

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

18/88

وزارة التعليم و البحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement et de la Recherche Scientifique

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

## PROJET DE FIN D'ETUDES

SUJET

ETUDE ET CONCEPTION DES OSCILLATEURS  
MICROONDES A L'ETAT SOLIDE  
EN TECHNOLOGIE MICRORUBAN

Proposé par :

Etudié par :

Dirigé par :

Mr. Med. TRABELSI

MM. - Kerroum MIHOUB  
- Ahmed LADJADI

Mr. Med. TRABELSI

PROMOTION

JANVIER 1988

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية  
REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم و البحث العلمي  
Ministère de l'Enseignement et de la Recherche Scientifique

**ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE**

المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات  
BIBLIOTHEQUE — المكتبة  
Ecole Nationale Polytechnique

**DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

# PROJET DE FIN D'ETUDES

**SUJET**

**ETUDE ET CONCEPTION DES OSCILLATEURS  
MICROONDES A L'ETAT SOLIDE  
EN TECHNOLOGIE MICRORUBAN**

Proposé par :

**Mr. Med. TRABELSI**

Etudié par :

**MM. - Kerroum MIHOUB  
- Ahmed LADJADJ**

Dirigé par :

**Mr. Med. TRABELSI**

**PROMOTION**

**JANVIER 1988**

## Dédicaces

À mon très cher père  
À ma très chère mère  
À tous mes frères et sœurs  
À toute ma famille  
À tous mes amis.

Ahmed

Dedicates.

A mon très chër père  
A ma très chère mère  
A tous mes frères et soeurs  
A toute ma famille et surtout à Wafa et Laïda  
A tous mes amis.

Kerroum



## Remerciements

Nos remerciements s'adressent à l'encontre de Monsieur Trabelsi <sup>Mr</sup> notre promoteur, pour nous avoir guidé durant tout le semestre.

Nous tenons aussi à remercier tous ceux qui ont, de près ou de loin, contribué à la réalisation de ce travail.

	pages
CHAPITRE I. INTRODUCTION:.....	1
CHAPITRE II. ETUDE THEORIQUE DES OSCILLATEURS MICROONDES:.....	4
II.1. Généralités:.....	4
II.2. Oscillateurs sinusoidaux:.....	4
II.3. Oscillateurs microondes :.....	8
CHAPITRE.III. CIRCUITS PASSIFS MICROONDES:.....	28
III.1. Technologie microrubans:.....	28
III.2. Le résonateur diélectrique:.....	35
III.3. Le résonateur YIG:.....	38
CHAPITRE.IV. COMPOSANTS ACTIFS MICROONDES A L'ETAT SOLIDE:.....	42
IV.1. Diodes /.....	42
IV.2. Le transistor bipolaire:.....	48
IV.3. Le transistor MESFET en GaAs:.....	48
CHAPITRE V. OSCILLATEURS A DIODES :.....	55
V.1. Introduction :.....	55
V.2. Oscillateur à diode GUNN accordable:.....	55
CHAPITRE VI. OSCILLATEURS A TRANSISTORS:.....	59
VI.1. Méthode de conception générale:.....	59
VI.2. Oscillateurs à MESFET en GaAs:.....	67
CONCLUSION:.....	80
ANNEXE :.....	81
BIBLIOGRAPHIE:.....	84

CHAPITRE. I.

// I N T R O D U C T I O N .



Les oscillateurs microondes constituent la base même de sources hyperfréquences. La nécessité de réaliser des sources hyperfréquences à l'aide de semi conducteurs est apparue principalement pour les applications aux engins spatiaux qui nécessitent des encombrements et des poids réduits. On a en effet cherché à s'affranchir des problèmes posés par les sources hyperfréquences classiques (à tubes) : encombrement, poids, alimentations à haute tension, résistance mécanique des tubes (faible) etc...

Une première possibilité pour la réalisation de sources hyperfréquences à l'état solide (à semi-conducteurs) est d'utiliser des transistors oscillateurs, mais on est rapidement limité en fréquence et en puissance.

On a donc été amené à utiliser un transistor oscillateur travaillant à des fréquences relativement basses (quelques centaines de MHz) suivi d'un certain nombre d'étage multiplicateur de fréquence à semi-conducteurs utilisant les caractéristiques non-linéaires de ces éléments. On pourrait utiliser la résistance non linéaire d'une jonction mais le rendement est faible. Le dispositif donnant le rendement le plus élevé est celui utilisant les variations de capacité d'une diode VARACTOR comme dans un amplificateur paramétrique et on a pu ainsi atteindre des fréquences dépassant 10GHz avec des puissances de sortie de plusieurs centaines de m.W. Récemment des procédés permettant la production directe d'oscillations hyperfréquences ont été étudiés et semblent promis à un grand avenir.

En effet, les qualités de l'arséniure de gallium (GaAs) ainsi que les structures adoptées pour la réalisation technologique conduisent à des composants qui fonctionnent à très grande vitesse. Le transistor à effet de champ, en arséniure de gallium à barrière Schottky (MESFET-GaAs) fonctionne efficacement dans la gamme de fréquences allant de 1GHz jusqu'à 100GHz. Les systèmes de communication, de détection, de contre mesure... travaillant dans cette bande utilisent ce nouveau composant, ainsi



que d'autres tels que: diodes, circuits intégrés dont la réalisation est toujours possible.

Dans le domaine des hyperfréquences, on ne doit pas négliger les perturbations dues aux liaisons même très courtes entre les divers composants d'un oscillateur, ni même de continuer à utiliser des lignes coaxiales et des guides d'ondes dans certaines applications. Pour cette raison et d'autres telles que miniaturisation et faible poids, l'intégration des circuits microondes devient de plus en plus nécessaire. On est alors conduit à utiliser d'une part des composants actifs à l'état solide et d'autre part des lignes à symétrie plane, qui en plus de leur rôle principal servent de substrat diélectrique; ceux sont les lignes microrubans qui sont les plus utilisées. A partir de ces lignes on peut faire l'intégration des circuits microondes sous forme monolithique ou hybride.

CHAPITRE. II.

ETUDE THEORIQUE DES OSCILLATEURS MICROONDES .

## II.1. GENERALITES :

Les oscillateurs sont des systèmes constitués d'éléments actifs et passifs, qui produisent un signal de sortie sans signal d'entrée. Fondamentalement, il existe 2 types d'oscillateurs : les oscillateurs de relaxation et les oscillateurs sinusoïdaux.

Les oscillateurs de relaxation oscillent entre deux états d'équilibre instable : ils ont un comportement fortement non-linéaire et délivrent donc des signaux distordus. Ils ne sont donc pas indiqués pour une utilisation en tant que source de signal à haute pureté spectrale.

## II.2. OSCILLATEURS SINUSOÏDAUX :

On distingue deux types fondamentaux d'oscillateurs sinusoïdaux : les oscillateurs à réaction et les oscillateurs à résistance négative.

### II.2.1. LES OSCILLATEURS A REACTION :

A quelque type qu'il appartienne, tout oscillateur sinusoïdal repose sur un principe de base commun à tous les types.

La production d'oscillations s'obtient en reportant une fraction du signal de sortie d'un amplificateur sur l'entrée avec une phase correcte. Le signal de report doit être en phase avec le signal initial, ou tout au moins, satisfaisant à certaines conditions de phase (critère de NYQUIST).

Le schéma de principe général de tout oscillateur à réaction est reproduit à la figure II.1. Il comporte essentiellement un amplificateur de gain  $A$  rebouclé sur lui-même à travers un circuit de réaction dont l'atténuation est  $B$ .

Pour que l'oscillateur démarre, il faut qu'il y ait au départ une tension présente à l'entrée puisque si l'amplificateur ne recevait aucun signal d'entrée, il n'y aurait aucun signal de sortie à reinjecter à l'entrée. En fait ce signal de déclenchement du processus d'auto-oscillation est fourni



par le bruit propre au montage qui s'étend jusqu'à plus de 1000 GHz et qui, aussi faible soit-il n'est jamais absent et est suffisant pour amorcer l'oscillation. Le signal de déclenchement peut également être fourni par les régimes transitoires d'établissement des courants lors de la mise sous-tension. La tension de bruit  $V_e$  est amplifiée par  $A$  et on ramène à l'entrée la quantité  $\beta A V_e$ .

On peut écrire donc :  $V_s = A V_e$  et  $V_e = \beta V_s$

$$\Rightarrow V_s = \beta A V_s \Rightarrow \boxed{\beta A = 1}$$

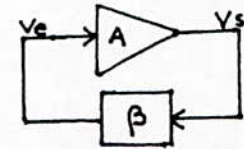


Fig.II.1. Réaction

B dépendant essentiellement de la fréquence, c'est donc pour la seule fréquence  $f_0$  que la condition définie par l'équation  $\beta A = 1$  sera satisfaite. La composante de la tension de bruit ayant pour fréquence  $f_0$  est alors reconstituée à l'entrée de l'amplificateur et le signal s'auto-entretient. L'équation  $\beta A = 1$  est appelée critère de BARKHAUSEN. Elle définit la condition d'oscillation de tout oscillateur à réaction.

Lorsqu'il y a un excès de gain :  $A\beta > 1$ , le signal de sortie est affecté d'une distorsion harmonique d'autant plus importante que l'excès de gain est plus grand. Dans la plupart des cas on donne volontairement à l'amplificateur un gain plus important que celui nécessaire à l'entretien d'oscillation et on utilise cet excès d'amplification pour commander un dispositif de régulation (élément non linéaire) qui permet d'obtenir un signal de sortie d'amplitude constante.

Le type de l'oscillateur est déterminé par la nature du circuit de réaction qui peut être à RC, à LC, à Qetc... (en BF).

### II.2.2. LES OSCILLATEURS A RESISTANCE NEGATIVE :

Considérons un circuit oscillant R, L, C alimenté par une tension d'entrée  $V_e$  ( fig.II.2.).

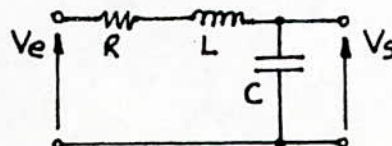


Fig.II.2. Circuit oscillant RLC.



La fonction de transfert de ce circuit a pour expression :

$$T(P) = \frac{1}{1 + LCp^2 + RCp} = \frac{V_s(P)}{V_e(P)}$$

La fonction de transfert d'un circuit du 2ème ordre est :

$$T(P) = \frac{1}{1 + \frac{2\alpha}{\omega_n} p + \frac{1}{\omega_n^2} p^2}$$

En identifiant :  $\frac{1}{LC} = \omega_n^2$  et  $\alpha = \frac{R}{2} \sqrt{C/L}$

Soumettons le circuit à un échelon de tension qui pourrait être physiquement constitué par la valeur de tension continue E présente aux bornes du circuit.

$$V_s(P) = \frac{E}{P \left[ 1 + \frac{2\alpha}{\omega_n} p + \frac{1}{\omega_n^2} p^2 \right]} \quad (1)$$

et la valeur instantanée de la tension de sortie :

$$V_s(t) = \mathcal{L}^{-1} [V_s(P)].$$

Trois cas peuvent se présenter :

a)  $\alpha > 1$  : L'équation (1) présente alors des pôles réels, distincts et négatifs.  $V_s(t)$  est alors constituée par une partie constante et une partie exponentielle dont l'amplitude décroît avec le temps.

b)  $\alpha = 1$  : L'équation (1) présente alors des pôles confondus.

Le régime correspondant est appelé "critique" et la solution n'est aucunement oscillatoire.

c)  $\alpha < 1$  : Les pôles sont imaginaires conjugués à partie réelle négative.  
La solution de l'équation (1) a pour expression :

$$V_s(t) = E - \frac{E}{\sqrt{1 - \alpha^2}} e^{-\alpha Wnt} \sin \left( Wn \sqrt{1 - \alpha^2} t + \phi \right)$$

$$\text{avec } \operatorname{tg} \phi = \frac{\sqrt{1 - \alpha^2}}{\alpha}$$

Cette solution est oscillatoire amortie et formée d'oscillations, de pulsation  $W_0 = Wn \sqrt{1 - \alpha^2}$  amortie par le terme  $e^{-\alpha Wnt}$ . Elle est donc intéressante si le terme  $\alpha$  est nul, la solution est oscillatoire, sinusoïdale pure de fréquence  $\frac{Wn}{2\pi}$ .

$$\text{Or, } = \frac{R}{2} \sqrt{C/L}$$

Le seul moyen d'obtenir  $\alpha = 0$  est d'avoir  $R = 0$ .

Mais  $R$  est toujours différent de zéro puisque il existe toujours les pertes des circuits capacitif et inductif.

Le seul moyen d'obtenir  $R = 0$  est de brancher aux bornes du circuit  $R, L, C$  un circuit actif présentant, dans les conditions de polarisations définies (E) précédemment, une résistance négative  $R_{CA}$ , de valeur opposée à la résistance passive globale présente dans le circuit considéré.

Alors, la fréquence d'oscillation sera :

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{LC}}$$

$$\implies LC 4\pi^2 f^2 = 1 \implies jLW = -\frac{1}{jCW}$$

Ainsi, le système oscille lorsque les conditions d'oscillations suivantes sont réalisées :

- Somme des parties réelles des impédances est égale à zéro.
- Somme des parties imaginaires des impédances est égale à zéro.

REMARQUE :

La résistance négative peut être obtenue par un dipôle (diode) polarisé convenablement (phénomène physique intrinsèque au dispositif) ou bien ramenée entre deux bornes d'un quadripôle actif utilisant la réaction positive.

L'impédance du dispositif actif est non linéaire, elle est fonction de l'amplitude du courant d'oscillation.

Il convient donc d'utiliser des circuits oscillants ayant une valeur de R nettement inférieure à la valeur absolue de la résistance négative; au départ de l'oscillation, le coefficient  $-\alpha W_n$  est alors nettement positif et l'oscillation croît jusqu'au régime permanent où la résistance négative (non linéaire) prend une valeur égale et opposée à R. L'oscillation ne croît plus; l'oscillateur passe du comportement petit signal au comportement grand signal (régime permanent).

II.3. OSCILLATEURS MICROONDES :

II.3.1. DEFINITION :

Les oscillateurs microondes ( ou hyperfréquences) sont des circuits actifs qui réalisent la fonction oscillation. Ils délivrent un signal dont la fréquence est comprise dans une gamme s'étendant de 1 à 300GHz. Ils peuvent être à fréquence fixe ou accordables.

II.3.2. CARACTERISTIQUES PRINCIPALES :

Les oscillateurs microondes sont caractérisés par les grandeurs électrique suivantes :



- La fréquence d'oscillation  $f_0$  et son accordabilité  $\Delta f$  (aptitude de l'oscillateur à changer sa fréquence sous une action extérieure déterministe).
- La puissance délivrée  $P_0$  et le rendement  $\eta$  (le rendement étant le rapport entre la puissance H.F. délivrée et la puissance continue fournie à l'oscillateur).
- Le facteur de surtension associé  $Q$  (à vide, en charge, externe).
- La stabilité de l'oscillation délivrée  $S$  (la stabilité étant l'aptitude de l'oscillateur à délivrer une onde à fréquence et amplitude fixes quelque soit l'amplitude d'une excitation aléatoire interne ou externe à celui-ci).
- La pureté spectrale de l'oscillation obtenue. Ceci comprend le bruit de modulation de fréquence (M.F) ou de phase (MP), le bruit de modulation d'amplitude (MA) et la distorsion harmonique  $D_h$ .  
La distorsion harmonique est définie comme le rapport des amplitudes de tous les harmoniques de la fréquence d'oscillation ( $\sum_{n=2}^{\infty} P(n f_0)$ ) à l'amplitude du fondamental ( $P(f_0)$ ).
- La synchronisation de l'onde délivrée  $s$  : c'est l'aptitude d'un oscillateur à délivrer un signal de fréquence égale à celle du signal synchronisant.

Un oscillateur idéal doit donc délivrer un signal possédant les caractéristiques suivantes :

$f_0$  initialement désirée,  $P_0, \eta, S, s, \Delta f$  élevés, bruits (MF, MA, MP) faibles.

Un tel résultat ne peut exister car les objectifs sont souvent antagonistes et la conception d'un oscillateur relève donc de compromis.



### II.3.3. ETUDE THEORIQUE :

#### II.3.3.1. INTRODUCTION :

Il existe plusieurs méthodes d'étude des oscillateurs. L'étude des oscillateurs à réaction pouvant être ramenée à celle des oscillateurs à résistance négative, la méthode basée sur la théorie des dipôles à résistance négative, plus complète et générale est celle que nous adopterons.

D'une manière générale, un oscillateur peut se représenter par le schéma électrique équivalent présenté ci-après (fig.II.3.) et constitué de deux impédances connectées ensemble, l'une  $Z_a$  non linéaire produite par le composant actif associé éventuellement avec des impédances de bouclage passives, l'autre  $Z_{ch}$  produite par les éléments passifs dits de charge.

Le schéma équivalent représente l'oscillateur dans un plan arbitraire choisi sur la ligne de sortie.

$Z_a$  étant non-linéaire, elle s'écrit en fonction du courant  $I(t)$  dans l'oscillateur et de la fréquence.

$$Z_a = (I, f) ; Z_{ch} = f(f).$$

#### II.3.3.2. CONDITIONS D'OSCILLATIONS :

Dans le schéma, on suppose que l'amplitude  $I$  et la phase  $\phi$  du courant circulant dans l'oscillateur sont quasi constantes entre deux cycles consécutifs, c'est-à-dire que si l'amplitude et la pulsation varient dans le circuit, cette variation se fait lentement afin de pouvoir appliquer une approximation quasi-stationnaire. [3].

Supposons qu'il existe un courant  $I_o$  dans le circuit, on peut écrire dans le plan  $\Pi$ , par application de la loi de KIRCHOFF :

$$\left[ Z_a(I_o, \omega_o) + Z_{ch}(\omega_o) \right] I_o = 0 \quad (2)$$

Posons alors :

$$Z_a + Z_{ch} = Z_T = R_T + jX_T$$

Puisque l'oscillation existe,  $I_o$  est différent zéro et l'équation (2) est satisfaite pour :

$$R_T(I_o, \omega_o) = 0 \quad (3)$$

$$\text{et } X_T(I_o, \omega_o) = 0 \quad (4)$$

L'équation (3) est analogue à la condition d'entretien des oscillateurs sinusoïdaux classiques B.F., petit signal alors que l'équation (4) peut être considérée comme conditionnant quasiment la détermination de la fréquence d'oscillation.

$Z_{ch}$  étant l'impédance d'un circuit passif, sa partie réelle  $R_{ch}$  a une valeur positive et il est nécessaire pour accomplir la condition sur les parties réelles de  $Z_T$  que  $R_a$  ait une valeur négative :  $R_a < 0$ . Cette condition peut être réalisée à l'aide de dipôles actifs (diodes Gunn, Tunnel, Impatt...) ou de multipôles actifs avec des impédances de réaction adéquates (transistors bipolaires, FET).

#### II.3.3.3. CONDITIONS D'OSCILLATION EN TERME DE COEFFICIENTS DE REFLEXION:

Soit  $\Gamma_a$  le coefficient de réflexion présenté par  $Z_a$  au point  $(I_o, \omega_o)$   
 $\Gamma_{ch}$  le coefficient de réflexion présenté par la charge;  $Z_o$  l'impédance caractéristique de la ligne principale.

