onde (³¹, § 5.2). Ces deux ensembles, amplificateur paramétrique et récepteur superhétérodyne, sont groupés dans un même coffret dont la figure 76 donne un aperçu.



- T₀ : 9 spires 20/100 sur mandrin 7MB75 prise à 8 spires de la masse
- L : 3 spires sur ferrite de 15 m.m. de long.
- T₁ : 27 spires 20/100 sur 7MB75 prise à 7 spires de la masse
- T₂, T₃ : fil 20/100 sur 4MB75

Préamplificateur 30 MHz

Fig:73

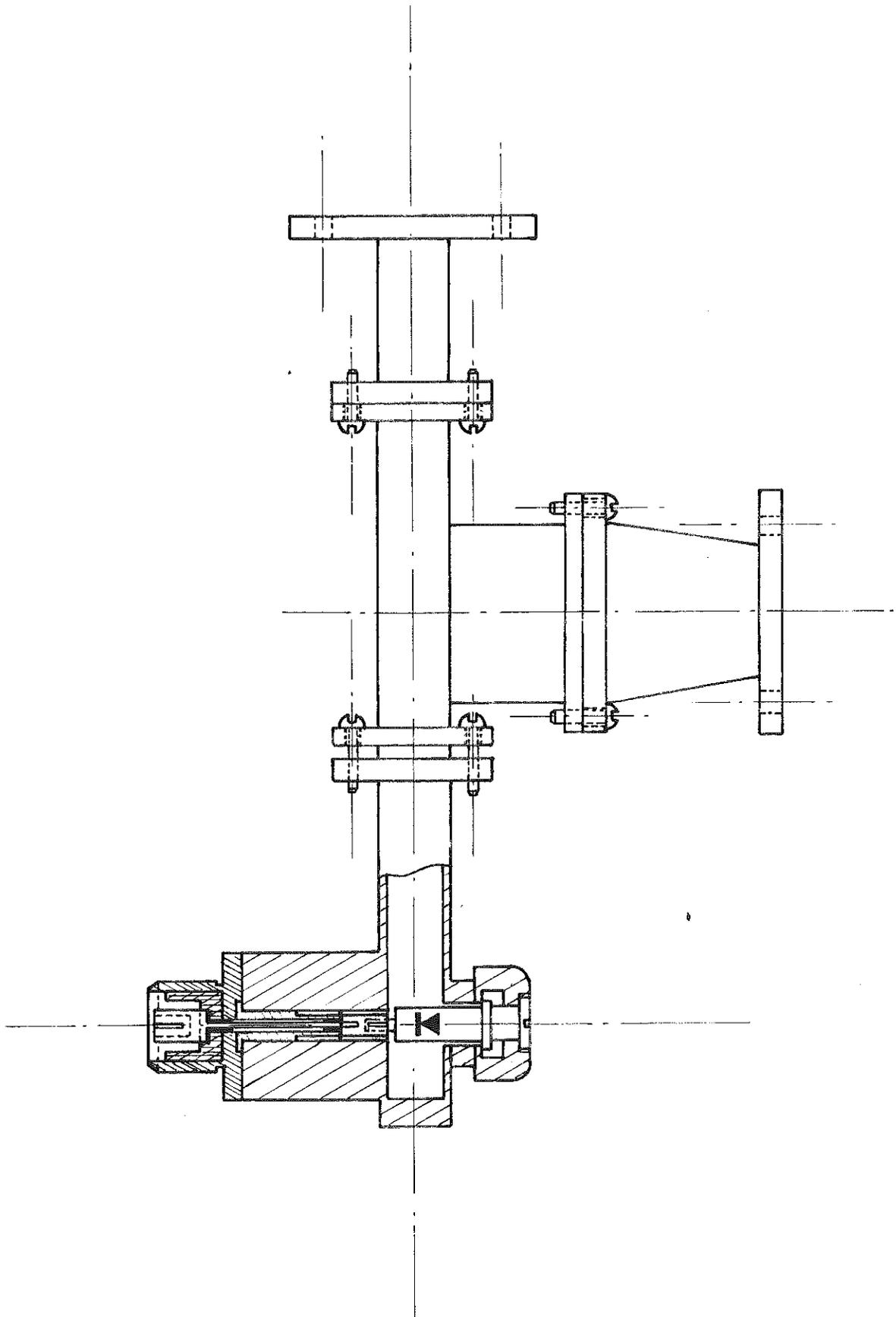


Figure 74 : Mélangeur Hyperfréquence

Figure 76 - Vue intérieure du coffret de l'Amplificateur

3°) Mise en oeuvre de l'appareil.

Les divers réglages de fréquence et de niveau des oscillateurs sont groupés sur l'avant de l'appareil ainsi que les contrôles des courants cristaux et de la ventilation (figure 77). Dès que la Basse Tension des alimentations stabilisées est sur marche, le voyant de ventilation doit être allumé. Il est conseillé de laisser les klystrons sous chauffage pendant quelques minutes avant d'appliquer les tensions résonateurs.

Pour régler l'appareil sur la fréquence f_0 d'un signal à amplifier, il est bon de commencer par le réglage du récepteur superhétérodyne. Le "niveau O.L." est ajusté pour obtenir des courants cristaux de 400 à 500 μ A pour lesquels la sensibilité du mélangeur est optimum. La fréquence "oscillateur local" est ajustée à $f_0 + 30$ MHz ou $f_0 - 30$ MHz jusqu'à ce que l'on obtienne la déviation maximum à la "sortie 30 MHz". L'alimentation du préamplificateur est pour cela mise en fonction au moyen de l'interrupteur "préamplificateur" marqué d'un point vert. (Ne pas dépasser un niveau de 65 dbm à l'entrée du récepteur pour rester dans la zone de fonctionnement linéaire). On peut

Figure 77 - Vue extérieure de l'amplificateur.

alors mettre l'amplificateur paramétrique en marche. Après avoir vérifié sur l'alimentation H.T. le fonctionnement normal du klystron de pompage, augmenter le "gain" de l'amplificateur en tournant le bouton dans le sens contraire des aiguilles d'une montre. Puis agir sur la commande "fréquence de fonctionnement" pour obtenir la réponse maximum. Ce dernier réglage doit être effectué avec un gain modéré. Celui-ci est ajusté en comparant les niveaux de sortie avec et sans l'amplificateur paramétrique. Les fréquences des oscillateurs ne sont stabilisées qu'après une demi-heure de marche sous tensions normales après quoi, les retouches de fréquence ne sont plus nécessaires.

4°) Caractéristiques mesurées.

Les caractéristiques de cet amplificateur ont été mesurées selon les méthodes décrites au chapitre V.D, § 3 à 5. Pour le facteur de bruit, nous n'avons cependant utilisé que la méthode de la diode de bruit (le tube C.S.F. est du type BG 22-3)

a) Amplificateur paramétrique.

Plage d'utilisation	8800 MHz à 9000 MHz
Fréquence de pompage correspondante	26 030 MHz à 26 240 MHz
Gain maximum dans la plage	20 db
Bande passante à 3 db	45 à 50 MHz
Facteur de bruit total $\frac{F_S}{(1 + \frac{G'_1}{G_1})}$ (chap.V, §D.5.b)	3,1 db (*)
Dynamique : niveau d'entrée pour une compression du gain de : 1 db 2 db 3 db	45 dbm 35 dbm 32 dbm
Pertes d'insertion : figure 58,b. Maximum à 8900 MHz	2,9 db

(*) Dans cette valeur, il faut tenir compte de la contribution du récepteur, soit :

$$\frac{2(F_R - 1)}{G_1 + G'_1} \neq \frac{2 \times 4,6}{105} = 0,088 \quad (\text{avec } F_R = 7,5 \text{ db})$$

et de la perte d'insertion du circulateur, soit environ 0,20 db.

La valeur théorique $F = 1,688$ du § B.2 donne finalement en tenant compte de ces deux augmentations $F \neq 1,86$ (2,70 db). D'où un écart de 0,4 db avec la valeur mesurée.

b) Récepteur superhétérodyne.

Préamplificateur 30 MHz	Impédance de sortie	400 Ω
	Gain	44 db
	Bande passante à 3 db	9 MHz
	Tension d'alimentation	12 V (12 mA)
Mélangeur symétrique	Cristaux 1N23 EMR ou 1N23 FMR appariés de polarités inverses	
	Courant cristal optimum $\neq 0,5$ mA	
	T.O.S. < 1,5 de 8800 à 9400 MHz	

Facteur de bruit du récepteur : inférieur à 10 db entre 8700 et 9400 MHz (figure 75,a), avec des cristaux 1N23 FMR (3db dûs au canal image inclus ; $F_R < 7$ db); inférieur à 10,5 db avec des cristaux 1N23 EMR.

c) Caractéristiques mécaniques du coffret.

<u>Dimensions</u>	Largeur	34 cm	, Profondeur	27,5 cm	, Hauteur	19,6 cm
	Hors tout	35	x	32	x	21

Poids total : 12,56 kg

VII

UTILISATION DE L'AMPLIFICATEUR PARAMETRIQUE BANDE X POUR AMELIORER
LA SENSIBILITE EN RESONANCE PARAMAGNETIQUE ELECTRONIQUE
ETUDE COMPAREE DE PLUSIEURS TYPES DE DETECTION

A. POSITION DU PROBLEME

Les spectromètres à Résonance Paramagnétique Electronique (R.P.E.) ont fait l'objet d'un certain nombre de travaux tant théoriques qu'expérimentaux. Nous distinguerons les études relatives à la sensibilité des systèmes de détection en général, des études particulièrement axées sur les spectromètres à R.P.E. Les travaux importants les plus anciens sont, pour la première catégorie, ceux de H.C. Torrey et C.A. Whitmer et de R. Pound en 1948 ⁽³⁰⁾ et ⁽³⁴⁾ ; et, pour la seconde catégorie, ceux de B. Eleaney et K.W.H. Stevens en 1953 ⁽⁴⁵⁾ ; D.J.E. Ingram, 1955 et 1958 ⁽⁴⁶⁾ ; G. Feher, 1957 ⁽⁴⁷⁾.

De tous ces travaux, il ressort que la sensibilité d'un spectromètre exprimée par le nombre minimum de centres paramagnétiques détectables, dépend d'un très grand nombre de paramètres. Une partie de ceux-ci dépend des caractéristiques physiques de l'échantillon ; d'autres de la cavité hyperfréquence qui lui est associée ; le reste des paramètres dépend du montage électronique constituant le spectromètre et, plus particulièrement, du système de détection.

B. CAUSES DE LIMITATION DE LA SENSIBILITE

1°) Limitations apportées par l'échantillon paramagnétique.

Si l'échantillon contient N centres paramagnétiques par unité de volume répartis sur deux niveaux d'énergie a et b en présence d'un champ magnétique statique H, la différence des populations à l'équi-

libre thermique est : $n_o = N_{ao} - N_{bo}$, si $\hbar\omega_o \ll kT_e$:

$$n_o \approx \frac{\hbar\omega_o}{2kT_e} \cdot N = \frac{g \mu_B H}{2kT_e} \cdot N \quad (46 \text{ et } 48)$$

où $\hbar\omega_o = g\mu_B H$ est égale à l'écart énergétique des deux niveaux a et b. A cause de cette différence de populations, il apparaît un moment magnétique résultant, $\chi_o H$ où χ_o est la susceptibilité statique de l'échantillon. Si nous nous plaçons dans le cas de molécules ou d'atomes de spin $s = 1/2$, on a :

$$\chi_o H = \frac{g \mu_B H}{2kT_e} \cdot N \cdot \frac{1}{2} g \mu_B$$

d'où la susceptibilité statique par unité de volume,

$$\chi_o = \frac{(g \mu_B)^2}{4kT_e} N$$

- g : facteur de Landé
- μ_B : magnéton de Bohr
- k : Constante de Boltzman
- T_e : Température absolue de l'échantillon.
- N : Nombre de centres par unité de volume.

Si on applique à l'échantillon en plus du champ H statique un champ radiofréquence H_1 de pulsation ω ($H_1 \sin\omega t$), il en résulte une aimantation en phase avec H_1 , $\chi' H_1 \sin\omega t$, et une aimantation en quadrature, $-\chi'' H_1 \cos\omega t$. On définit la susceptibilité dynamique $\chi = \chi' - i\chi''$. La puissance absorbée par l'échantillon est alors (46) :

$$P_a = \frac{1}{2} \omega \chi'' \times v_e \times H_1^2$$

v_e étant le volume de l'échantillon. Portis a montré que :

$$\chi'' = \frac{1}{2} \omega_o \chi_o \frac{\pi f(\omega-\omega_o)}{1 + \frac{\pi}{4} \gamma^2 H_1^2 T_1 f(\omega-\omega_o)}$$

$f(\omega-\omega_o)$ représente la forme de raie, les deux niveaux a et b n'étant

pas infiniment étroits ; γ est le rapport gyromagnétique et T_1 le temps de relaxation spin-réseau. χ'' peut être exprimée en fonction du nombre N de centres paramagnétiques :

$$\chi'' = \frac{\frac{1}{2} \hbar^2 \gamma^2}{8kT_e} \omega_0 N \frac{\pi f(\omega - \omega_0)}{1 + \frac{\pi}{4} \gamma^2 H_1^2 T_1 f(\omega - \omega_0)}$$

($\hbar\gamma = g\mu_B$ avec $2\pi\hbar = h$ constante de Planck). Comme la puissance absorbée est proportionnelle à χ'' , nous cherchons la valeur maximum de χ'' . C'est au centre de la raie, soit pour $\omega = \omega_0$ et, avec H_1 suffisamment petit tel que :

$$\frac{\pi}{4} \gamma^2 H_1^2 T_1 f(0) \ll 1$$

ou

$$\frac{1}{4} \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \ll 1$$

qui est la condition de non saturation de la raie. $T_2 = \pi f(0)$ est appelé temps de relaxation spin-spin. L'échantillon a donc au maximum comme susceptibilité par unité de volume :

$$\chi''(\omega_0)_{H_1 \text{ faible}} = \frac{\frac{1}{2} \hbar^2 \gamma^2}{8kT_e} \omega_0 N \times T_2$$

Tant que la raie n'est pas saturée, la puissance absorbée P_a est proportionnelle à H_1^2 , c'est-à-dire à la puissance envoyée dans la cavité hyperfréquence.

2°) Limitations apportées par le montage électronique.

a) Influence de la cavité hyperfréquence.

L'absorption de puissance d'un échantillon paramagnétique placé dans une cavité hyperfréquence de coefficient de surtension propre Q_0 (incluant les pertes diélectriques dans l'échantillon) se traduit par une variation de celui-ci. Il devient Q'_0 tel que :

$$\frac{1}{Q'_0} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_m}$$

avec :

$$Q_m = 2\pi \frac{\text{Energie emmagasinée dans la cavité}}{\text{Energie absorbée par l'échantillon à la résonance pendant un cycle}}$$

mais comme le dénominateur n'est autre que $\frac{P_a}{F} = \pi \chi'' \int_{v_e} H_1^2 dv$ (v_e est le volume de l'échantillon),

$$Q_m = \frac{1}{4\pi \eta \chi''} \quad \text{où} \quad \eta = \frac{\int_{v_e} H_1^2 dv}{\int_{v_c} H_1^2 dv} \approx v_e/v_c$$

est le coefficient de remplissage de la cavité de volume v_c par l'échantillon.

b) Cas d'une détection à caractéristique linéaire.

Si le signal observé est proportionnel au champ électrique réfléchi v_R , on trouve à partir du coefficient de réflexion,

$$\mathcal{R} = \frac{v_R}{v_i} = \frac{\beta - 1}{\beta + 1}$$

la variation :

$$\frac{\Delta v_R}{v_i} = \pm \frac{2 Q_L^2 / Q_e Q_m}{1 + \frac{Q_L}{Q_m}} \quad (- \text{ pour } \beta > 1 \text{ et } + \text{ pour } \beta < 1)$$

si bien que :

$$\left| \frac{\Delta v_R}{v_i} \right| = \frac{2\beta}{(\beta + 1)^2} \cdot \frac{Q_o / Q_m}{1 + \frac{Q_L}{Q_m}}$$

La quantité $2\beta/(\beta+1)^2$ est maximum pour $\beta = 1$ et vaut 0,5. En général, la condition $Q_o/Q_m \ll 1$ est remplie et, comme $Q_L < Q_o$, le signal de sortie est proportionnel à :

$$\left| \Delta v_R \right| = 2\pi \eta \chi'' Q_o v_i$$

Ceci montre l'influence de la géométrie (η) et du nombre de centres (χ'') sur le signal obtenu.

c) Cas d'une détection à caractéristique quadratique.

En définissant le champ électrique réfléchi v_R au niveau du détecteur de résistance d'entrée R_d : $P_R = v_R^2/R_d$, une variation Δv_R de v_R donne :

$$\frac{\Delta P_R}{P_R} = 2 \frac{\Delta v_R}{v_R} + \left(\frac{\Delta v_R}{v_R} \right)^2$$

Nous ne supposons pas le deuxième terme négligeable, car $v_R \approx 0$ pour $\beta = 1$. Le signal observé étant proportionnel à ΔP_R , nous avons :

$$\frac{\Delta P_R}{P_i} = 2 \frac{\Delta v_R}{v_i} \mathcal{R} + \left(\frac{\Delta v_R}{v_i} \right)^2$$

En remarquant que le premier terme du deuxième membre est toujours ≤ 0 quel que soit β (voir § B.2.b),

$$\frac{\Delta P_R}{P_i} = - \frac{4\beta|\beta-1|}{(\beta+1)^3} \cdot \frac{Q_o/Q_m}{1 + \frac{Q_L}{Q_m}} + \frac{4\beta^2}{(\beta+1)^4} \left(\frac{Q_o/Q_m}{1 + \frac{Q_L}{Q_m}} \right)^2$$

Discussion des cas possibles pour $\Delta P_R/P_i$.

- Dans l'hypothèse où $Q_o/Q_m \ll |\beta-1|$, seul le premier terme est à considérer. Il existe deux valeurs de couplage optimum : $\beta_{opt} = 2 \pm \sqrt{3}$ pour lesquelles $|\Delta P_R/P_i| \approx 0,385 \frac{Q_o}{Q_m}$. Le signal de sortie est proportionnel à :

$$|\Delta P_R| = 0,385 \times 4\pi n \chi'' Q_o P_i$$

Mise à part la proportionnalité à la puissance incidente P_i , la détection quadratique a, dans l'hypothèse faite (Q_o/Q_m), les mêmes propriétés que la détection linéaire.

Nous pouvons voir plus précisément en quoi consiste l'hypothèse $Q_o/Q_m \ll |\beta-1|$. Par exemple, pour $Q_o = 10^4$, $\beta = 0,3$ et, avec une cavité de volume $v_c = 10 \text{ cm}^3$, la condition est alors : $Q_m \gg 1,4 \cdot 10^4$ ou $\chi'' v_e \ll 0,6 \cdot 10^{-4}$. Exprimée en nombre de centres, pour une raie de largeur $\Delta H = 1 \text{ gauss}$ ($T_2 \approx 10^{-7} \text{ s}$) et $\omega/2\pi = 10^{10} \text{ Hz}$, l'hypothèse faite

revient à : $Nv_e \ll 10^{19}$ centres. Mais on doit remarquer qu'au voisinage du couplage critique, il n'en est plus de même. Avec $|\beta-1| \approx 0,03$ par exemple, l'hypothèse est équivalente à dire que : $Nv_e \ll 2.10^{17}$ centres. Donc, si on n'est pas au couplage critique et si l'échantillon n'est pas très concentré, seul le premier terme compte.

- Si $Q_o/Q_m \approx |\beta-1|$. Les deux termes de $\Delta P_R/P_i$ sont du même ordre de grandeur et se retranchent.

- Si $Q_o/Q_m \gg |\beta-1|$. Seul, le deuxième terme compte. Le problème de la sensibilité ne se pose pas puisque $Nv_e > 2.10^{17}$ centres

Pour ces deux derniers cas, $\Delta P_R/P_i$ est une fonction compliquée de χ'' .

d) Influence du champ de modulation.

Pratiquement, la résonance paramagnétique s'effectue non pas en balayant la fréquence à travers la valeur $\omega_o = g\mu_B H_o/h$, mais en balayant lentement le champ magnétique H autour de $H_o = \hbar\omega_o/g\mu_B$.

