

N° d'ordre : 1320

50376
1986
1

50376
1986
1

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE

par

Dominique DEGRUGILLIER

CONCEPTION DE SOURCES STABLES UTILISANT LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE EN GAMME MILLIMETRIQUE



Soutenu le 28 Février 1986 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	E.	CONSTANT,	Président
		P.A.	ROLLAND,	Rapporteur
		J.V.	BOUVET,	Examineur
		P.	GELIN,	Examineur
		A.	LEBORGNE,	Examineur
		G.	SALMER,	Examineur
	Melle	M.R.	FRISCOURT,	Examinatrice

A mes parents,

A Thérèse,

A tous les miens.

Ce travail a été effectué au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de l'Université des Sciences et Techniques de Lille I, dirigé par Monsieur le Professeur E. Constant. Celui-ci m'a accueilli dans son laboratoire et me fait l'honneur de présider la Commission d'Examen. Je lui en suis très reconnaissant.

Le sujet de ce travail m'a été proposé par Monsieur P. A. Rolland. Il a participé activement à l'aboutissement de cette étude. Son aide et ses conseils m'ont été d'un précieux secours. Je lui exprime, à travers ce mémoire, toute ma reconnaissance.

Monsieur J. V. Baret, Responsable du Secteur Composants Silicium à la Thomson - CSF ;
Mademoiselle R. R. Triscant, Chargée de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique ;
Monsieur P. Gelin, Professeur à l'École Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne ;
Monsieur A. Lebagne, Président Directeur général de Micronic ; Monsieur P. A. Rolland, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et Techniques de Lille ; Monsieur G. Salmer, Professeur à l'Université des Sciences et Techniques de Lille ;
participent également à cette Commission d'Examen.

Je les en remercie vivement.

Mes remerciements s'adressent également à M.R. Friscourt, C. Dalle, E. Delos, J.C. Jennequin, J.C. Andrieu, P. Michon, D. Vandermore, M. Miens, A. Fattorini, J.P. Dehater, qui ont contribué de façon directe à l'aboutissement de ce travail.

Je ne saurais oublier tous mes camarades du laboratoire.

J'exprime toute ma reconnaissance à Madame Marie-Christine Bottarel qui a dactylographié ce mémoire.

Enfin, je remercie mes collègues de l'École Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne, qui m'ont permis de terminer, dans d'excellentes conditions, la rédaction du mémoire.

S O M M A I R E

INTRODUCTION ET CADRE DE L'ETUDE

CHAPITRE I : PRINCIPE DE BASE DE LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE

- I-1 Rappel du principe général de la multiplication de fréquence
 - I-2 Multiplication de fréquence par diode à avalanche
 - I-2-a Structure d'une diode à avalanche
 - I-2-b Fonctionnement d'une diode à avalanche pour multiplication de fréquence
 - a) Cas d'une tension $v_a(t)$ de très faible amplitude
 - b) Cas d'une tension $v_a(t)$ de faible amplitude
 - c) Cas d'une tension $v_a(t)$ de forte amplitude
 - I-3 Etude préliminaire du circuit de multiplication
 - I-3-a Constitution de l'ensemble du circuit
 - I-3-b Définition des grandeurs caractéristiques
 - I-3-c Evaluation des performances
- Conclusion du chapitre I

CHAPITRE II : MOYENS MIS EN OEUVRE AU COURS DE CETTE ETUDE

- II-1 Moyens de calculs relatifs au composant
 - II-1-a Description du modèle théorique "ancien" à zones figées
 - II-1-b Description du modèle théorique "nouveau" limité au composant
- II-2 Moyens de calculs relatifs au circuit
 - II-2-a Calculs des lignes simples et couplées symétriques
 - II-2-b Méthode de calcul d'un filtre coupe bande
 - II-2-c Méthode de calcul d'un filtre passe bande

II-3 Dispositifs de mesures

II-3-a Caractérisation à l'analyseur de réseau

II-3-b Dispositifs de mesures des performances hyperfréquences des multiplicateurs