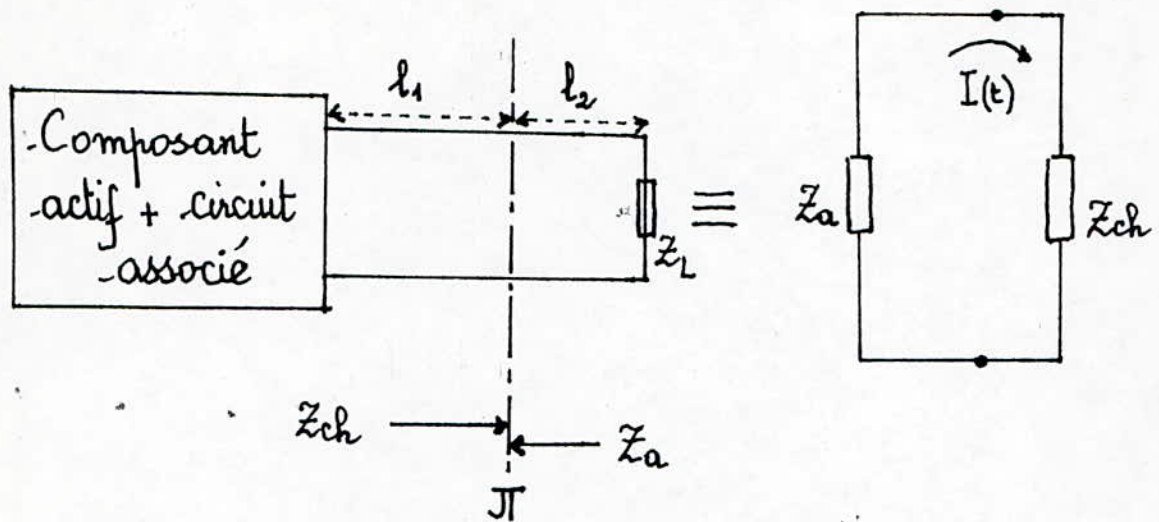
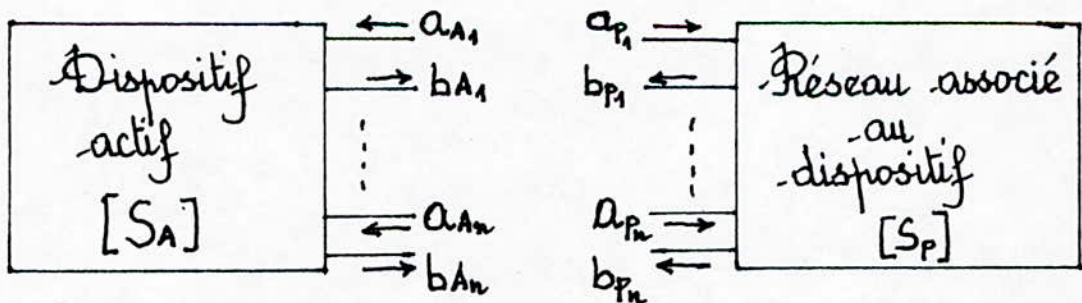


fig. II.3. Schéma équivalent d'un oscillateur



$$[b_A] = [S_A][a_A]$$

$$[b_P] = [S_P][a_P]$$

fig. II.4. Multipôles actifs et passifs.



$$\Gamma_a = \frac{Z_a - Z_0}{Z_a + Z_0} \quad ; \quad \Gamma_{ch} = \frac{Z_{ch} - Z_0}{Z_{ch} + Z_0}$$

La condition d'oscillation  $Z_T = 0$  devient :

$$\boxed{\Gamma_a \cdot \Gamma_{ch} = 1} \quad (5)$$

ou :  $|\Gamma_a| / |\Gamma_{ch}| = 1$  et  $\angle \Gamma_{ch} + \angle \Gamma_a = 2n\pi$  ,  $n=0,1,\dots$

#### II.3.3.4. CONDITIONS D'OSCILLATIONS GENERALISEES :

Un oscillateur peut se composer d'un multipôle actif associé à un multipôle passif qui sont caractérisés par leurs matrices de dispersion respectives  $[S_A]$  et  $[S_p]$  comme indiqué à la fig.II.4.

$$\text{On a } [b_A] = [S_A] [a_A] \quad ; \quad [b_p] = [S_p] [a_p]$$

L'oscillateur est formé en connectant ces deux multipôles : la porte  $i_A$  de l'élément actif étant connectée à la porte  $i_p$  du circuit passif on peut écrire :

$$[b_A] = [a_p] \quad \text{et} \quad [b_p] = [a_A]$$

A partir de ces relations, il vient :

$$[a_p] = [S_A] [S_p] [a_p] \quad \text{ou} \quad \{ [S_A][S_p] - [I] \} [a_p] = 0$$

où  $[I]$  représente la matrice unité.

Puisque l'oscillation existe,  $[a_p]$  est différente de la matrice nulle, alors :

$$\det \{ [S_A] [S_p] - [I] \} = 0 \quad (6)$$



C'est l'équation qui représente la condition d'oscillation généralisée pour un oscillateur utilisant un composant actif à n portes.

Pour que les oscillations démarrent et prennent une amplitude suffisante il faut que :

$$\det \left\{ [S_A] [S_p] - [I] \right\} > 0$$

$$\text{Arg} \left( \det \left\{ [S_A] [S_p] - [I] \right\} \right) = 0$$

Les oscillations croîtront jusqu'à ce que les non linéarités de l'élément actif entraînent une saturation de l'onde amenant celle-ci au régime établi.

Remarques:

Les matrices  $[S_A]$  et  $[S_p]$  peuvent être calculées à partir de modèles de dispositifs actifs et passifs ou obtenues par mesure à l'aide d'un analyseur de réseau.

L'abaque de Smith établissant une correspondance directe entre les coefficients de réflexion et les impédances en jeu dans un plan de référence donné, il est aisé d'appliquer le formalisme à base d'impédance. En effet, de la même manière que le circuit a été défini par ses paramètres  $[S_A]$  et  $[S_p]$  il peut être défini par ses paramètres  $[Z_A]$  et  $[Z_p]$  ou  $[Y_A]$  et  $[Y_p]$ . La condition d'oscillation s'écrit dans ces cas là :

$$\det \left\{ [Z_A] + [Z_p] \right\} = 0 \quad \text{ou} \quad \det \left\{ [Y_A] + [Y_p] \right\} = 0$$

II.3.3.5. CONDITIONS DE STABILITE :

La stabilité de l'oscillateur est analysée autour de l'amplitude  $I_0$

et de la pulsation complexe  $j\omega_0$  en lui appliquant une petite perturbation d'amplitude  $\delta I$  et de pulsation complexe  $\delta p$ .

On suppose donc l'existence d'une perturbation passagère qui produit une instabilité de l'oscillateur. Si ce dernier vérifie le critère de stabilité les fluctuations d'amplitude  $\delta I$  et de phase  $\phi$  vont disparaître après un certain moment.

Avant que les fluctuations disparaissent le courant dans l'oscillateur s'écrit :

$$I(t) = (I_0 + \delta I) e^{j(\omega_0 t + \phi(t))}$$

L'impédance  $Z_a$  étant fonction de l'amplitude et de la pulsation,  $Z_T$  peut être décomposée en série de TAYLOR du 1er ordre au point  $(I_0, j\omega_0)$  :

$$Z_T(I, P) = Z_T(I_0, j\omega_0) + \frac{\partial Z_T}{\partial I} \delta I + \frac{\partial Z_T}{\partial P} \delta P$$

En appliquant la loi de KIRCHOFF dans la maille du circuit équivalent de l'oscillateur, on trouve dans le plan :

$$Z_T \cdot I = 0$$

et en négligeant  $\delta I$  devant  $I_0$ , on peut écrire :

$$Z_T I_0 = Z_T(I_0; j\omega_0) I_0 + \frac{\partial Z_T}{\partial I} \delta I \cdot I_0 + \frac{\partial Z_T}{\partial P} \delta P \cdot I_0 = 0$$

Puisque l'oscillation existe  $I_0$  est différent de zéro et on a :

$$Z_T(I_0; j\omega_0) = 0$$

On obtient donc :

$$\frac{\partial Z_T}{\partial I} \delta I + \frac{\partial Z_T}{\partial P} \delta P = 0$$

$$\text{avec : } \frac{\partial Z_T}{\partial P} \delta P = -j \frac{\partial Z_T}{\partial W} \delta P, \quad (P = jW), \quad P = \alpha + j\delta W$$

$$\implies \delta P = -j \frac{\frac{\partial Z_T}{\partial I} \cdot \frac{\partial Z_T^*}{\partial W}}{\left| \frac{\partial Z_T}{\partial W} \right|^2} \cdot \delta I_0$$

Sachant que :

$$\frac{\partial Z_T}{\partial P} = \frac{\partial R_T}{\partial P} + j \frac{\partial X_T}{\partial P} \quad \text{et} \quad \frac{\partial Z_T}{\partial I} = \frac{\partial R_T}{\partial I} + j \frac{\partial X_T}{\partial I}$$

et en décomposant  $\delta P$  en parties réelles et imaginaires, on trouve que l'oscillateur sera stable si pour une perturbation  $\delta I$  positive de l'amplitude, la partie réelle de  $\delta P$  est négative, ce qui indique que la perturbation décroît exponentiellement :

$$\frac{\partial R_T}{\partial I} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial W} - \frac{\partial X_T}{\partial I} \cdot \frac{\partial R_T}{\partial W} > 0$$

Cette expression donne la condition de stabilité d'un oscillateur autour d'une amplitude  $I_0$  et d'une pulsation  $jW_0$ .

On remarquera en calculant la partie imaginaire de la variation de pulsation complexe  $\mathcal{J}(\delta P) = \delta W$  que celle-ci est nulle si la condition :

$$\frac{\partial R_T}{\partial I} \cdot \frac{\partial R_T}{\partial W} + \frac{\partial X_T}{\partial I} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial W} = 0$$

est remplie; ce qui indique alors qu'une variation d'amplitude  $I_0$  n'entraînera pas de variation de la pulsation réelle  $W_0$  de l'oscillateur.

### II.3.3.6. PUISSANCE DE SORTIE MAXIMALE :

L'élément actif et ses circuits associés, d'impédance équivalente  $Z_a$ , peut délivrer une puissance :

$$P = 1/2 \operatorname{Re} (Z_a) I_0^2 = 1/2 R_a (I_0, W_0) I_0^2$$



Cette puissance sera maximale si :

$$\frac{\partial P}{\partial I_0} = 1/2 \frac{\partial R_a(I_0, \omega_0)}{\partial I_0} I_0^2 = 0 \implies \frac{\partial R_a}{\partial I_0} = - \frac{2R_a}{I_0}$$

Si la courbe  $R_a = f(I_0)$ , on peut déterminer  $R_a$  pour avoir une puissance maximale de l'oscillateur.

II.3.3.7. COEFFICIENT DE SUSTENSION D'UN OSCILLATEUR :

Le coefficient de sustension  $Q$  d'un réseau linéaire d'impédance équivalente  $(R_0 + jX_0) = Z_0$

$$Q = 2\pi \frac{\mathcal{E}_a}{\mathcal{E}_d}$$

où :-  $\mathcal{E}_a$  représente l'énergie emmagasinée,

-  $\mathcal{E}_d$  l'énergie dissipée par période par le réseau linéaire lorsque celui-ci est parcouru par un courant  $I_0 \cos \omega_0 t$ .

Avant que l'amplitude du courant arrive à  $I_0$ , elle passe par un régime transitoire. En appliquant une approximation quasi-statique, le courant s'écrit :

$$i(t) = I(t) \cos \omega_0 t.$$

avec  $I(t)$  qui croît de 0 à  $I_0$  pendant le régime transitoire. Durant ce régime, l'impédance du réseau étant linéaire, elle s'écrit :

$$Z(P) = Z_0 + \frac{\partial Z}{\partial P} \delta P \quad \text{avec} \quad P = \alpha + j\delta W$$

La pulsation  $\omega_0$  étant imposée par le générateur qui alimente le réseau, on a  $\delta W = 0$ , donc :

$$\delta P = \frac{1}{I(t)} \cdot \frac{dI(t)}{dt} ; \left. \frac{\partial Z}{\partial P} \right|_{j\omega_0} - j \frac{\partial Z}{\partial W}$$

On peut écrire :

$$Z(P) = Z_0 - j \frac{\partial Z}{\partial W} \cdot \frac{1}{I(t)} \cdot \frac{dI(t)}{dt}$$

La tension aux bornes de l'impédance linéaire s'écrit :

$$V(t) \cos \omega_0 t = I(t) \left[ Z_0 - j \frac{\partial Z}{\partial W} \cdot \frac{1}{I(t)} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \right] \cos \omega_0 t.$$

Calculons la puissance réelle :

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ V^*(t) \cdot I(t) \right\}$$

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left\{ Z_0^* + j \frac{\partial Z_0^*}{\partial W} \cdot \frac{1}{I(t)} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \right\} I^2(t)$$

$$\text{Soit } P = \frac{1}{2} \left[ R_0 + \frac{\partial X_0}{\partial W} \cdot \frac{1}{I(t)} \cdot \frac{dI(t)}{dt} \right] I^2(t)$$

$$\text{ou encore : } P dt = \frac{1}{2} R_0 I^2(t) dt + \frac{1}{2} \frac{\partial X_0}{\partial W} \cdot I(t) \cdot dI(t)$$

Le premier terme du second membre représente l'énergie dissipée par la résistance de l'impédance linéaire; le second représente l'énergie emmagasinée dans le circuit.

Lorsque  $I(t)$  croît de  $I(t) = 0$  à  $I(t) = I_0$ , le circuit emmagasine une énergie :

$$\mathcal{E}_{\text{emm}} = \frac{1}{2} \frac{\partial X_0}{\partial W} \int_0^{I_0} I(t) dI(t) = \frac{1}{4} \frac{\partial X_0}{\partial W} \cdot I_0^2$$

L'énergie moyenne dissipée par cycle dans la résistance vaut :

$$P_d = \frac{1}{2} R_0 \cdot I_0^2 T_0 = \frac{1}{2} \frac{R_0 I_0^2}{f_0}$$

et par définition, le coefficient de surtension du circuit linéaire s'écrit :

$$Q = 2\pi \frac{\mathcal{E}_{\text{emm}}}{\mathcal{E}_{\text{diss. par cycle}}} = \frac{f_0}{2R_0} \cdot \frac{\partial X_0}{\partial f} \Big|_{f_0}$$

Généralement, le circuit linéaire considéré se compose d'une réactance  $X_0$ , d'une résistance d'adaptation ou de perte  $R_p$  et d'une résistance d'utilisation (de charge)  $R_u$ , on définit alors :

- le coefficient de surtension à vide:

$$Q_v = \frac{2\pi \mathcal{E}_{emm.}}{\mathcal{E}_{perdue/cycle \text{ dans } R_p}} = \frac{f_0}{2R_p} \cdot \left. \frac{\partial X_0}{\partial f} \right|_{f_0}$$

- le coefficient de surtension externe :

$$Q_{ext} = 2\pi \frac{\mathcal{E}_{emm.}}{\mathcal{E}_{perdue/cycle \text{ dans } R_u}} = \frac{f_0}{2R_u} \cdot \left. \frac{\partial X_0}{\partial f} \right|_{f_0}$$

- le coefficient de surtension en charge:

$$Q_L = 2\pi \frac{\mathcal{E}_{emm.}}{\mathcal{E}_{perdue/cycle \text{ dans } R_{ch} = R_p + R_u}} = \frac{f_0}{2(R_p + R_u)} \cdot \left. \frac{\partial X_0}{\partial f} \right|_{f_0}$$

Soit maintenant le cas d'un oscillateur qui est composé de l'impédance de l'élément actif à partie réelle négative  $Z_a$ , d'une impédance d'utilisation  $Z_u$  et d'une résistance de perte  $R_p$ .

Par analogie avec les circuits linéaires, on définit le coefficient de surtension externe de l'oscillateur par :

$$Q_{ext} = \frac{f_0}{2 \operatorname{Re} \{Z_u\}} \cdot \left. \frac{\partial X_T}{\partial f} \right|_{f_0, I_0}$$

avec :

$$X_T = \operatorname{Im} \{Z_T\} ; \quad Z_T = Z_a + Z_u + R_p$$

### II.3.3.8. FACTEUR DE "PULLING" OU FACTEUR D'ENTRAÎNEMENT DE FRÉQUENCE :

C'est la variation de fréquence d'oscillation induite par une variation d'impédance de charge.

S'il y a une variation d'impédance de charge :  $\Delta Z_{ch} = \Delta R_{ch} + j\Delta X_{ch}$  et si l'oscillateur oscille toujours, la fréquence réelle  $\omega_0$  et l'implitude  $I_0$  du courant dans l'oscillateur vont varier suivant l'équation d'évolution:

$$\Delta Z_{ch} + \frac{\partial Z_T}{\partial \omega} \cdot \Delta \omega + \frac{\partial Z_T}{\partial I_0} \cdot \Delta I_0 = 0.$$



On définit le facteur de "pulling" d'un oscillateur comme la dérive relative totale de pulsation de celui-ci :  $\Delta W_T / W_0$  lorsqu'il est perturbé par une charge présentant un TOS.  $S$  donné et dont la phase varie de 0 à  $2\pi$ . On montre dans ces conditions qu'il s'écrit :

$$\Delta W_T = \frac{S^2 - 1}{S} \cdot K \sqrt{\alpha^2 + 1}$$

soit :

$$\frac{\Delta W_{\text{total}}}{W_0} = \frac{Z_0 \cdot K}{W} \sqrt{\alpha^2 + 1} \cdot \left( S - \frac{1}{S} \right)$$

Avec :

$$K = \frac{\partial R_T / \partial I \cdot R_{ch}}{\partial R_T / \partial I \cdot \partial X_T / \partial W - \partial R_T / \partial W \cdot \partial X_T / \partial I}$$

$$\alpha = \frac{\partial X_T / \partial I}{\partial R_T / \partial I}$$

$S$  est le TOS présenté par la perturbation de charge introduite.

Conséquences : La variation de fréquence induite est d'autant plus grande que le TOS produit est élevé et que le coefficient  $\partial X_T / \partial W$  est faible.

### II.3.3.9. SYNCHRONISATION D'UN OSCILLATEUR :

Pour synchroniser l'oscillateur, on introduit une source extérieure sinusoïdale de fréquence voisine de la fréquence d'oscillation :

$$v_s = V_s e^{j\omega_s t}$$

Cette source extérieure produit des variations d'amplitude  $\delta I_0$  et de phase  $\phi$ , c'est à dire :

$$I(t) = (I_0 + \delta I_0) e^{j(\omega_0 t + \phi(t))}$$

L'équation d'évolution de l'oscillateur prend la forme :

$$\left[ Z_{T^*} - j \frac{\partial Z_T}{\partial \omega} \left( \frac{1}{I_0} \cdot \frac{d\delta I_0}{dt} + j \frac{d\phi}{dt} \right) + \frac{\partial Z_T}{\partial I} \delta I_0 \right] (I_0 + \delta I_0) e^{j(\omega_0 t + \phi(t))} =$$

$$= V_s e^{j\omega_s t}$$

Posons  $\Delta \omega = \omega_s - \omega_0$

Si l'on s'intéresse qu'à la variation de fréquence ( ou de phase) et que l'on suppose que la synchronisation n'induit pas de variation d'amplitude du signal délivré, alors :

$$\frac{d\delta I_0}{dt} = 0$$

En outre la variation de phase doit être indépendante du temps :

$$\frac{d\psi}{dt} = 0$$

Or :  $\frac{d\psi}{dt} = -\Delta \omega + \frac{d\phi}{dt}$  donc  $\phi(t) = \mp \Delta \omega t$ .

Ce qui donne :  $I(t) = (I_0 + \delta I_0) e^{j(\omega_0 t + \Delta \omega t)}$

donc :  $I(t) = (I_0 + \delta I_0) e^{j\omega_s t}$  (7)

L'équation (7) montre qu'en régime de synchronisation établie, sous l'action du signal extérieur, le courant dans l'oscillateur possède la pulsation du générateur synchronisant  $\omega_s$ .

Il existe alors entre le courant dans l'oscillateur et la tension de synchronisation, une différence de phase  $\phi_0$  constante dépendant de la différence :  $\Delta W = W_s - W_0$  par l'équation :

$$\frac{\partial Z_T}{\partial W} \cdot \Delta W + \frac{\partial W_T}{\partial I_0} \delta_{I_0} \approx \frac{V_s}{I_0} e^{-j\phi_0} \quad (8)$$

En développant l'équation (8) en parties réelles et imaginaires, on tire la bande maximum de synchronisation stable donnée par :

$$\operatorname{tg} \phi_0 \text{ max.} = \frac{1}{\alpha} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{\partial X_T / \partial I_0}{\partial R_T / \partial I_0}$$

$$\text{d'où} \quad \Delta W_{T \text{ max.}} \approx 2 \frac{V_s}{I_0} \cdot \frac{\partial R_T / \partial I_0 \cdot \sqrt{\alpha^2 + 1}}{\partial R_T / \partial I_0 \cdot \partial X_T / \partial W - \partial X_T / \partial I_0 \cdot \partial R_T / \partial W}$$

Si  $\partial R_T / \partial W$  est négligeable, on peut poser :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{W_0}{2R_{ch}} \cdot \frac{\partial X_T}{\partial W} ; \quad \text{Posc} = \frac{1}{2} R_{ch} \cdot I_0^2 ; \quad \text{Psyn} = \frac{1}{8} \cdot \frac{V_s^2}{R_{ch}}$$

$$\text{et} \quad \Delta W_T = \frac{2W_0}{Q_{\text{ext}}} \cdot \sqrt{\alpha^2 + 1} \sqrt{\frac{\text{Psyn.}}{\text{Posc.}}}$$

$$\text{et si} \quad \frac{\partial X_T}{\partial I_0} \text{ négligeable} : \Delta W_{T \text{ max.}} \approx \frac{2W_0}{Q_{\text{ext}}} \cdot \sqrt{\frac{\text{Psyn.}}{\text{Posc.}}}$$

Conséquences : La bande de fréquence de synchronisation augmente avec le rapport  $\frac{V_s}{I_0}$  ; ceci signifie que plus le signal de synchronisation est puissant, plus grande est la bande de synchronisation.

La bande de synchronisation diminue lorsque  $\partial X_T / \partial W$  augmente.



II.3.3.10. BRUIT DES OSCILLATEURS :

Du fait des différents bruits thermiques, Schottky, de scintillation... affectant l'élément actif en particulier, on constate un certain élargissement de la raie émise par l'oscillateur. La porteuse est modulée et en amplitude et en phase.

Le bruit haute fréquence donne un spectre très éloigné de la fréquence  $f_0$  de la fréquence de l'oscillateur qui est facile à éliminer.

Par contre le bruit basse fréquence modulant le signal utile engendre un spectre autour de  $f_0$ . L'oscillateur est dit faible pureté spectrale si les amplitudes des bandes latérales sont élevées. Supposons donc que l'oscillateur est soumis à un signal de perturbation  $V_B$  lentement variable dans le temps devant le signal d'oscillation (par exemple : le bruit B.F du composant actif). Cette perturbation produit des fluctuations d'amplitude  $\delta I_0$  et de phase  $\phi$ .