Théoriquement, les deux méthodes sont équivalentes pourvu que la durée

du balayage de la raie en champ soit très longue par rapport au temps de relaxation T_1 . Alors χ'' est une fonction du champ statique H (figure 78). En réalité, on ajoute à H un champ magnétique alternatif de fréquence f_m et d'amplitude totale ΔH_m et on observe la variation $\Delta\chi''$ correspondante. Tant que $\Delta H_m \ll \Delta H$, $\Delta\chi'' = \frac{d\chi''}{dH} \Delta H_m$. Pour une raie Lorentzienne, la forme de raie est :

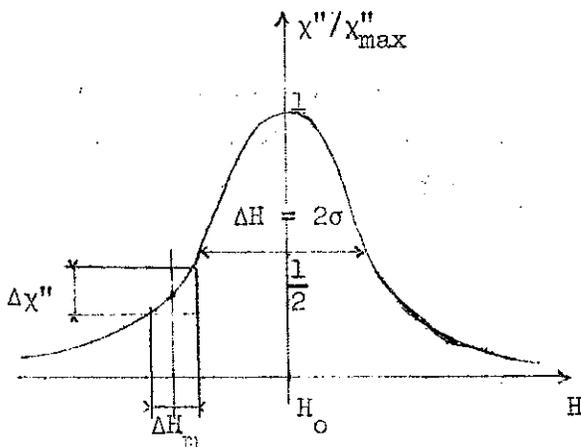


Figure 78

$$f(H-H_o) = \frac{\sigma}{\pi} \cdot \frac{1}{\sigma^2 + (H - H_o)^2}$$

avec :

$$\chi''(H) = \pi\sigma\chi''_{max} f(H-H_o)$$

La dérivée df/dH est maximum pour $3(H-H_0)^2 = \sigma^2$, on trouve :

$$\left| \frac{df}{dH} \right|_{\max} = \frac{3\sqrt{3}}{8\pi\sigma^2}$$

Au point d'inflexion :

$$\left| \frac{d\chi''}{dH} \right|_{\max} = \frac{3\sqrt{3}}{4\Delta H} \chi''_{\max}$$

donc,

$$\left| \Delta\chi'' \right|_{\max} = \frac{3\sqrt{3}}{4} \cdot \chi''_{\max} \cdot \frac{\Delta H_m}{\Delta H}$$

Cette variation de χ'' entraîne une variation de la puissance réfléchie par la cavité :

$$\left| \Delta P_R \right| = 0,385 \cdot 4\pi \eta Q_0 P_i \left| \Delta\chi'' \right|_{\max}$$

soit, en explicitant $\left| \Delta\chi'' \right|$:

$$\left| \Delta P_R \right| = 2\pi \eta \chi''_{\max} Q_0 P_i \cdot \frac{\Delta H_m}{\Delta H}$$

Expérimentalement, il a été montré que, pour une raie Lorentzienne, $\left| \Delta\chi'' \right|$ est proportionnel à l'amplitude réduite de la modulation $\Delta H_m/\Delta H$, (celle-ci est définie par $\sqrt{3} \Delta H_m/\Delta H$ dans la référence ⁴⁹), jusqu'à la valeur de 0,50 ; mais, dans ce cas, l'élargissement de la raie à cause de la modulation est de 23%. Pour que la raie ne soit pas élargie plus de 1%, il ne faut pas dépasser une amplitude réduite de 0,15. Si on choisit $\Delta H_m/\Delta H = 0,5$, on obtient comme variation de puissance :

$$\left| \Delta P_R \right| = \pi \eta \chi''_{\max} Q_0 P_i$$

ce qui représente 65% de la quantité obtenue au § B.2,c lorsque $Q_0/Q_m \ll |\beta-1|$

C. Calcul de sensibilité pour les deux types de détection

1°) Signal minimum détectable comparé pour une détection à caractéristique linéaire et pour une détection à caractéristique quadratique.

Nous allons montrer par des considérations simples les relations qui existent entre les rapports $(S/B)_e$ et $(S/B)_s$ (entrée et sortie) pour les deux types de détection. Nous retrouverons en partie les résultats de A. Blanc-Lapierre et B. Picinõono (44) obtenus par des calculs différents.

a) Détection linéaire.

Supposons un signal non modulé de la forme $s = a \cos \omega t$ superposé à un bruit $x(t)$ de densité spectrale (D.S.) $J_x(\nu)$ uniforme dans une bande B centrée sur $\omega/2\pi = \nu_0$. Il est possible de montrer que si B est petit par rapport à la fréquence ν_0 , le bruit peut être représenté par la fonction $x(t) = b(t) \cos[\omega t + \phi(t)]$ (39 p.433) dans laquelle $b(t)$ et $\phi(t)$ sont des quantités lentement fluctuantes par rapport à ω . $b(t)$ est toujours positif tandis que toutes les valeurs de $\phi(t)$ de 0 à 2π sont équiprobables. Le spectre de $b(t)$ est compris entre $-B/2$ et $+B/2$. Un calcul simple montrerait en effet que la D.S. de x est :

$$J_x(\nu) = \frac{1}{4} \left[J_b(\nu - \nu_0) + J_b(\nu + \nu_0) \right]$$

$J_b(\nu)$ étant la D.S. de $b(t)$. A la sortie du détecteur, on dispose de la grandeur $Y = |s+x|$. C'est un détecteur d'amplitude qui suit l'enveloppe du signal qu'il reçoit pourvu que la constante de temps τ après laquelle on observe Y soit $\tau \gg 2\pi/\omega$.

Premier cas : τ est petit. Nous supposerons que la constante de temps ne limite pas le spectre de l'enveloppe de Y , c'est-à-dire

$$\frac{2\pi}{\omega} \ll \tau < \frac{1}{B}$$

on peut écrire :

$$s+x = (a + b \cos \phi) \cos \omega t - b \sin \phi \sin \omega t$$

soit :

$$Y = |s+x| = \sqrt{a^2 + b^2 + 2ab \cos \phi}$$

L'expression ne se simplifie que si le signal est très petit par rapport au bruit, soit : $a^2/b^2 \ll 1$. Alors :

$$Y \approx b(t) + a \cos\phi(t)$$

Le signal de sortie S_s est généralement défini comme :

$$S_s = \overline{Y_{s+x}} - \overline{Y_x} \quad (44 \text{ p.77})$$

La barre signifie qu'on prend la moyenne statistique. On obtient $S_s = a \overline{\cos\phi(t)} = 0$. Nous voyons que, au premier ordre, le signal de sortie est nul si le rapport $(S/B)_e$ est très petit. Dans le cas contraire, (signal grand), on trouve : $Y = a + b \cos\phi$ et $S_s = a$. Le bruit est donné par $B_s = \sigma_Y$, écart type de Y. On trouve que :

$$\sigma_Y^2 = \overline{(a + b \cos\phi)^2} - a^2 = \frac{b^2}{2}$$

En se reportant à l'expression de $x(t)$:

$$b^2 = 2 \overline{x^2} = 2 \sigma_x^2$$

donc,

$$B_s = \sigma_x \quad \text{écart type de } x(t)$$

Le rapport $(S/B)_s$ après détection est donné par :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s^2 = \frac{a^2}{\sigma_x^2}$$

Comme le rapport $S_e/B_e = a^2/2\sigma_x^2$,

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s^2 = 2\left(\frac{S}{B}\right)_e$$

Il est clair que si un filtre est utilisé avant la détection pour limiter la largeur du spectre de bruit, le résultat de A. Blanc Lapierre et B.Picinbono, p.90, se retrouve de suite. Noter que la validité de ce calcul repose sur le fait que le rapport $(S/B)_e$ est grand juste avant le détecteur, ceci est d'autant plus vrai que la bande du filtre est plus étroite. Nous remarquons aussi que :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s < \left(\frac{S}{B}\right)_e \quad \text{puisque'on a supposé } \left(\frac{S}{B}\right)_e \gg 1$$

Deuxième cas : $\tau \gg 1/B$. Du point de vue de l'énergie transmise, τ est équivalent à un filtre de demi-largeur $1/4\tau$ centré sur 0 n'apportant aucune atténuation dans la bande passante. Juste après la détection, l'écart type sera le même que lorsque τ était petit, soit σ_x . Mais après la constante de temps τ , la densité spectrale se trouve diminuée proportionnellement à $1/4\tau B$. Ceci tient au fait que la densité spectrale après détection est différente de 0 entre les fréquences $-B$ et $+B$ (44 p.65). En faisant l'approximation que cette D.S. est constante de $-B$ à $+B$, il vient :

$$\sigma_Y^2 = \sigma_x^2 \times \frac{1}{4\tau B}$$

d'où le bruit à la sortie :

$$B_s^2 = \frac{1}{4\tau B} \sigma_x^2$$

L'étude du signal de sortie est plus délicate. Le fait que la constante τ soit grande justifie l'utilisation de la définition générale précédente avec, en plus, une moyenne temporelle à cause de l'intégrateur sur les moyennes statistiques $\overline{Y_{s+x}}$ et $\overline{Y_x}$. Nous donnerons simplement les principes de calcul de ces moyennes et les résultats qui en découlent. Dans le cas où seul le bruit $x(t)$ est présent, $\overline{Y_x} = \overline{|x|} = \overline{b}$. La moyenne statistique de b est obtenue à partir de la densité de probabilité de l'amplitude du bruit (loi de Rayleigh),

$$p(b) = \frac{b}{\sigma_x^2} e^{-b^2/2\sigma_x^2} \quad (44 \text{ p.14})$$

ce qui permet de calculer

$$\overline{b} = \int_0^{\infty} p(b) \cdot b \cdot db$$

on trouve :

$$\overline{b} = \sqrt{\pi/2} \sigma_x$$

Dans le cas où le signal s est présent, il faut trouver la densité de probabilité de l'amplitude composée $A = |s+x|$ ou $\phi(t)$ est équiprobable de 0 à 2π . On trouve :

$$p(A) = \frac{A}{2\pi\sigma_x^2} e^{-\frac{A^2+a^2}{2\sigma_x^2}} \int_0^{2\pi} e^{\frac{Aa\cos\alpha}{\sigma_x^2}} d\alpha \quad (44 \text{ p.71})$$

Le résultat du calcul de \bar{A} lorsque le signal est petit par rapport au bruit ($a^2 \ll 2\sigma_x^2$), après avoir pris la moyenne temporelle est (d'après la référence ⁴⁴ p.87 et la référence ³⁹ p.349) :

$$\overline{\frac{1}{A}}^t = \sqrt{\pi/2} \sigma_x \left(1 + \frac{a^2}{4\sigma_x^2} \right)$$

Le signal de sortie est donc :

$$S_s = \sqrt{\pi/2} \frac{a^2}{4\sigma_x}$$

et on obtient le rapport :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s = \frac{\pi}{2} \tau B \left(\frac{S}{B}\right)_e$$

b) Détection quadratique.

Supposons un signal s et un bruit x définis comme précédemment. La réponse du détecteur est $Y = (s+x)^2$

Premier cas : $2\pi/\omega \ll \tau < 1/B$. Calculons le signal de sortie. On a :

$$\bar{Y}_{s+x} = \bar{s}^2 + 2 \bar{s} \bar{x} + \bar{x}^2$$

$\bar{Y}_{s+x} = \bar{s}^2 + \bar{x}^2$ dépend du temps parce que la moyenne statistique $\bar{s}^2 = s^2$. Nous sommes amenés à moyenner dans le temps parce que $\tau \gg 2\pi/\omega$.

Alors ,

$$\overline{\frac{1}{Y}}^t_{s+x} = \frac{a^2}{2} + \sigma_x^2$$

donc,

$$S_s = a^2/2$$

Il n'y a pas de confusion possible sur la définition de S_s car :

$$Y_s = \overline{Y}_{s+x} - \overline{Y}_x$$

Calcul du bruit de sortie. Nous avons besoin de $\overline{Y^2}_{s+x}$ et

$$\left(\overline{Y}_{s+x}\right)^2$$

$$\overline{Y^2}_{s+x} = \overline{s^4} + 4\overline{s^3x} + 6\overline{s^2x^2} + 4\overline{sx^3} + \overline{x^4}$$

Or $\overline{s^4} = s^4$, $\overline{s^2} = s^2$, etc... On fait la moyenne temporelle sur les puissances de s . En se servant de la propriété $\overline{x^4} = k_{x^2}(0) = 3k_x^2(0)$, k_x désignant la fonction de corrélation de x , on trouve :

$$\overline{Y_{s+x}^2} = \frac{3}{8} a^4 + 3 a^2 \sigma_x^2 + 3 \sigma_x^4$$

mais

$$(\overline{Y_{s+x}})^2 = \frac{a^4}{4} + a^2 \sigma_x^2 + \sigma_x^4$$

L'écart type de Y_{s+x} est donné par,

$$\sigma_Y^2 = \frac{a^4}{8} + 2a^2 \sigma_x^2 + 2 \sigma_x^4$$

Pour $a^2 \ll \sigma_x^2$, on est ramené à l'écart type de Y_x que l'on prendra comme bruit de sortie (⁴⁴ p.77),

$$B_s^2 \approx 2 \sigma_x^4$$

En fait, comme la D.S. de Y n'est pas concentrée uniquement autour de 0, et que $\tau \gg 2\pi/\omega$, l'examen approfondi montrerait que :

$$B_s^2 = \frac{1}{2} \sigma_Y^2 \quad (\text{voir } \S \text{ C.2 a, fig 80})$$

On obtient :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s^2 = \frac{a^4}{4\sigma_x^4} = \left(\frac{S}{B}\right)_e^2$$

Si un filtre est utilisé avant la détection, on retrouve le résultat de la référence ⁴⁴ p.89, car B_e après le filtre = B_e avant le filtre $\times (\Delta F/B)$ où ΔF serait la bande passante du filtre.

Deuxième cas : $\tau \gg 1/B$. Le signal est inchangé par rapport au cas précédent : $S_s = a^2/2$. En ce qui concerne le bruit, nous aurons comme pour la détection linéaire à pondérer l'écart type après détection proportionnellement à $1/4\tau B$ à cause de l'effet de filtrage de l'intégrateur. Si bien que :

$$B_s^2 = \sigma_Y^2 \times \frac{1}{4\tau B} = \frac{\sigma_x^4}{2\tau B}$$

Seule la densité spectrale de Y près de 0 compte ; soit $\frac{\sigma_x^4}{B}$, la bande passante totale du filtre étant $\frac{1}{2\tau}$.

donc :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_s^2 = \frac{a^4}{4\sigma_x^4} 2\tau B = \left(\frac{S}{B}\right)_e^2 2\tau B \quad (44 \text{ p.87})$$

En résumé, les deux types de détection sont équivalents si la constante de temps τ est grande, c'est le cas pratique le plus courant, et si le rapport $(S/B)_e$ est petit.

Si la constante de temps τ est petite ou de l'ordre de $1/B$, les deux types de détection sont inéquivalents. La détection linéaire donne au premier ordre un signal de sortie nul si le rapport $(S/B)_e$ est petit alors que la détection quadratique ne change pas le rapport S/B .

2°) Calcul du signal minimum détectable par une méthode de densité spectrale pour une détection à caractéristique quadratique.

a) Cas d'un signal modulé en amplitude.

Soit $s = a(1 + m \cos \omega t) \cos \Omega_0 t$

$f_m = \omega/2\pi =$ fréquence de modulation.

$0 < m < 1 =$ taux de modulation

$F_0 = \Omega_0/2\pi =$ fréquence porteuse

On suppose que $\omega \ll \Omega_0$

A la sortie du détecteur, on dispose de la grandeur $Y = (s+x)^2$.

Nous supposons que x est un bruit gaussien de densité spectrale J_x uniforme dans une bande B centrée sur F_0 (figure 79).

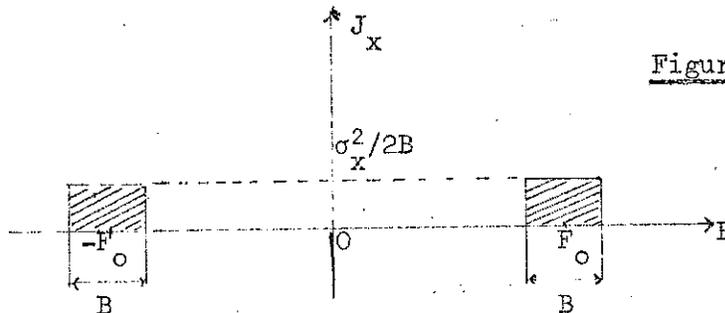


Figure 79

s est modulé en amplitude par la modulation du champ magnétique de résonance à la même fréquence f_m (§ B.2,d). Nous négligeons les harmoniques de ω dans le terme de modulation. La détection synchrone réalisée sur la grandeur Y permet de ne sélectionner que la composante à la fréquence f_m . Pour calculer la densité spectrale (D.S.) de Y, nous avons besoin de sa fonction de corrélation $k_Y(\tau) = \overline{Y(t) Y(t+\tau)}$ moy.stat. L'espérance mathématique de $\overline{Y(t) Y(t+\tau)}$ dépend en effet du temps dans le cas présent. Il est nécessaire d'en faire la moyenne temporelle. Si on affecte des indices 1 et 2 les instants t et t+ τ , on a :

$$\begin{aligned} \overline{Y_1 Y_2} &= \overline{(s_1+x_1)^2 (s_2+x_2)^2} \\ &= \overline{s_1^2 s_2^2} + \overline{4s_1 s_2 x_1 x_2} + \overline{x_1^2 x_2^2} + \overline{s_1^2 2s_2 x_2} + \overline{s_1^2 x_2^2} \\ &\quad + \overline{2s_1 x_1 x_2^2} + \overline{2s_1 x_1 s_2^2} + \overline{x_1^2 s_2^2} + \overline{x_1^2 2s_2 x_2} \end{aligned}$$

Seuls les termes qui contiennent x sont à moyenner statistiquement. Comme s et x sont non corrélés :

$$\begin{aligned} \overline{Y_1 Y_2} &= \overline{s_1^2 s_2^2} + \overline{4s_1 s_2 x_1 x_2} + \overline{x_1^2 x_2^2} + \overline{2s_1^2 s_2 x_2} + \overline{s_1^2 x_2^2} \\ &\quad + \overline{2s_1 x_1 x_2^2} + \overline{2s_1 s_2^2 x_1} + \overline{s_2^2 x_1^2} + \overline{2s_2 x_1^2 x_2} \end{aligned}$$

Les termes $\overline{x_1}$ et $\overline{x_2}$ sont nuls. Nous allons maintenant faire la moyenne temporelle de $\overline{Y_1 Y_2}$; les termes $\overline{s_1^2}$ et $\overline{s_2^2}$ seront nuls, et comme x est stationnaire, il reste :

$$\begin{aligned} k_Y(\tau) = \overline{Y_1 Y_2} &= \overline{s_1^2 s_2^2} + \overline{4s_1 s_2} k_X(\tau) + k_X^2(0) + 2k_X^2(\tau) \\ &\quad + (\overline{s_1^2} + \overline{s_2^2}) \sigma_X^2 \quad \text{car} \quad \overline{x_1^2} = \overline{x_2^2} = \sigma_X^2 \end{aligned}$$

on sait que la relation entre la fonction de corrélation de x et celle de x^2 est :

$$k_{x^2}(\tau) = k_X^2(0) + 2 k_X^2(\tau)$$

Puisque la moyenne statistique est faite, nous ne mettrons plus "t" pour désigner la moyenne temporelle. Le calcul de $\overline{s_1^2}$ et $\overline{s_2^2}$ est aisé dans

l'hypothèse où $\omega \ll \Omega_0$. On calcule la moyenne sur une période $2\pi/\Omega_0$ en supposant $\cos\omega t$ constant et ensuite, sur la période $T = 2\pi/\omega$. On opère de la même manière pour $\overline{s_1 s_2}$ et $\overline{s_1^2 s_2^2}$,

$$\overline{s_1 s_2} = \frac{1}{T} \int_0^T a^2 \underbrace{(1+m\cos\omega t) [1+m\cos\omega(t+\tau)]}_{\text{constant sur la période } 2\pi/\Omega_0} \cos\Omega_0 t \cos\Omega_0(t+\tau) dt$$

or,

$$\frac{\Omega_0}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega_0} \cos\Omega_0 t \cos\Omega_0(t+\tau) dt = \frac{\cos\Omega_0 \tau}{2}$$

on trouve :

$$\overline{s_1 s_2} = \frac{a^2}{2} \cos\Omega_0 \tau \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos\omega\tau \right)$$

$$\overline{s_1^2 s_2^2} = \frac{1}{T} \int_0^T a^4 \underbrace{(1+m\cos\omega t)^2 [1+m\cos\omega(t+\tau)]^2}_{\text{constant sur la période } 2\pi/\Omega_0} \cos^2\Omega_0 t \cos^2\Omega_0(t+\tau) dt$$

or,

$$\frac{\Omega_0}{2\pi} \int_0^{2\pi/\Omega_0} \cos^2\Omega_0 t \cos^2\Omega_0(t+\tau) dt = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{\cos 2\Omega_0 \tau}{2} \right)$$

on trouve que :

$$\overline{s_1^2 s_2^2} = \frac{a^4}{4} \left(1 + \frac{\cos 2\Omega_0 \tau}{2} \right) \left[\left(1 + \frac{m^2}{2} \right)^2 + 2m^2 \cos\omega\tau + \frac{m^4}{8} \cos 2\omega\tau \right]$$

Finalement, la fonction de corrélation de Y s'écrit :

$$k_Y(\tau) = \frac{a^4}{4} \left(1 + \frac{\cos 2\Omega_0 \tau}{2} \right) \left[\left(1 + \frac{m^2}{2} \right)^2 + 2m^2 \cos\omega\tau + \frac{m^4}{8} \cos 2\omega\tau \right]$$

$$+ 2a^2 \cos\Omega_0 \tau \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos\omega\tau \right) k_X(\tau) + 2k_X^2(\tau) + \sigma_X^4 + a^2 \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \sigma_X^2$$

puisque

$$k_X(0) = \overline{x^2} = \sigma_X^2$$

En regroupant les termes indépendants de τ , $k_Y(\tau)$ s'écrit :

$$\begin{aligned}
 k_y(\tau) = & \left[\frac{a^2}{2} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) + \sigma_x^2 \right]^2 \\
 & + \frac{a^4}{8} \cos(2\Omega_0\tau) \left(1 + \frac{m^2}{2} \right)^2 \\
 & + \frac{a^4}{4} \left(1 + \frac{\cos 2\Omega_0\tau}{2} \right) \left(2m^2 \cos \omega\tau + \frac{m^4}{8} \cos 2\omega\tau \right) \\
 & + 2a^2 \cos \Omega_0\tau \left(1 + \frac{m^2}{2} \cos \omega\tau \right) k_x(\tau) + 2k_x^2(\tau)
 \end{aligned}$$

CALCUL DE LA DENSITE SPECTRALE DE Y -

La densité spectrale de Y est la transformée de Fourier de $k_y(\tau)$ à une fréquence F quelconque :

$$2\pi J_y(\Omega) = J_y(F) = \int_{-\infty}^{+\infty} k_y(\tau) e^{-i2\pi F\tau} d\tau$$

- Le 1er terme a pour transformée de Fourier (T.F.) :

$$\left[\frac{a^2}{2} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) + \sigma_x^2 \right]^2 \delta(F) \quad \text{où } \delta \text{ est la fonction de DIRAC}$$

- Le 2ème terme a pour T.F. :

$$\frac{a^4}{16} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right)^2 \left[\delta(F - 2F_0) + \delta(F + 2F_0) \right]$$