a) Description du dispositif de mesure dans la bande de fréquence 26-40 GHz

b) Description du dispositif de mesure dans la bande de fréquence 75-110 GHz

Conclusion du chapitre II

CHAPITRE III : CONCEPTION ET REALISATION DE SOURCES STABLES EN STRUCTURE INTEGREE HYBRIDE

III-1 Considérations générales

III-1-a Circuit d'entrée

III-1-b Circuit de sortie

III-1-c Séparation du circuit d'entrée et du circuit de sortie

III-1-d Dissipation thermique

III-1-e Encapsulation - Encombrement - Coût

III-2 Choix de la structure de propagation

III-2-a Présentation de quelques structures plaquées

III-2-b Choix de la structure plaquée

III-2-c Choix du type de matériau

III-3 Description des différentes parties du circuit

III-3-a Circuit de polarisation

III-3-b Circuit d'adaptation

a) Adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence d'entrée

b) Adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie

III-3-c Circuit de filtrage

a) Filtrage à la sortie du circuit

b) Filtrage à l'entrée du circuit

III-4 Résultats expérimentaux

- III-4-a Circuit multiplicateur de fréquence par 9 avec sortie à 16.2 GHz fonctionnant à très faible niveau d'entrée
 - a) Présentation du circuit
 - b) Résultats expérimentaux
 - c) Autre application de ce circuit
- III-4-b Circuit multiplicateur de fréquence par 13 avec sortie à 26 GHz pour application oscillateur local moyenne puissance
 - a) Présentation du circuit
 - b) Résultats expérimentaux
- III-4-c Circuit multiplicateur de fréquence par 12 avec sortie à 33 GHz
- III-4-d Circuit multiplicateur de fréquence à très haut rang d'harmonique (35) avec sortie à 32.2 GHz
 - a) Présentation du circuit
 - b) Résultats expérimentaux
 - c) Autre application de ce circuit - Générateur de peigne

Conclusion du chapitre III

CHAPITRE IV : EXTENSION FREQUENTIELLE

IV-1 Considérations générales

- IV-1-a Rappel du problème posé par l'utilisation de la diode à avalanche en bande W (75-110 GHz)
- IV-1-b Présentation de la solution au problème de la limitation fréquentielle

IV-2 Description du circuit

IV-3 Résultats expérimentaux

IV-3-a Multiplicateur de fréquence à diode à avalanche

IV-3-b Oscillateurs Gunn libres

IV-3-c Source synchronisée

Conclusion du chapitre IV

CONCLUSION GENERALE

ANNEXES

- A1 Définitions et formalisme pour le calcul des lignes microruban
- A2 Définition et formalisme pour le calcul des lignes microruban couplées en parallèle
- A3 Formule empirique donnant la valeur de l'inductance d'un ruban
- A4 Réalisation de coudes en microstrip
- A5 Evaluation de la longueur équivalente de la capacité de bout d'une ligne microstrip

INTRODUCTION ET CADRE DE L'ETUDE

INTRODUCTION ET CADRE DE L'ETUDE

La nécessité de transmettre et de traiter, le plus rapidement possible, un nombre de plus en plus élevé d'informations explique, en partie, le développement constant qu'ont connu les dispositifs en gamme millimétrique notamment dans les fenêtres de propagation atmosphériques centrées sur 35 et 94 GHz. Pour bénéficier totalement du potentiel des systèmes fonctionnant dans ces bandes de fréquences, il est indispensable de disposer de sources stables (source de référence, oscillateur local pour systèmes radar en émission ou réception...).

Le moyen le plus utilisé pour la réalisation de ces sources est la multiplication de fréquence. Le générateur primaire est la plupart du temps un oscillateur à quartz thermostaté offrant une excellente stabilité sur une large plage de température (coupe AT). Malheureusement la fréquence maximale de tels oscillateurs à quartz est limitée au voisinage de 500 MHz.

Une solution originale pour la génération harmonique est la multiplication de fréquence par diode à avalanche. De nombreux travaux antérieurs, concernant ce type de multiplication ont été menés à bien au Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs de LILLE [1][2][3][4]. Ces travaux avaient essentiellement pour but de montrer la faisabilité d'une telle multiplication de fréquence, et d'en fixer les performances potentielles dans le cadre d'une multiplication à haut rang d'harmonique ($n \gg 10$) avec une fréquence de sortie correspondant aux gammes de longueurs d'onde millimétriques (30-60 GHz). De nombreux circuits avaient été développés pour vérifier expérimentalement les prédictions théoriques. Tous ces circuits utilisaient une technologie classique basée sur les lignes coaxiales et les guides d'onde. Une étude expérimentale du bruit de modulation de fréquence et de modulation d'amplitude ajouté par de tels multiplicateurs avait également été menée à bien. Il nous semble intéressant de préciser les principaux résultats acquis dont nous disposons au début de cette étude.