Puisque l'oscillation existe  $Z_T = 0$ , on peut donc écrire :

$$e^{j(\omega_0 t + \phi)} \cdot I_0 \frac{\partial Z_T}{\partial I_0} \delta I_0 - j \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} \left[ \frac{1}{I_0} \frac{d\delta I_0}{dt} + j \frac{d\phi}{dt} \right] \cdot I_0 e^{j(\omega_0 t + \phi)} = V_B$$

$$\implies I_0 \frac{\partial Z_T}{\partial I} \delta I_0 - j \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} \left[ \frac{d\delta I_0}{dt} + j I_0 \frac{d\phi}{dt} \right] = E(t) \quad (9)$$

$$\text{avec } E(t) = V_B e^{-j(\omega_0 t + \phi)} = V_B \left[ \cos(\omega_0 t + \phi) - j \sin(\omega_0 t + \phi) \right]$$

$$\text{en posant : } \frac{\partial Z_T}{\partial I} = \left| \frac{\partial Z_T}{\partial I} \right| e^{j\beta} \quad (10)$$

$$\text{et } \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} = \left| \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} \right| e^{j\alpha} \quad (11)$$

en portant dans l'équation (9) et en identifiant parties réelles et parties imaginaires, nous obtenons deux équations à deux inconnues,  $\delta I_0$  et  $\phi$ .

$$I_0 \left| \frac{\partial z_T}{\partial I_0} \right| \cos \beta \delta I_0 + \left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right| \sin \alpha \frac{d\delta I_0}{dt} + \left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right| \cos \alpha I_0 \frac{d\phi}{dt} = V_B \cos(\omega_0 t + \phi)$$

$$I_0 \left| \frac{\partial z_T}{\partial I_0} \right| \sin \beta \delta I_0 - \left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right| \cos \alpha \frac{d\delta I_0}{dt} + \left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right| \sin \alpha I_0 \frac{d\phi}{dt} = V_B \sin(\omega_0 t + \phi)$$

Si nous prenons la transformée de Fourier des 2 membres des 2 équations et si nous appelons  $e_1$  et  $e_2$  les transformées de Fourier de  $V_B \cos(\omega_0 t + \phi)$  et  $V_B \sin(\omega_0 t + \phi)$ ,

$$\bar{e}_1^2 = \bar{e}_2^2 = \bar{e}^2 ; \quad \text{il vient :}$$

$$\bar{\delta I_0}^2 = \frac{\bar{e}^2}{\left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right|^2 \cdot \Omega^2 + \left| \frac{\partial z_T}{\partial I} \right|^2 I_0^2 \sin^2(\beta - \alpha)}$$

$$\bar{\Delta f}^2 = \frac{\bar{e}^2}{4\pi^2 \left| \frac{\partial z_T}{\partial \omega_0} \right|^2 \cdot I_0^2 \sin^2(\beta - \alpha)}$$

$\bar{\delta I}^2$  et  $\bar{\Delta f}^2$  expriment les valeurs moyennes des fluctuations d'amplitude et de fréquence (bruits MA et MF) de l'oscillateur en présence de bruit BF produit généralement par le composant actif. On peut remarquer :

a) qu'il existe au dénominateur de l'expression de  $\bar{\delta I}^2$  un terme en  $\Omega^2$  qui n'existe pas au dénominateur de l'expression de  $\bar{\Delta f}^2$ . Ceci explique que l'on s'intéresse généralement en priorité au bruit MF des oscillateurs;

b) que le bruit MF décroît, si toutes choses égales par ailleurs :

-  $\bar{e}^2$  décroît

-  $\left| \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} \right|$ ,  $I_0$ ,  $\sin(\beta - \alpha)$  croissent.

En ce qui concerne la décroissance de  $\bar{e}^2$ , ceci ne peut s'obtenir qu'en effectuant un tri préalable avec comme critère le bruit basse fréquence du composant actif et/ou en jouant sur les conditions de polarisation du composant actif et/ou en utilisant un composant dont les caractéristiques technologiques garantissent un fonctionnement faible bruit (utilisation par exemple de TEC GaAs de puissance pour réaliser des oscillateurs faible bruit MF et non un TEC GaAs conçu par fonctionnement faible bruit en amplification).

En ce qui concerne la croissance de  $\left| \frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} \right|$ , en utilisant la relation

(  $\frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0} = \frac{\partial R_T}{\partial \omega_0} + j \frac{\partial X_T}{\partial \omega_0}$  ), on constate que ceci revient à majorer le coefficient  $\frac{\partial X_T}{\partial \omega_0}$  et donc soit à utiliser des configurations de circuit à fort coefficient de surtension, soit à augmenter ce coefficient de surtension en associant au circuit de base un résonateur diélectrique ou une cavité.

L'augmentation du facteur  $I_0^2$  ne coïncide pas totalement avec une majoration de puissance PHF délivrée par l'oscillateur, car la relation  $PHF = f(I)$  est non linéaire.

Enfin le bruit MF diminue, toutes choses égales par ailleurs, lorsque  $\sin^2(\beta - \alpha)$  augmente. Le bruit MF est minimum lorsque  $\sin(\beta - \alpha) = 1$  et donc :  $\beta - \alpha = \frac{\pi}{2}$ .

et, à partir des définitions (10) et (11), ceci est équivalent à :

$$\overrightarrow{\frac{\partial Z_T}{\partial I}} \cdot \overrightarrow{\frac{\partial Z_T}{\partial \omega_0}} = 0$$

C'est la condition d'orthogonalité qui débouche sur une interprétation



graphique (fig.II.5) En effet, si l'on trace le comportement du système en fonction de l'amplitude et de la fréquence du signal délivré, il est nécessaire qu'au point d'intersection les tangentes aux deux courbes considérées soient orthogonales (fig.II.5.). On montre aussi, alors, que la conversion fluctuation MA- fluctuation MF ( et vice versa) est minimale.

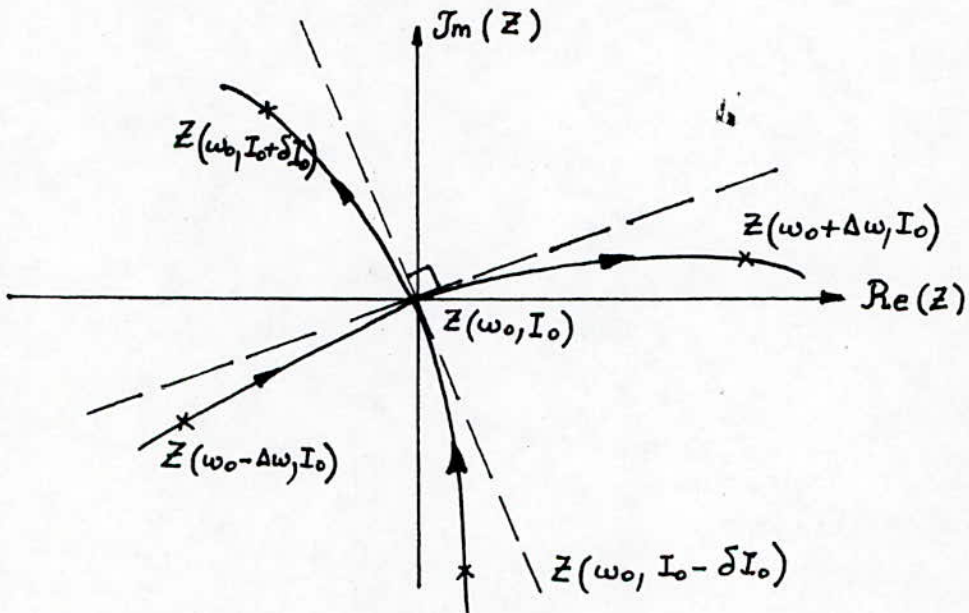


Fig. II.5- Condition d'orthogonalite.

CHAPITRE. III.

CIRCUITS PASSIFS MICROONDES.

### III.1. TECHNOLOGIE MICRORUBAN :

En vue d'intégrer des composants actifs et passifs en un circuit hybride ou même monolithique, il faut disposer de lignes à symétrie plane, qui joueront le rôle du substrat diélectrique. Les lignes qui se sont révélées les plus aptes à cet effet, sont les lignes microbandes. En raison de leur facilité de réalisation et de leur souplesse d'utilisation, ces lignes sont actuellement utilisées dans tous les circuits hyperfréquences jusqu'à des fréquences de 20GHz.

#### III.1.1. LIGNE MICROBANDE ( microstrip) :

Elle est constituée d'un substrat diélectrique, complètement métallisé sur l'une de ses faces et couvert d'une bande métallique sur l'autre fig.III.1.

Les paramètres caractérisant la microbande sont :

- Pour le substrat, son épaisseur  $T$  et sa constante diélectrique  $\epsilon_r$  qui est souvent élevée ( $\neq 10$ ).
- Pour la bande, sa largeur  $W$  qui est en général de l'ordre de grandeur de  $T$  ( $0,1 < \frac{W}{T} < 10$ ) et son épaisseur  $B$  presque toujours petite.

Les lignes à bandes sont inhomogènes puisque la propagation des bandes s'effectue d'une part dans le substrat diélectrique et d'autre part dans l'air, c'est à dire dans deux milieux différents, d'où la difficulté de l'étude de la propagation dans une ligne microbande.

Deux grandeurs fondamentales à connaître pour la réalisation des cellules sont l'impédance caractéristique  $Z_c$  et la longueur d'onde réduite  $\frac{\lambda_m}{\lambda_0}$  ( $\lambda_m$  étant la longueur d'onde dans la structure microruban à la fréquence de travail  $f$ ,  $\lambda_0$  celle dans le vide associée à  $f$ ).



Ces grandeurs dépendent en première approximation du rapport  $\frac{W}{T}$ .

Plusieurs études de la ligne microruban aboutissent à des résultats plus ou moins différents au sujet de son impédance caractéristique et qui sont plus ou moins empiriques, mais cependant assez précis donnant  $Z_c$  et  $\frac{\lambda_m}{\lambda_0}$ .

On retiendra :

$$Z_c = \frac{377}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{T}{W} \cdot \frac{1}{\left(1 + 1,735 \epsilon_r^{-0,0724} \cdot \left(\frac{W}{T}\right)^{-0,836}\right)}$$

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \left[ \frac{\epsilon_r}{1 + 0,63 (\epsilon_r - 1) \left(\frac{W}{T}\right)^{0,1255}} \right]^{1/2} ; \frac{W}{T} \geq 0,6$$

$$\lambda_m = \frac{\lambda_0}{\epsilon_r} \left[ \frac{\epsilon_r}{1 + 0,6 (\epsilon_r - 1) \left(\frac{W}{T}\right)^{0,0297}} \right]^{1/2} ; \frac{W}{T} \leq 0,6$$

### III.1.2. REALISATION DES IMPEDANCES ET DES CIRCUITS RESONANTS :

#### III.1.2.1. EQUIVALENCE ENTRE UN TRANCON DE LIGNE ET UNE INDUCTANCE OU UN CONDENSATEUR :

On sait que, partant d'une impédance  $Z_t$ , une ligne d'impédance caractéristique  $Z_c$ , de longueur  $l$  ramènera une impédance  $Z(l)$  telle que :

$$Z(l) = Z_c \frac{Z_t + jZ_c \operatorname{tg} 2\pi l / \lambda_m}{Z_c + jZ_t \operatorname{tg} 2\pi l / \lambda_m}$$

En effet,  $Z(l)$  est définie comme suit :

$$Z(l) = \frac{V(l)}{I(l)} = Z_c \frac{V_T^+ e^{\gamma l} + V_T^- e^{-\gamma l}}{V_T^+ e^{\gamma l} - V_T^- e^{-\gamma l}}$$

On divise haut et bas par  $V_T^+$  afin de faire apparaître le coefficient de réflexion en T :

$$\frac{V_T^-}{V_T^+} = \frac{Z_T - Z_c}{Z_T + Z_c}$$

On déduit ensuite :

$$Z(1) = Z_c \frac{Z_T (e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}) + Z_c (e^{\gamma l} - e^{-\gamma l})}{Z_T (e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}) + Z_c (e^{\gamma l} + e^{-\gamma l})}$$

d'où :

$$Z(1) = Z_c \frac{Z_T + Z_c \operatorname{th} \gamma l}{Z_c + Z_T \operatorname{th} \gamma l}$$

et dans le cas des lignes sans pertes où  $\gamma = jB$ , on obtient l'expression suivante :

$$Z(1) = Z_c \frac{Z_T + jZ_c \operatorname{tg} 2\pi l / \lambda_m}{Z_c + jZ_T \operatorname{tg} 2\pi l / \lambda_m}$$

Si les trançons utilisés ont une longueur  $l$  telle que :

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_m} \approx \frac{2\pi l}{\lambda_m} \text{ à } 10\% \text{ près} \quad \frac{2\pi l}{\lambda_m} < \frac{\pi}{6} \text{ ou } l < \frac{\lambda_m}{12}$$

Dans ces conditions,  $Z(1)$  peut s'écrire :

$$Z(1) = Z_c \frac{Z_T + jZ_c \frac{2\pi l}{\lambda_m}}{Z_c + jZ_T \frac{2\pi l}{\lambda_m}}$$

\* si  $Z_T = 0$  ou telle que  $Z_T \ll Z_c$   $\frac{2\pi l}{\lambda_m} \ll 1 \implies (Z_T \frac{2\pi l}{\lambda_m} \ll Z_c)$

$$Z(1) \approx jZ_c \cdot \frac{2\pi l}{\lambda_m} = jZ_c \frac{\omega}{v} l$$

Le trançon de ligne se comporte comme une impédance inductive  $L\omega$  et donc équivalent à l'inductance ;

$$L = Z_c \frac{l}{v}$$

La réalisation technologique de ce cas peut se faire :

- soit par une ligne en court-circuit.
- soit par une ligne dont l'impédance caractéristique  $Z_c$  est très grande devant celle de la ligne qui la charge.

\* Si  $Z_T = \infty$  ou telle que  $Z_T \frac{2\pi l}{\lambda_m} \gg Z_c \implies (Z_T \gg Z_c \frac{2\pi l}{\lambda_m})$

$$Z(l) \simeq -j \frac{Z_c}{\frac{2\pi l}{\lambda_m}} = -j Z_c \frac{v}{\omega} \cdot \frac{1}{l} .$$

Le tronçon de ligne se comporte comme une impédance capacitive et est donc équivalent à la capacité :

$$C = \frac{1}{Z_c} \cdot \frac{1}{v}$$

La réalisation technologique de ce cas peut se faire :

- soit par une ligne en circuit ouvert,
- soit par une ligne dont l'impédance caractéristique est très petite devant celle de la ligne qui la charge.

### III.1.2.2. REALISATION D'INDUCTANCES ET CONDENSATEURS :

La réalisation est particulièrement aisée en technologie microruban puisque l'impédance caractéristique d'une telle ligne est inversement proportionnelle à la largeur  $W$  de la bande.

#### a)- Inductance série (fig. III 2a):

Elle s'obtient par un fort retrécissement de la bande métallique. En effet, le tronçon de faible largeur, qui présente donc une forte impédance caractéristique se trouve chargé à ses extrémités par des lignes dont l'impédance caractéristique est plus faible.

#### b)- Inductance parallèle (fig. III 2b):

Elle s'obtient en plaçant sur la ligne principale un tronçon de ligne court-circuité.



c)- Capacité parallèle (fig. III 2 c):

Elle s'obtient par un élargissement important de la bande métallique; ce trançon, qui présente une faible impédance caractéristique, se trouve chargé à ses extrémités par des lignes dont l'impédance caractéristique est plus forte.

III.1.2.3. REALISATION DE CIRCUITS RESONANTS OU ANTIRESONANTS :

La réalisation de capacité série étant plus délicate vu la nécessité de couper la ligne sur une très petite longueur ( quelques microns), il résulte que les seuls circuits résonants ou antirésonants que l'on peut réaliser avec des trançons de lignes sont placés en dérivation sur la ligne principale (fig III 2 d et c).

Les circuits résonants ou antirésonants placés en série sur la ligne principale ne peuvent être obtenus qu'en utilisant la propriété qu'ont les lignes quart d'onde d'inverser les impédances ( fig III 2 f ).

En effet, l'impédance d'entrée  $Z_e$  d'une ligne  $\lambda/4$ , d'impédance caractéristique  $Z_c$  chargée par une impédance  $Z_s$  est :

$$Z_e = \frac{Z_c^2}{Z_s}$$

De même un circuit résonant série mis en dérivation entre deux lignes quart d'onde est équivalent à un circuit résonant parallèle mis sur la ligne principale (fig III 2 g).

III.1.2.4. UTILISATION DE LIGNES  $\lambda/4$  et  $\lambda/8$  :

En pratique, les résistances et réactances nécessaires pour un oscillateur sont obtenues à l'aide de cellules d'adaptation qui ramènent, à partir d'une charge de valeur  $50\Omega$ , les valeurs désirées.

En se bornant à des sous multiples de la longueur  $\lambda_m$ , on obtient :

\* Pour les résistances :

$$1 = \frac{\lambda_m}{4} \longrightarrow Z \left( \frac{\lambda_m}{4} \right) = \frac{Z_c^2}{Z_T}$$

\* Pour les réactances :

$$1 = \frac{\lambda_m}{8} \text{ et } Z_T = 0 \longrightarrow Z \left( \frac{\lambda_m}{8} \right) = jZ_c$$

$$1 = \frac{\lambda_m}{8} \text{ et } Z_T = \infty \longrightarrow Z \left( \frac{\lambda_m}{8} \right) = -jZ_c.$$

Remarquons enfin que, d'après [3], pour réaliser aisément des impédances  $Z = R + jX$ , celle-ci doivent vérifier les conditions suivantes :

$$\frac{Z_c}{k} \leq R \leq kZ_c$$

$$\frac{Z_c}{k} \leq X \leq kZ_c$$

avec :  $1 \leq k \leq 6$  et  $Z_c$  l'impédance caractéristique de la ligne microruban.

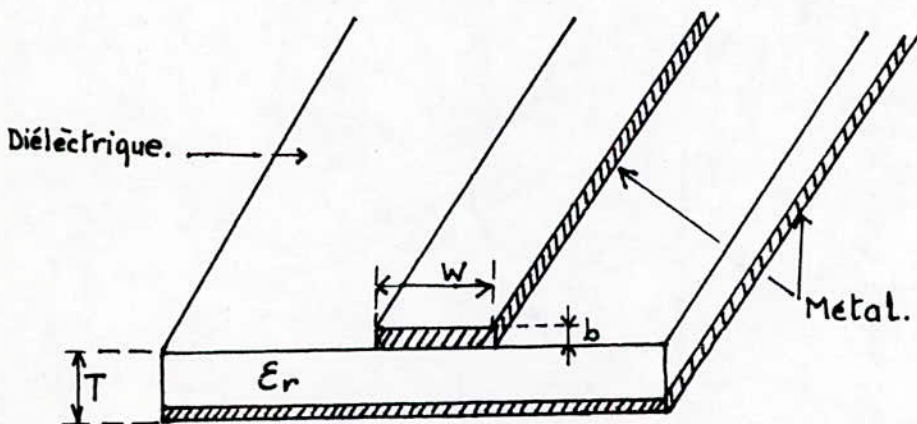
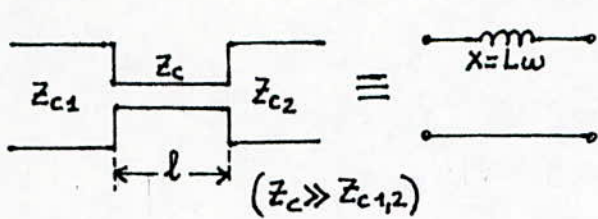
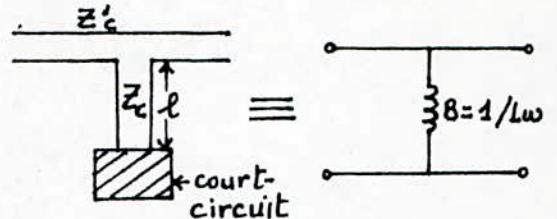


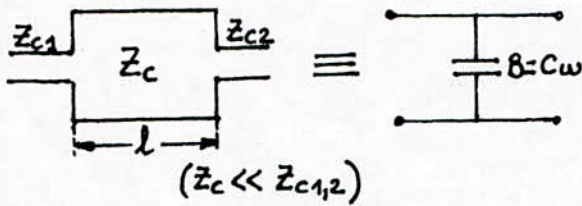
Fig. III.1. Structure de la ligne microruban.



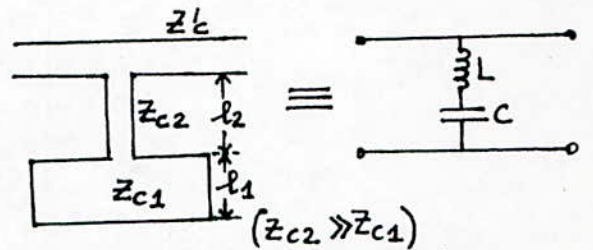
a) Inductance série



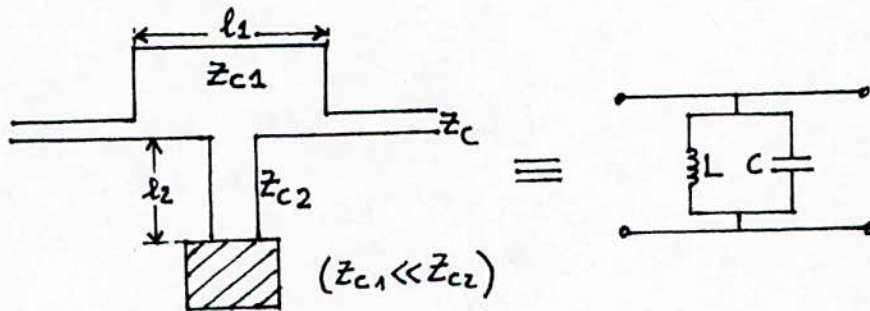
b) Inductance parallèle.