- Le 3ème terme se décompose en 4 et on obtient :

$$\frac{a^4 m^2}{4} \left[\delta(F - f_m) + \delta(F + f_m) \right] + \frac{a^4 m^4}{64} \left[\delta(F - 2f_m) + \delta(F + 2f_m) \right]$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{a^4 m^2}{16} \left[\delta(F - 2F_0 - f_m) + \delta(F + 2F_0 + f_m) + \delta(F - 2F_0 + f_m) + \right. \\
 & \qquad \left. + \delta(F + 2F_0 - f_m) \right] \\
 & + \frac{a^4 m^4}{256} \left[\delta(F - 2F_0 - 2f_m) + \delta(F + 2F_0 + 2f_m) + \delta(F - 2F_0 + 2f_m) + \right. \\
 & \qquad \left. + \delta(F + 2F_0 - 2f_m) \right]
 \end{aligned}$$

- La T.F. du 4ème terme s'obtient en faisant le produit de convolution des T.F. des 2 facteurs dépendant de τ soit pour $\cos \Omega_0 \tau k_x(\tau)$, on fait le produit de convolution de $\frac{1}{2} [\delta(F - F_0) + \delta(F + F_0)]$ et de $J_x(F)$, ce

qui donne $\frac{1}{2} [J_x(F - F_0) + J_x(F + F_0)]$

Soit au total :

$$\begin{aligned}
 & a^2 [J_x(F - F_0) + J_x(F + F_0)] \\
 & + \frac{a^2 m^2}{4} [J_x(F - F_0 - f_m) + J_x(F + F_0 + f_m) + J_x(F - F_0 + f_m) + J_x(F + F_0 - f_m)]
 \end{aligned}$$

- La T.F. du 5ème terme est :

$$2 \int_{-\infty}^{+\infty} J_x(F - F') J_x(F') dF'$$

L'intégrale diverge si $J_x(F)$ est constant de $-\infty$ à $+\infty$, mais si J_x est limité aux deux bandes de largeur B représentées sur la figure 79, la T.F. s'écrit :

$$2 \int_{-(F_0 + \frac{B}{2})}^{-(F_0 - \frac{B}{2})} \left(\frac{\sigma_x^2}{2B} \right) J_x(F - F') dF' + 2 \int_{F_0 - \frac{B}{2}}^{F_0 + \frac{B}{2}} \left(\frac{\sigma_x^2}{2B} \right) J_x(F - F') dF'$$

Les résultats des 2 intégrales relatives au 5ème terme sont les suivants pour les 6 cas possibles :

$$0 < F < B \quad \xrightarrow{\text{TF}} \quad \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - F)$$

$$\begin{array}{l}
 0 < 2 F_0 < F < 2 F_0 + B \quad \xrightarrow{TF} \quad \frac{\sigma_x^4}{2 B^2} (2 F_0 + B - F) \\
 2 F_0 - B < F < 2 F_0 \quad \xrightarrow{\quad} \quad \frac{\sigma_x^4}{2 B^2} (- 2 F_0 + B + F) \\
 - B < F < 0 \quad \xrightarrow{\quad} \quad \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - | F |) \\
 - 2 F_0 - B < F < - 2 F_0 \quad \xrightarrow{\quad} \quad \frac{\sigma_x^4}{2 B^2} (2 F_0 + B - | F |) \\
 - 2 F_0 < F < - 2 F_0 + B \quad \xrightarrow{\quad} \quad \frac{\sigma_x^4}{2 B^2} (- 2 F_0 + B + | F |)
 \end{array}$$

Pour les 4^{ème} et 5^{ème} termes qui dépendent de $k_x(\tau)$, la D.S. correspondante de Y peut se représenter graphiquement simplement, le terme en $\frac{a^2 \sigma_x^2}{4}$ étant omis (Fig.80).

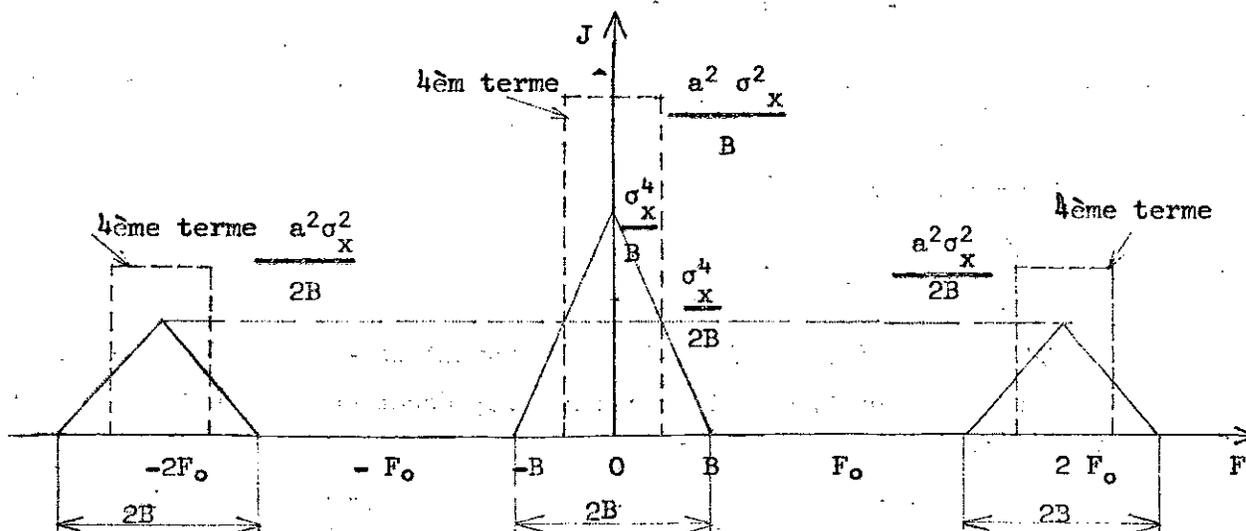


Fig. 80

A cause de la détection synchrone, nous ne sommes intéressés que par la D.S. de Y à la fréquence $F = \pm f_m$.

Nous n'avons pas pris en compte (dans la fig.80) la partie du 4^{ème} terme dépendante de f_m qui se simplifie pour le cas $F = | f_m |$, soit :

$$\frac{a^2 m^2}{4} \left[J_x \left(\frac{+}{-} f_m - F_0 - f_m \right) + J_x \left(\frac{+}{-} f_m + F_0 + f_m \right) + J_x \left(\frac{+}{-} f_m - F_0 + f_m \right) + \right. \\ \left. + J_x \left(\frac{+}{-} f_m + F_0 - f_m \right) \right]$$

$$= a^2 m^2 \frac{\sigma_x^2}{B} \quad \text{en additionnant les expressions correspondantes à}$$

$$F = + f_m \quad \text{et à} \quad F = - f_m \quad \text{et si} \quad 0 < f_m < \frac{B}{4}$$

Nous avons maintenant tous les éléments pour calculer $J_y (f_m)$

$$J_y \left(\frac{+}{-} f_m \right) = \frac{a^4 m^2}{4} \left[\delta(F - f_m) + \delta(F + f_m) \right] + 2 \frac{a^2 \sigma_x^2}{B} + \frac{a^2 m^2 \sigma_x^2}{B} + \\ 2 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m)$$

CALCUL DU SIGNAL ET DU BRUIT APRES DETECTION SYNCHRONE -

Dans une bande de fréquence étroite Δf_m centrée sur f_m , le carré moyen de Y s'écrit :

$$\overline{Y^2}_{\Delta f_m} (f_m) = \frac{a^4 m^2}{4} \left(\frac{2}{\Delta f_m} \right) \Delta f_m + 2 a^2 \frac{\sigma_x^2}{B} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \Delta f_m + 2 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m$$

Comme nous avons à faire à une détection synchrone (nous l'assimilons à un filtre étroit centré sur f_m) le bruit est la réponse parasite du système lorsque la modulation est nulle, et non plus l'écart type de Y .

Le bruit à la sortie B_s est l'espérance mathématique $\overline{Y}_m = 0$.

lorsque $m = 0$ et que $a \neq 0$

$$B_s = \left[2 a^2 \frac{\sigma_x^2}{B} \Delta f_m + 2 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m \right]^{\frac{1}{2}}$$

Le signal de sortie est défini par :

$$S_s = \overline{Y} - \overline{Y}_{m=0}$$

Soit :

$$S_s = \left[\frac{a^4 m^2}{2} + 2 a^2 \frac{\sigma_x^2}{B} \left(1 + \frac{m^2}{2} \right) \Delta f_m + 2 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m \right]^{\frac{1}{2}} - B_s$$

Nous pouvons calculer les conditions limites de détection pour lesquelles nous supposons que $\frac{S_s}{B_s} = 1$

$$\frac{a^4 m^2}{2} + 2 a^2 \frac{\sigma_x^2}{B} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) \Delta f_m + 2 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m = 4 \left[\frac{2a^2 \sigma_x^2}{B} \Delta f_m + \frac{2 \sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m \right]$$

$$\frac{a^4 m^2}{2} + \frac{a^2 m^2 \sigma_x^2}{B} \Delta f_m = 6 \frac{a^2 \sigma_x^2}{B} \Delta f_m + 6 \frac{\sigma_x^4}{B^2} (B - f_m) \Delta f_m$$

On est conduit à l'équation bicarrée en a :

$$a^4 - 2 \frac{(6 - m^2) \sigma_x^2}{m^2 B} \Delta f_m a^2 - \frac{12 \sigma_x^4}{B^2 m^2} (B - f_m) \Delta f_m = 0$$

dont la racine positive est :

$$a^2 = \frac{6 - m^2}{m^2} \frac{\sigma_x^2}{B} \Delta f_m + \frac{\sigma_x^2}{mB} \Delta f_m \sqrt{\left(\frac{6 - m^2}{m}\right)^2 + \frac{12(B - f_m)}{\Delta f_m}}$$

L'expression se simplifie dans les 2 cas extrêmes, soit :

- Taux de modulation très petit - -

$$\left(\frac{6 - m^2}{m}\right)^2 \gg \frac{12}{\Delta f_m} \frac{B - f_m}{\Delta f_m}$$

$$\text{ou } m^2 \ll 3 \frac{\Delta f_m}{B - f_m}$$

On trouve alors :

$$a^2 = 12 \frac{\sigma_x^2}{m^2} \frac{\Delta f_m}{B}$$

Il apparaît clairement que la sensibilité ultime est fonction de la variation de l'amplitude de la porteuse au cours d'un cycle basse fréquence, puisque nous voyons apparaître la quantité a_m qui est l'information. Ceci confirme la discussion du § B.2 c dans le cas d'un échantillon peu concentré

avec :

$$\frac{Q_0}{Q_m} \ll |\beta - 1|$$

$$(\Delta v_R)_{\min \text{ det}} = \frac{2 a_m}{\sqrt{2}} = 2 \sqrt{6} \sigma_x \sqrt{\frac{\Delta f_m}{B}}$$

(v_R ayant été précédemment définie comme une valeur efficace).

Comme :

$$\sigma_x^2 = 2 R_d k T_b B$$

T_b définissant une température de bruit à l'entrée du détecteur

$$(\Delta v_R)_{\min \text{ det}} = 4 \sqrt{3} (R_d k T_b \Delta f_m)^{\frac{1}{2}}$$

- Autre cas de simplification où la modulation est plus grande -

(en particulier si $|\beta - 1| \approx 0$)

$$m^2 \gg 3 \frac{\Delta f_m}{B - f_m}$$

On trouve :

$$a^2 = \frac{2 \sigma_x^2}{mB} \sqrt{3 (B - f_m) \Delta f_m}$$

La sensibilité est limitée par la variation maximum de la puissance reçue par le détecteur au cours du cycle basse fréquence. (à rapprocher du cas où $\frac{Q_o}{Q_m} \gg |\beta - 1|$). Nous voyons en effet cette fois-ci apparaître la quantité $a^2 m$

$$\begin{aligned} \Delta P_R &= P_{R \max} - P_{R \min} = \frac{a^2}{2 R_d} \left[(1 + m)^2 - (1 - m)^2 \right] \\ \Delta P_R &= 2 \frac{a^2 m}{R_d} = \frac{4 \sigma_x^2}{B R_d} \sqrt{3 (B - f_m) \Delta f_m} \end{aligned}$$

ou, en explicitant σ_x^2

$$(\Delta P_R)_{\min \text{ det}} = 8 k T_b \sqrt{3 \times (B - f_m) \Delta f_m}$$

$$(\Delta P_R)_{\min \text{ det}} = 8 k T_b \sqrt{3 B \Delta f_m}$$

puisque :

$$f_m < \frac{B}{4}$$

On remarque que kT_b intervient à la puissance 1, contrairement au cas où m est petit (Δv_R)

b) - Calcul du nombre de centres détectables correspondant à la détection quadratique suivie d'une détection synchrone (filtrage étroit autour d'une fréquence non nulle). Cas de m petit.

D'après le résultat du § B.2.d

$$2\pi\eta \chi''_{\max} Q_0 \frac{\Delta H_m}{\Delta H} \geq \left| \frac{\Delta P_R}{P_i} \right|$$

Dans l'hypothèse où :

$$\frac{Q_0}{Q_m} \ll |\beta - 1|$$

on a vu que (§ B.2. c)

$$\frac{\Delta P_R}{P_i} \approx 2 \frac{\Delta v_R}{v_i} \mathcal{R}$$

d'où

$$\left| \frac{\Delta P_R}{P_i} \right| = 1,152 \left| \frac{\Delta v_R}{v_i} \right| \text{ si } \beta = 2 \pm \sqrt{3}$$

en utilisant le résultat précédent pour Δv_R (§ C.2. a)

$$\left| \frac{\Delta P_R}{P_i} \right|_{\min \det} = 1,152 \times 4\sqrt{3} \frac{(R_d k T_b \Delta f_m)^{\frac{1}{2}}}{v_i}$$

En explicitant $v_i = \sqrt{R_d P_i}$, il vient :

$$\left| \frac{\Delta P_R}{P_i} \right|_{\min \det} = 8 \frac{(k T_b \Delta f_m)^{\frac{1}{2}}}{P_i}$$

En utilisant l'expression de $\frac{\Delta P_R}{P_i}$ du § B.2.d fonction de χ''_{\max} et de

$\frac{\Delta H_m}{\Delta H}$, on trouve que χ'' sera détectable à condition que :

$$\chi''_{\max} \geq \frac{4}{\pi\eta Q_0} \frac{(k T_b \Delta f_m)^{\frac{1}{2}}}{P_i} \frac{\Delta H}{\Delta H_m}$$

Ceci entraîne que le nombre minimum de centres doit être, en reprenant l'expression de χ'' au § B.1 :

$$v_e N \geq \frac{5,1 v_c}{Q_0 \omega_0} \frac{k T_e}{h^2 \gamma} \left(\frac{k T_b \Delta f_m}{P_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{(\Delta H)^2}{\Delta H_m}$$

On a pris $\frac{2}{T} = \gamma \Delta H$ pour une raie Lorentzienne, ΔH étant la largeur de raie totale à mi-hauteur.

Exemple numérique :

Supposons que l'échantillon ait une largeur de raie de 1 gauss et que l'on balaye 50 % de sa largeur. La température $T_e = T_b = 290^\circ K$ avec une cavité hyperfréquence résonnant à $\frac{\omega_0}{2\pi} = 10^{10} H_z$ ($\lambda = 3 \text{ cm}$), $v_c = 10 \text{ cm}^3$, $Q_0 \approx 10^4$.

Nous supposons aussi qu'une puissance $P_i = 10 \text{ mw}$ ne sature pas la raie et que la bande passante $\Delta f_m = 1 \text{ Hz}$ (après une intégration de constante de temps $\tau = 0,5 \text{ s}$).

On trouve :

$$v_e N \geq 2,1 \cdot 10^{11} \text{ centres paramagnétiques.}$$

Remarque :

A température ambiante $k T = 10^{-14} \text{ erg}$. IL peut sembler à priori qu'une différence de sensibilité de l'ordre de $\sqrt{k T_b}$, existe entre les 2 cas extrêmes, m grand ($> 10^{-2}$) et m petit ($< 10^{-5}$). Le cas où m est grand étant supposé être une conséquence de $|\beta - 1| \approx 0$; nous allons voir en fait que $k T_b$ intervient à la même puissance dans l'expression de $\chi''_{\min \text{ det}}$:

D'après le § B.2c :

$$\frac{\Delta P_R}{P_i} = \frac{1}{4} \left(\frac{Q_0}{Q_m} \right)^2$$

Et d'après le § B. 2.d :

$$\frac{Q_0}{Q_m} = 4\pi n |\Delta \chi''_{\max}| Q_0 = 5,2\pi n \chi''_{\max} Q_0 \frac{\Delta H_m}{\Delta H}$$

on trouve :

$$X''_{\max} = \frac{1}{2,6\pi\eta Q_0} \frac{\Delta H}{\Delta H_m} \left(\frac{\Delta P_R}{P_i} \right)^{\frac{1}{2}}$$

En substituant à $\frac{\Delta P_R}{P_i}$ la valeur trouvée lorsque m est grand, on obtient :

$$X''_{\min \text{ det}} = \frac{\sqrt{2}}{1,3\pi\eta Q_0} \left(\frac{k T_b}{P_i} \right)^{\frac{1}{2}} (3 B \Delta f_m)^{\frac{1}{4}} \frac{\Delta H}{\Delta H_m}$$

La différence importante avec le résultat établi lorsque m est petit est la présence de $(B \Delta f_m)^{\frac{1}{4}}$, ce qui au pire fait un facteur 100 si le détecteur est à bande large.

c)- Origines et influence du facteur de bruit du système de détection

Dans ce qui précède il a été supposé que seul le bruit thermique était présent dans la détection. C'est un cas idéal, assez loin de la réalité, mais qui se prête à des calculs et donne des ordres de grandeur.

D'autres sources de bruit limitent la sensibilité d'un système de détection, ce sont principalement le bruit de grenaille (shot noise) et le bruit flicker (ou en excès) dans les tubes et les semiconducteurs. Le premier est indépendant de la fréquence dans la mesure où la durée de vie des électrons libres τ_n est grande par rapport au temps de transit τ_t (réf. 39 p. 205) et où la période $T = \frac{1}{f} \gg \tau_t$. ($\tau_n \gg \tau_t$ est généralement vrai pour les diodes à cause de leurs petites dimensions. Le bruit de grenaille est équivalent à une source de courant i telle que $\overline{i^2} = 2 e I \Delta f$. $I = I_0 e^{eV/kT} + I_0$ est la somme des courants qui traversent la diode en présence d'une tension appliquée V ; e est la charge de l'électron. Le 2ème type de bruit varie grossièrement comme $\frac{1}{f}$ et est beaucoup plus grand en polarisation directe qu'inverse dans un cristal détecteur. L'un ou l'autre de ces bruits est prédominant selon la fréquence f et la polarisation V . Enfin, il est connu que le bruit de type grenaille est beaucoup plus faible dans les jonctions $p - n$ que dans les diodes à pointe. Nous ne discuterons pas des causes physiques de ces différentes sources, mais de leur effet global.

- Cas du cristal mélangeur -

Le bruit d'un cristal détecteur est défini par sa température $t = \frac{\Delta P}{k T_o B}$ (le terme est impropre car il s'agit d'un rapport sans dimension), où ΔP est la puissance totale de bruit disponible à la sortie dans une bande B et $T_o = 290^\circ \text{ K}$. t est caractéristique d'un cristal donné et dépend de la fréquence. Dans le cas d'un cristal mélangeur de perte de conversion $L > 1$, le facteur de bruit du cristal est $\frac{\Delta P L}{k T_o B} = t \cdot L$. Il en découle que, si le préamplificateur MF après le cristal a pour facteur de bruit F_{mf} , au total, l'ensemble a pour facteur de bruit :

$$F = tL + (F_{mf} - 1) L = L (t + F_{mf} - 1)$$

- Cas d'un cristal vidéo -

Dans le cas d'une détection vidéo, c'est la fluctuation de bruit à la fréquence vidéo qu'il est intéressant de connaître. Si ΔP est la puissance de bruit totale en vidéo, il est équivalent de supposer le cristal non bruyant, et d'avoir une puissance $\Delta P \cdot L$ à l'entrée. En ne considérant que le bruit global créé par le cristal dans une bande vidéo Δf , la puissance est $\Delta P \cdot L - k T_o \Delta f$. La fluctuation associée étant :

$$v_d^2 = 4 R_d (\Delta P \cdot L - k T_o \Delta f) = 4 R_d k T_o \Delta f (tL - 1)$$

De son côté, du point de vue bruit, la source de signal est caractérisée par une température T_s . Quand son impédance est adaptée à celle du cristal détecteur, la fluctuation v_s à ses bornes en circuit ouvert est donnée par $v_s^2 = 4 R_d k T_s \Delta f$. La combinaison des 2 fluctuations v_d et v_s après mise en parallèle de leur impédance donne une fluctuation v telle que :

$$v^2 = R_d k \Delta f [T_s + (tL - 1) T_o] \quad (\text{réf 30 P. 181})$$

La différence essentielle entre ce type de détection et le récepteur superhétérodyne tient à la fréquence utilisée après la détection et au facteur t qui en dépend à cause du bruit flicker.

- Cas d'un amplificateur hyperfréquence -

Le 3ème cas à considérer est celui où un amplificateur hyperfréquence est utilisé avant détection (amplificateur paramétrique). S'il a un gain g suffisant, le signal amplifié se trouve être bien supérieur au bruit propre du cristal détecteur qu'on peut alors négliger (cas des expériences faites). Il suffit de considérer le bruit total à l'entrée de l'amplificateur hyperfréquence. (le bruit de la source, plus le bruit de l'amplificateur divisé par son gain g) Si F est le facteur de bruit de l'amplificateur, la fluctuation de bruit v_x qui limite la sensibilité est donnée aussi par :

$$\overline{v_x^2} = R_d k B \left[T_s + (F - 1) T_0 \right]$$

- Influence du bruit de la source -

Généralement, la fluctuation $\sqrt{\overline{v_x^2}}$ pourra être calculée par cette formule pour les 3 types de détecteurs envisagés en utilisant le facteur de bruit F approprié. Le terme T_s dépend généralement de la qualité de la source (klystron plus ou moins bruyant) sauf si l'atténuation $\alpha < 1$ placée entre le klystron et la cavité est importante, ce qui limite le bruit d'amplitude ; en effet $T_s = \alpha T_k + (1-\alpha) T_0$ où T_k caractérise le bruit du klystron. Le bruit de fréquence, lui, ne peut pas être traduit simplement par une température.