- . Les diodes à avalanche pour multiplication de fréquence doivent présenter un facteur de confinement important de façon à limiter au maximum les effets de transit des porteurs de charge nuisant à la non linéarité de fonctionnement du dispositif.
- . Le silicium est le matériau le plus adapté à la réalisation des diodes à avalanche pour multiplication de fréquence car la non linéarité du phénomène d'avalanche y est plus prononcée que dans les autres matériaux à l'exception, peut être, du GaInAs. Ce dernier matériau pose cependant d'importants problèmes technologiques difficiles à maîtriser à l'heure actuelle.

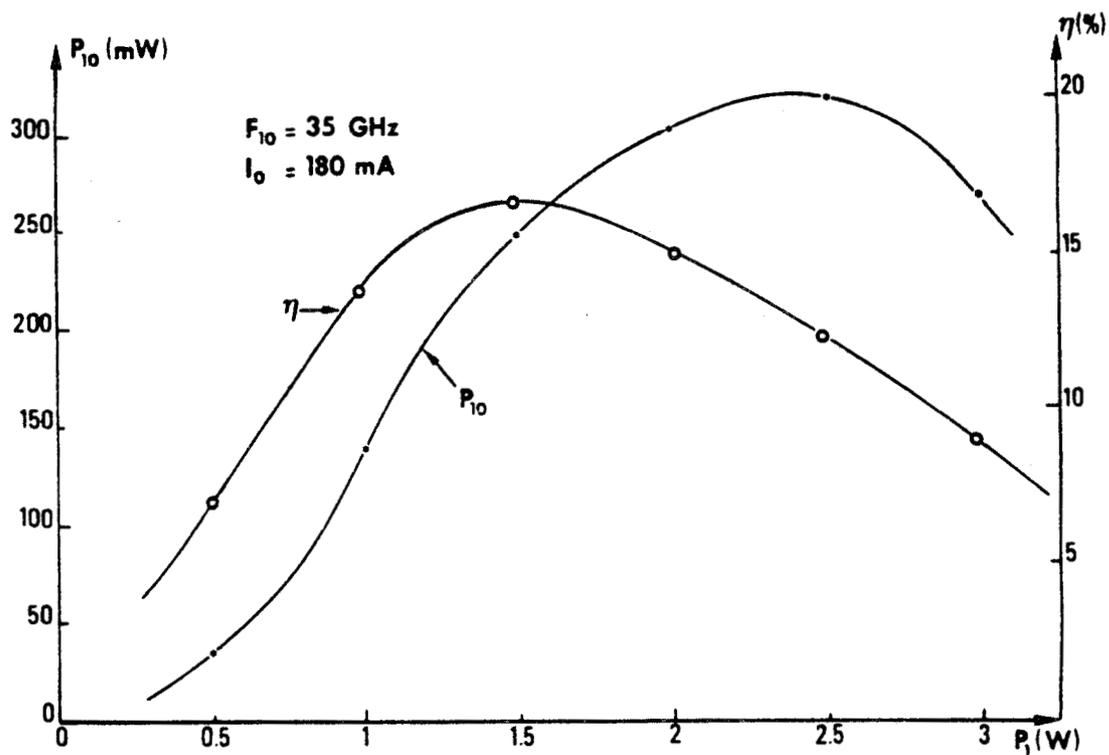


Figure 1 : Evolution expérimentale de la puissance de sortie et du taux de conversion d'un multiplicateur de fréquence par 10 en fonction de la puissance d'entrée.