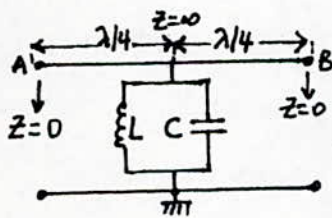
c) Capacité parallèle



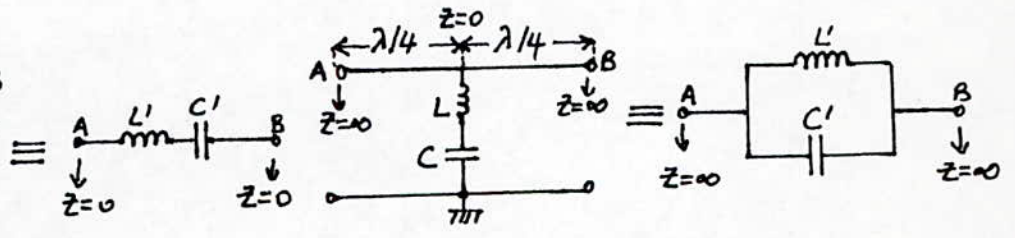
d) Résonant série en dérivation



e) Antirésonant en dérivation.



f) Résonant en série



g) Antirésonant en série.

Fig. III.2. - Réalisation des circuits LC.



### III.2. LE RESONATEUR DIELECTRIQUE :

#### III.2.1. INTRODUCTION :

Grâce à ses faibles pertes, son fort coefficient de surtension, sa stabilité en température et son " intégrabilité " dans les circuits intégrés, le résonateur diélectrique se présente comme un excellent composant qui permet de fixer la fréquence des oscillateurs à transistors F.E.T à fréquence fixe.

#### III.2.2. LE RESONATEUR DIELECTRIQUE ;

C'est un résonateur microonde comparable par ses caractéristiques à une cavité résonante métallique mais de dimensions plus petites. Il est réalisé à partir de céramique stable en température, à faibles pertes, à haute permittivité et à fort coefficient de surtension. Il résonne suivant différents modes dont les fréquences sont déterminées par ses dimensions qui sont de 1<sup>er</sup> ordre de la longueur guidée  $\lambda_g = \lambda_0 / \sqrt{\epsilon_r}$ . si  $\epsilon_r$  est élevée les champs magnétique et électrique d'un mode de résonance donné sont confinés dans le résonateur et dans son proche environnement, d'où de faibles pertes par radiation et un facteur de qualité Q. élevé.

- La figure III.3a représente un résonateur diélectrique dans une cavité métallique et la figure III.3b est une configuration très utilisée.

- Le couplage du résonateur diélectrique à une ligne microruban se fait comme indiqué à la figure III.4.

Un résonateur diélectrique couplé à une ligne microruban peut être traité comme un circuit résonant parallèle, en série avec la ligne de transmission ( fig.III.5) et la résistance R est fonction de la distance d entre résonateur et ligne.

Le coefficient de couplage  $\beta$  est donné par (3) :

$$\beta = \frac{R}{2Z_0} = \frac{S_{11} - 1}{2} = \frac{S_{110}}{S_{210}}$$

où  $S$  représente le T.O.S dans le plan  $PP'$  du résonateur diélectrique et  $S_{110}$  et  $S_{210}$  sont les paramètres  $S_{11}$  et  $S_{21}$  dans le même plan, à la fréquence de résonance.

L'impédance d'entrée réduite  $z_e$ , dans le plan  $PP'$  peut s'écrire :

$$z_e = \frac{Z_e}{Z_0} = 1 + \frac{2\beta}{1 + j2Q_u \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}$$

où  $Q_u$  est le facteur de qualité à vide.

Sachant que le résonateur diélectrique couplé à une ligne microruban peut être représenté par une impédance série avec la ligne de transmission, on peut écrire :

$$S_{11} + S_{21} = 1$$

où  $S_{11}$  représente le coefficient de réflexion vu à l'entrée de la ligne dans le plan  $PP'$  et qui vaut :

$$S_{11} = \frac{z_e - 1}{z_e + 1}$$

Les différents coefficients de qualité du circuit sont reliés par :

$$Q_L = \frac{Q_u}{1 + \beta} = \frac{\beta}{1 + \beta} Q_{ext.}$$

Le coefficient de couplage  $\beta$  est fonction de la distance entre le résonateur et la ligne microruban.

a) - Effet de la variation de la longueur  $l$  de la ligne de transmission :

Sur la figure III.A. l'impédance et l'admittance d'entrée(plan  $PP'$ ) peuvent s'écrire :

$$Z_{\text{entrée}} = \frac{1}{Y_{\text{entrée}}} = Z_0 \frac{(1+Y_0 Z) \cos \theta + j \sin \theta}{\cos \theta + j(1+Y_0 Z) \sin \theta}$$

où 
$$Z = \frac{2\beta Z_0}{1 + 2jQ_u \frac{\Delta\omega}{\omega_0}} \text{ et } \theta = \beta l$$

Pour un coefficient de couplage fixé  $\beta$  entre le résonateur et la ligne microruban, on peut faire ~~tourner~~ le lieu de l'impédance d'entrée en faisant varier la longueur  $l$ .

En fait, en faisant varier la distance  $d$  et la longueur  $l$  on peut obtenir n'importe quelle impédance d'entrée dans le plan  $PP'$ .

b)- Les résonateurs diélectriques couplés simultanément à deux lignes microrubans :

On peut utiliser un résonateur diélectrique couplé simultanément à deux lignes microrubans comme filtre passe-bande (fig.III.6a et b). Cette configuration peut être utilisée pour réaliser des oscillateurs stables. La figure III.6c indique le schéma équivalent. Les distances  $d_1$  et  $d_2$  déterminent le coefficient de couplage à l'entrée et à la sortie que l'on nommera respectivement  $\beta_1$  et  $\beta_2$ .

Les distance  $l_1$  et  $l_2$  seront prises égales à  $\lambda_g/4$  afin de créer un court-circuit effectif dans le plan  $AA'$  sur les lignes de transmission, ~~donc~~ de coupler magnétiquement le résonateur aux lignes.



### III.3. RESONATEUR A YIG :

Ce résonateur est très utilisé dans les oscillateurs accordables électroniquement. Il est constitué par une sphère de grenats d'yttrium-fer qui ont une fréquence gyromagnétique de résonance particulièrement étroite et sont utilisés pour des fréquences de plusieurs dizaines de GHz. Le schéma de la figure III.7 représente le couplage de la sphère à la ligne. Cet ensemble peut être représenté par un circuit résonant parallèle en série avec une self inductance (fig. III.7). Les éléments équivalents du circuit parallèle sont fonction du couplage entre la bobine et la sphère, alors que la fréquence de résonance  $\omega_y$  de ce même circuit n'est en première approximation qu'une fonction linéaire du champ magnétique appliqué.

L'impédance de l'ensemble sphère de YIG + bobine s'écrit :

$$Z_{YT} = jL_L \omega = \frac{Req.}{1 + j \left( \frac{\omega}{\omega_y} - \frac{\omega_y}{\omega} \right) Qu.}$$

avec :

$$Req = \mu_0 \cdot \frac{V}{d^2} \cdot Qu. \gamma \cdot 4\pi Ms,$$

$$Leq. = Req \omega_y Qu,$$

$$Ceq = \frac{1}{Leq \omega_y^2},$$

$$Qu = \frac{H_{10} - (1/3) 4\pi Ms}{\Delta H},$$

$\mu_0$  étant la perméabilité de l'air, le rapport gyromagnétique (2,8 MHz/G), V le volume de la sphère, d le diamètre de la bobine,  $4\pi Ms$  le moment à saturation (1750G pour du YIG pur),  $\Delta H$  la largeur de raie de résonance caractéristique de l'échantillon YIG utilisé,  $F_y = \omega_y / 2\pi = \gamma H_{10}$  est le champ magnétique appliqué, proportionnel au courant circulant dans la bobine d'excitation.

On remarquera que l'expression de  $Q_u$  permet d'écrire en multipliant le second (haut et bas) par :

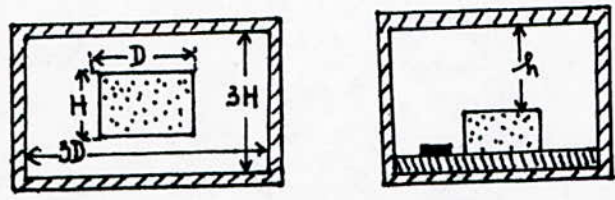
$$Q_u = \frac{F_y - 1/3 F_M}{\gamma \cdot \Delta H}$$

Cette expression montre que le coefficient de surtension à vide d'une sphère de YIG croît avec la fréquence de résonance minimale, fréquence pour laquelle  $Q_u = 0$ ,  $F_{ymin.} = (1/3) F_M$ .

Pour utiliser une sphère de YIG au-dessus d'une fréquence minimale  $F_{min}$ , il faudra donc choisir une fréquence  $F_M = \gamma \cdot 4\pi Ms$  très inférieure à  $3F_{ymin.}$

L'expression numérique de la résistance équivalente  $R_{eq}$  montre qu'avec des sphères de YIG pur de diamètre égal à quelques dixièmes de millimètres, couplées à des boucles ayant un diamètre double du diamètre de la sphère. On obtient à quelques gigahertz une résistance équivalente de l'ordre de  $700\Omega$ .

Compte tenu de cette valeur élevée, on peut pratiquement simuler le circuit d'accord sphère + boucle, lors du calcul de l'oscillateur, soit par le schéma équivalent précédemment, qui tient compte de la résistance de pertes  $R_{eq}$ , soit par un coefficient de réflexion de module égal à l'unité et d'argument variable avec la fréquence.



a) Dans cavité      b) Pour ligne microruban  
 Fig. III.3. Résonateur diélectrique.

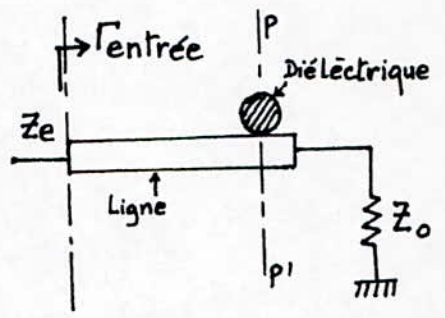


Fig. III.4. Couplage à la ligne.

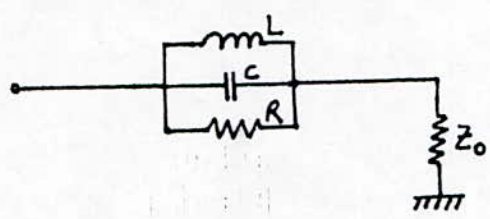


Fig. III.5. Circuit équivalent du résonateur ramené sur la ligne.

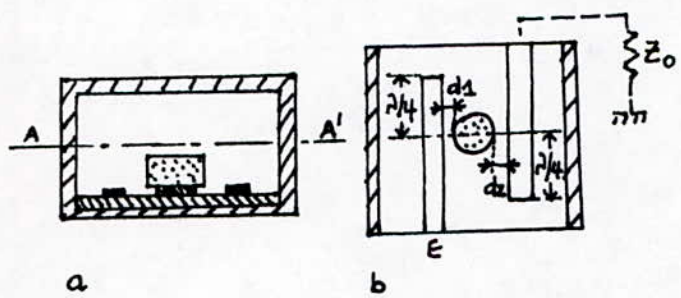
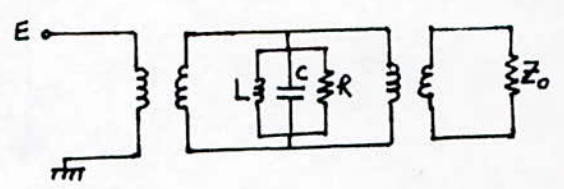


Fig. III.6. Couplage à deux lignes (a et b)



c) Schéma équivalent ..

Fig. III.6-c

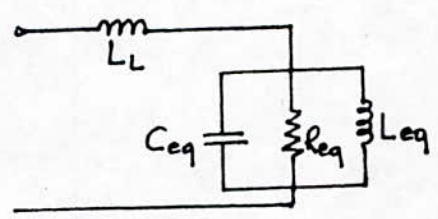
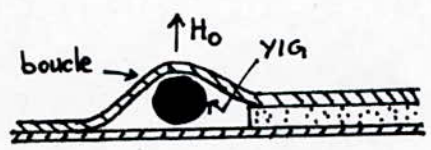


Fig. III.7. Circuit équivalent d'une bille de YIG couplée par boucle.



CHAPITRE. IV.

COMPOSANTS ACTIFS MICROONDES A L'ETAT SOLIDE :

#### IV.1. DIODES :

Les plus anciens dispositifs à l'état solide utilisables dans le domaine des microondes sont les diodes semi-conductrices. Néanmoins ces composants ont considérablement évolués en raison des progrès de la technologie des semi-conducteurs. Actuellement elles permettent de remplir des fonctions aussi variées que la détection, le traitement, le contrôle, la génération et même l'amplification de signaux microondes.

##### IV.1.1. DIODE GUNN :

GUNN a observé en 1963, des oscillation du courant traversant un cristal très mince de GaAs de l'ordre du GHz par suite de l'application d'impulsions de tensions de très grandes amplitudes aux bornes du cristal.

Pour l'exemple de l'GaAs et le InP, la bande conduction présente deux types de minima : le minimum principal et sis ~~minima~~ secondaires situés à 0,36eV au dessus. Dans la vallée inférieure la masse effective des électrons est plus faible que celle des électrons des autres vallées, donc leur mobilité est plus élevée.

Lorsque le champ électrique est faible, à température ambiante, tous les électrons sont dans la vallée basse, mais lorsqu'il devient intense, il faut faire passer des électrons dans les vallées supérieures, on dit qu'il y'a transfert d'électrons. Dans ces vallées, les électrons ont une mobilité plus faible qu'auparavant, il y'a une variation de leur vitesse moyenne  $v$  en fonction du champ  $E$  (fig.IV.1.).

Considérons un électron qui change de bande (vallée), il devient lourd, sa vitesse décroît, ce qui crée devant lui un creux de charge.

L'équation de conservation de la charge et le théorème de GAUSS permettent d'écrire pour l'élément de volume du cristal (fig.IV.2.).

$$\frac{\partial J}{\partial x} = - \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (12) \quad , \quad \frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (13)$$

avec  $J$  - densité de courant  
 $E(x,t)$  - champ électrique  
 $\rho$  - densité de charge

$$\frac{\partial J}{\partial x} = -\epsilon \frac{\partial^2 E}{\partial x \cdot \partial t} \quad (14)$$

soit  $J = J_0$  la densité de courant en  $x = 0$ , en intégrant (14), on obtient :

$$J - J_0 = -\epsilon \frac{\partial E}{\partial t}$$

Si on admet que le courant est uniquement de convection,  $J = eNv$  où  $e$  = charge de l'électron,  $N$  densité des charges,  $v$  vitesse.

donc :  $J_0 - \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = eNv \quad (15)$

On remarque que si le champ appliqué  $E$  est inférieur à  $E_p$  ( $E_p$  étant le champ de pic), par exemple le champ  $E_A$ , une brusque augmentation de  $E$  amène une diminution de  $V$  (d'après (15)) qui ramène le point représentatif en  $A$ , de même une diminution de  $E$ , augmente  $V$  et ramène le point en  $A$ . Ceci correspond donc à un régime stable qui est valable en tout point de la caractéristique  $OP$ . Si  $E > E_p$  (point  $B$  par exemple) une augmentation de  $E$  diminue  $V$  (d'après (15)), le point figuratif est entraîné sur la courbe au delà de  $M$  où le régime redevient stable, mais à champ local très fort. Le domaine à champ fort se déplace vers l'anode à vitesse  $V < V_p$ , il correspond à une diminution du champ dans le reste du cristal et à une diminution du courant : c'est un effet de résistance négative.

Le domaine devient stable lorsque le champ interne est suffisamment intense pour les électrons " lourds " se déplaçant à la même vitesse que les électrons légers extérieurs. Lorsque le domaine atteint l'anode, le champ dans tout le cristal remonte ( $E_B$ ) et le phénomène recommence. Ce mode de fonctionnement est dit mode de transit.



a) Utilisation du mode de transit :

Si le cristal précédent fait partie d'un résonateur accordé sur la fréquence de passage du domaine, le système constitue un oscillateur. La fréquence est inversement proportionnelle à la longueur du barreau.

On peut atteindre 10GHz avec une longueur de barreau d'environ 10 $\mu$ m et une vitesse moyenne des électrons de 10<sup>5</sup>m/s.

La résistance négative de la diode n'est pas constante mais dépend de l'amplitude du signal H.F. et de la fréquence. Une mesure directe d'impédance peut donc donner une valeur très différente de celle présentée par la diode dans un oscillateur.

En effet, si on admet une caractéristique tension courant  $V = a_i + b_i^2 + c_i^3 + \dots$  et en supposant  $i = I_0 \cos \omega t$ , on trouve pour le fondamental :

$$V = \left( a + \frac{3}{4} C I_0^2 \right) I_0 \cos \omega t$$

Ce qui équivaut à une résistance :  $R = a + \frac{3}{4} C I_0^2$

En posant  $a = R_0$ , C est positif sinon R augmenterait indéfiniment avec  $I_0$ .

$$\text{On obtient : } R = -R_0 + \frac{3C}{4} I_0^2$$

On remarque que R est de moins en moins négative lorsque  $I_0$  croît.

Pratiquement, pour mesurer l'impédance, on met la diode en oscillation à l'aide d'un résonateur, puis on substitue à la diode un dispositif de mesure qui détermine l'impédance vue par la diode.

b) Utilisation du mode L.S.A. :

Dans le mode de transit ( mode de GUNN) la tension continue étant répartie sur tout le barreau, les porteurs qui sont soumis à des potentiels faibles ont une vitesse de dérive plus grande que ceux qui sont soumis à des forts potentiels, les porteurs rapides rattrappent les porteurs lents et on

constate alors l'apparition d'un domaine dipolaire qui se propage dans le barreau de cristal et produit une impulsion dans le circuit extérieur lorsqu'il arrive à une des électrodes.

D'autres modes sont possibles et en particulier le mode L.S.A. (limited space charge accumulation). Dans ce mode, la technologie de la diode est telle que le point de fonctionnement dynamique se situe, durant la majorité d'une période d'oscillation, dans ces zones de résistance positive, permettant la prévention des domaines et s'ils se forment, la dissipation de ceux-ci. La diode présente alors l'avantage d'être une impédance à partie réelle négative sans production d'impulsion.

La fréquence d'oscillation est alors fixée par le circuit extérieur et on a affaire ainsi à un escillateur, type à résistance négative dont on connaît le principe de fonctionnement.

Le mode L.S.A. supposant de grandes excursions dynamiques autour du point de repos, les diodes GUNN L.S.A. permettent de produire de la puissance avec les meilleurs rendements pour ce type de dispositif.

#### IV.1.2. DIODE IMPATT : ( Impact Ionisation <sup>avalanche</sup> transit-time)

Les diodes à ~~avalanche~~ <sup>avalanche</sup> pour oscillateurs utilisent les effets d'ionisation de porteurs par impact et de dérive dans une région de semi-conducteur à haut champ pour produire des effets de résistance négative aux fréquences microondes. On classe les diodes microondes à ~~avalanche~~ <sup>avalanche</sup> en trois types principaux. Les diodes IMPATT, les diodes TRAPATT (trapped plasma ~~avalanche~~ <sup>avalanche</sup> Trigger Transit Operation) et les diodes BARRIT (Barrier Injected Transit Times diodes) .

Les deux derniers types font appel à des phénomènes relativement compliqués. Les diodes TRAPATT sont limitées à des fréquences inférieures à quelques GHz et sont plus bruyantes que les diodes IMPATT, les diodes BARRIT sont aussi limitées à des fréquences inférieures à quelques GHz et présentent un niveau de bruit très élevé.

Pour ces raisons et d'autres, on ne traitera que la diode IMPATT. Elle fait appel à deux propriétés particulières des semi-conducteurs : le phénomène d'<sup>af</sup>avalanche et le phénomène de saturation de vitesse des porteurs.



- le phénomène d'avalanche se manifeste dans une jonction PN polarisée en inverse ; le courant de fuite de la jonction est dû aux porteurs minoritaires des zones P et N.

Les porteurs soumis à une polarisation relativement élevée sont violemment accélérés et créent, lors de collision avec les atomes du réseau, des paires électrons-trous disponibles pour la conduction qui sont accélérés à leur tour et ainsi de suite. Le courant augmente exponentiellement.

- Le phénomène de saturation des vitesses des porteurs existe dans tous les semis-conducteurs, spécialement dans le Silicium.

Ceci se traduit par une constance de la valeur de vitesse de dérive des porteurs lorsque ceux-ci sont soumis à un champ électrique dont l'amplitude est supérieure à une valeur dite de seuil ( $10^4$  V/cm dans le Silicium). Au delà de cette quantité de seuil, la vitesse de dérive des porteurs vaut  $V = V_{sat}$ .