Pour une atténuation d'environ 20 db, $T_s \approx T_0$. Le 2ème terme de $\overline{v_x^2}$ traduit la qualité du système de détection (température de bruit effective). Lorsque $T_{eff} < T_0$, il peut être intéressant de diminuer aussi T_s en dessous de T_0 . Pour cela, si la puissance P_i ne dépasse pas le mw, on peut envisager de placer l'atténuation α dans l'azote liquide de sorte que $T_s = 77^\circ K$. Les expériences réalisées ont montré que le bruit de fréquence et d'amplitude du klystron utilisé (Varian V 153 C) était inférieur ou égal à celui du récepteur.

- Expression générale de $\chi_{min det}$ quel que soit le système de détection

L'expression de χ'' minimum détectable en utilisant simultanément un

amplificateur hyperfréquence (de facteur de bruit F), une détection quadratique, une détection synchrone et un intégrateur (de constante $\tau = \frac{1}{2\Delta f_m}$) est :

$$X''_{\min \text{ det}} \geq \frac{4}{\pi \eta Q_0} \left\{ \frac{k [T_s + (F-1) T_0] \Delta f_m}{2 P_i} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{\Delta H}{\Delta H_m}$$

C'est l'expression de X'' du § C.2 b dans laquelle on a remplacé T_0 par $\frac{T_s + (F-1) T_0}{2}$ (comparer l'expression de v_x^2 précédente à celle de σ_x^2 , § C. 2 a).

Lorsqu'une détection vidéo simple est utilisée, le facteur de bruit à considérer est celui du cristal. Par exemple pour un 1 N 23 WE lorsque $f_m = 400$ Hz, le facteur t est de l'ordre de 400 et la perte de conversion L de 10, ce qui donne $F = tL = 36$ db (réf 50). Nous voyons que $X''_{\min \text{ det}}$ est $(\frac{F}{2})^{\frac{1}{2}}$ fois la valeur calculée au § C. 2 b; soit, si les conditions sont par ailleurs inchangées, on ne pourra détecter au minimum que :

$$N v_e = 10^{13} \text{ centres}$$

D - MESURES COMPARATIVES DE RAPPORT SIGNAL / BRUIT EN R.P.E -

1°) - Schéma du Montage expérimental -

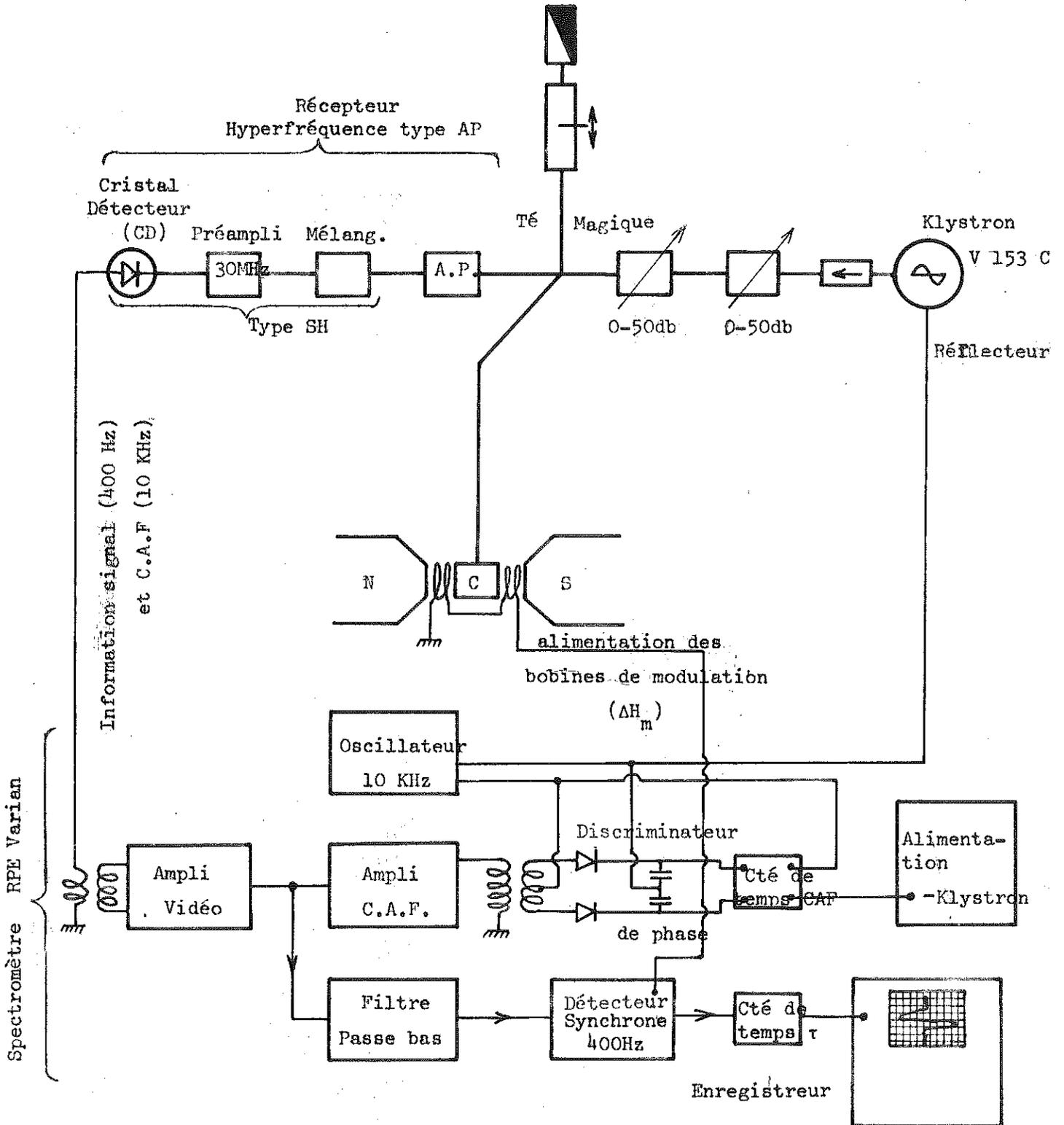


Figure 81

[The page contains extremely faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the paper. The text is too light to transcribe accurately.]

2°) - Description de l'ensemble expérimental -

Le montage est constitué d'un pont hyperfréquence comprenant la cavité résonnante, et d'un ensemble de circuits de détection contenu dans le spectromètre Varian. Un électro-aimant permet de balayer le champ magnétique linéairement autour de la valeur H_0 de résonance.

Au cours des expériences, le signal de résonance est amplifié soit par le récepteur hyperfréquence comprenant l'amplificateur paramétrique (récepteur type AP), soit par le récepteur superhétérodyne seulement (récepteur type SH) ; enfin, un cristal détecteur a été placé directement à la sortie du pont (récepteur type CD).

Pour étudier la sensibilité du spectromètre en fonction du type de récepteur, il est nécessaire d'avoir la même puissance hyperfréquence incidente sur la cavité C (fig.81) de manière à ce que H_1 soit maintenu constant. Cette condition a été respectée pour les récepteurs AP et SH d'une part et SH et CD d'autre part. Il n'a pas été possible de maintenir le même niveau de puissance dans les 3 cas à cause du niveau normalement admissible très différent pour le récepteur type CD. En utilisant un préamplificateur MF de gain 44 db, avec en sortie une impédance de charge de 400 Ω , aucun effet de saturation n'apparaît jusqu'à un niveau de sortie de 3 mw. Cependant, le cristal à réponse quadratique type 423 A ne tolère que 0,5 mw lorsqu'il est chargé sur une impédance vidéo optimum ; ainsi le niveau maximum à l'entrée du récepteur SH compte tenu de la perte de conversion des cristaux mélangeurs, est limité à environ 40 dbm. Dans le cas où on utilise l'amplificateur paramétrique, un fonctionnement normal est obtenu si le niveau d'entrée reste inférieur à 65 dbm. Le cristal détecteur type 1 N 23 C a son facteur de bruit minimum pour une puissance de 7 dbm (réf. 50), ceci donne la limite supérieure de la puissance admissible (à puissance nettement inférieure, on utilise une polarisation indépendante du signal utile). Quant au cristal type 423 A muni d'une charge vidéo optimum, il est quadratique jusqu'à un niveau maximum de 3 dbm.

3°) - Résultats des mesures et discussions -

Récepteur utilisé	Type de détection utilisée	Niveau de puissance dans la cavité	Niveau de puissance à l'entrée du récepteur (maxi tolérable)	Centre paramagnétique	Cte de temps après détect. synchrone	Rapport Signal/Bruit à l'enregistreur	Fig.
AP SH	Linéaire, cristal 1 N 23 C	76 dbm 76 dbm	99 dbm (65) 99 dbm (40)	V ⁺⁺ (MgO)	0,3 s 0,3 s	17 7	83
AP SH	Quadratique Hewlett Packard 423 A (02)	70 dbm 70 dbm	93 dbm (65) 99 dbm (40)	V ⁺⁺	0,3 s 0,3 s	60 15	84
AP SH	Quadratique 423 A (02)	78 dbm 78 dbm	101 dbm (65) 101 dbm (40)	V ⁺⁺	0,3 s 0,3 s	18 3,8	85
SH CD	Quadratique 423 A (02) Linéaire 1 N 23 C	8 dbm 8 dbm	40 dbm (40) 40 dbm (7)	Pitch KCL Varian 0,1%	0,8 s 0,8 s	120 12	86

Figure 82

DISCUSSION :

Le gain du préampli (44db) est un peu élevé pour utiliser le récepteur SH en R.P.E. à fort niveau. Pour travailler dans de bonnes conditions de sensibilité, un gain G de 35 à 40 db serait suffisant.

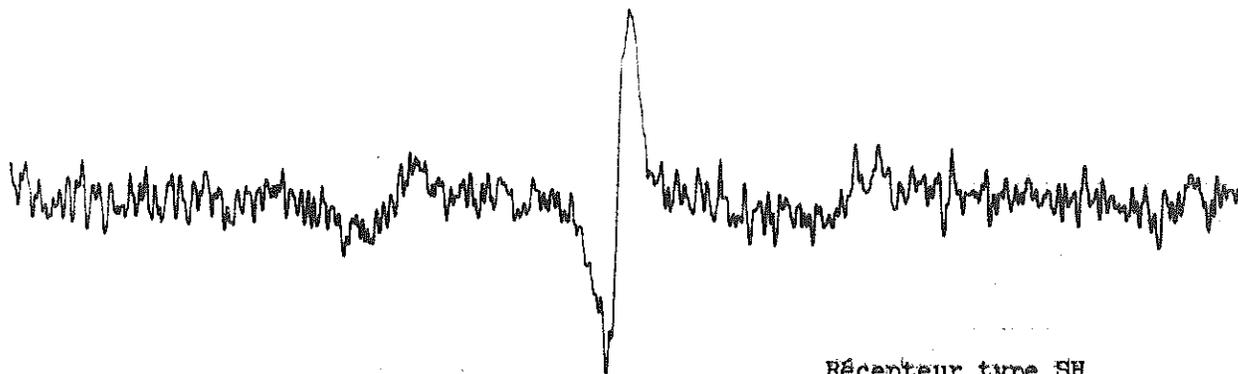
En effet, si l'impédance du cristal est adaptée, le niveau du bruit provenant du préampli et du mélangeur est de $G_{db} + F_{db}$ au dessus du bruit thermique et de $(G + F - tL)db$ au dessus du bruit créé par le cristal détecteur. (F facteur de bruit du récepteur SH et tL du cristal détecteur). Si $tL = 36 db$ (&C.2 c), et avec $F = 10 db$; en admettant un rapport de 10 entre le niveau du bruit provenant du récepteur et celui qui est propre au cristal détecteur, on obtient $G = 36 db$.

Nous voyons donc qu'une diminution de gain du préamplificateur de 8 db permettrait de travailler avec 1 mw dans la cavité (voir tableau) dans le cas du récepteur SH. Au cours des expériences faites nous avons vérifié en coupant le gain du préamplificateur que le bruit enregistré était inexistant. Le gain du spectromètre avait la valeur normale nécessaire pour tracer la raie de résonance.

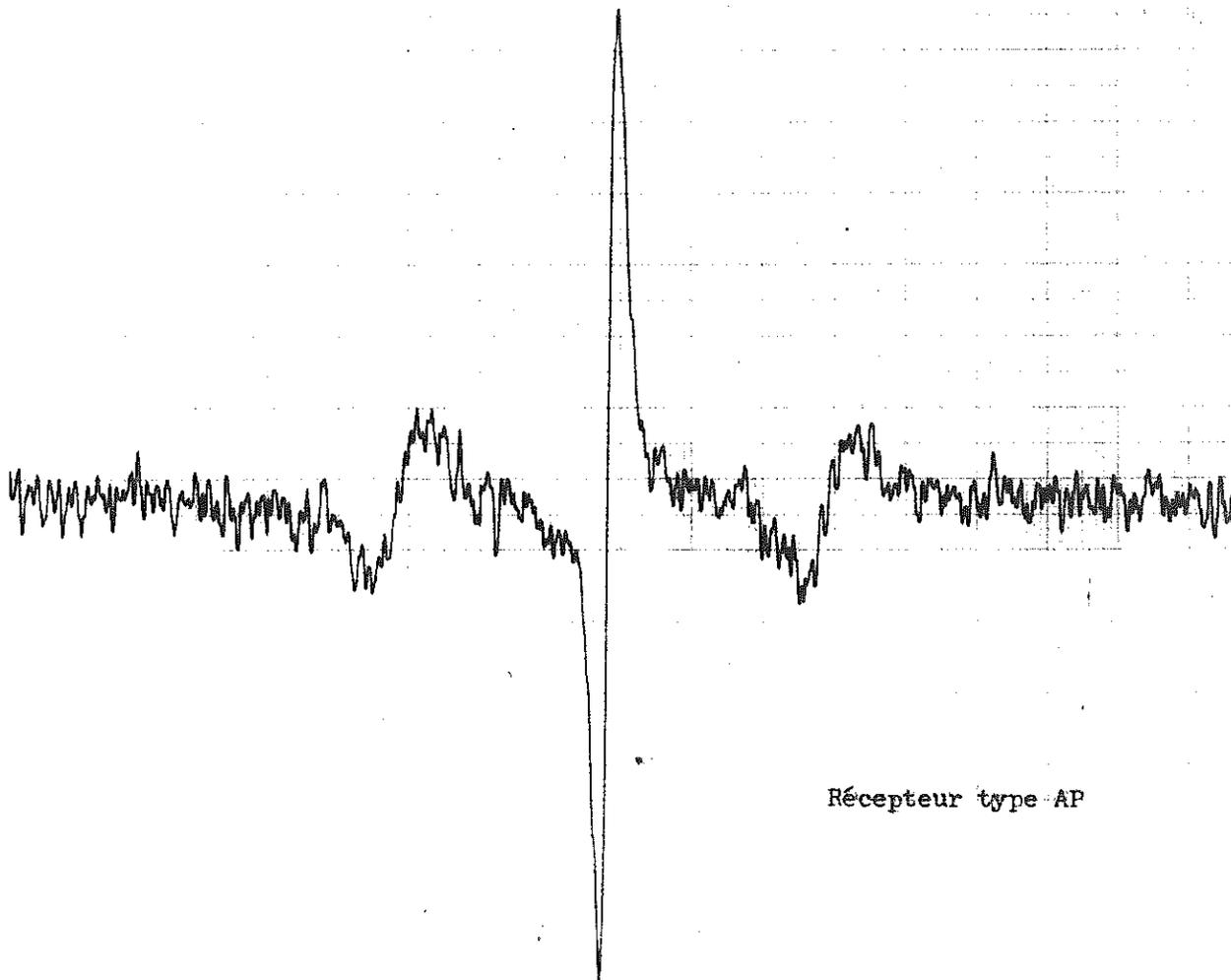
La figure 83 montre les spectres obtenus avec les récepteurs AP et SH et une détection linéaire ; le 1er des deux donne une amélioration du rapport signal/bruit de 2,4 seulement.

La figure 84 montre la différence obtenue si la détection est quadratique. L'amélioration du rapport signal/bruit atteint un facteur 4 (ou 6 db). On note que ceci est pratiquement égal à la différence de facteur de bruit des récepteurs type AP et SH (exprimée en décibels).

La figure 85 montre l'avantage obtenu avec le récepteur type AP en sortant du bruit les 2 satellites de la raie principale (la même situation pourrait être réalisée avec un échantillon paramagnétique moins concentré à niveau de puissance plus fort).



Récepteur type SH



Récepteur type AP

Fig. 83

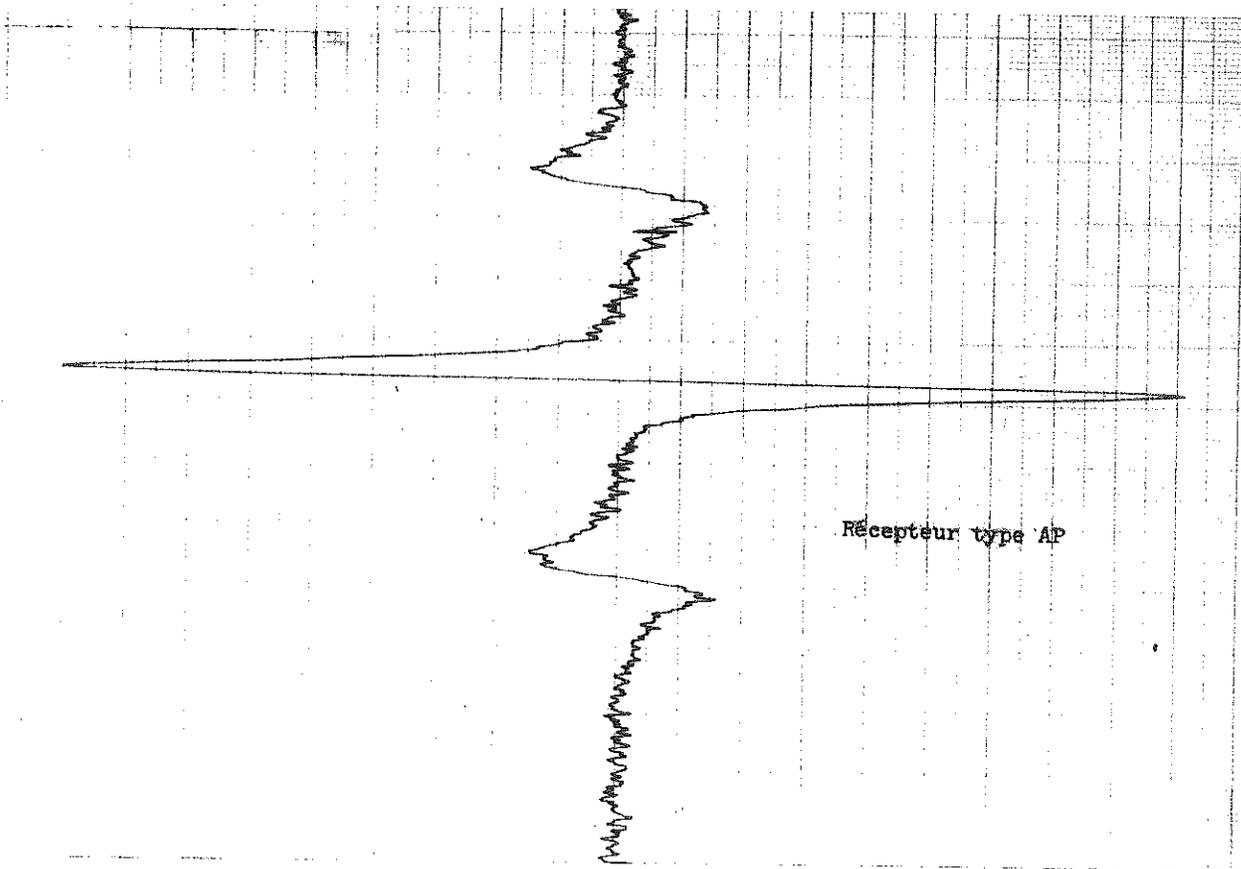
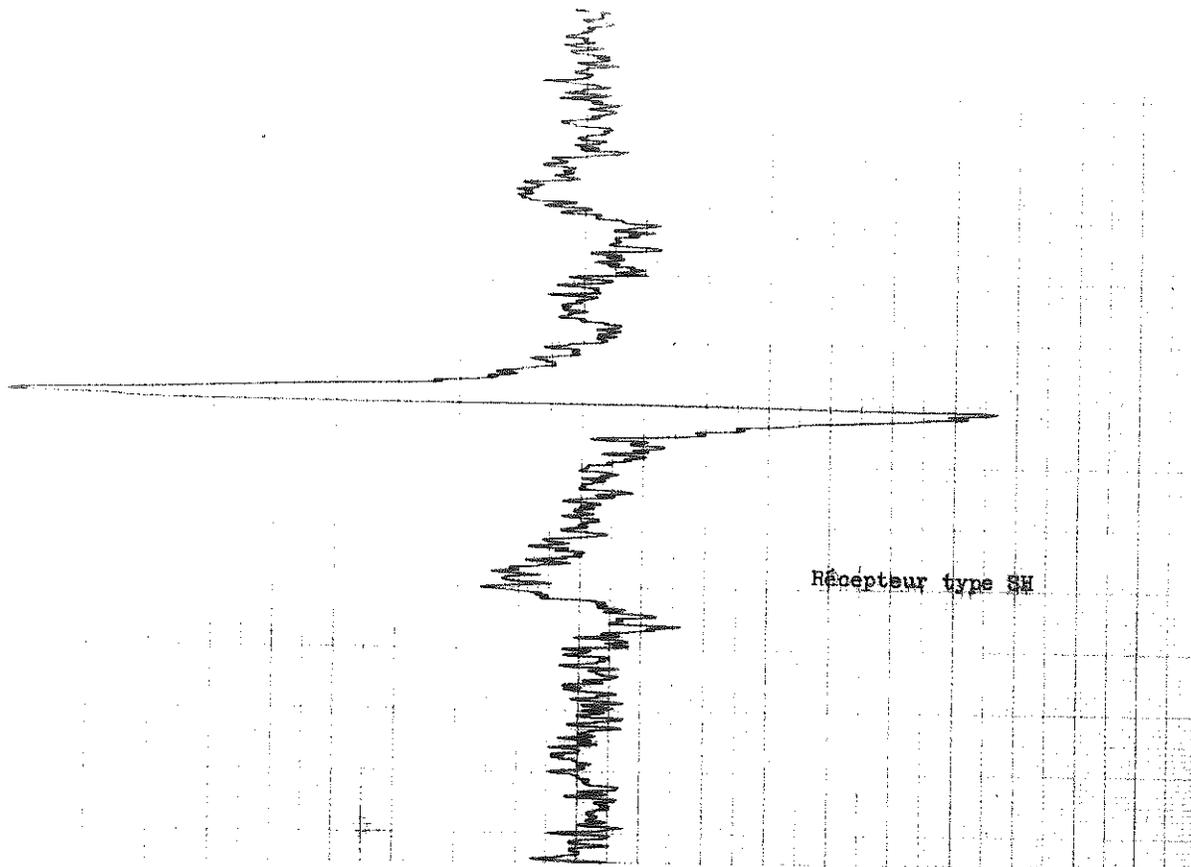
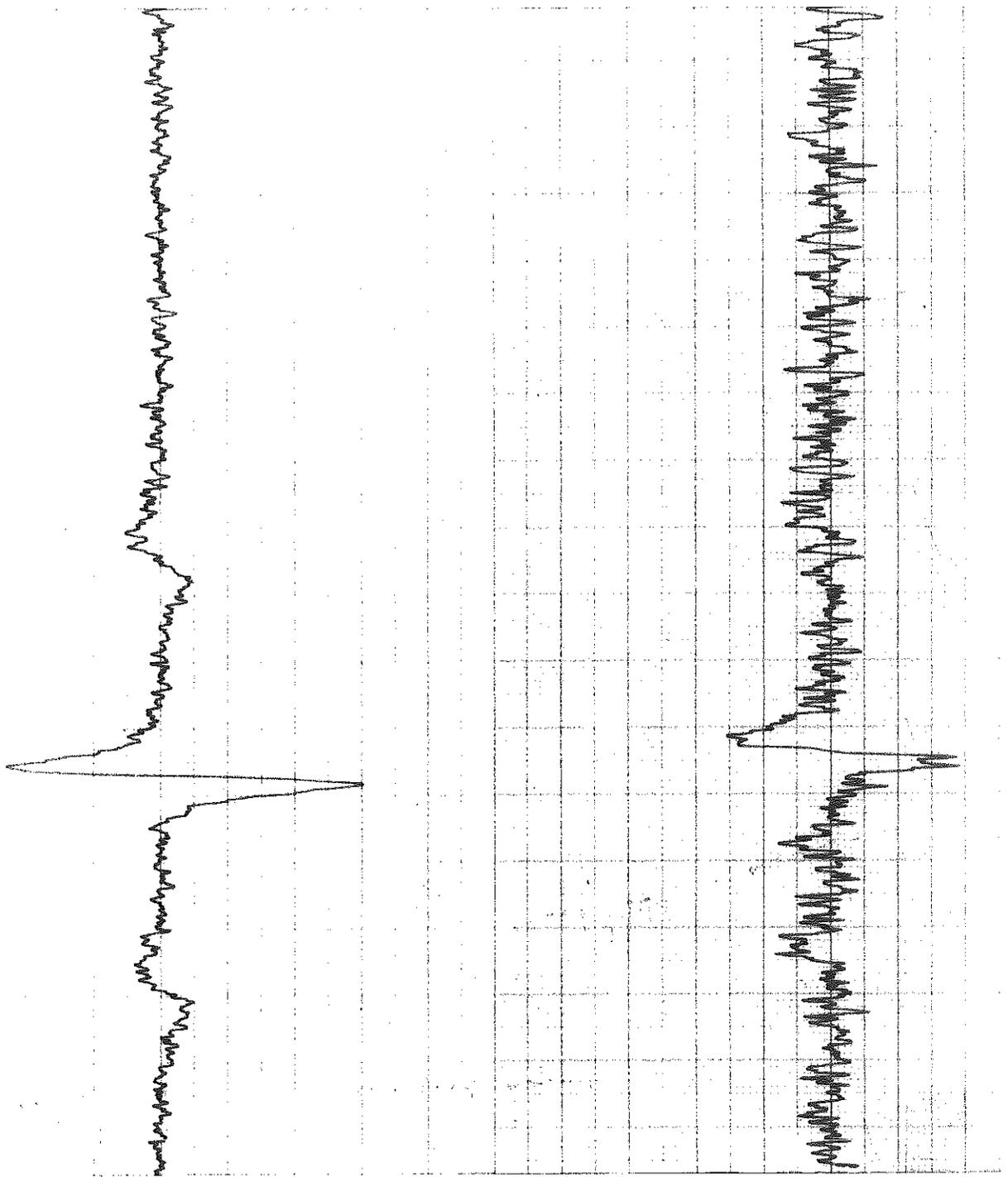