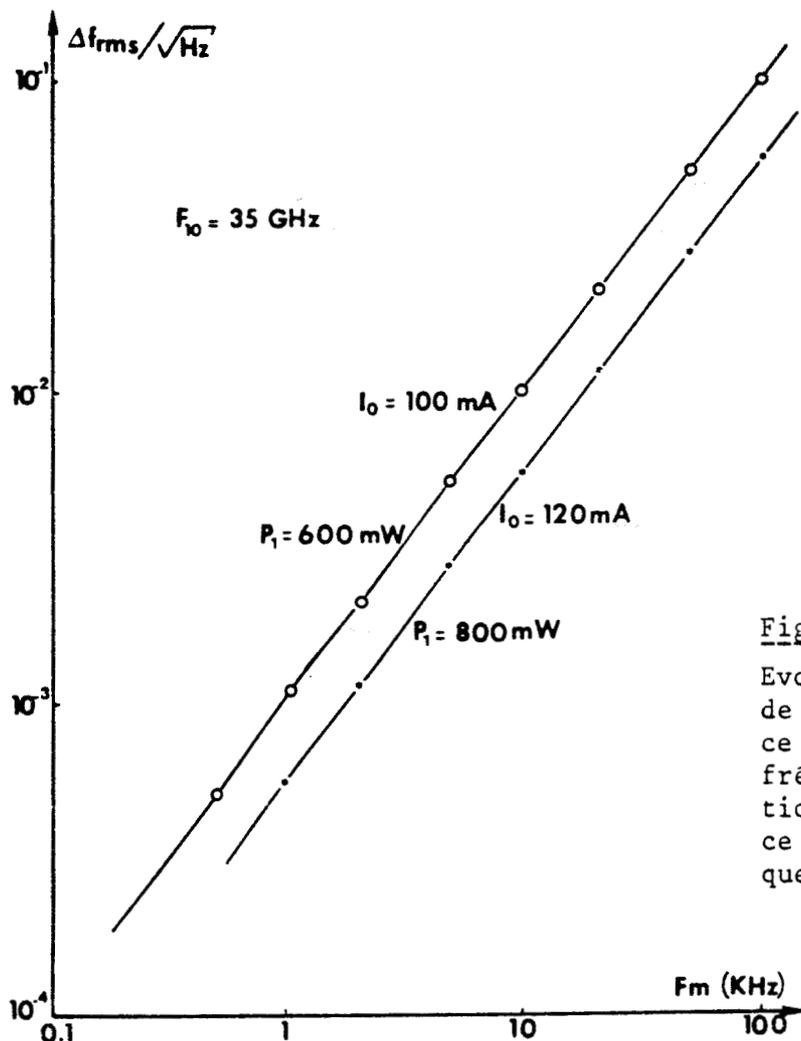


Figure 2 : Evolution du bruit ajouté de modulation de fréquence d'un multiplicateur de fréquence par 10 en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse.

- . Les applications de prédilection des multiplicateurs de fréquence à avalanche sont les multiplications de fréquence à haut rang d'harmonique ($10 \leq n \leq 20$ typiquement) avec des fréquences de sortie supérieures à 20 GHz. Pour des fréquences de sortie plus faibles, la non linéarité du dispositif peut poser des problèmes de stabilité au niveau du circuit de polarisation dans le cas d'application à forte puissance.
- . Les taux de conversion peuvent être élevés ($\eta \approx \frac{1}{n}$) si les circuits utilisés sont optimisés (figure 1).
- . Les puissances de sortie peuvent également être relativement élevées mais, là encore, de forts niveaux à la fréquence de sortie ne peuvent être obtenus qu'avec des circuits hyperfréquences relativement sophistiqués (figure 1).
- . Les niveaux de bruit de modulation de fréquence et de modulation d'amplitude ajoutés par de tels multiplicateurs peuvent être très faibles et convenir parfaitement aux applications du type oscillateur local ultra-stable (figure 2).

Par ailleurs, une étude théorique menée par C. DALLE [5] est actuellement en cours pour définir les limites fréquentielles ultimes de ces dispositifs.

Les premiers résultats de ce travail font apparaître une limite fréquentielle liée essentiellement à l'influence néfaste des phénomènes de transit des porteurs de charge dans la structure semi-conductrice lorsque la fréquence de sortie est élevée (figure 3).

En effet, les résistances négatives induites par ces phénomènes de transit indésirables peuvent être du même ordre de grandeurs que celles résultant du phénomène de multiplication de fréquence pour des fréquences de sortie supérieures à 70 GHz. La stabilité du dispositif devient alors très difficile à contrôler.

Comme nous l'avons dit précédemment, les performances potentielles des multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche sont extrêmement intéressantes (forte puissance -taux de conversion élevé - niveaux de bruit de modulation de fréquence et de modulation d'amplitude très faibles). Cependant, si les circuits classiques utilisant les lignes coaxiales et les guides d'onde permettent d'obtenir ces résultats, ils présentent, en contre partie, une complexité qui risque de décourager le concepteur éventuel non averti. C'est là un des problèmes majeurs de ces circuits non linéaires multifréquences, qui entraîne, de plus, un coût de production très élevé.