Le schéma de la diode IMPATT est donné par la fig. IV.3 si on suppose à la tension continue de polarisation une tension alternative, le champ électrique dans la diode IMPATT croît pendant l'alternance positive (voir fig. IV.4.) et déclenche une augmentation exponentielle du courant; ceci se produit alors que la tension alternative augmente le champ (entre 0 et  $T/2$ ); entre les instants  $T/2$  et  $T$ . le courant diminue. Le courant dans la jonction et tension extérieure sont en quadrature. Considérons maintenant l'ensemble d'une diode  $P^+ - N - N^+$ ; si les valeurs de dopage sont correctes, la zone d'avalanche peut être mince et il existe alors une zone de transit dans la région N où les porteurs, générés par l'effet d'avalanche, se déplacent. Comme le courant dans la jonction et la tension hyperfréquence sont en quadrature, il suffira de retarder le courant traversant la zone de transit d'un temps égal à  $T/4$ .

Si l'on polarise la diode de telle manière que la tension appliquée  $V_A$  soit telle que le champ électrique possède une valeur supérieure à la valeur de seuil, la vitesse des porteurs est constante et la longueur de la zone transit vaut alors :  $L = V_{sat} \frac{T}{4}$ .

Les paquets d'électrons se déplacent alors à vitesse constante entre deux électrodes planes, ils induisent durant leur déplacement un courant constant dans le circuit extérieur. Il est possible de constater que tension et courant sont alors en opposition de phase, ce qui correspond, dans le cas idéal, à une résistance négative pure.



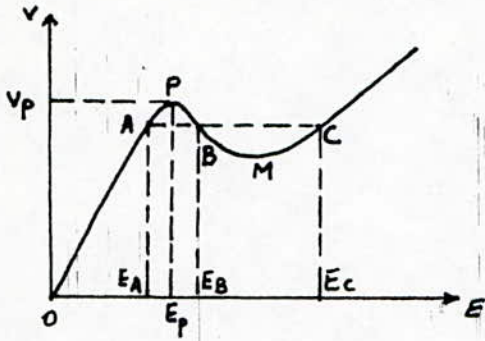


Fig. IV.1. Caractéristique vitesse-champ dans le GaAs

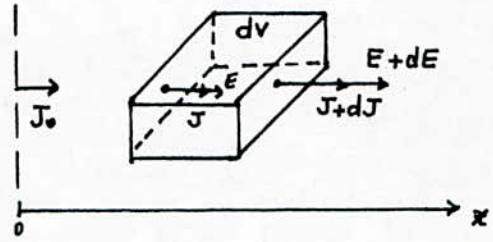


Fig. IV.2. Barreau de GaAs.

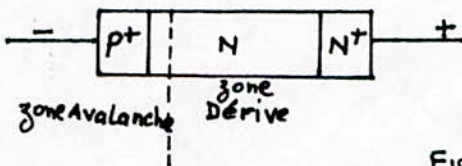


Fig. IV.3. Diode IMPATT.

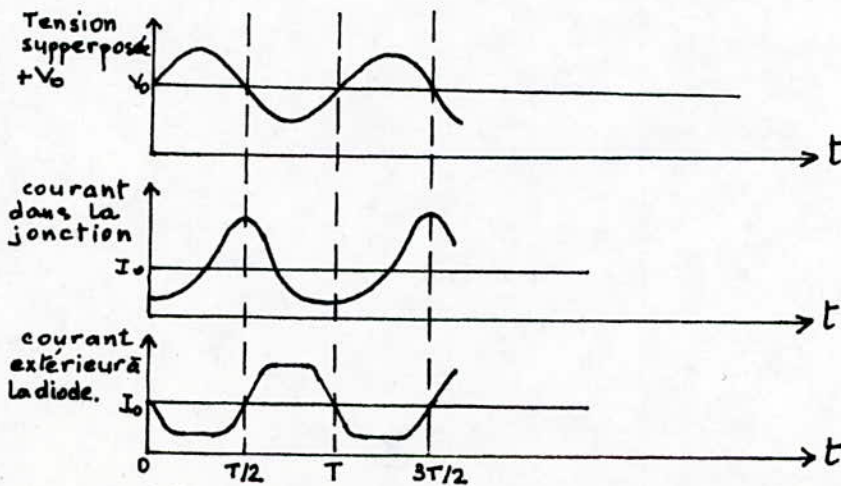


Fig. IV.4. Courant et tension dans une structure P<sup>+</sup>N-N<sup>+</sup>.

#### IV.2. TRANSISTORS POUR MICROONDES :

##### IV.2.1. LE TRANSISTOR BIPOLAIRE :

Le transistor bipolaire au silicium a été amélioré pour les micro-ondes et actuellement il peut fonctionner jusqu'à 10GHz.

Il est constitué d'un substrat monocristal de silicium de type  $N^+$  très conducteur.

Sur la face inférieure duquel est réalisé un contact ohmique qui joue un rôle de contact collecteur.

Sur sa face supérieure on élabore par épitaxie une couche mince de silicium type n d'épaisseur supérieure ou égale à  $1,5\mu m$ . Cette couche constitue la zone de collecteur.

Sur cette couche on réalise tout d'abord des diffusions localisées de type P qui sont souvent remplacées par des implantations ioniques localisées et constituant les zones de base.

On réalise enfin d'ultimes diffusions de type  $n^+$  localisées au milieu des zones P précédentes. Ces régions jouent le rôle d'émetteurs.

Les transistors bipolaires ainsi réalisés peuvent délivrer des puissances supérieures à 1Watt avec un rendement moyen de 10% à 10GHz.

Aujourd'hui cependant l'arséniure de Gallium est essentiellement utilisé dans les transistors dont les principes de fonctionnement sont totalement différents de ceux du transistor bipolaire.

##### IV.2.2. LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP EN GaAs :

C'est un dispositif unipolaire où seuls les porteurs majoritaires sont impliqués. Pour un fonctionnement aux hyperfréquences, il est important que le type de porteurs intervenant soit celui qui présente les propriétés de transport les plus intéressantes (mobilité, vitesse, coef. de diffusion élevés). C'est la raison pour laquelle les TEC pour micro-ondes sont élaborés exclusivement sur du matériau de type n afin de tirer partie des propriétés plus



favorables des  $e^-$ .

En utilisant du Si on obtient ainsi un transistor dont les performances fréquentielles ne sont pas très supérieures à celles du transistor bipolaire. Par contre, si l'on utilise de l'GaAs dans lequel notamment la mobilité électronique est six fois plus élevée, on peut réaliser des composants susceptibles de fonctionner au fréq. mm ( au delà de 30GHz).

#### IV.2.2.1. STRUCTURE DU TEC GaAs :

La figure IV.5. présente une coupe schématisée d'un TEC GaAs. En partant du bas de la figure, on rencontre successivement un substrat monocristallin en GaAs qui doit être le moins conducteur possible (semi-isolant). Contrairement au transistor bipolaire ce substrat ne joue aucun rôle électrique ( il n'est parcouru par aucun courant), mais il constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. De plus, il permet d'élaborer par épitaxie sur sa face supérieure une couche fine est l'épaisseur inférieure à  $5\mu\text{m}$  et dont le profil de dopage  $N_D(y)$  présenté à la figure IV.5. On constate donc que seule la région superficielle d'épaisseur inférieure à  $0,5\mu\text{m}$  est fortement conductrice. Au-dessus d'elle on réalise trois contacts par dépôt de filures métalliques sous vide. Les deux dépôts extrêmes (source et drain) sont constitués d'un alliage Au-Ge qui permet d'obtenir un contact ohmique tandis que celui du milieu (grille) est réalisé dans un autre métal tel que Al afin de constituer un contact Schottky redresseur. La présence de ce dernier contact justifie la dénomination MESFET ( métal semi-dond. FET) très couramment utilisé pour ce composant.

La figure IV.6. représente une vue en perspective de la couche superficielle et des contacts permettant de mettre en évidence le comportement de chaque région en l'assimilant à celui d'un élément électrique équivalent. Le Schéma ainsi obtenu est repris sur la figure suivante et s'explique par les principes de base qui régissent le fonctionnement de MESFET, il sont dans



l'ensemble identiques à ceux intervenant dans le J. FET Si. Cependant, la présence du contact Schottky à ici pour effet de dépeupler la couche sous la grille sur une profondeur  $d$  : la concentration  $n(y)$  des  $e^-$  mobiles présente alors une répartition conforme à celle indiquée (fig.IV.7.).

Lorsqu'on polarise le drain positivement par rapport à la source ( $V_{DS} > 0$ ) un courant  $I_{DS}$  s'établit dans le sens Drain-source, ce qui correspond à un flux d' $e^-$  circulant de la source vers le drain. Or sous la grille, la section du canal conducteur disponible pour leur passage est limitée à la valeur  $(a - d)$ . Sachant que l'on peut augmenter l'épaisseur  $d$  en appliquant une tension inverse ( $V_{GS} < 0$ ) sur la grille, on se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant. On évalue l'efficacité de ce mécanisme de contrôle au moyen de la pente ou transconductance du transistor définie par :

$$g_{mo} = \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} \quad \text{pour } V_{DS} \text{ constante}$$

Lorsque  $V_{GS}$  atteint la valeur  $\phi_B - V_p$  ( $\phi_B$  hauteur de la barrière) et  $V_p$  tension de pincement définie par :

$$V_p = \frac{q}{\epsilon} \int_0^a N_D(y) y dy$$

$$\epsilon \text{ permittivité GaAs} = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$$

Alors l'épaisseur  $d$  devient égale à  $a$  et le passage du courant n'est plus possible.

La zone dépeuplée sous la grille, dont la charge varie avec  $V_{GS}$ , peut être assimilée à une capacité  $C_i$  et la pente s'écrit :

$$g_{mo} = C_i \frac{V_s}{L} \quad C_i = \epsilon \cdot Z l / d$$

$$\Rightarrow g_{mo} = \frac{\epsilon V_s Z}{d}$$

#### IV.2.2.2. FREQUENCE DE COUPURE :

On transforme le schéma équivalent en celui de la figure IV.8.

en négligeant les capacités  $C_{gd}$  et  $C_{ds}$  et supposant  $R_D / r_{do} < g_{mo} R_s$ .

En supposant la sortie court-circuitée, on peut écrire :

$$V = i_g \cdot \frac{1 + g_{mo} R_s}{j C_{iw} \omega} \quad i_{d_{cc}} = \frac{g_{mo} (i_g) (1 + g_{mo} R_s)}{(1 + g_{mo} R_s) j C_{iw} \omega}$$

La valeur du gain en courant est donc :

$$\left| i_{d_{cc}} / i_g \right| = g_{mo} / C_{iw} \omega$$

Ce gain prend la valeur 1 pour une fréquence de transition :

$$f_T = \frac{g_{mo}}{2 \pi C_{iw}} = \frac{1}{2 \pi} \cdot \frac{V_S}{L} = \frac{1}{2 \pi \tau}$$

$\tau = \frac{L}{V_S}$  est le temps que met l'électron à parcourir le canal entre source et drain.

La longueur  $L$  du canal ou de la grille doit être très faible.

#### IV.2.2.3. FREQUENCE MAXIMALE D'OSCILLATION :

D'après le schéma de la figure IV.8 :

$$\text{Re}(Z_e) = R_i + R_G + R_s (1 + g_{mo} R_s) \quad (\text{impédance d'entrée})$$

$$\text{Re}(Z_o) \approx r_{do} (1 + g_{mo} R_s) \quad (\text{impédance de sortie})$$

$$\left| i_{d_{cc}} / i_g \right| = f_T / f \quad ; \quad i_d / i_g = \frac{1}{2} \cdot \frac{i_{d_{cc}}}{i_g} \quad (\text{à sortie adaptée}).$$

$$\text{alors,} \quad G = \frac{1}{4} \left| \frac{f_T}{f} \right|^2 \cdot \frac{r_{do}}{R_i + R_G + R_s} \quad (\text{gain en puissance}).$$

$G$  prend la valeur 1 pour une fréquence maximale d'oscillation donnée par :

$$f_{\text{max.}} = \frac{f_T}{2} \cdot \sqrt{\frac{r_{do}}{R_i + R_G + R_s}}$$

IV.2.2.4. BRUIT DU MESFET :

Dans le MESFET il peut exister de sources de bruit de grenaille en l'absence de jonction parcourue par un courant.

Par contre la présence de plusieurs régions résistives (canal conducteur, régions latérales, métallisation de grille) est à l'origine de nombreuses sources de bruit thermique.

D'après [1], le facteur de bruit minimum s'écrit :

$$F_{\min.} = 1 + KLf \sqrt{g_{m0} (R_s + R_G)}$$

où K est un coefficient de bruit proche de 0,15 dans les cas les plus favorables ( faible courant drain).

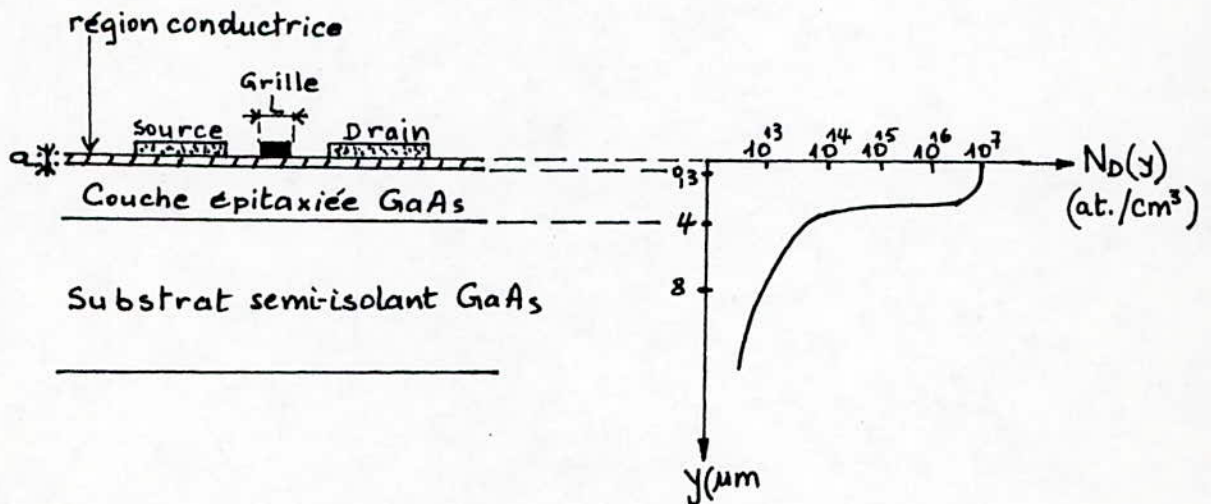


Fig. V.5- Vue en coupe et profil de dopage  
d'un TEC en GaAs.



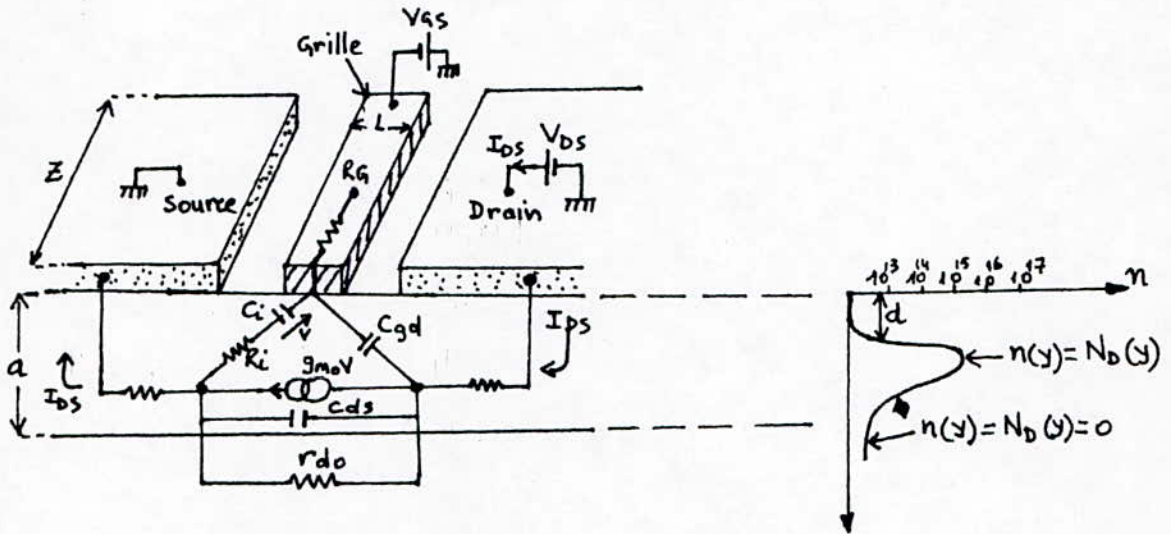


Fig. IV.6. Vue en coupe avec schéma équivalent et profil des porteurs.

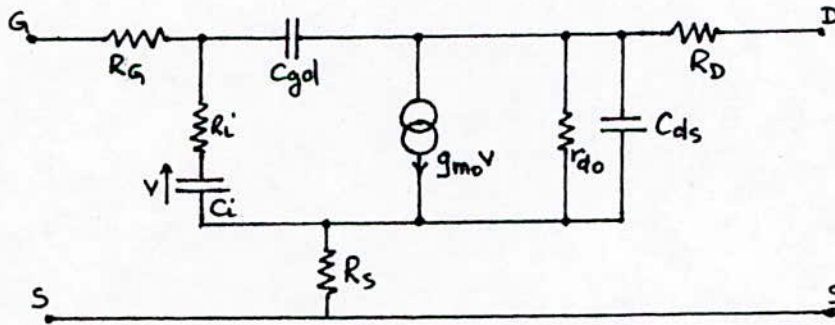


Fig. IV.7. Schéma équivalent du TEC.

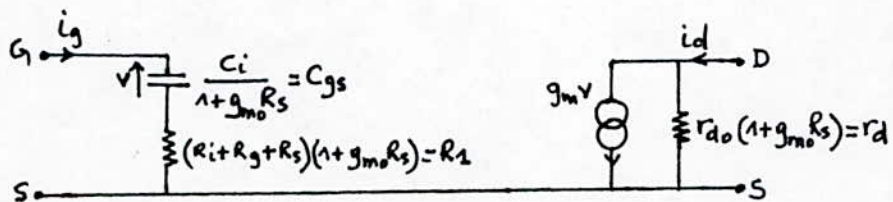


Fig. IV.8. Transformation du schéma équivalent.

CHAPITRE V.

OSCILLATEURS A DIODES.

### V.1.- INTRODUCTION

Les diodes microondes sont utilisées dans les oscillateurs large bande et ont un bruit de fond MF particulièrement faible et fonction du facteur de surtension du circuit associé (pour la diode Gunn). Elles peuvent travailler à des fréquences de 100 GHz (Gunn) et 300 GHz (Impatt) et la fréquence de l'oscillateur réalisée en technologie microruban sous forme de M.I.C. (microwave integrated circuit) n'est limitée que par le type de ligne utilisé.

### V.2.- OSCILLATEUR A DIODE GUNN ACCORDABLE

On peut utiliser un varactor pour constituer un résonateur accordable. Avec un varactor sans boîtier, destiné au montage direct sur microruban, la capacité parasite est très faible (de l'ordre de 0,04 pF) et l'inductance de connexion est utilisée comme l'un des éléments du résonateur (Fig. V.1). Le schéma de principe de l'oscillateur est donnée en Fig. V.2. avec les alimentations de la diode (+V<sub>d</sub>) et du varactor (-V<sub>v</sub>). La résistance négative qui peut-être obtenue de la diode est de 5 à 10 Ω. La charge étant 50 Ω, on utilise un circuit d'adaptation pour la résistance R<sub>L</sub> entre 5 et 10 Ω.

Les conditions d'oscillations sont :

$$R_L + R_D = 0 \quad ; \quad L_T \omega_0 - \frac{1}{C_T \omega_0} = 0 \quad \Rightarrow \quad \omega_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_T C_T}}$$

où L<sub>T</sub> et C<sub>T</sub> sont l'inductance et la capacité équivalentes totales du circuit oscillateur.

La puissance étant limitée par l'échauffement du cristal, le contact ohmique doit être particulièrement soigné. Une diode GUNN de 20 mW absorbe 2 W (rendement 1%). Ce type de diode est utilisé dans les oscillateurs à faible bruit, par contre, lorsque l'on désire des puissances plus grandes sans se préoccuper du bruit (voir tableau) on lui préfère la diode IMPATT qui a une bonne tenue thermique. En effet

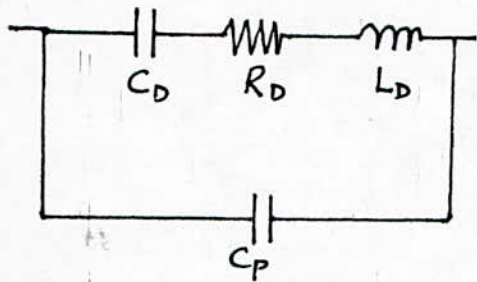


cette diode permet d'obtenir des puissances relativement élevées et se prête bien à des variations de fréquences. On peut lui associer un varactor, un résonateur YIG etc...

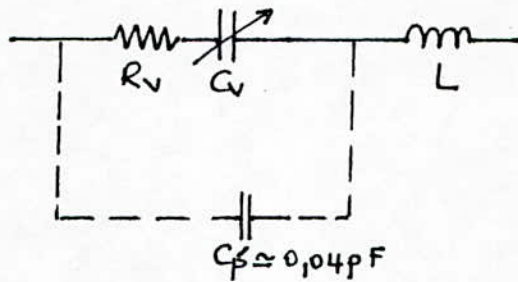
	Oscillateur GUNN	Oscillateur Impatt
Puissance HF max.	1W	10W
Rendement	2 à 10%	30% max.
Bruit MF	faible	élevé
Tenue thermique	faible	bonne
Tension de polarisation	10V	élevée

Comparaison des diverses caractéristiques des oscillateurs à diodes GUNN et Impatt.