Fig. 84



Récepteur type AP

Récepteur type SH

Fig. 85

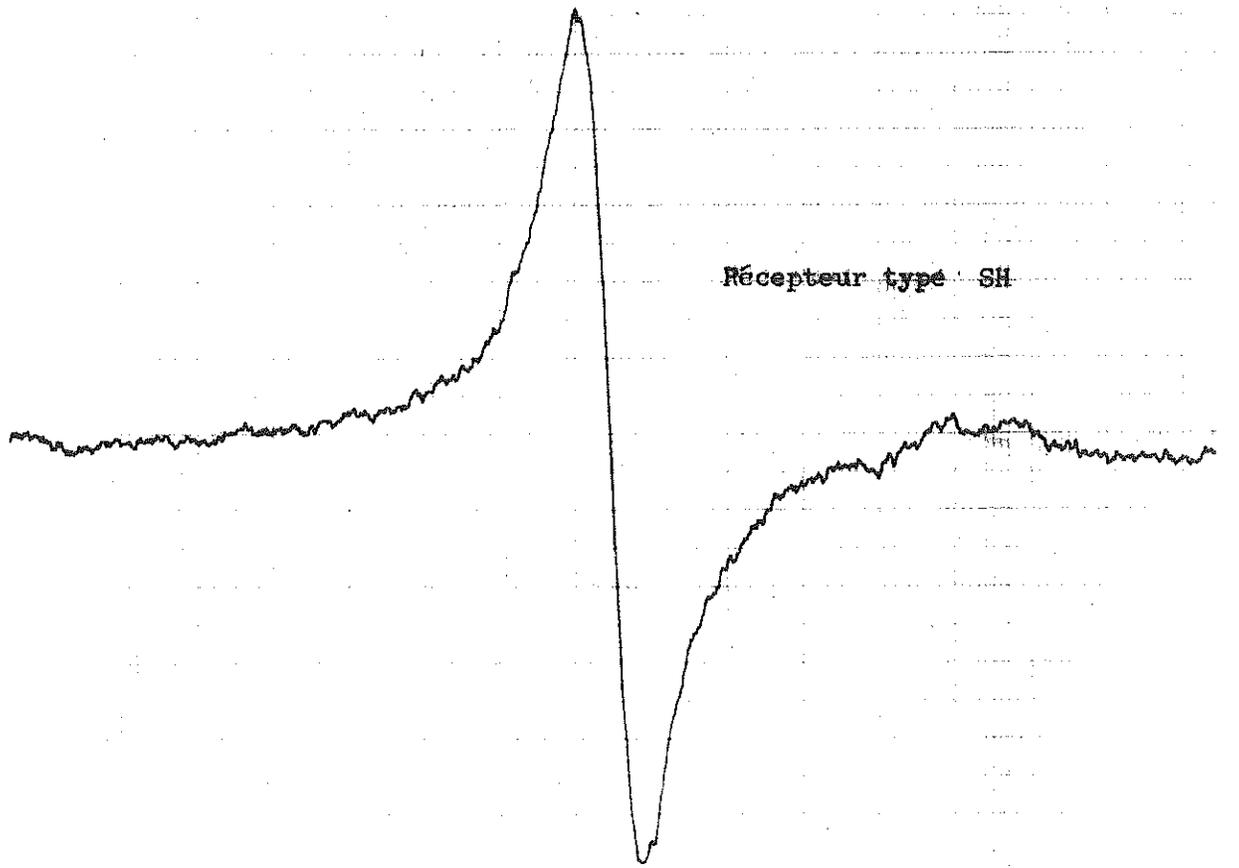
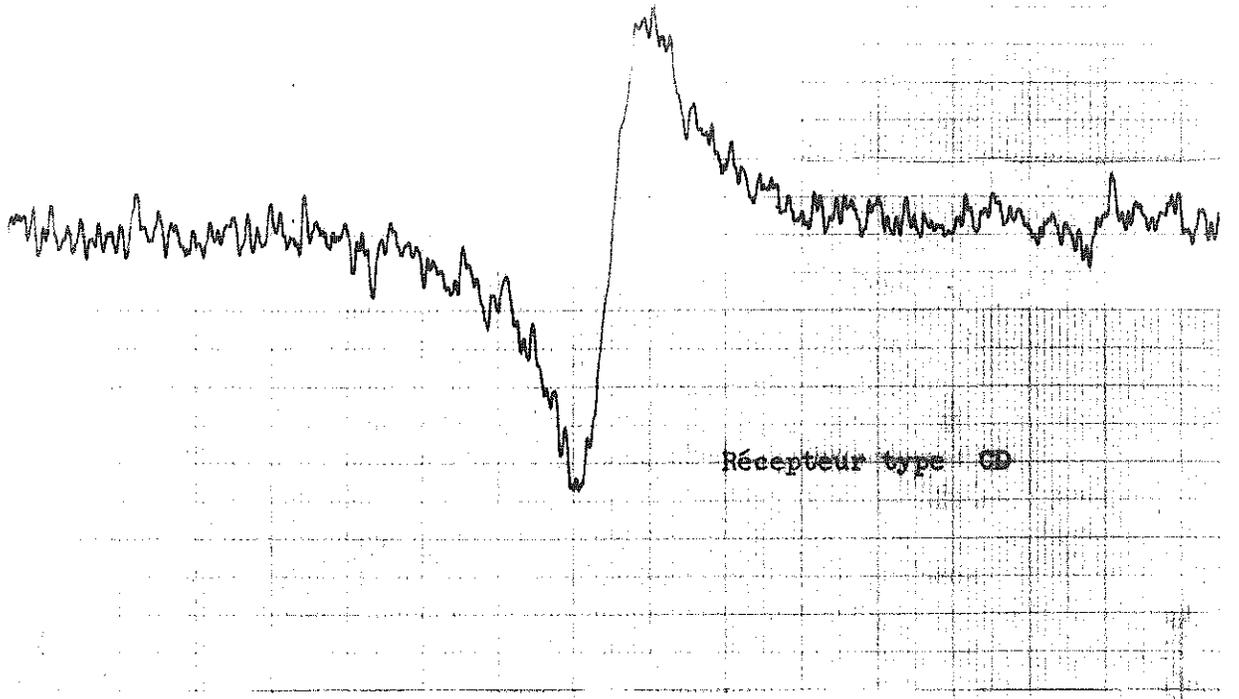


Fig. 86

La figure 86 montre l'avantage du récepteur type SH sur la détection directe type CD avec un niveau de puissance relativement élevé (8 dbm).

La comparaison n'a pas été faite en détection directe et quadratique. Il est probable qu'au lieu d'une amélioration d'un facteur de 10 dans le rapport S/B, on obtienne un facteur 6 environ, ce qui serait encore très important.

Remarques :

D'après la formule générale de $X''_{\min \text{ det}}$ du § C.2.c, on s'attend à ce que le rapport signal/bruit varie comme $T_b^{1/2}$ et, par conséquent, dans le cas de la figure 84 où le rapport

$$\frac{T_b \text{ (SH)}}{T_b \text{ (AP)}} = 9$$

(compte tenu de la perte d'insertion de l'AP) avec :

$$T_b = \frac{T_s + (F - 1) T_o}{2}$$

on devrait obtenir une amélioration du rapport signal/bruit de 3 au lieu de 4 trouvée expérimentalement. Dans le cas de la figure 86, si on prend pour facteur de bruit du cristal 36 db :

$$\frac{T_b \text{ (CD)}}{T_b \text{ (SH)}} = 220$$

l'amélioration théorique serait de l'ordre de 15 en supposant le cristal détecteur quadratique.

Ces résultats expérimentaux prouvent que le bruit de fréquence du klystron V 153 C est négligeable vis à vis du bruit d'un bon récepteur; en particulier dans le cas de la figure 84 où les résultats expérimentaux concordent avec l'amélioration théorique attendue.

4°) - Vérification expérimentale de la formule théorique donnant le nombre de centres minimum détectables (§ C.2. b)

Pour obtenir sur l'enregistreur un rapport $S_s/B_s = 1$ (défini au § C.2.a) il faut un nombre de centres égal à :

$$v_e N = \frac{5,1 v_c}{Q_o \omega_o} \frac{k T_e}{h^2 \gamma} \left\{ \frac{k [T_s + (F - 1) T_o] \Delta f_m}{2 P_i} \right\}^{\frac{1}{2}} \frac{(\Delta H)^2}{\Delta H_m}$$

Prenons les paramètres expérimentaux correspondants au cas de la figure 86 avec récepteur SH. La cavité de $Q_o = 7000$ résonne sur le mode H_{102} à la fréquence 9 500 MHz. L'échantillon Varian est un petit cylindre de $\phi = 3$ mm placé au centre de la cavité parallèlement au champ H_1 et la traversant complètement. Le coefficient de remplissage de la cavité par l'échantillon η , calculé en négligeant son diamètre vis à vis de la longueur de la cavité (4,31cm) est exactement v_e / v_c (§ B.2.a).

Le récepteur a un facteur de bruit de 13 db \pm 1 db, compte tenu de la perte d'insertion de l'amplificateur paramétrique qui est hors fonctionnement.

La largeur de la raie à mi-hauteur est de 4 gauss et l'amplitude réduite de la modulation du champ estimée à $\Delta H_m / \Delta H = 0,2 \pm 0,05$ (réf.49) ; ΔH_m est réglé à la limite visible de l'élargissement de la raie.

par ailleurs :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_e = 11,2 \text{ cm}^3 \\ T_e = 290^\circ\text{K} \\ \Delta f_m = 0,6 \text{ Hz} \\ P_i = 0,16 \text{ mw soit } 16 \cdot 10^2 \text{ u.e.m.} \end{array} \right.$$

on trouve :

$$v_e N = 6,8 \cdot 10^{13} \text{ centres}$$

La détection est quadratique et, dans la mesure où le taux de modulation m est petit (§ C.2.a et B.2.c) le signal est proportionnel au nombre de centres. Le rapport $S_s/B_s = 120$ entraîne que le nombre de centres contenu à l'intérieur de la cavité est de $8,1 \cdot 10^{15}$. Compte tenu de l'imprécision des quantités Q_o , F , P_i et $\Delta H_m / \Delta H$, le calcul d'erreur montre qu'on obtient $v_e N$ à ± 3 db.

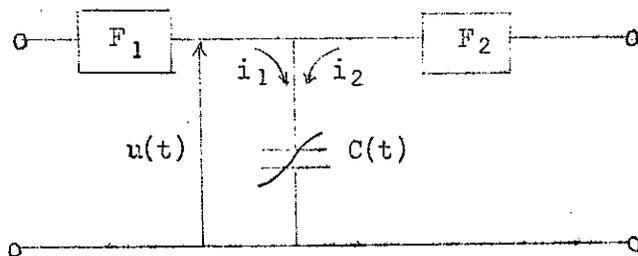
Donc le nombre de centres contenu dans la cavité serait compris entre :

$$4 \cdot 10^{15} < \text{nb centres} < 16 \cdot 10^{15}$$

Par ailleurs l'échantillon Varian utilisé est donné pour $3 \cdot 10^{15}$ centres/cm soit pour $7 \cdot 10^{15}$ centres à l'intérieur de la cavité.

ANNEXE 1

Calcul de la matrice d'impédance d'un quadripôle réactif modulé périodiquement



Soit le quadripôle ci-contre. Il est muni de deux filtres F_1 et F_2 ne laissant passer respectivement que les courants i_1 et i_2 de fréquences f_1 et f_2 . Considérons la capacité $C(t)$ périodique dont la variation dans le temps est la suivante :

$$C(t) = C_0 + 2C_1 \cos \Omega t + 2C_2 \cos 2\Omega t$$

En régime périodique, la tension $u(t)$ ne comporte que les pulsations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_1 = 2\pi f_1 \\ \omega_2 = \Omega - \omega_1 = 2\pi f_2 \\ \omega_3 = -\Omega + \omega_1 \\ \omega_4 = 2\Omega - \omega_1 \\ \omega_5 = 2\Omega + \omega_1 \\ \omega_6 = 3\Omega - \omega_1 \end{array} \right.$$

parce que, seuls les courants de pulsations ω_1 et ω_2 ne sont pas nuls, ω_4 et ω_5 résultant du passage de i_1 dans $C(t)$ et ω_6 du passage de i_2 dans $C(t)$. On l'écrit sous la forme d'une superposition de six termes,

$$\begin{aligned} u(t) &= U_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + U_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) + U_3 \cos(\omega_3 t + \phi_3) \\ &\quad + U_4 \cos(\omega_4 t + \phi_4) + U_5 \cos(\omega_5 t + \phi_5) + U_6 \cos(\omega_6 t + \phi_6) \\ &= u_1 + u_2 + u_3 + u_4 + u_5 + u_6 \end{aligned}$$

où les U sont des quantités réelles. Les phases $(\omega_1 t + \phi_1)$, $(\omega_2 t + \phi_2)$ etc... sont prises par rapport à une référence commune, soit Ωt qui est celle de la modulation de la capacité. En notation exponentielle, on écrira $u(t)$ sous la forme :

$$u(t) = U_1 \exp j \omega_1 t + U_2 \exp j \omega_2 t + \dots$$

en ne considérant que les parties réelles à condition que $U_1 = u_1 \exp j \phi_1$
 $U_2 = u_2 \exp j \phi_2$, ... Calculons le courant total i qui traverse la capacité et, pour l'instant, supposons qu'il n'y ait pas de filtres F_1 et F_2 ;

$$i = \frac{d}{dt} [C \cdot u] = \left[\frac{d}{dt} C(t) \right] \cdot u + C \frac{d}{dt} u(t)$$

On a pour la première partie du deuxième membre :

$$\left[\frac{d}{dt} C(t) \right] \times u = -2 \left[C_1 \sin \Omega t + 2C_2 \sin 2\Omega t \right] \times \Omega \times$$

$$\left[U_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1) + U_2 \cos(\omega_2 t + \phi_2) + U_3 \cos(\omega_3 t + \phi_3) \right.$$

$$\left. + U_4 \cos(\omega_4 t + \phi_4) + U_5 \cos(\omega_5 t + \phi_5) + U_6 \cos(\omega_6 t + \phi_6) \right]$$

$$\left[\frac{d}{dt} C(t) \right] \times u = -C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_1) t + \phi_1 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_1) t - \phi_1 \right] \right) U_1$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_1) t + \phi_1 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_1) t - \phi_1 \right] \right) U_1$$

$$- C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_2) t + \phi_2 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_2) t - \phi_2 \right] \right) U_2$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_2) t + \phi_2 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_2) t - \phi_2 \right] \right) U_2$$

$$- C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_3) t + \phi_3 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_3) t - \phi_3 \right] \right) U_3$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_3) t + \phi_3 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_3) t - \phi_3 \right] \right) U_3$$

$$- C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_4) t + \phi_4 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_4) t - \phi_4 \right] \right) U_4$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_4) t + \phi_4 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_4) t - \phi_4 \right] \right) U_4$$

$$- C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_5) t + \phi_5 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_5) t - \phi_5 \right] \right) U_5$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_5) t + \phi_5 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_5) t - \phi_5 \right] \right) U_5$$

$$- C_1 \Omega \left(\sin \left[(\Omega + \omega_6) t + \phi_6 \right] + \sin \left[(\Omega - \omega_6) t - \phi_6 \right] \right) U_6$$

$$- 2C_2 \Omega \left(\sin \left[(2\Omega + \omega_6) t + \phi_6 \right] + \sin \left[(2\Omega - \omega_6) t - \phi_6 \right] \right) U_6$$

Remplaçons tous les $-\sin\phi$ par $\cos(\phi + \frac{\pi}{2})$ et passons en écriture exponentielle. La première ligne devient :

$$C_1\Omega \left[U_1 \exp \left(j(\Omega+\omega_1)t + \phi_1 + \frac{\pi}{2} \right) + U_1 \exp \left(j(\Omega-\omega_1)t - \phi_1 + \frac{\pi}{2} \right) \right]$$

ou encore :

$$jC_1\Omega \left[U_1 \exp j\omega_3t + U_1^* \exp j\omega_2t \right]$$

Réécrivons $\left[\frac{d}{dt} C(t) \right] \times u$ en supprimant les termes de pulsations différentes de $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_6$:

$$\begin{aligned} \left[\frac{d}{dt} C(t) \right] \times u = & jC_1\Omega(U_1e^{j\omega_3t} + U_1^*e^{j\omega_2t}) + 2jC_2\Omega(U_1e^{j\omega_5t} + U_1^*e^{j\omega_4t}) \\ & + jC_1\Omega(U_2e^{j\omega_4t} + U_2^*e^{j\omega_1t}) + 2jC_2\Omega(U_2^*e^{j\omega_3t} \\ & + jC_1\Omega(U_3e^{j\omega_5t} + U_3^*e^{-j\omega_1t}) + 2jC_2\Omega(U_3^*e^{j\omega_2t} \\ & + jC_1\Omega(U_4e^{-j\omega_2t} + 2jC_2\Omega(U_4^*e^{j\omega_1t} \\ & + jC_1\Omega(U_5e^{-j\omega_3t} + 2jC_2\Omega(U_5^*e^{-j\omega_1t} \\ & + jC_1\Omega(U_6e^{-j\omega_4t} + 2jC_2\Omega(U_6^*e^{-j\omega_2t} \end{aligned}$$