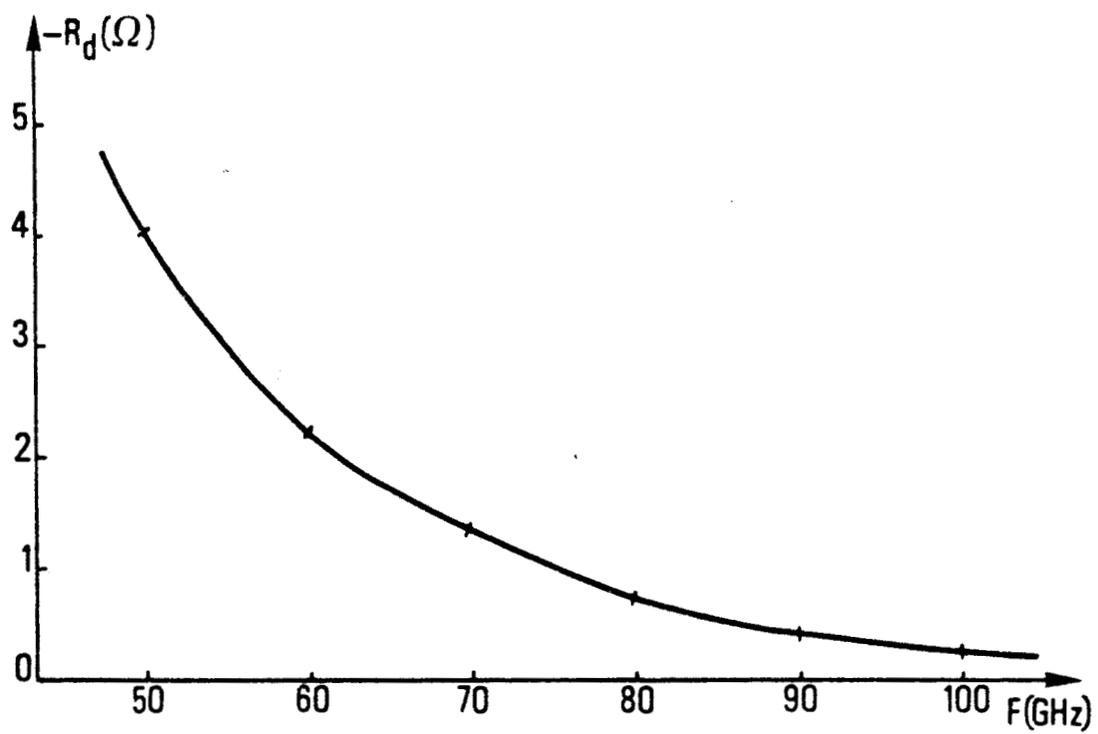


Figure 3 : Evolution fréquentielle de la résistance négative de sortie de la diode à avalanche.

Par ailleurs, la tendance actuelle dans la réalisation des systèmes est l'intégration monolithique ou hybride des fonctions de base. Une telle intégration pose, bien sûr, un problème au niveau de la conception initiale du circuit mais garantit, par la suite, une meilleure reproductibilité et l'absence de tout réglage, au détriment bien sûr des performances optimales. En outre, la nécessité de sources stables apparaît dans tous les systèmes, centimétriques ou millimétriques, si l'on veut profiter pleinement des avantages offerts par ces bandes de fréquences.

Le but fixé pour ce travail a donc été la réalisation de sources stables en gamme millimétrique, basée sur la multiplication de fréquence par diode à avalanche avec les contraintes suivantes :

- . Définir des circuits compatibles avec une intégration hybride, répondant aux critères de stabilité et de simplicité et permettant une reproductibilité à moindre coût pour des fréquences de sortie comprise entre 20 et 50 GHz.
- . Concevoir un dispositif permettant l'extension fréquentielle des multiplicateurs par diode à avalanche jusqu'en bande W (75-110 GHz) tout en conservant une grande simplicité de circuit permettant une reproductibilité aisée.

L'aboutissement de notre travail est la réalisation d'oscillateurs locaux ultra-stables moyennes puissances, présentant des niveaux de bruit de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse très faibles.

L'exposé de notre travail se décompose en quatre chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous rappelons le principe de la multiplication de fréquence par diode à avalanche. Cette partie du mémoire apportera aux lecteurs une meilleure compréhension des phénomènes de base rencontrés dans de tels systèmes.
- Le deuxième chapitre présente les moyens de l'étude. Les simulations numériques utilisées y sont rapidement décrites ainsi que les programmes de conception des circuits et les différents dispositifs de mesure.
- Le troisième chapitre est consacré à la conception et à la réalisation des sources stables en structure intégrée hybride. Nous présentons dans ce chapitre, les impératifs relatifs au circuit et nous donnons les solutions qui satisfont les contraintes que nous nous sommes fixées dans cette étude (simplicité, reproductibilité, stabilité, compatibilité avec l'intégration monolithique). Les résultats concernant quatre circuits multiplicateurs de fréquence par diode à avalanche y sont également exposés.