En pratique, pour la réalisation d'un oscillateur à diodes, on élabore en premier lieu le circuit (dessin des lignes) puis on reporte les diodes aux emplacements prévus. Les diodes peuvent être posées en série ou en parallèle avec la ligne microruban comme indiqué dans la figure V.3. La configuration parallèle est préférable avec la ligne microruban car elle permet une meilleure évacuation de la chaleur. Cette méthode de connexion utilisée en technologie hydrique nécessite des fils de très faibles diamètres soudés entre anode et ligne. Ce sont ces fils qui introduisent l'inductance L de connexion. Il existe aussi des diodes dans des boîtiers conçus pour s'adapter aux lignes microruban (fig.V.4.). En technologie monolithique, fils et boîtiers sont supprimés grâce à la réalisation simultanée, sur un même substrat, de la diode et la ligne.



Diode Gunn



Varactor  
(avec L induction de connexion).

Fig. V.1 - Schémas équivalents des diodes

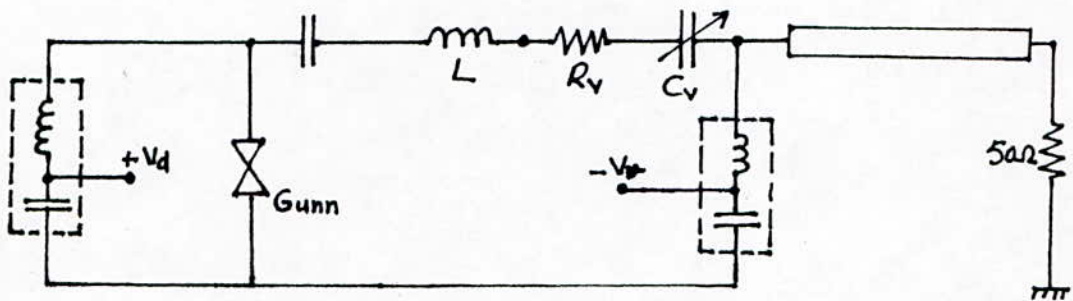


Fig. V.2 - Schéma de principe de l'oscillateur  
(avec polarisation).

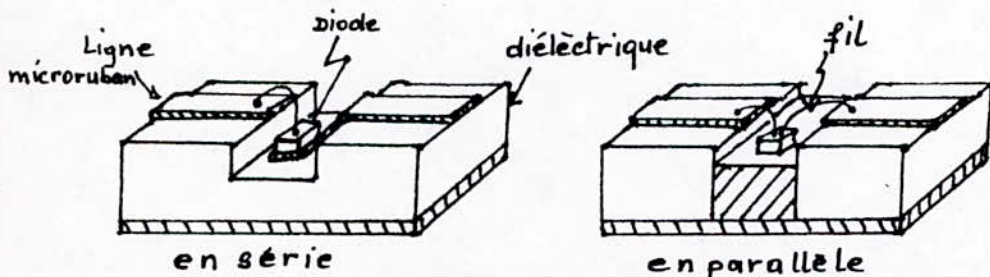


Fig. V.3 - Connexion d'une diode sans boîtier à une ligne .

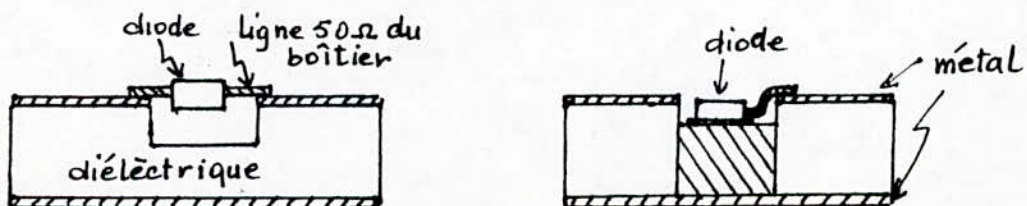


Fig. V.4 - Connexion d'une en boîtier spécial microruban

CHAPITRE. VI.

OSCILLATEURS A TRANSISTORS .



VI.1. METHODE DE CONCEPTION GENERALE :

VI.1.1. INTRODUCTION :

On a vu qu'un oscillateur peut être analysé à l'aide du concept de résistance négative. Celle-ci est créée en appliquant au transistor une réaction positive dans la gamme de fréquences désirée. La fréquence d'oscillation est déterminée en plaçant à l'une des portes du transistor un circuit résonant.

La fig.VI.1. représente le schéma de principe d'un oscillateur à transistor qui peut être monté suivant l'une des trois configurations possibles (exemple GC-SC-DC pour un TEC) ou bien associé à une impédance de réaction si nécessaire (quadripôle Q).

Si le quadripôle actif Q est caractérisé par sa matrice (S) et si  $Z_L$  est l'impédance de charge et  $Z_s$  celle du circuit résonant, le coefficient de réflexion vu à l'entrée de l'élément actif (accès 1) chargé par  $Z_L$  est donné par l'expression:

$$S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1 - S_{22}\Gamma_L} \quad \text{avec : } \Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}$$

L'impédance caractéristique  $Z_0$  des lignes microruban qui sont généralement utilisées pour les oscillateurs à l'état solide est une résistance  $R_0$  de  $50 \Omega$ . Ce qui donne :

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - R_0}{Z_L + R_0}$$

A l'entrée de Q, tout se passe comme si on ramenait une impédance  $Z_e = R_e + j X_e$  telle que :

$$S'_{11} = \frac{Z_e - R_0}{Z_e + R_0}$$

Ce qui donne en module :

$$|S'_{11}| = \frac{(\sqrt{(Re - Ro)^2 + Xe^2}}{(\sqrt{(Re + Ro)^2 + Xe^2}}$$

La condition d'oscillation, nécessitant une impédance  $Z_e$  à partie réelle négative ( $Re < 0$ ) est traduite en termes de coefficients de réflexion par :

$$|S'_{11}| > 1.$$

#### VI.1.2. L'ELEMENT ACTIF :

L'élément actif ( transistor ) peut être un MESTEC en GaAs ou un transistor bipolaire classique et peut être montré selon l'une des trois configurations possibles (GC-SC-DC ou EC-BC-CC).

La condition  $|S'_{11}| > 1$  justifie la nécessité de connaître les paramètres S du transistor. Ces paramètres permettent de prévoir les potentialités d'un composant donné pour l'oscillateur et sont nécessaires pour la conception de ce dernier.

En définissant un coefficient K, dit facteur de ROLLET par la relation :

$$K = \frac{|\Delta|^2 + 1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|}$$

avec :  $\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$

on voit que la condition  $|S'_{11}| > 1$  ne peut être réalisée si  $|K| > 1$  et ceci pour n'importe quelle valeur de  $\Gamma_L$  ( $|\Gamma_L| < 1$ ). L'élément actif est dit dans ce cas inconditionnellement stable. Dans le cas contraire où  $|K| < 1$  la condition précédente peut être réalisée et les oscillations peuvent avoir lieu pour certaines valeurs de  $\Gamma_L$ .

L'élément actif doit donc avoir un facteur de ROLLET  $|K| < 1$  à la fréquence désirée. Sinon on peut dans certains cas ajouter au transistor des impédances de réaction pour former un quadripôle Q actif ayant un  $|K| < 1$ , c'est à dire

conditionnellement stable.

### VI.1.3. DETERMINATION DE $Z_L$ :

#### VI.1.3.1. ZONE D'INSTABILITE :

Si on veut obtenir l'instabilité à l'entrée ( cette dernière peut être obtenue à la sortie de l'oscillateur) on doit choisir  $Z_L$  ( donc  $\Gamma_L$  ) de façon à ramener à l'entrée un coefficient de réflexion  $|S_{11}'| > 1$ . Le lieu des  $\Gamma_L$  réalisant cette condition est appelé zone instable, avec  $|\Gamma_L|$  toujours inférieure à l'unité. Pour déterminer cette zone, on tracera d'abord le cercle critique d'instabilité qui est le lieu des  $\Gamma_L$  tels que  $|S_{11}'| = 1$  (voir annexe 3), puis on cherchera si c'est l'intérieur ou l'extérieur du cercle qui est zone instable.

Par rapport à l'abaque de SMITH, le cercle critique d'instabilité a pour coordonnées : (voir annexe 3).

$$\text{Rayon } R_c = \frac{|S_{12}S_{21}|}{(|S_{22}|^2 - |\Delta|^2)}$$

$$\text{Centre } OC_c = \frac{(S_{22} - \Delta S_{11}^*)^*}{(|S_{22}|^2 - |\Delta|^2)}$$

Après avoir tracé ce cercle (et si on n'étudiera que le cas pratique d'un transistor pour lequel  $|S_{11}'| < 1$  et  $|S_{22}'| < 1$ ), on peut déterminer la zone d'instabilité. Un moyen plus simple est d'observer le point  $\Gamma_L = 0$  qui correspond au centre de l'abaque et pour lequel  $|S_{11}'| = |S_{11}'| < 1$ . Si le centre 0 n'est pas contenu dans le cercle critique, c'est l'intérieur de celui-ci, sans sortir de l'abaque, qui est zone instable. Par contre, s'il est contenu dans le cercle critique, c'est l'extérieur de celui-ci qui est zone instable.



VI.1.3.2. CHOIX DE  $Z_L$

L'instabilité créée à l'entrée de l'élément actif par  $Z_L$  indique l'obtention d'une impédance  $Z_e$  ramenée à partie réelle négative ( $Re < 0$  avec  $Z_e = Re + jX_e$ ).

Cette résistance négative sert à annuler la somme des parties réelles des impédances  $Z_e$  et  $Z_s$  à l'accès 1 pour satisfaire aux conditions d'oscillations dans le cas limite :

$$Re + R_s = 0 \quad ; \quad X_e + X_s = 0$$

Seulement, si  $Re$  était nettement supérieure en valeur absolue à  $R_s$ , l'oscillateur n'aura aucun risque de décrocher. Donc  $Re$  est un critère intéressant pour le choix de  $Z_L$ .

En termes de coefficients de réflexion et en supposant l'unicité de la solution, choisir  $Z_L$  de façon à obtenir une résistance  $Re$  la plus négative possible revient donc à chercher la valeur de  $Z_L$  donnant une instabilité maximale ( $|S'_{11}|/\max$ ). Ceci conduit à envisager les deux cas où le cercle critique contient ou non le centre de l'abaque.

a) -Le cercle critique ne contient pas le centre de l'abaque :

C'est le cas où  $|OC_c| - R_c > 0$  et par suite :  $|\Delta| < |S_{22}|$ .

La zone instable correspond à l'intérieur du cercle critique chevauchant l'abaque de SMITH (fig.VI.2). En supposant toujours le cas pratiqué d'un transistor pour lequel  $|S_{22}| < 1$ , le rayon du cercle critique est supérieure au rayon de l'abaque :  $|OC_c| > 1$  et la valeur maximale de l'instabilité que l'on peut obtenir est celle pour laquelle le cercle de  $\Gamma_L$  pour  $|S'_{11}| = \text{cste}$  tangente extérieurement l'abaque.

Les calculs faits en annexe donnent la valeur de  $|S'_{11}|/\max$ .

$$|S'_{11}/\max. = \frac{|S_{12}|/|S_{21}| + \sqrt{|S_{12}|^2/|S_{21}|^2 - (1 - |S_{22}|^2) \chi / \Delta^2 - |S_{11}|^2}}{1 - |S_{22}|^2}$$

A partir de cette expression et de l'équation :

$$S'_{11} = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_L}{1 - S_{22} \Gamma_L}$$

On peut trouver  $\Gamma_L$  correspondant à  $|S'_{11}|/\max.$

$$|\Gamma_L| = 1$$

$$\text{Arg. } \Gamma_L = \text{Arg} ({}^{OC} S'_{11} / \max.)$$

et enfin l'impédance  $Z_L$  nécessaire.

b)- Le cercle critique contient le centre de l'abaque :

C'est le cas où  $R_c > |OC_c|$  et donc :  $|\Delta| > |S_{22}|$ .

La zone instable correspond à l'extérieur du cercle critique sans sortir de l'abaque de Smith. Le cercle de  $\Gamma_L$  correspondant à  $|S'_{11}|/\max.$  est celui qui tangente extérieurement l'abaque (fig.VI.3.) et la valeur de  $|S'_{11}|/\max.$  est donnée par la même expression que précédemment. La valeur de  $\Gamma_L$  est toujours :

$$|\Gamma_L| = 1 \quad \text{et} \quad \text{Arg } \Gamma_L = \text{Arg} ({}^{OC} S'_{11} / \max.)$$

Remarque: le cercle d'instabilité  $S'_{11}$  donnée à pour rayon :

$$R_{S'_{11}} = \frac{|S'_{11}|/|S_{12}|/|S_{21}|}{|S'_{11}|^2/|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

et pour centre C tel que :

$$OC_{S_{11}} = \frac{(|S_{11}'|/2 \ S_{22} - \Delta S_{11}^* )^*}{|S_{11}'|^2 \ |S_{22}'|^2 - |\Delta|^2} .$$

On montre que lorsque  $S_{11}'$  varie, le point C se déplace sur une droite faisant un angle  $\theta$  avec OC tel que :

$$Coc \ \theta = \frac{1}{2/OCc/} \cdot \frac{(|S_{22}'|^2 - |\Delta|^2)(|\Delta|^2 - |S_{11}'|^2/|S_{22}'|^2) + (|S_{22}'|^2 + |\Delta|^2)(|S_{21}'|^2/|S_{12}'|^2)}{(|S_{22}'|^2 - |\Delta|^2) / |S_{12}'|/|S_{21}'| / |\Delta| / |S_{22}'|}$$

Remarque 2.

Dans les deux cas envisagés précédemment, on trouve toujours un module de  $\Gamma_L$  égal l'unité pour avoir une instabilité maximale. Mais il ne faut pas oublier que  $Z_L$  doit aussi, suivant le cahier de charges remplir certaines conditions telles que :

- Pour que l'oscillateur produise une puissance maximale de sortie, il faut que  $Z_L$  ramène à l'entrée une résistance négative  $Re$  qui vérifie la condition :

$$\frac{\partial Re}{\partial I_0} = - \frac{2Re}{I_0}$$

- Ou bien pour avoir un facteur de surtension élevé il faut que  $Z_L$  ramène à l'entrée une réactance  $X_e$  telle que  $\frac{\partial X_e}{\partial f}$  soit le plus grand possible.

Remarquons enfin qu'on peut aussi traiter les cas où  $|S_{11}'| > 1$  et  $|S_{22}'| > 1$  suivant la même méthode que précédemment. Il ya dans ce cas des valeurs de  $\Gamma_L$  qui rendent l'instabilité maximale infinie :  $\Gamma_L = \frac{1}{S_{22}}$  .



VI.1.3.3. DETERMINATION DE  $Z_s$  :

L'impédance d'accord  $Z_s$  est déterminée à partir de la condition d'oscillation à l'entrée :

$$\Gamma_s \cdot S_{11}' \geq 1 .$$

où  $\Gamma_s$  est le coefficient de réflexion associé à  $Z_s$ .

Cette impédance doit aussi vérifier certaines conditions telles que, pour l'obtention d'un facteur de surtension de valeur élevée,  $\frac{\partial Z_s}{\partial \omega}$  doit être élevé.

Enfin  $Z_s$  doit être telle que  $\text{Re}/> R_s$ , l'amplitude du signal croît alors exponentiellement jusqu'au régime stable pour lequel on a :

$$\text{Re} + R_s = 0 \quad , \quad X_e + X_s = 0$$

REMARQUE :

une fois les valeurs de  $Z_L$  et  $Z_s$  déterminées, il faut qu'elles soient réalisables en technologie microruban utilisée pour les circuits à état solide.

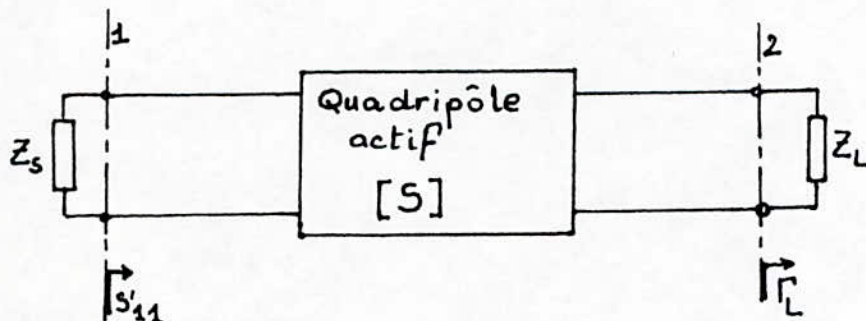
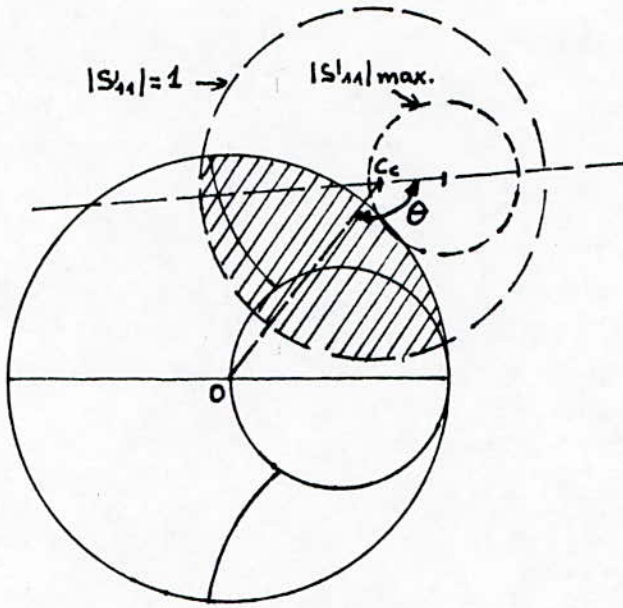
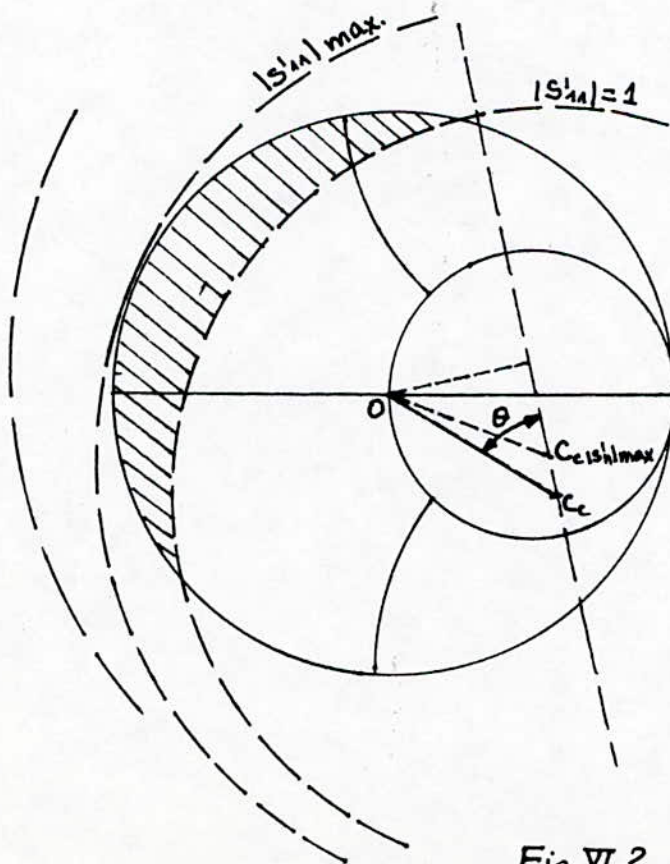


Fig. VI.1- Constitution d'un oscillateur.



a.  $|\Delta| < |S_{22}|$ .



b.  $|\Delta| > |S_{22}|$ .

Fig. VII.2 - Zones instables.

## VI.2- OSCILLATEURS A MESFET EN GaAs.

### VI.2.1-Introduction.

Pour la génération de signaux hyperfréquences de faible et moyenne puissance, on utilise aujourd'hui les transistors à effet de champ en arséniure de gallium jusqu'à des fréquences de plus de 40 GHz.

Les oscillateurs utilisant ce type de transistors peuvent délivrer des puissances qui dépassent 1W, avoir un rendement élevé (20 % en moyenne et 40 % max.) et posséder une bonne stabilité en température. Leur bruit MF est faible et la valeur de la tension de polarisation est de quelque Volt. Lorsque l'on désire augmenter la stabilité de l'oscillateur et diminuer d'avantage son niveau de bruit (MF, MA), le résonateur diélectrique se montre particulièrement intéressant. Ce dernier est très utilisé pour les oscillateurs à fréquence fixe se situant entre 1 et 30 GHz. Pour les oscillateurs accordables électriquement, l'élément d'accord utilisé est un varactor ou une sphère de YIG (Grenats d'Yttrium-Fer).

### VI.2.2-Configurations d'oscillateurs.

D'une manière générale, un oscillateur à TEC peut avoir l'une des deux configurations générales qui sont représentées dans la figure VI.3.