On a pour la seconde partie du deuxième membre :

$$\begin{aligned} C \left(\frac{d}{dt} u(t) \right) = & -(C_0 + 2C_1 \cos \Omega t + 2C_2 \cos 2\Omega t) \times \left\{ \begin{aligned} & \omega_1 U_1 \sin(\omega_1 t + \phi_1) + \omega_2 U_2 \sin(\omega_2 t + \phi_2) \\ & \omega_2 U_3 \sin(\omega_3 t + \phi_3) + \omega_4 U_4 \sin(\omega_4 t + \phi_4) \\ & \omega_5 U_5 \sin(\omega_5 t + \phi_5) + \omega_6 U_6 \sin(\omega_6 t + \phi_6) \end{aligned} \right\} \\ = & C_0 \omega_1 U_1 \cos(\omega_1 t + \phi_1 + \frac{\pi}{2}) - C_1 \omega_1 U_1 \{ \sin[(\omega_1 + \Omega)t + \phi_1] + \sin[(\omega_1 - \Omega)t + \phi_1] \} \\ & - C_2 \omega_1 U_1 \{ \sin[(\omega_1 + 2\Omega)t + \phi_1] + \sin[(\omega_1 - 2\Omega)t + \phi_1] \} \\ & + \dots \text{ etc...} \end{aligned}$$

Passons en notations exponentielles, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
 C\left(\frac{d}{dt} u(t)\right) = & jC_0\omega_1U_1 e^{j\omega_1t} + jC_1\omega_1U_1(e^{j\omega_3t}+e^{-j\omega_2t}) + jC_2\omega_1U_1(e^{j\omega_5t}+e^{-j\omega_4t}) \\
 & + jC_0\omega_2U_2 e^{j\omega_2t} + jC_1\omega_2U_2(e^{j\omega_4t}+e^{-j\omega_1t}) + jC_2\omega_2U_2 e^{-j\omega_3t} \\
 & + jC_0\omega_3U_3 e^{j\omega_3t} + jC_1\omega_3U_3(e^{j\omega_5t}+e^{j\omega_1t}) + jC_2\omega_3U_3 e^{-j\omega_2t} \\
 & + jC_0\omega_4U_4 e^{j\omega_4t} + jC_1\omega_4U_4 e^{j\omega_2t} + jC_2\omega_4U_4 e^{-j\omega_1t} \\
 & + jC_0\omega_5U_5 e^{j\omega_5t} + jC_1\omega_5U_5 e^{j\omega_3t} + jC_2\omega_5U_5 e^{j\omega_1t} \\
 & + jC_0\omega_6U_6 e^{j\omega_6t} + jC_1\omega_6U_6 e^{j\omega_4t} + jC_2\omega_6U_6 e^{j\omega_2t}
 \end{aligned}$$

En additionnant les deux parties du deuxième membre, on obtient

$$i = \frac{d}{dt} \left[C(t) \cdot u(t) \right] :$$

$$\begin{aligned}
 i = & jC_0\omega_1U_1 e^{j\omega_1t} + jC_1\omega_3U_1 e^{j\omega_3t} + jC_1\omega_1U_1 e^{-j\omega_2t} + jC_1\Omega_1^* e^{j\omega_2t} \\
 & + jC_2\omega_5U_1 e^{j\omega_5t} + jC_2\omega_1U_1 e^{-j\omega_4t} + 2jC_2\Omega_1^* e^{j\omega_4t} \\
 & + jC_0\omega_2U_2 e^{j\omega_2t} + jC_1\omega_4U_2 e^{j\omega_4t} + jC_1\omega_2U_2 e^{-j\omega_1t} + jC_1\Omega_2^* e^{j\omega_1t} \\
 & + jC_2\omega_2U_2 e^{-j\omega_3t} + 2jC_2\Omega_2^* e^{j\omega_3t} \\
 & + jC_0\omega_3U_3 e^{j\omega_3t} + jC_1\omega_5U_3 e^{j\omega_5t} + jC_1\omega_3U_3 e^{j\omega_1t} + jC_1\Omega_3^* e^{-j\omega_1t} \\
 & + jC_2\omega_3U_3 e^{-j\omega_2t} + 2jC_2\Omega_3^* e^{j\omega_2t} \\
 & + jC_0\omega_4U_4 e^{j\omega_4t} + jC_1\omega_4U_4 e^{j\omega_2t} + jC_1\Omega_4^* e^{-j\omega_2t} \\
 & + jC_2\omega_4U_4 e^{-j\omega_1t} + 2jC_2\Omega_4^* e^{j\omega_1t}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ jC_0\omega_5 U_5 e^{j\omega_5 t} + jC_1\omega_5 U_5 e^{j\omega_3 t} + jC_1\Omega U_5^* e^{-j\omega_3 t} \\
 &\quad + jC_2\omega_5 U_5 e^{j\omega_1 t} + 2jC_2\Omega U_5^* e^{-j\omega_1 t} \\
 &+ jC_0\omega_6 U_6 e^{j\omega_6 t} + jC_1\omega_6 U_6 e^{j\omega_4 t} + jC_1\Omega U_6^* e^{-j\omega_4 t} \\
 &\quad + jC_2\omega_6 U_6 e^{j\omega_2 t} + 2jC_2\Omega U_6^* e^{-j\omega_2 t}
 \end{aligned}$$

Décomposons i sous la forme $i = i_1 + i_2 + i_3 + i_4 + i_5 + i_6$ où les indices correspondent aux pulsations. Ecrivons le sous forme matricielle en fonction des $u = U e^{j\omega t}$ en ne considérant que les amplitudes et en respectant les phases :

$$\begin{array}{c|c|c|c|c|c|c|c}
 i_1 & & jC_0\omega_1 & jC_1\omega_1 & jC_1\omega_1 & jC_2\omega_1 & jC_2\omega_1 & 0 & u_1 \\
 i_2^* & & -jC_1\omega_2 & -jC_0\omega_2 & -jC_2\omega_2 & -jC_1\omega_2 & 0 & -jC_2\omega_2 & u_2^* \\
 i_3 & & jC_1\omega_3 & jC_2\omega_3 & jC_0\omega_3 & 0 & jC_1\omega_3 & 0 & u_3 \\
 i_4^* & = & -jC_2\omega_4 & -jC_1\omega_4 & 0 & -jC_0\omega_4 & 0 & -jC_1\omega_4 & u_4^* \\
 i_5 & & jC_2\omega_5 & 0 & jC_1\omega_5 & 0 & jC_0\omega_5 & 0 & u_5 \\
 i_6^* & & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -jC_0\omega_6 & u_6^*
 \end{array}$$

Soit : $|i| = |A| |U|$

On voit que $i_6 = jC_0\omega_6 u_6$. En se rappelant maintenant l'existence des filtres F_1 et F_2 , $i_3 = i_4 = i_5 = i_6 = 0$ et $u_6 = 0$; $i_3 = i_4 = i_5 = 0$ peut être écrit sous la forme :

$$\begin{cases}
 C_1 u_1 + C_2 u_2^* + C_0 u_3 & * C_1 u_5 = 0 \\
 C_2 u_1 + C_1 u_2^* & + C_0 u_4^* = 0 \\
 C_2 u_1 & + C_1 u_3 + C_0 u_5 = 0
 \end{cases}$$

De ces trois équations, nous allons tirer u_3 , u_4^* et u_5 en fonction de u_1 et u_2^* :

$$u_3 = - \frac{C_1(C_0 - C_2)u_1 + C_0 C_2 u_2^*}{C_0^2 - C_1^2}$$

$$u_4^* = - \frac{C_2}{C_0} u_1 - \frac{C_1}{C_0} u_2^*$$

$$u_5 = \frac{(C_1^2 - C_0 C_2)u_1 + C_1 C_2 u_2^*}{C_0^2 - C_1^2}$$

Posons $\gamma_1 = C_1/C_0$ et $\gamma_2 = C_2/C_0$; γ_1 et $\gamma_2 \leq 0,5$ car $C(t)$ est toujours supérieur à 0 :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_3 = - \frac{\gamma_1(1 - \gamma_2) u_1 + \gamma_2 u_2^*}{1 - \gamma_1^2} \\ u_4^* = - \gamma_2 u_1 - \gamma_1 u_2^* \\ u_5 = \frac{(\gamma_1^2 - \gamma_2) u_1 + \gamma_1 \gamma_2 u_2^*}{1 - \gamma_1^2} \end{array} \right.$$

Nous pouvons alors exprimer i_1 et i_2^* uniquement en fonction de u_1 et u_2^* . Partant de :

$$\frac{i_1}{jC_0 \omega_1} = u_1 + \gamma_1 u_2^* + \gamma_1 u_3 + \gamma_2 u_4^* + \gamma_2 u_5$$

$$\frac{i_2^*}{jC_0 \omega_2} = -(\gamma_1 u_1 + u_2^* + \gamma_2 u_3 + \gamma_1 u_4^*)$$

D'où la matrice d'admittance valable pour u_3 , u_4 et $u_5 \neq 0$ mais où $i_3 = i_4 = i_5 = i_6 = 0$:

$$\begin{array}{c} i_1 \\ i_2^* \end{array} \begin{array}{c} jC_0\omega_1 \frac{1-2\gamma_1^2(1-\gamma_2) - \gamma_2^2(2-\gamma_1^2)}{1-\gamma_1^2} \\ -jC_0\omega_2 \frac{\gamma_1[(1-\gamma_2)^2 - \gamma_1^2(1-\gamma_2)]}{1-\gamma_1^2} \end{array} \times \begin{array}{c} jC_0\omega_1 \frac{\gamma_1[(1-\gamma_2)^2 - \gamma_1^2(1-\gamma_2)]}{1-\gamma_1^2} \\ -jC_0\omega_2 \frac{1-\gamma_2^2 - \gamma_1^2(2-\gamma_1^2)}{1-\gamma_1^2} \end{array} \begin{array}{c} u_1 \\ u_2^* \end{array}$$

En écrivant :

$$\begin{array}{c} \frac{i_1}{jC_0\omega_1} \\ \frac{i_2^*}{jC_0\omega_2} \end{array} = \begin{array}{cc} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{array} \begin{array}{c} u_1 \\ u_2^* \end{array}$$

et posant le déterminant $D = a_{11} a_{22} - a_{12} a_{21}$. La matrice d'impédance du quadripôle est l'inverse de la matrice d'admittance. Avec les notations nouvelles :

$$\begin{array}{c} u_1 \\ u_2^* \end{array} = (1-\gamma_1^2) \begin{array}{cc} \frac{a_{22}}{D} & \frac{-a_{12}}{D} \\ \frac{-a_{21}}{D} & \frac{a_{11}}{D} \end{array} \begin{array}{c} \frac{i_1}{jC_0\omega_1} \\ \frac{i_2^*}{jC_0\omega_2} \end{array}$$

On trouve :

$$\begin{aligned} D = & -1 + 5\gamma_1^2 + 3\gamma_2^2 - 6\gamma_1\gamma_2 - 7\gamma_1^4 - \gamma_1^2\gamma_2^2 - 2\gamma_2^4 + 10\gamma_1^4\gamma_2 - 2\gamma_1^2\gamma_2^3 \\ & - 2\gamma_1^4\gamma_2^2 + 2\gamma_1^2\gamma_2^4 + 3\gamma_1^6 - 4\gamma_1^6\gamma_2 + 2\gamma_1^4\gamma_2^3 \end{aligned}$$

La matrice d'impédance est, le facteur commun $(\frac{1-\gamma_1^2}{D})$ y étant inclus :

$$\begin{array}{c} u_1 \\ \\ u_2^* \end{array} \left| \begin{array}{cc} \frac{-[(1-\gamma_1^2)^2 - \gamma_2^2]}{jC_o \omega_1} & \frac{-\gamma_1 [(1-\gamma_2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)]}{jC_o \omega_2} \\ \frac{\gamma_1 [(1-\gamma_2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)]}{jC_o \omega_1} & \frac{[1-2\gamma_1^2 (1-\gamma_2) - \gamma_2^2 (2-\gamma_1^2)]}{jC_o \omega_2} \end{array} \right| \begin{array}{c} i_1 \\ \\ i_2^* \end{array}$$

$$= \frac{(1-\gamma_1^2)}{D}$$

Résultats obtenus dans des cas particuliers :

- Dans le cas de $\gamma_2 \neq 0$ mais où les approximations suivantes sont valables :

$$\gamma_2^2 \ll (1 - \gamma_1^2)^2$$

$$\gamma_1^2 \left[\gamma_1^2 + 2 (\gamma_2/\gamma_1)^2 - \gamma_2(2 + \gamma_2) \right] \ll (1 - \gamma_1^2)^2$$

La matrice d'admittance se réduit à :

$$\begin{array}{c} i_1 \\ \\ i_2^* \end{array} \left| \begin{array}{cc} jC_o \omega_1 (1-\gamma_1^2) & jC_o \omega_1 \gamma_1 (1-\gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right) \\ -jC_o \omega_2 \gamma_1 (1-\gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right) & -jC_o \omega_2 (1-\gamma_1^2) \end{array} \right| \begin{array}{c} u_1 \\ \\ u_2^* \end{array}$$

La matrice d'impédance simplifiée déduite de la matrice d'admittance est :

$$\begin{array}{c} u_1 \\ \\ u_2^* \end{array} \left| \begin{array}{cc} \frac{1 - \gamma_1^2}{jC_o \omega_1 \left[(1-\gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)^2 \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)^2 \right]} & \frac{\gamma_1 (1-\gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)}{jC_o \omega_2 \left[(1-\gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)^2 \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)^2 \right]} \\ \frac{-\gamma_1 (1-\gamma_2) \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)}{jC_o \omega_1 \left[(1-\gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)^2 \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)^2 \right]} & \frac{-(1 - \gamma_1^2)}{jC_o \omega_2 \left[(1-\gamma_1^2)^2 - \gamma_1^2 (1-\gamma_2)^2 \left(1 - \frac{\gamma_2}{1-\gamma_1^2}\right)^2 \right]} \end{array} \right| \begin{array}{c} i_1 \\ \\ i_2^* \end{array}$$

Dans le cas de $\gamma_2 = 0$ et pour $i_6 = 0$, la matrice d'impédance (inverse de A) a été calculée.

Matrice inverse de A :

$$A^{-1} = \begin{array}{c} \frac{1-\gamma_1^2}{jC_{\omega_1}(1-3\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1}{jC_{\omega_2}(1-3\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1}{jC_{\omega_3}(1-3\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1^2}{jC_{\omega_4}(1-3\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1^2}{jC_{\omega_5}(1-3\gamma_1^2)} \\ \hline -\gamma_1 \quad \frac{-\gamma_1(1-2\gamma_1^2)}{jC_{\omega_2}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1^2}{jC_{\omega_3}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1(1-2\gamma_1^2)}{jC_{\omega_4}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1^3}{jC_{\omega_5}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \\ \hline -\gamma_1 \quad \frac{-\gamma_1^2}{jC_{\omega_2}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{1-2\gamma_1^2}{jC_{\omega_3}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1^3}{jC_{\omega_4}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1(1-2\gamma_1^2)}{jC_{\omega_5}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \\ \hline \gamma_1^2 \quad \frac{\gamma_1(1-2\gamma_1^2)}{jC_{\omega_2}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1^3}{jC_{\omega_3}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1(1-3\gamma_1^2+\gamma_1^4)}{jC_{\omega_4}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{\gamma_1^4}{jC_{\omega_5}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \\ \hline \gamma_1^2 \quad \frac{\gamma_1^3}{jC_{\omega_2}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1(1-2\gamma_1^2)}{jC_{\omega_3}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{-\gamma_1^4}{jC_{\omega_4}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \quad \frac{1-3\gamma_1^2+\gamma_1^4}{jC_{\omega_5}(1-3\gamma_1^2)(1-\gamma_1^2)} \end{array}$$

Nous avons donc :

$$\begin{array}{|c|} \hline u_1 \\ \hline u_2^* \\ \hline u_3 \\ \hline u_4^* \\ \hline u_5 \\ \hline \end{array} = A^{-1} \begin{array}{|c|} \hline i_1 \\ \hline i_2^* \\ \hline i_3 \\ \hline i_4^* \\ \hline i_5 \\ \hline \end{array}$$

ANNEXE 2

Calcul de la fréquence de pompage optimum et du facteur de bruit minimum obtainable dans le cas où le circuit image est chargé par une résistance additionnelle à la température du zéro absolu.

Comme on peut le voir au chapitre III, § 4, dans le cas où $R_2 \neq 0$ a une température nulle,

$$\Delta B_2 = \left| \frac{Z_{12}}{Z_{22}^* + Z_{T_2}} \right|^2 k T \Delta f \frac{R_S}{R_g} \times G$$

Le facteur de bruit obtenu a pour expression :

$$F = 1 + \frac{T}{T_0} \left[\frac{R_1 + R_S}{R_g} + \frac{\omega_1}{\omega_2} \frac{R}{R_g} \frac{R_S}{R_2 + R_S} \right]$$

Elle est différente de celle qu'on obtient quand R_2 est à la même température T que R_g . Cherchons le minimum de :

$$(F - 1) \frac{T_0}{T} = a \frac{R_S}{R_g} + u \left(1 + a \frac{R_S}{R_g} \right) \frac{1}{b}$$

Utilisant la même condition de gain élevé, $R_g/R_S = \frac{u}{b} (\gamma Q)^2 - a$

$$(F - 1) \frac{T_0}{T} = \frac{\left(\frac{u}{b}\right)^2 (\gamma Q)^2 + a}{\frac{u}{b} (\gamma Q)^2 - a} = g(u/b)$$

Le minimum de cette fonction $g(u/b)$ est obtenu quand :

$$(u/b)_{\text{optimum}} = \frac{a + \sqrt{a^2 + a(\gamma Q)^2}}{(\gamma Q)^2}$$

$$(\omega_2/\omega_1)_{\text{opt.}} = 1/u_{\text{opt.}} = \frac{(\gamma Q)^2}{b} \frac{1}{a + \sqrt{a^2 + a(\gamma Q)^2}} = \frac{\sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{a}} - 1}{b}$$

Il s'ensuit que la fréquence de pompage optimum est donnée par :

$$\frac{f_{p \text{ optimum}}}{f_1} = \frac{\sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{a}} + b - 1}{b}$$

Portant la valeur de $(u/b)_{\text{opt.}}$ dans $g(u/b)$, on obtient :

$$g(u/b)_{\text{minimum}} = \frac{2a}{(\gamma Q)^2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{(\gamma Q)^2}{a}} \right)$$

Dans l'hypothèse où : $4(\gamma Q)^4 \gg a^2$, on obtient :

$$(F - 1) \frac{T_o}{T} \approx \frac{2 a^{1/2}}{\gamma Q} + \frac{2a}{(\gamma Q)^2} + \frac{a^{3/2}}{(\gamma Q)^3}$$

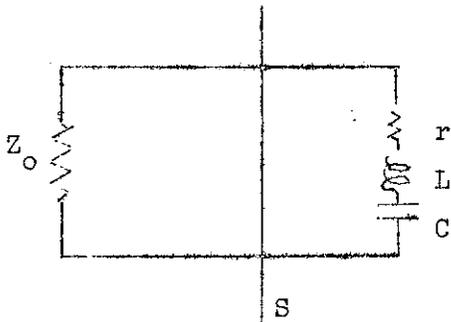
Le dernier terme sera négligeable et :

$$F_{\text{min.}} \approx 1 + \frac{2T}{T_o} \left[\frac{a^{1/2}}{\gamma Q} + \frac{a}{(\gamma Q)^2} \right]$$

ANNEXE 3

Relation entre les puissances transmises à une charge équivalente à un circuit série en bout de ligne, et les taux d'ondes stationnaires correspondants

Cas d'une cavité résonnante.