- Dans le quatrième chapitre, nous décrivons une solution simple pour étendre le domaine fréquentiel de ces sources jusqu'à la bande W (75-110 GHz). Cette source est basée sur le principe du verrouillage par injection d'une diode Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique par un signal issu d'un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche au voisinage de 50 GHz.

CHAPITRE I

PRINCIPE DE BASE DE LA MULTIPLICATION
DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHE

CHAPITRE II - PRINCIPE DE BASE DE LA MULTIPLICATION DE FREQUENCE PAR DIODE A AVALANCHEI-1 Rappel du principe général de la multiplication de fréquence

La multiplication de fréquence est possible chaque fois qu'un signal périodique est appliqué aux bornes d'une impédance non linéaire. Cette impédance peut être caractérisée par le fait que sa résistance, sa capacitance ou son inductance varient instantanément avec le courant ou la tension à ses bornes.

Le taux de conversion d'un générateur d'harmoniques à résistance non linéaire ne peut dépasser $1/n^2$, (n étant le rang d'harmonique) à cause des pertes dans la résistance [1].

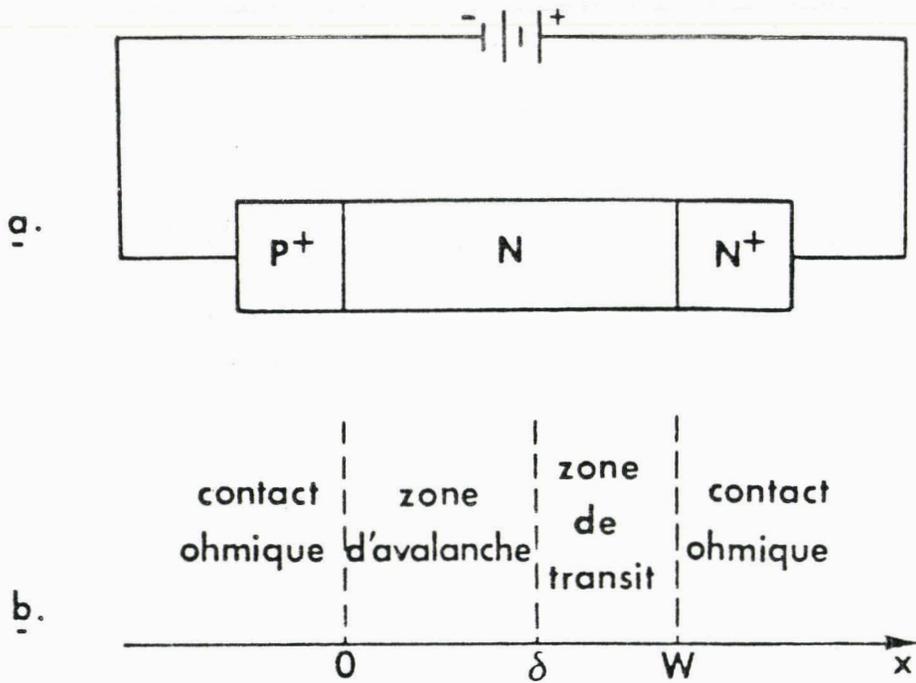
Par contre, les taux de conversion des générateurs d'harmoniques à réactance non linéaire, peuvent, en théorie et conformément aux lois de Manley-Rowe [2], atteindre 100 %.

On distingue deux types de multiplicateurs de fréquences à réactance non linéaire

- les multiplicateurs de fréquences à capacitance non linéaire $C(V)$ [3]. Les plus connus sont les multiplicateurs à diode varactor utilisant la variation instantanée de la capacité de la jonction sous l'effet du signal alternatif d'entrée.
- les multiplicateurs de fréquences à inductance non linéaire $L(I)$ [4] [5]. C'est cette dernière non linéarité, présentée par un semi-conducteur en régime d'avalanche et étudiée depuis quelques années au Centre Hyperfréquences et Semi-Conducteurs de LILLE [6] [7] [8] [9] que nous utiliserons dans notre étude.

I-2 Multiplication de fréquence par diode à avalancheI-2-a Structure d'une diode à avalanche

Une diode à avalanche est constituée fondamentalement d'une jonction polarisée en inverse, en régime d'avalanche.