On a vu que pour ramener une impédance  $Z_e$  à partie réelle négative maximale, le coefficient de réflexion  $\Gamma_L$  devait avoir un module égal à l'unité, ce qui nécessite des impédances  $Z_L$  purement réactives. La charge peut être l'une des trois impédances  $Z_1$ ,  $Z_2$ ,  $Z_3$  mais possède toujours une résistance d'utilisation  $R_L$ . Les deux autres impédances doivent donc être de faibles pertes (purements réactives dans le cas idéal) et l'une d'entre elles est  $Z_S$ , l'impédance équivalente du circuit résonant.

En prenant donc  $Z_L = R_L + jX_L$ , on aura pour la configuration série par exemple, les trois montages possibles représentés en figure VI.4., et pour l'exemple de la configuration parallèle, les trois montages possibles de la figure VI.5.

Si l'une des deux impédances autres que  $Z_L$  est nulle on aura la configuration électrode-commune (cette électrode correspond à la porte du transistor où l'impédance est nulle.).

Généralement  $Z_L$  est placée dans le circuit du drain et  $Z_S$  est placée soit



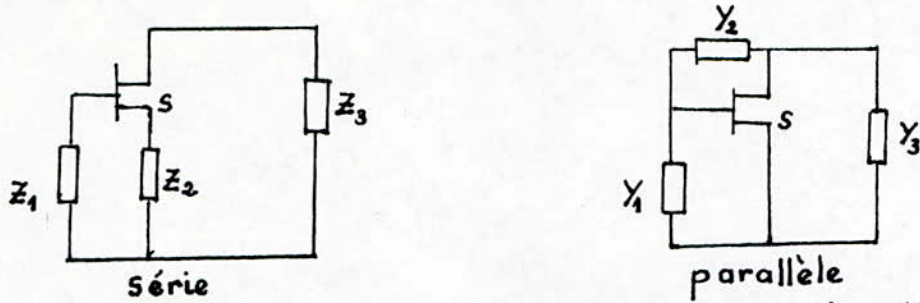


Fig. VI.3 - Configurations générales d'oscillateurs.

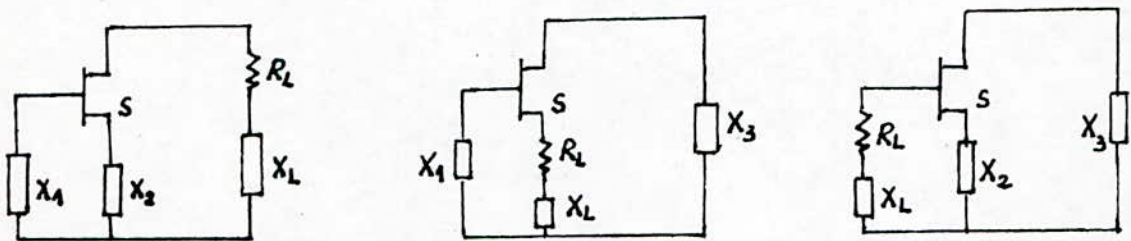


Fig VI.4 - Les trois montages série.

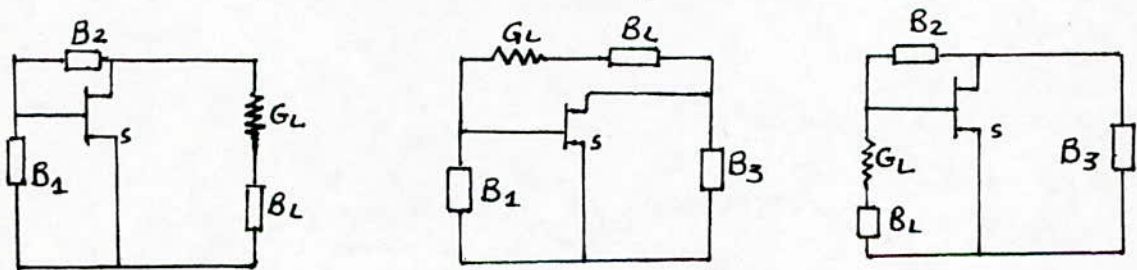


Fig VI.5 - Les trois montages parallèle.

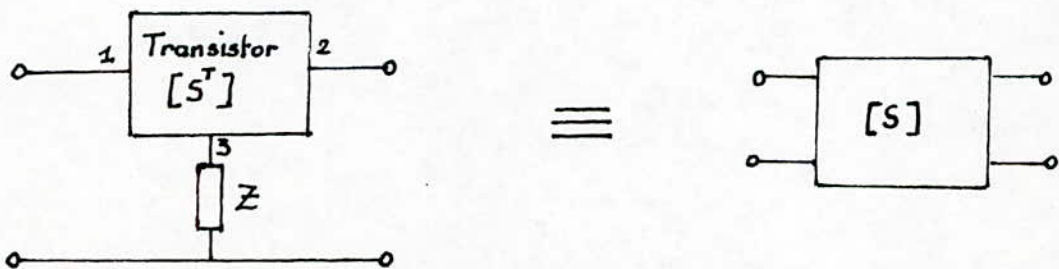


Fig. VI.6 - Modification des paramètres  $S^T$ .

dans la grille pour le montage source-commune , soit dans la source pour le montage grille-commune. La troisième impédance , si elle existe , sera placée dans l'électrode commune pour modifier les paramètres S du transistor et donner un nouveau quadripôle actif caractérisé par une nouvelle matrice S ( fig.VI.6 ). L'utilité de cette troisième impédance est illustrée dans l'exemple suivant ( montage grille-commune ).

### VI.2.3. Montage grille-commune.

Pour un dipôle ( diode ) à résistance négative , le fait d'appliquer une tension de polarisation suffit pour produire une résistance négative. Pour les transistors cependant , la résistance négative qui conduit aux oscillations doit être produite par le choix des éléments de réaction et les impédances terminales. On illustre ceci dans le cas d'un MESFET par le choix de la configuration grille-commune. L'oscillateur est représenté en figure VI.7. avec le schéma équivalent du transistor dans la grille duquel est placée une réactance  $X_2$ .

L'impédance  $Z_e$  vue à l'entrée de l'élément actif lorsqu'il est chargé par  $Z_L$  est donnée par:

$$Z_e = R_s + Z_i \quad \text{avec: } Y_i = \frac{1}{Z_i} = \frac{1}{Z_L + Z_d} + \frac{1}{Z_g} + \frac{Z_d}{Z_L + Z_d} \cdot \frac{g_m Y_g}{j\omega C_g}$$

$$\text{et: } Z_g = R_g + j(X_2 + L_g\omega - 1/C_g\omega).$$

L'impédance  $Z_s$  vue à la sortie de l'élément actif lorsque son entrée est chargée par  $Z_S$  est:

$$Z_s = Z_d + Z_d(Y_g + Y_s)^{-1} \cdot (Y_d + g_m Y_g / j\omega C_g).$$

Dans les deux expressions de  $Z_e$  et  $Z_s$  , pour obtenir une partie réelle négative il faut que :

$$\text{Re} \left\{ g_m Y_g / j\omega C_g \right\} < 0$$

c'est à dire que  $X_2$  soit inductive .

Cependant , il est évident que ce n'est pas suffisant pour rendre  $\text{Re} ( Z_e ) < 0$  ou  $\text{Re} ( Z_s ) < 0$ . Pour ceci , il faut que le terme négatif



soit assez grand en valeur absolue pour annuler les termes positifs contenus dans  $Z_L$  et  $Z_S$ . Pour une fréquence donnée il existe des valeurs de  $Z_L$  ( ou  $Z_S$  ) pour lesquelles  $Z_e$  ( ou  $Z_s$  ) a une partie réelle positive et d'autres valeurs pour lesquelles elle est négative et les lieux de  $Z_L$  ET  $Z_S$  ( ou  $\Gamma_L$  et  $\Gamma_S$  ) peuvent être représentés sur l'abaque de Smith pour séparer les régions où les oscillations peuvent et ne peuvent pas se produire.

On remarquera de la même façon , que dans la configuration source-commune il faudra placer une capacité dans la source.

#### VI.2.4- Oscillateur à résonateur diélectrique.

Le résonateur diélectrique est utilisé à la place de l'une des deux impédances précédentes autres que  $Z_L$  et ceci comme élément de réactions série ou parallèle et peut aussi être utilisé comme filtre coupe-bande ( fig.VI.8. ).

Prenons le cas de la figure VI.8.b.représentant un oscillateur à résonateur diélectrique utilisé en réaction série.Pour déterminer les éléments du circuit on opère comme suite :

##### a)-Caractérisation du transistor.

Le transistor est caractérisé par ses paramètres S.Ceux-ci sont mesurés à l'aide d'un analyseur de réseaux à la fréquence désirée ou calculés à partir du schéma équivalent.

##### b)-Détermination de $Z_2$ .

On a vu que dans le cas du montage grille-commune , l'impédance  $Z_2$  introduite dans cette porte devait être une inductance.On peut la déterminer pour obtenir un coefficient S<sub>11</sub> maximum à l'entrée côté source.Ceci peut se faire soit en utilisant la conversion des paramètres S en paramètres Z ou Y , soit en utilisant les paramètres trois portes obtenus à partir des paramètres deux portes.En utilisant cette dernière méthode et en considérant la source , la grille et le drain respectivement comme portes 1 , 2 , 3 on obtient :

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11}^T + \frac{S_{12}^T S_{21}^T}{1 - S_{22}^T \Gamma_2} & S_{13}^T + \frac{S_{12}^T S_{23}^T}{1 - S_{22}^T \Gamma_2} \\ S_{31}^T + \frac{S_{32}^T S_{21}^T}{1 - S_{22}^T \Gamma_2} & S_{33}^T + \frac{S_{32}^T S_{23}^T}{1 - S_{22}^T \Gamma_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \end{bmatrix}$$



$$\text{ou : } \begin{bmatrix} b_1 \\ b_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

$$\text{avec : } \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} = [S] \quad \text{et} \quad \Gamma_2 = \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 + Z_0}$$

La matrice (S) caractérise le quadripôle constitué par le transistor et l'impédance  $Z_2$ . On peut donc tracer le lieu représentatif du coefficient de réflexion  $\Gamma_2$  associé à  $Z_2$  dans le plan de  $S_{II}$  et déterminer  $Z_2$  donnant  $S_{II}$  max.

c) - Détermination de  $Z_L$ .

Connaissant les paramètres S du transistor lorsqu'il est chargé par  $Z_2$  sur la grille, on trace le lieu représentatif de  $\Gamma_L$  dans le plan  $S_{II}$  et on détermine  $Z_L$  donnant  $S_{II}$  max. ( voir § VI.I. ).

d) - Détermination de la position du résonateur.

Le résonateur diélectrique est caractérisé par le coefficient de réflexion associé  $|\Gamma_R|$  dans le plan indiqué fig. VI.8b. et qui dépend de la distance du résonateur à la ligne ( pour un couplage maximum  $|\Gamma_R|$  est égal à environ 0,9 ) ainsi que par son argument  $-2\theta$  dans le plan de  $S_{II}$  et qui dépend de la distance d de ce plan au résonateur.

L'expression de ce coefficient dans le plan de  $S_{II}$  s'écrit :

$$\Gamma_S = |\Gamma_R| \cdot e^{-j2\theta} \quad \text{avec, } \theta = \beta d = 2\pi d / \lambda_m$$

$\lambda_m$  étant la longueur d'onde dans la ligne à la fréquence désirée  $f_0$ .

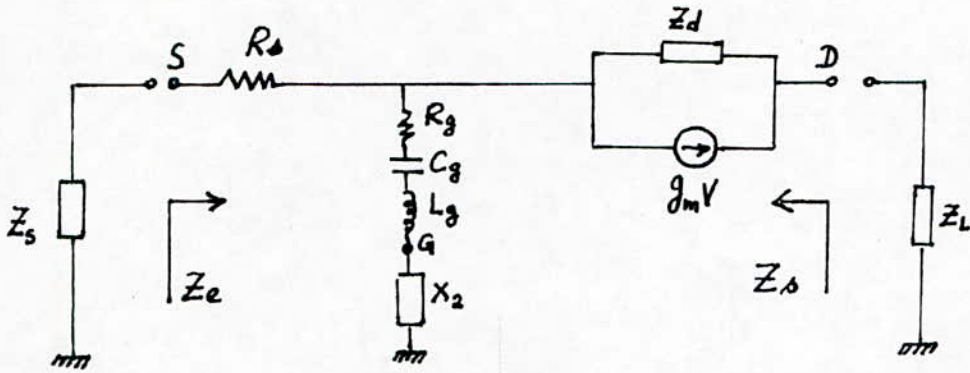


Fig. VI.7 - Schéma équivalent simplifié de l'oscillateur

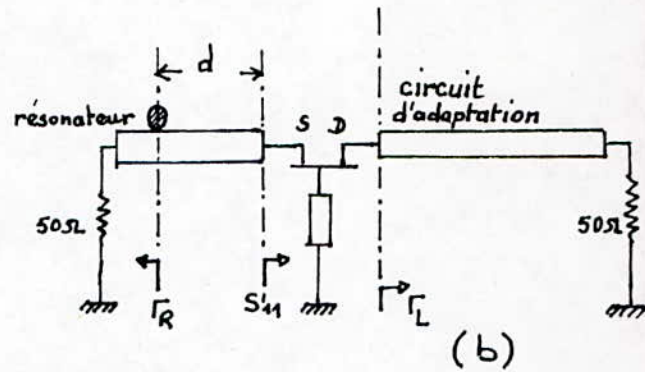
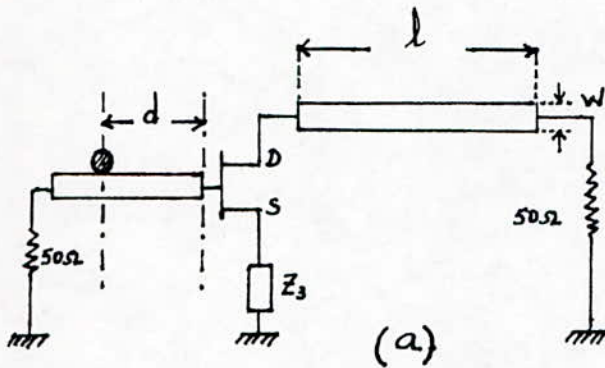


Fig. VI.8 - Réaction série (a et b)

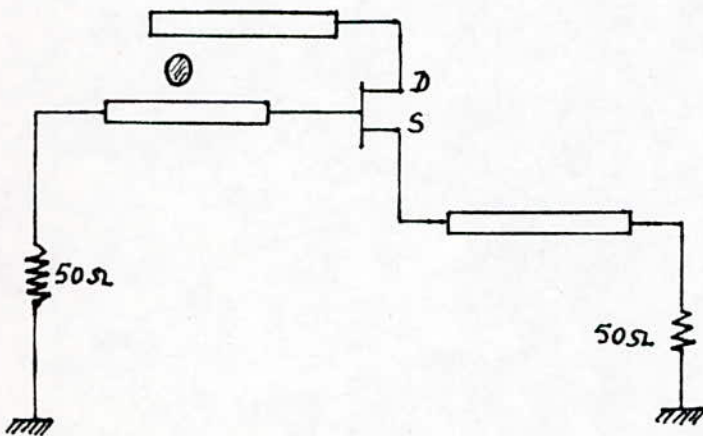


Fig. VI.8c - Exemple de réaction parallèle

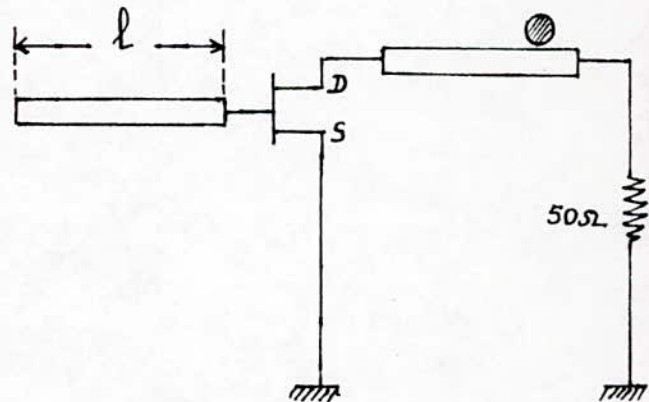


Fig. VI.8d - Résonateur utilisé comme filtre coupe-bande

En appliquant la condition d'oscillation on doit avoir, lorsque le régime permanent est établi :

$$1 = S'_{11} \cdot \Gamma_S = S'_{11} \cdot |\Gamma_R| \cdot e^{-2j\theta}$$

Au départ des oscillations on a  $|S'_{11}|/|\Gamma_R| > 1$  et comme  $\Gamma_S$  est indépendant du niveau d'oscillation,  $S'_{11}$  va diminuer jusqu'au régime stable où on a :

$$|S'_{11}| \cdot |\Gamma_R| = 1$$

$$\text{et } \theta = \frac{1}{2} \text{Arg} \cdot S'_{11} + n\pi \quad ; \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Sachant que  $|\Gamma_R| \neq 1$  il suffit de faire  $|S'_{11}| > 1$  et la détermination de  $Z_S$  revient donc à trouver la distance à laquelle on placera le résonateur pour obtenir la fréquence désirée. A partir de l'expression de  $\theta$  et connaissant l'argument de  $S'_{11}$  en régime grand signal on détermine d.

$$d = \theta \cdot \lambda_m / 2\pi = \frac{\text{Arg} \cdot S'_{11}}{4\pi} \cdot \lambda_m + n\lambda_m / 2$$

Habituellement, la valeur de  $\theta$  est prise pour  $n = 0$  donnant le minimum de la valeur de d. Dans certains cas pratiques, d peut être plus petit que le rayon du résonateur diélectrique. Une autre valeur de  $n$  est alors choisie. En pratique, pour une stabilité plus meilleure de l'oscillateur la valeur de  $|\Gamma_R|$  prise est celle correspondant à un facteur de qualité à vide  $Q_0$  maximum.  $|\Gamma_R|$  est alors de l'ordre de 0,9. Grâce au montage de la figure VI.9, on relève la courbe de  $\Gamma_R$  à la fréquence de résonance  $f_0$  et au voisinage de celle-ci. Ensuite l'élément actif et ses circuits associés sont représentés par  $S'_{11}$ .

On mesure  $S'_{11}$  en fonction de la fréquence (autour de  $f_0$ ) pour plusieurs niveaux du signal d'entrée (exemple fig.VI.10). Pour les conditions petit signal,  $|S'_{11}|$  a un pic prononcé au voisinage de  $f_0$  et diminue quand le niveau augmente jusqu'à saturation.

On trace sur l'abaque de SMITH,  $1/S'_{11}$  en fonction du niveau du signal à  $f_0$  et  $\Gamma_R$  au voisinage de  $f_0$  (fig.VI.11), (le sens de la flèche indique les niveaux croissants).

La condition d'oscillation à la fréquence  $f_0$  sera réalisée lorsque la courbe



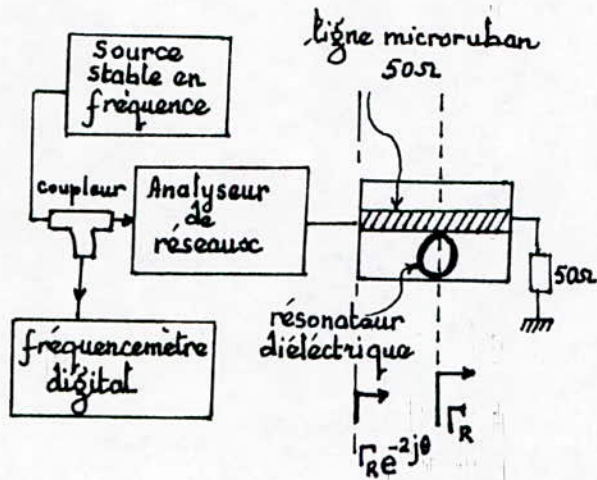


Fig VI.9. Caractérisation du résonateur diélectrique.

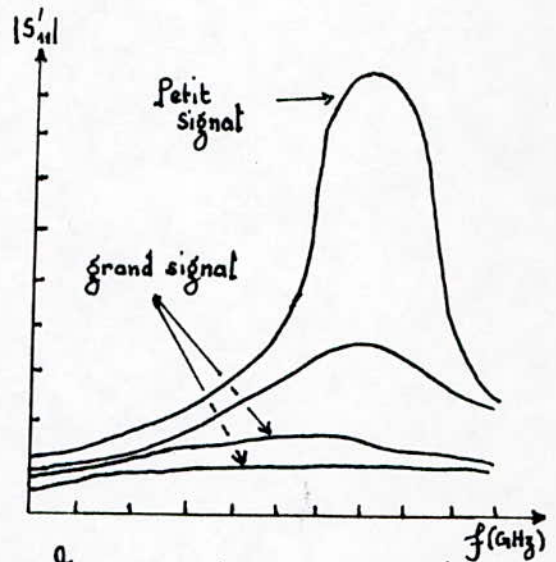


Fig VI.10. Variation de  $|S_{11}|$  pour plusieurs niveaux de puissance d'entrée [7]

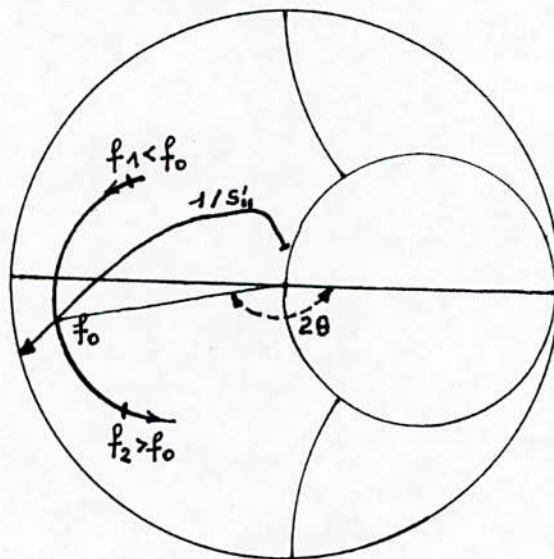


Fig. VI.11.  $1/S_{11}$  en fonction du niveau du signal d'entrée.  
 $\Gamma_R$  en fonction de la fréquence.  
 (Exemple d'un pratique tiré de [7])

$\frac{1}{S_{11}'}$  croise celle de  $\Gamma_R$  à la fréquence désirée; c'est à dire :  $1/S_{11}' = \Gamma_R$

On augmente donc le niveau du signal d'entrée jusqu'à obtenir  $\frac{1}{|S_{11}'|} = |\Gamma_R|$  et on relève l'argement de  $S_{11}'$ , ce qui donne la distance  $d$ .