Dans le plan S choisi pour que la cavité soit équivalente au circuit ci-contre, le coefficient de réflexion est fonction des coefficients de surtension à vide Q_0 et externe Q_e , ainsi que du désaccord de la cavité $v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$:

$$\mathcal{R}_S = \frac{\frac{1}{Q_0} + jv - \frac{1}{Q_e}}{\frac{1}{Q_0} + jv + \frac{1}{Q_e}}$$

1°) A la résonance $v = 0$. La puissance absorbée dans la cavité P_a est maximum et vaut :

$$(P_a/P_i)_{\max} = 1 - |\mathcal{R}_S|_0^2 = 1 - \frac{\left(\frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_e}\right)^2}{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}\right)^2} = \frac{4}{\frac{1}{Q_0^2} + \frac{1}{Q_e^2}}$$

où P_i est la puissance incidente. La puissance réfléchie est minimum et vaut :

$$(P_r/P_i)_{\min} = \frac{\left(\frac{1}{Q_0} - \frac{1}{Q_e}\right)^2}{\left(\frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_e}\right)^2} = (\rho_0 - 1/\rho_0 + 1)^2$$

ρ_0 étant le T.O.S. à la résonance.

$$|\mathcal{R}_S|_o = \frac{\left| \frac{1}{Q_o} - \frac{1}{Q_e} \right|}{\frac{1}{Q_o} + \frac{1}{Q_e}} = \frac{\rho_o - 1}{\rho_o + 1}$$

Il en découle que :

$$\rho_o = \frac{1 + |\mathcal{R}_S|_o}{1 - |\mathcal{R}_S|_o} = \frac{Q_e}{Q_o} = \frac{1}{\beta}$$

dans le cas où $Q_o < Q_e$ (sous-couplage) et que :

$$\rho_o = \frac{Q_o}{Q_e} = \beta$$

dans le cas où $Q_o > Q_e$ (sur-couplage) ; β est le coefficient de couplage de la cavité $\beta = Q_o/Q_e$. On peut écrire :

$$\beta = \frac{L\omega_o}{r} \times \frac{1}{\frac{L\omega_o}{Z_o}} = \frac{Z_o}{r}$$

2°) A mi-puissance dans la cavité.

$$\frac{P_a}{P_i} = \frac{1}{2} \left(\frac{P_a}{P_i} \right)_{\max} = \frac{\frac{2}{Q_o Q_e}}{\frac{1}{Q_L^2}}$$

Comme en général :

$$(P_a/P_i)_v = 1 - |\mathcal{R}_S|^2 = \frac{\frac{4}{Q_o Q_e}}{\frac{1}{Q_L^2} + v^2}$$

On voit nécessairement :

$$v^2 = 1/Q_L^2$$

Dans ces conditions :

$$|\mathcal{R}_S|^2 = (\rho - 1/\rho + 1)^2 = \frac{\left(\frac{1}{Q_o} - \frac{1}{Q_e} \right)^2 + \frac{1}{Q_L^2}}{\frac{2}{Q_L^2}}$$

$$|\mathcal{R}_S|^2 = \frac{\frac{1}{Q_o^2} (1 - \beta)^2 + \frac{(1 + \beta)^2}{Q_o^2}}{2 \frac{(1 + \beta)^2}{Q_o^2}} = \frac{(1 - \beta)^2 + (1 + \beta)^2}{2(1 + \beta)^2} \frac{1 + \beta^2}{(1 + \beta)^2}$$

On en déduit :

$$\rho = \frac{1 + \beta + \sqrt{1 + \beta^2}}{1 + \beta - \sqrt{1 + \beta^2}} = \frac{(1 + \beta + \sqrt{1 + \beta^2})^2}{2\beta}$$

$$\rho = \frac{(\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1} + \rho_0^2 + \rho_0 + 1}{\rho_0}$$

On sait que l'admittance réduite de la cavité dans le plan S de référence s'écrit :

$$y(\omega) = \frac{\frac{1}{Q_e}}{\frac{1}{Q_0} + jv}$$

A la résonance, celle-ci est réelle,

$$y(\omega_0) = \frac{Q_0}{Q_e} = \beta$$

A mi-puissance dans la cavité, comme $v = \pm 1/Q_L$:

$$y(v) = \frac{\frac{1}{Q_e}}{\frac{1}{Q_0} \pm j \frac{1}{Q_L}}$$

de sorte que :

$$\frac{y(\omega_0)}{y(v)} = \frac{\frac{1}{Q_0} \pm j \frac{1}{Q_L}}{\frac{1}{Q_0}} = 1 \pm j(1 + \beta)$$

selon le signe du désaccord,

$$\frac{Z(v)}{Z(\omega_0)} = \frac{z(v)}{z(\omega_0)} = 1 \pm j(1 + \beta)$$

donc,

$$Z(v) = r \pm jr(1 + \beta)$$

$$Z(v) = r + j(r + Z_0)$$

Cas général.



On trouve en général que le taux d'ondes stationnaires vaut dans le cas ci-dessus :

$$\rho = \frac{R^2 + X^2 + Z_0^2 + \sqrt{[(R-Z_0)^2 + X^2][(R+Z_0)^2 + X^2]}}{2 R Z_0}$$

Noter que si $X = 0$ $\rho_0 = R/Z_0$ ou Z_0/R selon que $R/Z_0 >$ ou < 1 . Dans le premier cas, $R > Z_0$, il y a sous-couplage au générateur et dans l'autre cas, surcouplage. Dans les deux cas, pour le même ρ_0 , nous appelons P_0 la puissance transmise à la charge.

Si maintenant, $X = R$, de sorte que l'impédance terminale $Z = R(1 + j)$, la puissance transmise à la résistance R est $P \neq \frac{1}{2} P_0$ bien que le module de $|Z| = \sqrt{2} R$. Ceci s'explique du fait du changement de phase des ondes stationnaires et, par conséquent, du changement de la tension aux bornes de Z . Notons que si nous nous intéressons à Z seulement, indépendamment du couplage à la ligne d'impédance Z_0 , il est intéressant de connaître le T.O.S. correspondant à $X = R$:

$$\rho = \frac{\rho_0^2 + 2 + \sqrt{\rho_0^4 + 4}}{2 \rho_0}$$

Dans le cas d'une cavité résonnante, on a vu que, à mi-puissance dans la cavité, $X = R + Z_0$ et $Z = R + j(R + Z_0)$. En portant cette valeur de X dans l'expression ci-dessus, on trouve l'expression du T.O.S. :

$$\rho = \frac{R^2 + Z_0^2 + RZ_0 + (R + Z_0) \sqrt{R^2 + Z_0^2}}{RZ_0}$$

symétrique en R et Z_0 . Il en découle que pour $\rho_0 = R/Z_0$ ou $\rho_0 = Z_0/R$:

$$\rho = \frac{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 + (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}}{\rho_0}$$

On retrouve évidemment l'expression de ρ trouvée dans le cas particulier d'une cavité puisque nous avons utilisé la valeur de X correspondante $X = R + Z_0$. On peut aussi trouver la fonction $\rho(\rho_0)$ à partir de l'équation suivante :

$$(P_t/P_i)_0 = 2(P_t/P_i)$$

ce qui exprime que la puissance transmise pour $X = 0$ est le double de la puissance transmise pour $X \neq 0$,

$$1 - |\mathcal{R}_0|^2 = 2(1 - |\mathcal{R}|^2)$$

$$\frac{4\rho_0}{(\rho_0 + 1)^2} = \frac{8\rho}{(\rho + 1)^2}$$

D'où l'équation en ρ :

$$\rho_0 \rho^2 - 2(\rho_0^2 + \rho_0 + 1)\rho + \rho_0 = 0$$

Les solutions de cette équation sont :

$$\rho = \frac{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 \pm (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}}{\rho_0}$$

soit $\rho = \rho_1$ en prenant le signe plus et $\rho = \rho_2$ en prenant le signe moins.

Cependant,

$$\rho_2 = \frac{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 - (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}}{\rho_0}$$

On trouve que ρ_2 peut s'écrire :

$$\rho_2 = \frac{\rho_0}{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 + (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}} = \frac{1}{\rho_1}$$

Physiquement, seule la racine $\rho_1 > 1$ est acceptable,

$$\begin{aligned} \rho_1 = \rho &= \frac{\rho_0^2 + \rho_0 + 1 + (\rho_0 + 1) \sqrt{\rho_0^2 + 1}}{\rho_0} \\ &= \rho_0 + 1 + \frac{1}{\rho_0} + \left(1 + \frac{1}{\rho_0}\right) \sqrt{\rho_0^2 + 1} \end{aligned}$$

Quand $\rho_0 \gg 1$:

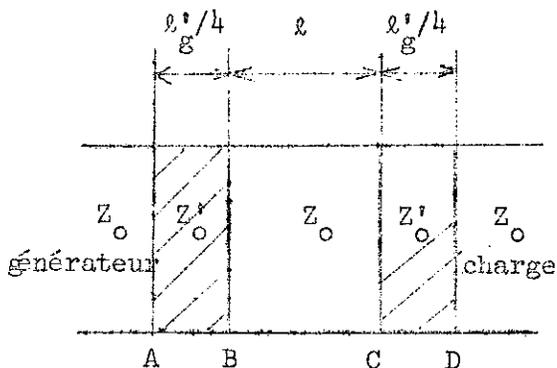
$$\rho \approx \rho_0 + 1 + \frac{1}{\rho_0} + \left(1 + \frac{1}{\rho_0}\right) \left(\rho_0 + \frac{1}{2\rho_0}\right)$$

soit :

$$\rho \approx 2(\rho_0 + 1) + \frac{3}{2\rho_0} + \frac{1}{2\rho_0^2}$$

ANNEXE 4

COMPORTEMENT D'UN FILTRE A DOUBLE TRANSFORMATEURS QUARTS D'ONDE.
EN FONCTION DE LEUR ESPACEMENT (A FREQUENCE FIXE)



Le schéma du dispositif est celui ci-contre dans lequel les impédances caractéristiques sont appelées Z_0 et Z'_0 . Les éléments quarts d'onde AB et CD peuvent être déplacés l'un par rapport à l'autre. La distance l qui les sépare est la cause d'un déphasage $\psi = \frac{2\pi}{\lambda_g} l$. Pour une onde se propageant de gauche à droite, si nous supposons la charge adaptée : $Z_D = Z_0$ et l'impédance réduite $z_D = Z_D/Z_0 = 1$. Donc :

et :

$$z'_D = \frac{Z_D}{Z'_0} = \frac{Z_0}{Z'_0}$$

$$z'_C = \frac{1}{z'_D} = \frac{Z'_0}{Z_0}$$

Dans le milieu intermédiaire :

$$z_c = \frac{Z_c}{Z_0} = \frac{Z_c}{Z'_0} \times \frac{Z'_0}{Z_0} \qquad z_c = \left(\frac{Z'_0}{Z_0} \right)^2$$

En B, on trouve l'impédance z_c transformée par la section de longueur l soit :

$$z_B = \frac{z_c + j \operatorname{tg} \psi}{1 + j z_c \operatorname{tg} \psi} \qquad z'_B = z_B \frac{Z_0}{Z'_0}$$

En A, on trouve de même :

$$z'_A = \frac{1}{z'_B} = \frac{1}{z_B} \frac{Z'_O}{Z_O}$$

et :

$$z_A = \frac{1}{z_B} \left(\frac{Z'_O}{Z_O} \right)^2$$

Donc, en fonction de Z'_O/Z_O et de ψ :

$$z_A = \frac{1 + j(Z'_O/Z_O)^2 \operatorname{tg} \psi}{(Z'_O/Z_O)^2 + j \operatorname{tg} \psi} \left(\frac{Z'_O}{Z_O} \right)^2$$

Dans le cas où l'espacement l est tel que $\psi = \pi/2$, il se trouve que $z_A = (Z'_O/Z_O)^4$ et le T.O.S. présenté par le système est maximum. En supposant $Z'_O < Z_O$:

$$\rho = \frac{1}{z_A} = \left(\frac{Z_O}{Z'_O} \right)^4$$

Dans le cas $l = 0$, le système est adapté $z_A = 1$.

Cas particulier d'une ligne coaxiale et de transformateurs quarts d'onde réalisés en diélectrique de constante relative K_e

$$Z'_O = \sqrt{\frac{\mu_O}{\epsilon_O K_e}} \quad \text{et} \quad Z_O = \sqrt{\frac{\mu_O}{\epsilon_O}}$$

donc,

$$(Z'_O/Z_O)^2 = 1/K_e$$

$$z_A = \frac{1 + j \frac{\operatorname{tg} \psi}{K_e}}{1 + j K_e \operatorname{tg} \psi}$$

Le T.O.S. maximum vaut $\rho_{\max} = K_e^2$

Cas particulier d'un guide d'onde muni de deux lames quarts d'onde pour le mode H_{mn}.

La longueur d'onde λ'_g dans les sections AB et CD si le milieu est homogène, de constante relative K_e :

$$\lambda'_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{K_e - (\lambda_0/\lambda_c)^2}}$$

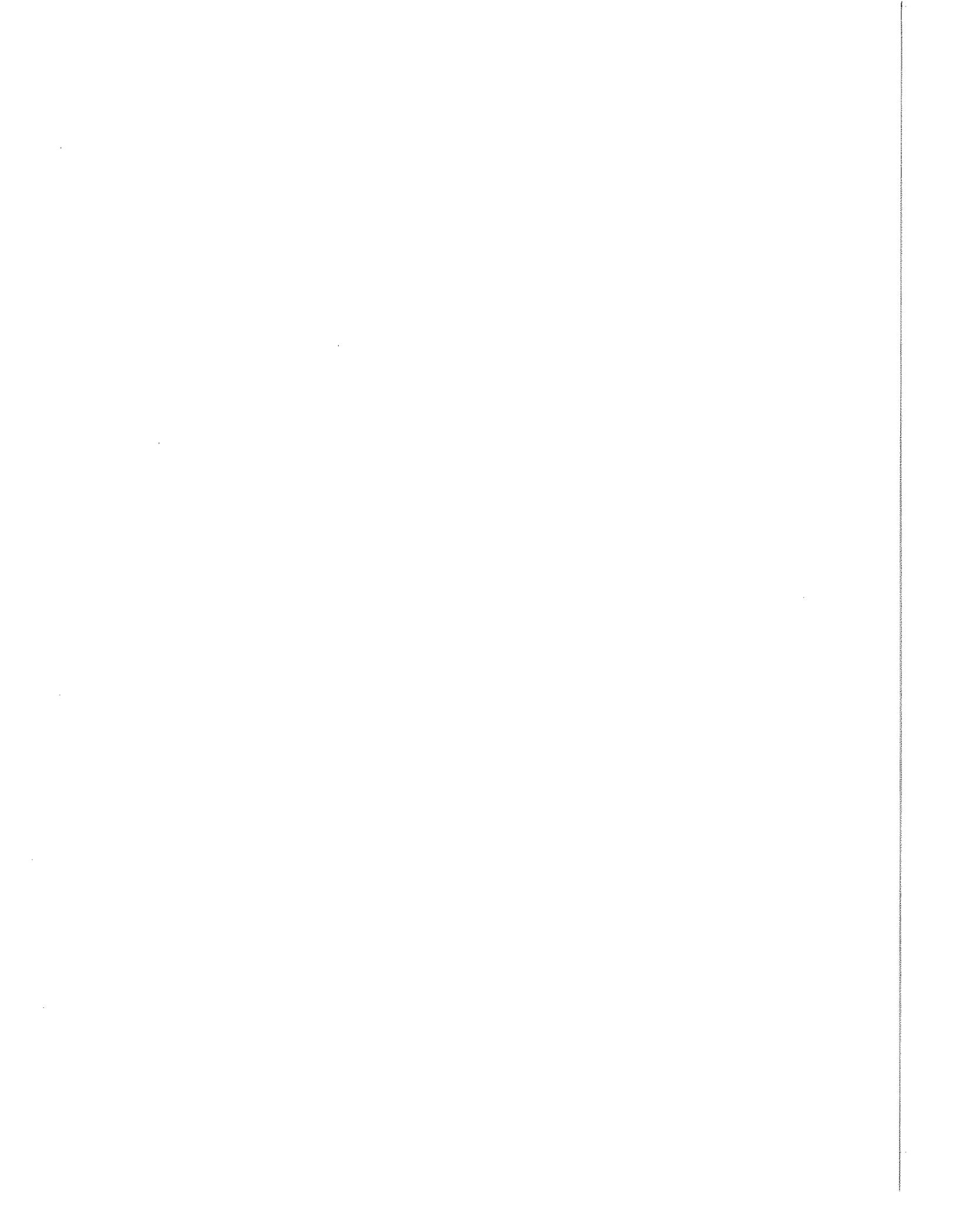
où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et :

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}}$$

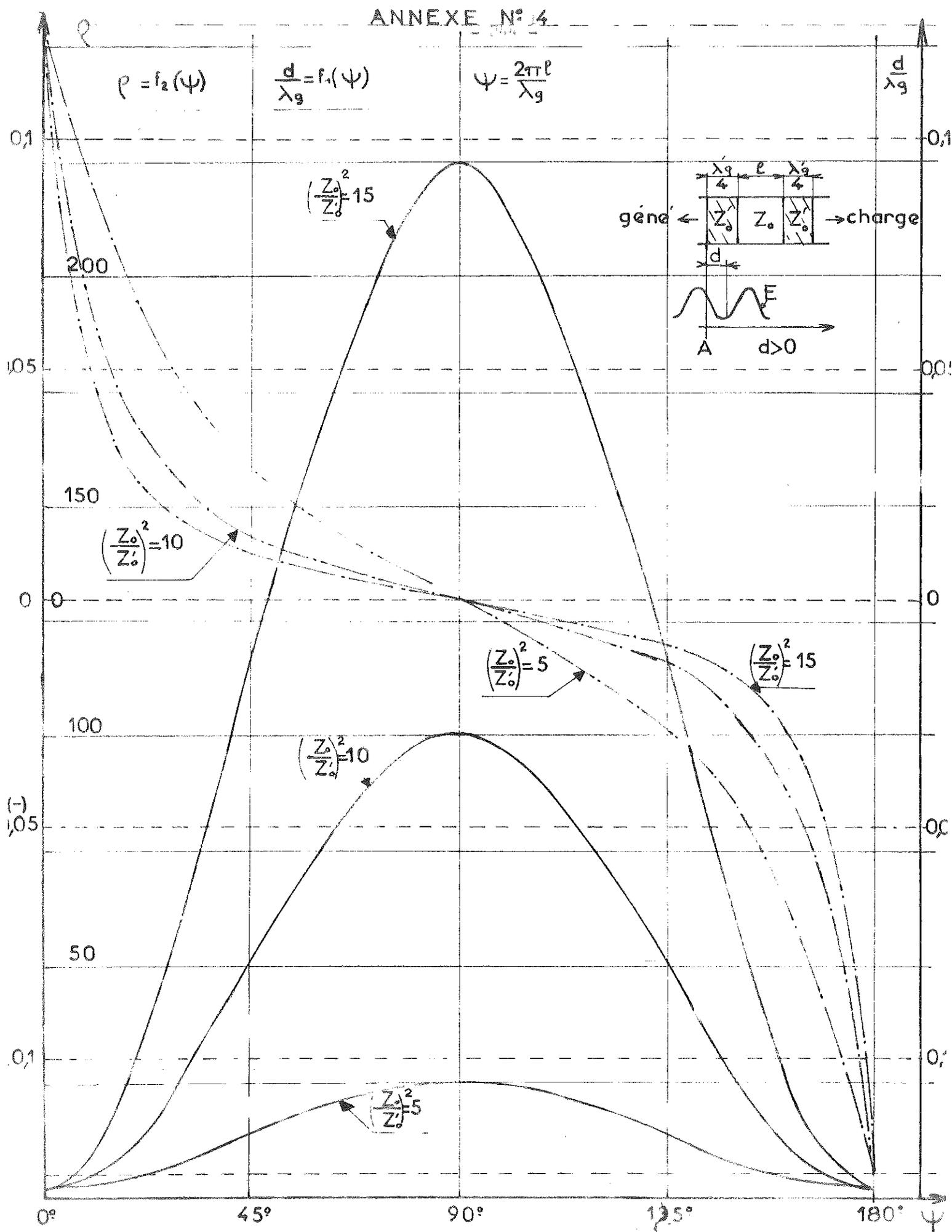
est indépendante de la constante K_e . On en déduit le rapport :

$$\left(\frac{Z'_0}{Z_0}\right)^2 = \frac{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}{K_e - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}$$

Nous avons tracé sur le graphique suivant le T.O.S. ρ créé par un tel filtre, ainsi que la position d/λ_g du minimum de champ électrique le plus proche du plan A, normalisée à la longueur d'onde λ_g . Nous avons choisi ψ comme variable et $(Z_0/Z'_0)^2$ comme paramètre.



ANNEXE N° 4



ANNEXE 5

Calcul de l'erreur dans la mesure de la température de bruit

La température de bruit cherchée : $T_{\text{eff}} = \frac{T - T'}{\frac{\theta}{\theta'} - 1} - T'$ est fonction notamment du rapport θ/θ' mesuré.

Nous nous proposons de trouver les conditions optimums telles que toute incertitude Δx sur $x = \theta/\theta'$, crée une incertitude minimum sur $y = T_{\text{eff}}$.

$$y = \frac{T - T'}{x - 1} - T' = \frac{T - T'x}{x - 1}$$

$$\frac{dy}{y} = \frac{d(T - T'x)}{T - T'x} - \frac{d(x - 1)}{x - 1}$$

$$\frac{dy}{y} = \frac{dT}{T - T'x} - \frac{x}{T - T'x} dT' - \frac{T'}{T - T'x} dx - \frac{dx}{x - 1}$$

$$\frac{dy}{y} = \frac{\frac{dT}{T}}{1 - \frac{T'}{T}x} - \frac{\frac{dT'}{T'}}{\frac{T}{T'x} - 1} - \left(\frac{1}{\frac{T}{T'x} - 1} + \frac{x}{x - 1} \right) \frac{dx}{x}$$

L'erreur relative sur y sera au maximum de :

$$\frac{\Delta y}{y} = \left(\frac{1}{1 - \frac{T'}{T}x} \right) \frac{\Delta T}{T} + \left(\frac{1}{\frac{T}{T'x} - 1} \right) \frac{\Delta T'}{T'} + \underbrace{\left(\frac{x}{\frac{T}{T'} - x} + \frac{x}{x-1} \right)}_{A(x)} \frac{\Delta x}{x}$$

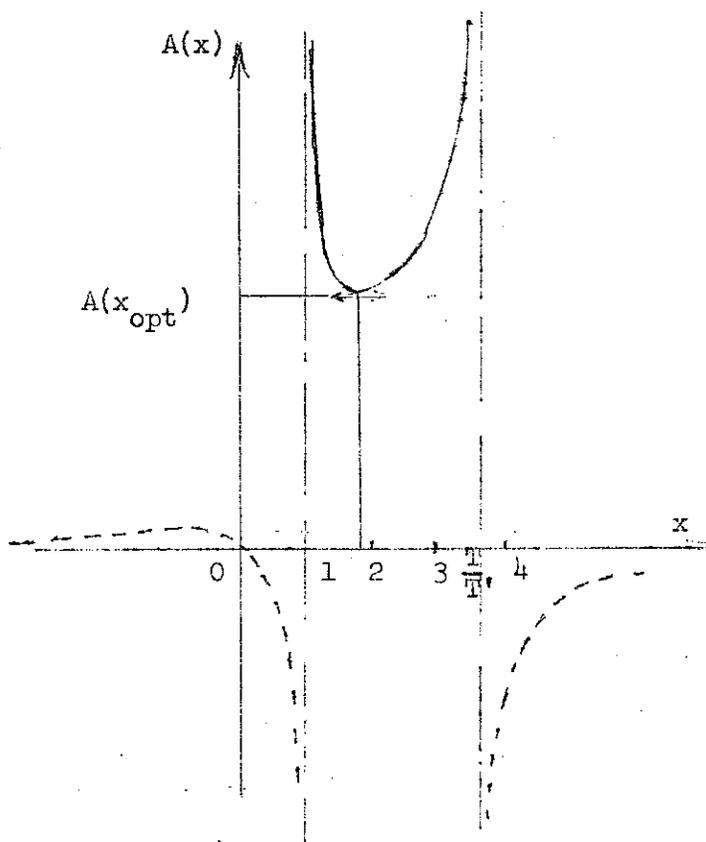
Il semble à priori assez facile d'obtenir une bonne précision sur T et T', soit $\Delta T \approx 1,5^\circ\text{K}$ et $\Delta T' \approx 0,5^\circ\text{K}$, ce qui donne $\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{\Delta T'}{T'} \approx 0,005$. Il est entendu que l'incertitude sur la perte d'insertion β' devra être ajoutée aux erreurs précédentes. Cependant, il est difficile de connaître x avec grande précision à cause de la détection, jamais parfaitement quadratique ou, de l'imprécision due à l'atténuateur MF

qui peut être utilisé. Avec beaucoup de soin, on peut espérer atteindre $\Delta x/x = 0,02$.