W = longueur de la zone active N

δ = longueur de la zone d'avalanche

$W - \delta$ = longueur de la zone de transit

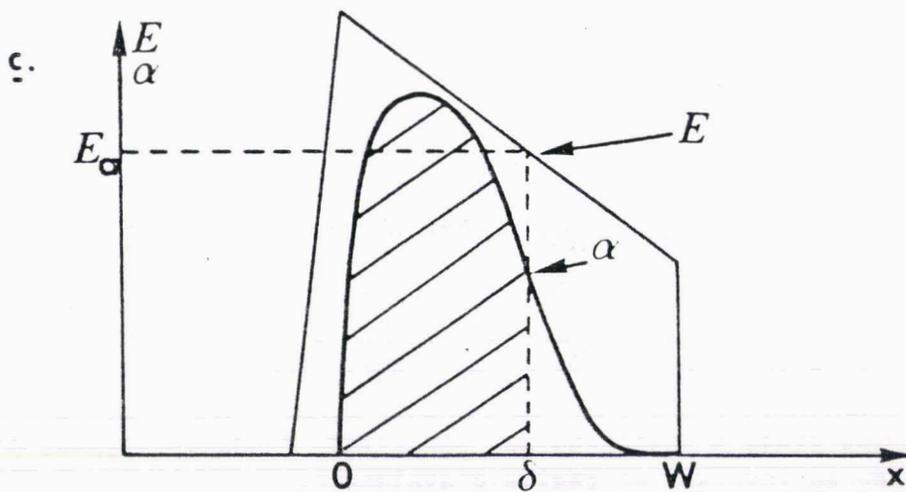


Figure 4 : Structure et profil de champ électrique d'une diode à avalanche.

Dans le cas d'une jonction P.N, la structure de la diode à avalanche est du type P+NN+ (figure 4a). Les deux zones très fortement dopées, P+ et N+, constituent les collecteurs de la jonction et assurent un excellent contact ohmique.

La zone N, appelée zone active de la diode, peut schématiquement se décomposer en deux parties distinctes (figure 4b) :

- une zone d'avalanche où le champ électrique est suffisamment important pour permettre la multiplication des porteurs sous l'effet de l'ionisation par choc. C'est une zone de création de trous et d'électrons qui joue le rôle de source.
- Une zone de transit, entre la zone d'injection et le collecteur N+ où, à l'opposé de la zone d'avalanche, le champ électrique n'est pas assez élevé pour provoquer une ionisation par choc d'importance suffisante. Dans cette zone, les porteurs (électrons ou trous) se déplacent de la source vers le collecteur correspondant, à une vitesse proche de leur vitesse limite.

I-2-b Fonctionnement d'une diode à avalanche pour multiplication de fréquence

Le phénomène d'ionisation par choc et de multiplication des porteurs est très dépendant de l'amplitude du champ électrique (figure 4c). C'est donc dans la zone d'avalanche que l'interaction entre la tension périodique appliquée et le courant de porteurs produit sera la plus importante.

Dans cette étude, nous nous limiterons au cas où le dispositif n'est constitué que d'une simple zone d'avalanche. Cette hypothèse est justifiée par le fait que le siège de la multiplication de fréquence se trouve dans la zone en avalanche. De plus, comme l'a montré P.A. ROLLAND [9], le phénomène de transit des porteurs ne favorise pas le régime de multiplication de fréquence. Il constitue au contraire un phénomène parasite limitant les possibilités de ce mode de fonctionnement.

Considérons donc une structure P+NN+ dont la zone N est réduite à sa zone d'avalanche et telle que la transition NN+ corresponde à une variation très brutale des concentrations en impuretés. Cette diode présente un profil de champ électrique, illustré figure 5, similaire à celui des diodes P.I.N.