On peut encore utiliser la représentation de  $\frac{1}{S_{11}'}$  et  $\Gamma_R$  pour minimiser le bruit. On obtient le minimum de bruit MF de l'oscillateur lorsqu'au point d'intersection, les tangentes aux deux courbes sont orthogonales. Méthématiquement, les vecteurs  $d(\frac{1}{S_{11}'}) / d(\text{amplitude})$  et  $d(\Gamma_R) / d(\text{fréquence})$  doivent être perpendiculaire à la fréquence  $f_0$  pour avoir le minimum de bruit MF.

La même représentation peut encore être utilisée pour déterminer la puissance de sortie. A l'aide d'un analyseur de réseau, on augmente le signal incident sur la partie active de l'oscillateur jusqu'à ce que la courbe de  $\frac{1}{S_{11}'}$  touche celle de  $\Gamma_R$  et on mesure alors la puissance de sortie.

#### VI.2.5. OSCILLATEURS ACCORDABLES :

##### VI.2.5.1. LARGEUR DE BANDE A RESISTANCE NEGATIVE :

Pour les oscillateurs accordables dans de très large bandes, on doit obtenir une résistance négative dans toute la gamme de fréquence désirées. L'une, au moins, des réactances  $X_L$ ,  $X_S$  ou  $X_2$  (fig.VI.4.) doit être accordable. L'impédance  $Z_L = R_L + jX_L$  est généralement placée dans le drain et  $Z_s$ , celle de l'élément d'accord peut aussi bien être placée dans la grille que dans la source. En prenant le montage grille-commune, l'élément d'accord qui sera placé dans la source, doit voir une impédance à partie réelle négative dans toute la gamme de fréquences désirées. Cette impédance  $Z_e$  est celle vue à l'entrée du transistor lorsqu'il est chargé par  $Z_L$ .

Elle a pour expression ( en négligeant  $R_s$  )

$$\frac{1}{Z_e} = Y_e = \frac{1}{Z_L + Z_d} + Y_g + \frac{Z_d}{Z_L + Z_d} \cdot \frac{g_m \cdot Y_g}{j\omega C_g}$$

avec

$$Y_g = G_g + jB_g = 1 / (R_g + j(L_g \omega + X_2 - 1/C_g \omega))$$

On a vu ( § VI.2.3. ) que pour obtenir une partie réelle négative de  $Y_e$ ,  $X_2$  devait être inductive. On a dans ce cas :  $B_g < 0$

En posant  $X_2 = L_2 W$ ,  $B_g$  sera négative si :

$$C_g (L_g + L_2) \omega^2 > 1 \Rightarrow \omega^2 > 1 / (L_g + L_2) C_g$$

soit :

$$\omega_{\min}^2 = 1 / (L_2 + L_g) C_g \quad \text{alors } \omega > \omega_{\min}$$

Mais cette condition sur la pulsation n'est pas suffisante, car il faut que la partie réelle négative de  $Y_e$  compense les autres conductances positives, c'est à dire que  $\text{Re}(Y_e) < 0$ .

On doit donc avoir :

$$\text{Re}\{Y_e\} = \text{Re}\left\{ \frac{1}{z_L + z_d} + Y_g + \frac{z_d}{z_L + z_d} \cdot \frac{g_m Y_g}{j\omega C_g} \right\} < 0$$

$$\text{Re}\{Y_e\} = \text{Re}\left\{ \frac{1}{z_L + z_d} \right\} + G_g + \frac{g_m B_g}{\omega C_g} \cdot \text{Re}\left\{ \frac{z_d}{z_L + z_d} \right\} + \frac{g_m G_g}{\omega C_g} \cdot \text{Im}\left\{ \frac{z_d}{z_L + z_d} \right\} < 0$$

En supposant  $R_g$  très petit il vient :

$$Y_g \approx jB_g = -jC_g \omega / (\omega^2 / \omega_{\min}^2 - 1)$$

donc :

$$\text{Re}\{Y_e\} = \frac{g_m}{1 - \omega^2 / \omega_{\min}^2} \cdot \text{Re}\left\{ \frac{z_d}{z_L + z_d} \right\} + \text{Re}\left\{ \frac{1}{z_L + z_d} \right\} < 0$$

ce qui une limite supérieure pour :

$$\omega^2 < \omega_{\min}^2 + \omega_{\min}^2 g_m \cdot \frac{\text{Re}\left\{ \frac{1}{z_L + z_d} \right\}}{\text{Re}\left\{ \frac{z_d}{z_L + z_d} \right\}} = \omega_{\max}^2$$

alors les deux limites de la bande de fréquences où la partie réelle de  $Z_e$  est négative ne doivent plus être dépassées par  $W$ .

$$\omega_{\min} < W < \omega_{\max}$$



### VI.2.5.2. OSCILLATEUR ACCORDABLE PAR YIG :

Pour ce type d'oscillateurs, les meilleurs résultats sont obtenus à partir du montage de la fig. VI.18. où le résonateur YIG a été représenté par son schéma équivalent placé dans la source du MESFET. La condition d'oscillation doit être vérifiée sur toute la bande de fréquences désirées. Le transistor sera donc choisi en fonction de la largeur de bande d'accord désirée.

Le coefficient de réflexion  $\Gamma_Y$  ayant un module proche de l'unité il faut que :  $|S_{11}'| \gg 1$ .

Donc on doit tracer les lieux critiques de  $\Gamma_L$  pour plusieurs fréquences qui s'étalent sur toute la bande et déterminer une charge  $Z_L$  assurant un coefficient de réflexion  $|S_{11}'| \gg 1$  sur cette bande. Dans le plan d'entrée, la fréquence d'accord dépend du champ magnétique appliqué à la boucle où se trouve la bille de YIG. Dans ce type d'accord, la seule cause qui limite la largeur de bande est la bande à résistance négative. Des largeurs de bande de 10GHz et plus ont été obtenues.

### VI.2.5.3. OSCILLATEUR ACCORDABLE PAR VARACTOR :

On peut accorder un oscillateur en utilisant les variations de capacité en fonction de la tension appliquée aux bornes d'un varactor. Cette capacité peut varier entre  $C_{min}$  et  $C_{max}$ . Si le varactor est placé à l'entrée du circuit actif il verra une admittance à partie réelle négative :

$$Y_e = G_e(w) + jB_e(w).$$

L'admittance équivalente du varactor est :

$$Y_v = G_v + jB_v = G_v + jC_v W.$$

Les conditions d'oscillations donnent :

$$G_v + G_e = 0 \quad \text{et} \quad B_e + B_v = B_e + C_v W = 0$$

La deuxième condition montre que la bande d'accord est limitée aux fréquences

pour lesquelles :

$$C_{vmin} \omega_{max} + B_e(\omega_{max}) = 0 \quad \text{et} \quad C_{vmax} \cdot \omega_{min} + B_e(\omega_{min}) = 0$$

Ce qui donne :

$$\frac{\omega_{max}}{\omega_{min}} = \frac{C_{vmax} \cdot B_e(\omega_{max})}{C_{vmin} B_e(\omega_{min})}$$

Remarquons que ce rapport peut être augmenté en modifiant  $B_e$  par l'insertion d'une inductance  $L$  à l'entrée du transistor, en parallèle avec le résonateur. Un schéma d'oscillateur à accord par varactor est représenté en fig. VI.13. Le transistor étant en source-commune, une capacité placée dans cette porte peut s'avérer nécessaire.

#### VI.2.5.4. CELLULES D'ADAPTATION ET DE POLARISATION :

Une fois que tous les éléments de l'oscillateur sont déterminés, on calcule les lignes microruban réalisant les différentes impédances et celle faisant le couplage avec le résonateur diélectrique (cas de l'oscillateur à RD) ainsi que les circuits qui fournissent les tensions de polarisation. Ces derniers sont des tronçons de lignes quart-d'onde, d'impédance caractéristiques alternativement élevées et faibles qui permettent de polariser les composants actifs tout en bloquant la HF et en ramenant un circuit ouvert sur la ligne principale. Le circuit est ensuite réalisé sur substrat diélectrique métallisé par technique de photolithographie et le composant actif est implanté.

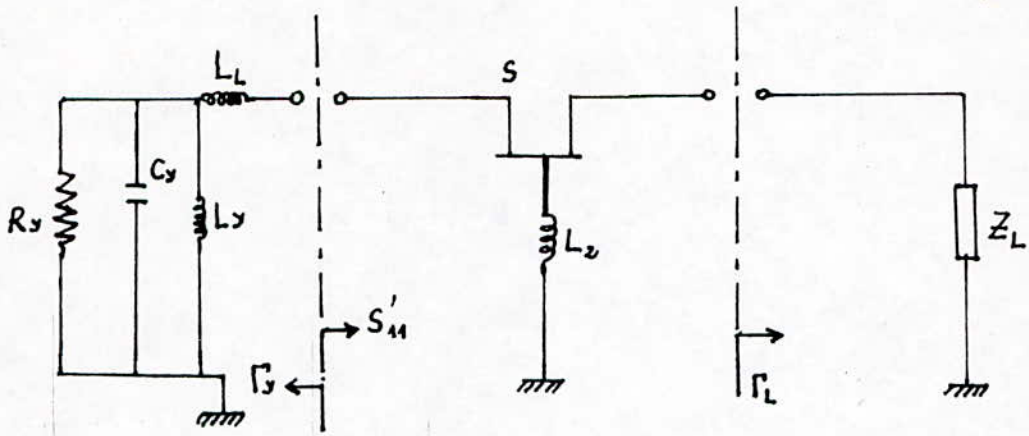


Schéma équivalent de l'oscillateur.

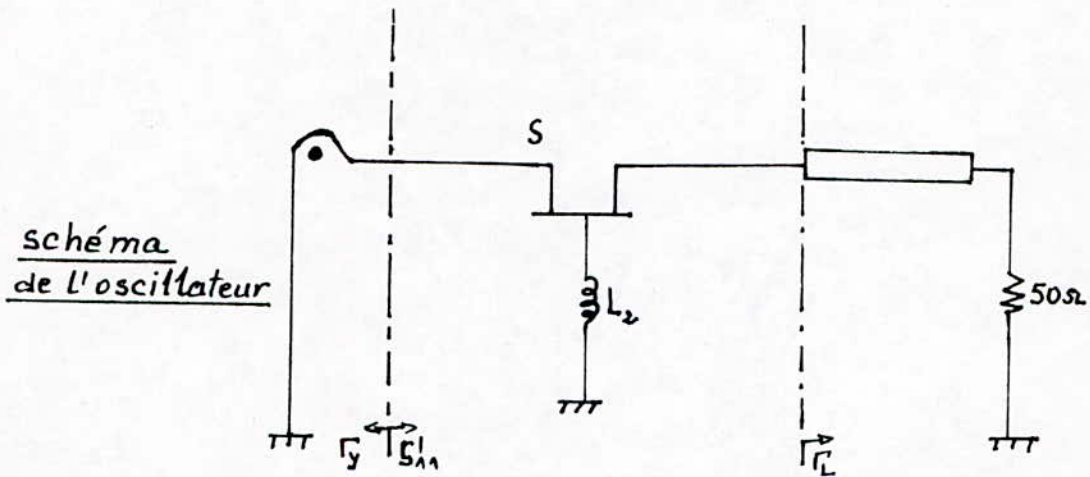


Fig. VI.12- Oscillateur accordable par YIG.

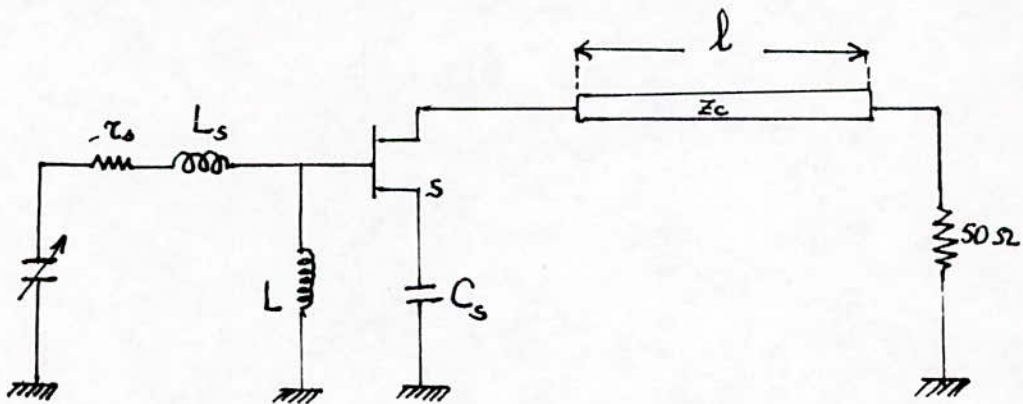


Fig. VI.13- Oscillateur accordable par varactor.



CONCLUSION

Dans le domaine des oscillateurs microondes intégrables à l'état solide, nous n'avons abordé que ceux utilisant les lignes microbandes. Il existe aussi les lignes à fente qui fonctionnent mieux que les premières au-dessus des 20 GHz. Les circuits intégrés microondes se développent considérablement vu qu'ils permettent une miniaturisation et une fiabilité assez grande ainsi qu'une connexion très simple entre composants et ligne à bande. En ce qui concerne les méthodes de conception, nous n'avons travaillé que dans le domaine fréquentiel, il existe des méthodes qui se font dans le domaine temporel et sont très précises en régime de signal fort mais qui nécessitent des calculateurs puissants.

Nous espérons, par ce travail, avoir utilisé le maximum de relations qui existent entre les calculs en basses fréquences et en hyperfréquences et montré l'intérêt de l'utilisation des paramètres S.

## ANNEXE

### I. Cercle critique de stabilité.

Recherchons le lieu des valeurs  $\Gamma_L$  donnant la valeur critique  $|S'_{11}| = 1$  (Fig. VII. 1.) :

Soit :

$$|S'_{11}| = \left| S_{11} + \frac{S_{12} S_{22}}{\frac{1}{\Gamma_L} - S_{22}} \right| = 1$$

En développant cette expression, on obtient :

$$|S_{22}(1 - \Gamma_L S_{22}) + S_{12} S_{21} \Gamma_L| = |1 - \Gamma_L S_{22}|$$

$$\Rightarrow |S_{11} - \Delta \Gamma_L| = |1 - \Gamma_L S_{22}| \quad \text{avec } \Delta = S_{11} S_{22} - S_{12} S_{21}$$

Élevons au carré puis développons :

$$(S_{11} - \Delta \Gamma_L)(S_{11}^* - \Delta^* \Gamma_L^*) = (1 - \Gamma_L S_{22})(1 - \Gamma_L^* S_{22}^*)$$

$$\Rightarrow |S_{11}|^2 + |\Delta|^2 |\Gamma_L|^2 - \Delta \Gamma_L S_{11}^* - \Delta^* \Gamma_L^* S_{11} =$$

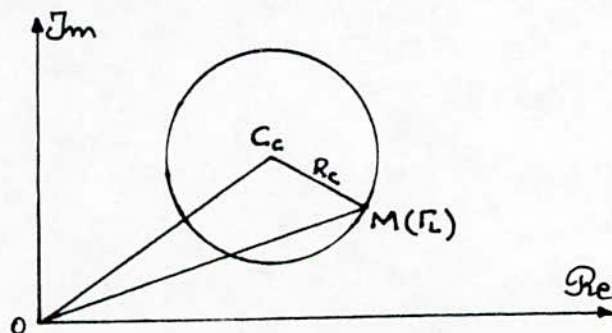
$$= 1 + |\Gamma_L|^2 |S_{22}|^2 - \Gamma_L S_{22} - \Gamma_L^* S_{22}^*$$

$$\Rightarrow (|S_{22}|^2 - |\Delta|^2) |\Gamma_L|^2 - 2 \operatorname{Re}\{\Gamma_L S_{22}\} + 2 \operatorname{Re}\{\Delta \Gamma_L S_{11}^*\} = |S_{11}|^2 - 1$$

Soit encore :

$$|\Gamma_L|^2 - \frac{2}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \operatorname{Re}\{(S_{22} - \Delta S_{11}^*) \Gamma_L\} = \frac{|S_{11}|^2 - 1}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2} \quad (1)$$

L'équation (1) est celle d'un cercle dans le plan complexe (Fig.)



Cercle dans le plan complexe.

On a:  $\overline{OM} = \overline{OC_c} + \overline{C_cM}$  ;  $\overline{C_cM} = \overline{OM} - \overline{OC_c}$

Soit en module:  $|\overline{C_cM}|^2 = |\overline{OM} - \overline{OC_c}|^2$

ou bien:  $R_c^2 = (\Gamma_c - \overline{OC_c})(\Gamma_c^* - \overline{OC_c}^*)$

D'où en développant:

$$|\Gamma_c|^2 - 2 \operatorname{Re}\{\overline{OC_c}^* \Gamma_c\} = R_c^2 - \overline{OC_c}^2 \quad (2)$$

En identifiant (1) et (2) on déduit le lieu de  $\Gamma_c$  tel que  $|S_{11}| = 1$  qui est le cercle:

$$\text{Rayon } R_c = \frac{|S_{12} S_{21}|}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

$$\text{Centre } \overline{OC_c} = \frac{(S_{22} - \Delta S_{11}^*)^*}{|S_{22}|^2 - |\Delta|^2}$$

### II. Calcul de $|S'_{11}|_{\max}$ :

a- Cas où  $|\Delta| < |S_{22}|$ : Il existe une valeur particulière de  $|S'_{11}|_{\max}$  telle que le cercle de  $\Gamma_c$  soit tangent extérieurement à l'abaque de Smith. Dans ce cas:

$$|OC_{|S'_{11}|_{\max}}| = R_{|S'_{11}|_{\max}} + 1$$

En élevant au carré on aura:

$$\begin{aligned} (|S'_{11}|_{\max}^2 |S_{22}|^2 - |\Delta|^2)(|S'_{11}|_{\max}^2 - |S_{11}|^2) + |S'_{11}|_{\max}^2 |S_{12}|^2 |S_{21}|^2 = \\ \left( |S'_{11}|_{\max} |S_{12}| |S_{21}| + (|S'_{11}|_{\max}^2 |S_{22}|^2 - |\Delta|^2) \right)^2 \end{aligned}$$

Donc:

$$(1 - |S_{22}|^2) |S'_{11}|_{\max}^2 - 2 |S'_{11}|_{\max} |S_{12}| |S_{21}| + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 = 0$$


Ce qui donne: 
$$|S'_{11}|_{\max} = \frac{|S_{12}| |S_{21}| + \sqrt{|S_{12}|^2 |S_{21}|^2 - (1 - |S_{22}|^2)(|\Delta|^2 - |S_{11}|^2)}}{1 - |S_{22}|^2}$$



b - Cas où  $|A| > |S_{22}|$  : Dans ce cas l'égalité à satisfaire

$$\text{est : } |OC_{|S_{11}|_{\max}}| = R_{|S_{11}|_{\max}} - 1$$

Par le même raisonnement précédent on aboutit à la même formule de  $|S'_{11}|_{\max}$  dans le cas a.

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

- (1) - Paul F. COMBES.  
Composants, dispositifs et circuits actifs en microonde. Dunod 1985.
- (2) - Ch. GENTILI.  
Amplificateurs et oscillateurs microondes. Masson 1984.
- (3) - R. SOARES, J. GRAFFEUIL, J. OBREGON.  
Applications des transistors à effet de champ en arsénure de gallium. Eyrolles 1984.
- (4) - R. BADOUAL.  
Les microondes (Tome II). Masson 1984
- (5) - John W. BOYLES.  
The oscillator as a reflection amplifier : an intuitive approach to oscillator design.  
microwave JOURNAL-Vol.29, n°6-JUNE 1986 pp.83-98.
- (6) - GANESH. R. BASAWAPATNA, R. B. STANCLIFF.  
A unified approach to the design of with-bande microwave solid-state oscillators.  
IEEE, T-MTT, Vol. MTT 27, N°5, May 1979. pp.379-385.
- (7) - ABELARDO. POCADEMI, L. A. BERMUDEZ.  
Large signal design of GaAs FET oscillators using input dielectric resonators.  
IEEE, T-MTT, Vol-MTT 31, N°4, April 1983 pp.358-361.
- (8) - KENNETH M. JOHNSON.  
Large signal GaAs MESFET oscillator design.  
IEEE, T-MTT Vol. MTT-27, N°3, March 1979- pp.217-227.
- (9) - Robert J. TREW.  
Design theory for broad-band YIG-tuned FET oscillators.  
IEEE, T-MTT Vol. MTT 27, N°1, January 1979 pp.8-13.