Il est intéressant de minimiser le facteur $A(x)$ en choisissant une valeur optimale pour x , ce qui revient à choisir T et T' en fonction de y . L'étude de dA/dx donne :

$$\frac{dA}{dx} = \frac{\left(\frac{T}{T'} - x\right) + x}{\left(\frac{T}{T'} - x\right)^2} + \frac{(x-1) - x}{(x-1)^2} = \frac{\frac{T}{T'}}{\left(\frac{T}{T'} - x\right)^2} - \frac{1}{(x-1)^2}$$

On peut voir que $A(x)$ a l'allure ci-dessous :



On se rappelle que $1 < x < T/T'$. L'examen de la fonction $A(x)$ montre que, dans la limite admise pour x , il existe un minimum $\frac{dA}{dx} = 0$ si :

$$\frac{T}{T'} = \left(\frac{T}{T'} - x\right)^2$$

soit pour,

$$\frac{T}{T'} - x = \pm (x-1) \sqrt{\frac{T}{T'}}$$

Les deux racines de l'équation sont : $x = \pm \sqrt{T/T'}$, pour $x_{opt} = \sqrt{T/T'}$, $A(x)$ prend la valeur :

$$A(x_{opt}) = \frac{\sqrt{\frac{T}{T'}} + 1}{\sqrt{\frac{T}{T'}} - 1}$$

A cette valeur optimale de x correspond :

$$y = \frac{T - \sqrt{TT'}}{\sqrt{\frac{T}{T'}} - 1} = \sqrt{TT'}$$

Nous dirons que le choix optimum de T et T' pour y donné est tel que :

$(TT')_{opt} = T_{eff}^2$ en reprenant les notations initiales. Si l'on examine l'expression de $\Delta y/y$ ci-dessus, on voit que les deux premiers termes décroissent lorsque T/T' croît. On voit aussi que $A(x_{opt})$ décroît simultanément. On a donc intérêt à choisir le rapport T/T' le plus élevé possible tout en maintenant le produit TT' constant.

Calcul numérique.

a) Méthode des charges adaptées. Nous avons pris les valeurs pratiques $T' = 77,36^\circ K$ et $T = 290^\circ K$ avec les précisions relatives données au début de cette annexe (0,005). En prenant une erreur relative de 0,02 pour x , et en utilisant dans les 3 termes $x_{opt} = 1,935$ on a :

$$\frac{\Delta y}{y} = 2,06 \times 0,005 + 1,07 \times 0,005 + 3,14 \times 0,02 = 0,0785$$

Si on calcule $\Delta y/y$ pour la valeur mesurée $x = 1,85$, on obtient :

$$\frac{\Delta y}{y} = 1,97 \times 0,005 + 0,975 \times 0,005 + 3,15 \times 0,02 = 0,0777$$

D'où $\Delta y = \Delta T_{eff} = 170^\circ K \times 0,0785 \approx 13,5^\circ K$ en prenant l'erreur maximum

A $x = 1,85$ mesuré, correspond un facteur de bruit $F = 2\text{db}$ soit $T_{eff} = 170^\circ K$. L'erreur ΔF sur le facteur de bruit F est telle que :

$$F + \Delta F = 1 + \frac{T_{eff} + \Delta T_{eff}}{290^\circ} \quad \frac{\Delta F}{F} = \frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff} + 290^\circ}$$

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{13,5}{460} = 0,029 \text{ ou } 0,12 \text{ db}$$

b) Méthode de la diode de bruit. Cette fois, le rapport $\theta/\theta' = 2$ et :

$$T = \beta \times T_0 + (1 - \beta) 290^\circ$$

$$T' = 290^\circ$$

Nous avons obtenu (V-D-6,b) : $\beta = 13,8 \text{ db}$ (1/24) de telle sorte que :

$$F = 1,9 \text{ db} \quad (1,55)$$

et

$$T = \frac{11\ 000}{24} + \frac{23}{24} \times 290 = 736^\circ K$$

Il en résulte que $\Delta y/y$ n'est plus minimum. Mais :

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{\Delta \beta}{\beta} + \frac{\Delta T_0}{T_0} = 0,05 \quad (\text{V-D-5})$$

$$\frac{\Delta T'}{T'} = 0,005$$

$$\frac{\Delta x}{x} = 0,02$$

$$\frac{\Delta y}{y} = \left(\frac{1}{1 - \frac{T'}{T} x} \right) \frac{\Delta T}{T} + \left(\frac{1}{\frac{T}{T'x} - 1} \right) \frac{\Delta T'}{T'} + \left(\frac{x}{\frac{T}{T'} - x} + \frac{x}{x-1} \right) \frac{\Delta x}{x}$$

$$\frac{\Delta y}{y} = 4,72 \times 0,05 + 3,71 \times 0,005 + 5,71 \times 0,02$$

$$= 0,236 \quad + \quad 0,0185 \quad + \quad 0,1142 \quad = \quad 0,3687$$

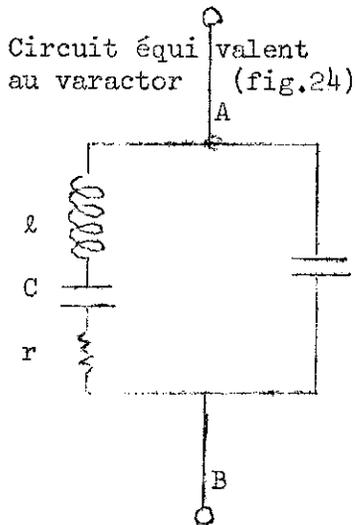
$$\Delta T_{\text{eff}} = 0,369 \times (F - 1) 290 = 58,8^\circ\text{K}$$

$$\frac{\Delta F}{F} = \frac{58,8}{159 + 290} = 0,13$$

soit 0,55 db d'erreur sur le facteur de bruit F.

ANNEXE 6

Etude des fréquences propres de résonance
d'un circuit équivalent aux varactors



En appelant Z l'impédance apparente entre A et B,

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})} + j \gamma\omega$$

est l'admittance vue entre A et B

$$\frac{1}{Z} = \frac{r - j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})}{r^2 + (\ell\omega - \frac{1}{C\omega})^2} + j \gamma\omega$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{r - j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}) + j \gamma\omega [r^2 + (\ell\omega - \frac{1}{C\omega})^2]}{r^2 + (\ell\omega - \frac{1}{C\omega})^2}$$

$$\frac{1}{Z} = \frac{1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}) + j r \gamma\omega}{r + j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})}$$

Nous écrivons donc l'impédance :

$$Z = \frac{r + j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})}{1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}) + j r \gamma\omega} = \frac{[r + j(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})] \{ [1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})] - jr\gamma\omega \}}{[1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})]^2 + r^2 \gamma^2 \omega^2}$$

$$Z = \frac{r + j \left\{ (\ell\omega - \frac{1}{C\omega}) [1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})] - r^2 \gamma\omega \right\}}{[1 - \gamma\omega(\ell\omega - \frac{1}{C\omega})]^2 + r^2 \gamma^2 \omega^2}$$

On fait apparaître une partie réelle et une partie imaginaire :

$$Z = \frac{r}{\left[1 - \gamma\omega\left(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}\right)\right]^2 + r^2\gamma^2\omega^2} + \frac{j \ell\omega \left\{ \left(1 - \frac{1}{\ell C\omega^2}\right) \left[1 - \gamma\omega\left(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}\right)\right] - \frac{r^2\gamma}{\ell} \right\}}{\left[1 - \gamma\omega\left(\ell\omega - \frac{1}{C\omega}\right)\right]^2 + r^2\gamma^2\omega^2}$$

soit : $Z = R + jX$

Il y a résonance pour la pulsation ω_0 si $X = 0$, soit si :

$$\left(1 - \frac{1}{\ell C\omega_0^2}\right) \left[1 - \gamma\omega_0\left(\ell\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)\right] - \frac{r^2\gamma}{\ell} = 0$$

$$1 - \frac{r^2\gamma}{\ell} - \gamma\omega_0\left(\ell\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right) - \frac{1}{\ell C\omega_0^2} + \frac{\gamma\left(\ell\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right)\omega_0}{\ell C\omega_0^2} = 0$$

$$\ell C\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right)\omega_0^2 - \ell\gamma\omega_0^2\left(\ell C\omega_0^2 - 1\right) - 1 + \gamma\omega_0\left(\ell\omega_0 - \frac{1}{C\omega_0}\right) = 0$$

On est conduit à l'équation bicarrée suivante en ω_0^2 :

$$\ell^2 C \gamma \omega_0^4 - \ell \left[2\gamma + C\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right) \right] \omega_0^2 + \left(1 + \frac{\gamma}{C}\right) = 0$$

Le discriminant vaut :

$$\Delta = \ell^2 \left[2\gamma + C\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right) \right]^2 - 4\ell^2 C \gamma \left(1 + \frac{\gamma}{C}\right)$$

$$\Delta = \ell^2 \left[4\gamma^2 + 4\gamma C \left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right) + C^2\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right)^2 \right] - 4\ell^2 C \gamma - 4\ell^2 \gamma^2$$

soit :

$$\Delta = \ell^2 \left[C^2\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right)^2 - 4\gamma^2 C \frac{r^2}{\ell} \right]$$

Les solutions sont données par ω_0^2 :

$$\omega_0^2 = \frac{\ell \left[2\gamma + C\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right) \right] \pm \ell \sqrt{C^2\left(1 - \frac{r^2\gamma}{\ell}\right)^2 - 4\gamma^2 C \frac{r^2}{\ell}}}{2 \ell^2 C \gamma}$$

Dans le cas où :

$$\frac{\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{\left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right)^2} \ll C$$

On peut écrire Δ :

$$\Delta \approx \ell^2 \left[C \left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right) - \frac{2\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{1 - \frac{r^2 \gamma}{l}} \right]^2$$

D'où l'expression de ω_0^2 :

$$\omega_0^2 \approx \frac{\ell \left[2\gamma + C \left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right) \right] \pm \ell \left[C \left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right) - \frac{2\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{1 - \frac{r^2 \gamma}{l}} \right]}{2\ell^2 C \gamma}$$

Les solutions sont données par :

$$\omega_0^{2(+)} = \left[2\gamma - \frac{2\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{1 - \frac{r^2 \gamma}{l}} + 2C \left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right) \right] / 2\ell C \gamma$$

$$\omega_0^{2(-)} = \left[2\gamma + \frac{2\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{1 - \frac{r^2 \gamma}{l}} \right] / 2\ell C \gamma$$

Notons que, dans le cas où la simplification est valable comme C et γ sont du même ordre de grandeur, on néglige $\gamma^2 r^2 / l$ devant γ . En effet, on a typiquement dans le cas défavorable :

$$\begin{cases} \gamma = 0,4 \cdot 10^{-12} \text{ F} \\ r = 5 \ \Omega \\ \ell = 2 \cdot 10^{-9} \text{ H} \end{cases} \quad \frac{r^2 \gamma}{l} = \frac{1}{200}$$

donc :

$$\frac{\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{\left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right)^2} = \frac{\gamma \left(\frac{1}{200}\right)}{\left(\frac{199}{200}\right)^2} \approx \gamma / 200$$

et :

$$\frac{\gamma^2 \frac{r^2}{l}}{\left(1 - \frac{r^2 \gamma}{l}\right)^2} \ll C$$

Les solutions s'écrivent :

$$\omega_0^2(+)\neq \frac{1}{l} \frac{\gamma+C}{\gamma C} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{On reconnaît la pulsation de résonance} \\ \text{de } l \text{ avec } C \text{ et } \gamma \text{ en série.} \end{array} \right.$$

$$\omega_0^2(-)\neq \frac{1}{lC} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Ceci est la résonance "série" de la} \\ \text{branche } lCr \end{array} \right.$$

Pour la pulsation $\omega_0(+)$, l'impédance du circuit entre A et B est réelle et beaucoup plus grande que r . On peut voir que $R \neq \frac{1}{r\gamma^2\omega_0^2(+)}$

Pour la pulsation $\omega_0(-)$, l'impédance du circuit est pratiquement égale à r .

- (1) M. HYLTIEN - " Transistorized Microwave Amplifiers" Colloque international sur les récepteurs micro ondes à faible bruit Paris 23 au 27 Mai 1966.
- (2) S. BLOOM - K.K.W. CHANG - "Théory of parametric amplification using nonlinear reactances" R.C.A. Review vol.18 - Décembre 1957 p. 578 -593.
- (3) J.M. MANLEY - H.B. ROWE - "Some général properties of nonlinéar éléments . Part I Général Energy Relations ". PIRE vol 44 - Juillet 1956 - p.904 -913.
- (4) H.B. ROWE - "Some général properties of nonlinéar éléments. Part II Small signal théory". PIRE vol 46 ,Mai 1958,p.850-860
- (5) P. WITTKÉ - " New approches to the amplification of microwaves" R.C.A. review. vol 18. Décembre 1957 - p. 441.
- (6) L.A. BLACKWELL - KL. KOTZEBUE - " Semiconductor. Diode paramétric amplifiers" Prentice Hall Series - W.L. Dveritt Editor.
- (7) R.C. KNECHTLI - R.D. WEGLEIN - " Low Noise Paramétric Amplifier" PIRE vol 48 Juillet 1960 p. 1218 - 1226.
- (8) A. GARDNER FOX - " Principles of Ferrite Reactance Amplification" Journal of Applied Physics . Vol. 30. Avril 1959 . p. 195
- (9) L.J. GIACOLETTO . J. O'CONNELL - "A variable Capacitance Germanium Junction Diode for U.H.F. " R.C.A. Review vol;17 Mars 1956.p. 68
- (10) A.E. BAKANOWSKI. H.G. CRANNA. A. UHLIR - "Diffused Silicon nonlinear Capacitors". I.R.E. Trans E.D.6 . Octobre 1959.p.384-390.
- (11) R.V. CARVER - J.A. ROSADO - " Microwave Diode Cartridge Impédance" I.R.E. Trans MTT.8 N° 1 Janvier 1960 .p. 104
- (12) H. HOULDING - " Measurement of varactor Quality " Microwave journal vol.3 N° 1 . Janvier 1960. p. 40
- (13) R.I. HARRISON - "Paramétric Diode Q Measurements " Microwave journal vol 3 N° 5. Mai 1960 . p. 43

- (14) R.D. WEGLEIN - " Some Limitations on Parametric Amplifiers Noise Performance" I.R.E. Trans MTT8 N° 5 . Septembre 1960.p. 538-544
- (15) J.P. PENFIELD - "The minimum Noise of Varactor Amplifiers"
I.R.E. Trans Mil.6. Octobre 1962. p. 320-325
- (16) F. KEYWELL - " On the Resonant-Cavity Method for Measurement of Varactors" I.R.E. Trans MTT.10 N°6 . Novembre 1962.p.567
- (17) G.D. VENDELIN - "Dependence of Varactor Cutoff Fréquence on extrinsic Series resistance and bias voltage".
P.I.E.E.E. vol.54 . N°1 . Janvier 1966. p. 54
- (18) G. GOUDET - C. MEULEAU - " Les semiconducteurs, diodes, transistors et autres applications" Editions Eyrolles.
- (19) B. SALZBERG - E.W. SARD - " A low Noise Wide Band Reactance Amplifier" . PIRE vol 46 . Juin 1958. p. 1303.
- (20) H. HEFNER - K. KOTZEBUE - " Experimental Characteristics of a microwave Parametric Amplifier using a semiconductor Diode ".
PIRE Vol.46 . Juin 1958. p. 1301.
- (21) G.L.MATTHAEI - " A study of the Optimum Design of wide band Parametric Amplifiers and Up-Converters". I.R.E. Trans MTT.9 N°1
Janvier 1961. p. 23-38.
- (22) K.M. JOHNSON - " Broad-Band Cavity-Type Parametric Amplifier Design" I.R.E. trans MTT.9 N° 2. Mars 1961. p. 187-194
- (23) K. KUROKAWA - " On the Use of Passive Circuit Measurements for the adjustment of Variable Capacitance Amplifiers ".B.S.T.J.
Vol.41 n°1.Janvier 1962. p. 361-381.
- (24) W.P. CONNORS - "Maximally Flat Band with of a Nondegenerate Parametric Amplifier with Double Tuned Signal Circuit and Single Tuned Idler Circuit". I.E.E.E. Trans MTT 13 N° 2. Mars 1965.p.251
- (25) J. SIE - S. WEISBAUM - " Noise figure of receiver Systems Using Parametric Amplifiers".I.R.E. National Convention Record.Part 3
Mars 1959. p. 141.

- (26) M. UENOHARA - " Noise considération of the variable Capacitance Parametric Amplifier".P.I.R.E. vol.48. Février 1960 p.169.
- (27) R.D. HAUN - "Summary of Measurement Techniques of Parametric Amplifier and mixer Noise Figure"I.R.E. Trans MTT 8, Juillet 1960 p. 410;
- (28) D.G. VICE -"Parametric Amplifier Noise Analysis" I.E.E.E. Trans MTT 13 N° 2. Mars 1965. p. 162
- (29) Y.AYANT - R. CHICAULT - "Calcul du bruit dans un amplificateur paramétrique par une méthode classique approchée; justification de la méthode par les fonctions aléatoires". Colloque international sur les récepteur micro-ondes à faible bruit-Paris 23 au 27 Mai 1966. Onde électrique(N° 479) Février 1967. p. 221-232.
- (30) C. TORREY - A. WHITMER - " Crystal Rectifiers " M.I.T. n° 15
- (31) N. MARCUVITZ - "Waveguide Hand boock" M.I.T. n° 10
- (32) C.G. MONTGOMERY -R.H. DICKE - E.M. PURCELL - " Principles of Microwave Circuits ". M.I.T. N° 8.
- (33) G.L. RAGAN - " Microwave Transmission Circuits ", M.I.T. N° 9
- (34) R. POUND - " Microwave Mixers " M.I.T. N° 16
- (35) H.W. BODE - " Net work Analysis and Feedback Amplifier Design " editeur D. Wan Nostrand Compagny,Inc.
- (36) J. BENOIT - " Cours de propagation de l'Ecole Nationale Supérieure de Grenoble.
- (37) Léo YOUNG - " Stepped -Impédance Transformers and Filter Prototypes" I.R.E. Trans MTT 10 N° 5 - Septembre 1962. p. 339 - 359.
- (38) R.V.L. HARTLEY - " Oscillations in systems with non-linear Reactances" Bell System Technical Journal vol 15- Juillet 1936, p. 424
- (39) A. VAN DER ZIEL - " Noise " Prentice Hall Electrical Engineering Series.
- (40) E.M.T. JONES - J.S. HONDA - " A low Noise Up-Converter parametric Amplifier " I.R.E. Wescon Convention Record,Part 1 - Juillet 1959 - Pages 99-107.

- (41) D.A.E. ROBERTS - K. WILSON - " Evaluation of High Quality Varactor Diodes ". Symposium on microwave Applications of semiconductors, Londres 1965.
- (42) Robert I. SARBACHER - William A. EDSON - " Hyper and ultrahigh Frequency engineering". John Wiley & sons, Inc.
- (43) LÉO YOUNG - "Practical Design of a Wide band Quarter-Wave transformer in Waveguide". The Microwave Journal vol. VI N° 10 Octobre 1963. p. 76.
- (44) A. BLANC LAPIERRE - B. PICINBONO - " Propriétés statistiques du bruit de fond". Masson et Cie, éditeur.
- (45) B. BLEANEY - K.W.H. STEVENS - " Paramagnétique Resonance". Reports on progress in physics . Vol. 16. 1953. p. 108-159.
- (46) D.J.E. INGRAM - "Spectroscopy at radio and microwave fréquences" Butterworths Scientific Publications. London 1955.
"Free radicals as studied by électron spin résonance" .
Butterworths Scientific Publications . London 1958.
- (47) G. FEHER - " Sensitivity Considérations in Microwave Paramagnetic résonance Absorption Techniques". Bell system technical J. 1957 Vol.36 . P.449-484.
- (48) A.M. PORTIS - "Electronic structure of F centers : saturation of the Electron Spin Resonance". Physical Review.Vol.91 N°5 1953. P. 1071- 1078.
- (49) J. ROCH - "Spectromètre à résonance paramagnétique électronique : influence de l'amplitude de modulation du champ magnétique sur la forme de la raie obtenue par détection synchrone". C.R. 248 p.663 - 666 (1959).
- (50) H.A. BUCKMASTER-J.C. DERING- "Expérimental sensitivity Study of a 9 GHz Electron Paramagnétique Resonance Spectrometer". Canadian Journal of Physics 43. p. 1088-1098 - Juin 1965.
- (51) D.T. TEANEY - M.P. KLEIN-A.M. PORTIS - "Microwave superhétérodyne Induction Spectrometer". The review of Scientific Instruments. 32 N° 6 - P. 721-729 - Juin 1961.
- (52) H.A. BUCKMASTER-J.C. DERING -" The sensitivity of electron paramagnétique resonance spectrometers using parametric and maser pré-amplifiers" J. Scient. Instruments 44 - N°6 .p.430-432 Juin 1967

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

M. SOUTIF

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

E. BONNIER

VU, et permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Grenoble.

M. NIVEAU

[The page contains extremely faint and illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the document. No specific content can be transcribed.]