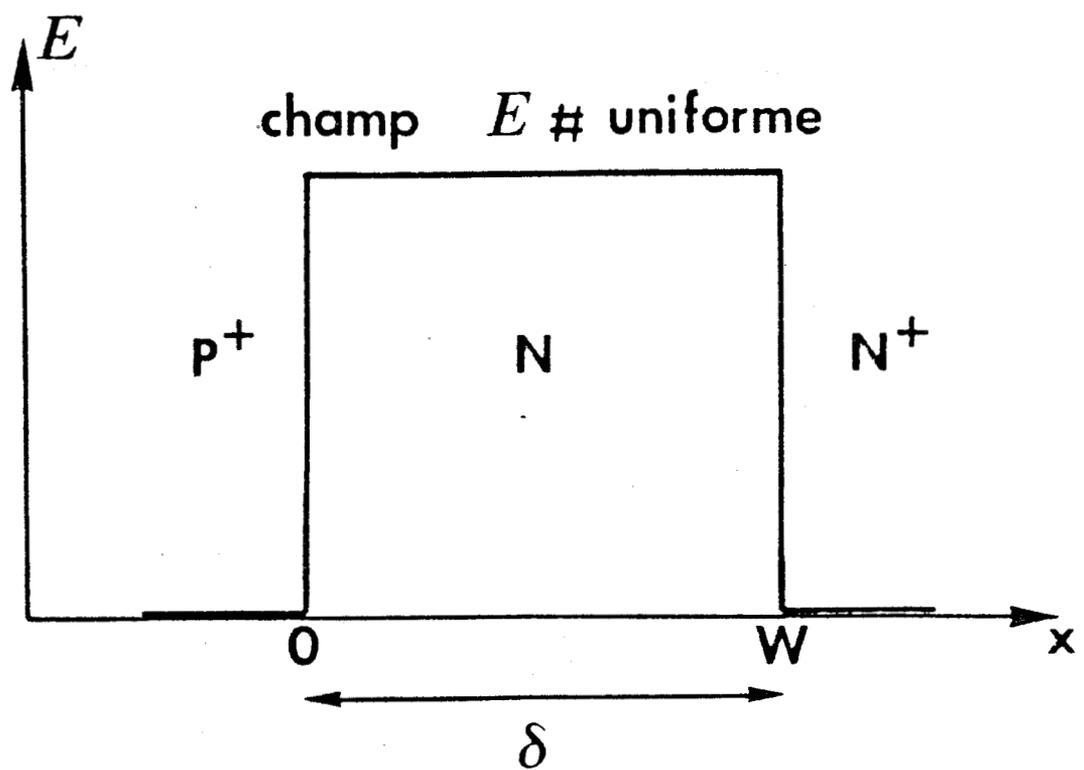


Figure 5 : Profil de champ électrique d'une diode à avalanche pour multiplication de fréquence.

En négligeant l'effet du temps de transit et les gradients spatiaux des grandeurs électriques, l'évolution temporelle du courant de conduction est régie par l'équation de Read généralisée [10] .

$$\tau_i \frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) [\bar{\alpha} \cdot \delta - 1] + I_s$$

où :

- . τ_i est le temps de réponse intrinsèque du phénomène d'avalanche
- . $\bar{\alpha}$ est le taux d'ionisation moyen correspondant aux deux types de porteurs : $\bar{\alpha}_n$ pour les électrons
 $\bar{\alpha}_p$ pour les trous
- . δ est la longueur de la zone d'avalanche
- . I_s est le courant de saturation de la jonction.

Si on néglige le courant de saturation, hypothèse parfaitement justifiée dans notre cas, l'intégration de l'équation de Read nous donne immédiatement l'expression du courant de conduction.

$$I_{ca}(t) = I_{00} \exp \left[\int_0^t \left(\frac{\bar{\alpha}(E(t)) \cdot \delta - 1}{\tau_i} \right) dt' \right]$$

Les taux d'ionisation, pour les deux types de porteurs, sont définis analytiquement par les expressions suivantes [11] [12] .

$$\alpha_n = A_n \exp \left[- \left(\frac{B_n}{E} \right)^D \right] \text{ pour les électrons}$$

$$\alpha_p = A_p \exp \left[- \left(\frac{B_p}{E} \right)^D \right] \text{ pour les trous}$$

Nous constatons que le taux d'ionisation moyen est une fonction extrêmement non linéaire du champ électrique et donc de la tension $V(t)$ appliquée aux bornes de la jonction.

La relation entre le courant de conduction $I_{ca}(t)$ et la tension $V(t)$ se présente sous la forme analytique d'une fonction exponentielle d'exponentielle. On peut donc s'attendre à ce que cette zone d'avalanche ait un comportement très fortement non linéaire.

La tension $V(t)$ appliquée aux bornes de la jonction comporte une composante continue V_{a0} et une composante périodique $V_a(t)$. Elle s'écrit :

$$V(t) = V_{a0} + V_a(t)$$

Pour étudier les différents régimes de fonctionnement, nous décomposons le taux d'ionisation moyen en série de Taylor autour de sa valeur moyenne $\bar{\alpha}(V_{a0})$.

Soit :

$$\bar{\alpha}(V(t)) = \bar{\alpha}(V_{a0}) + \frac{\bar{\alpha}'}{\delta} V_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2 \cdot \delta^2} V_a^2(t) + \dots$$

où

$$\bar{\alpha}' = \left(\frac{d\bar{\alpha}}{dV} \right)_{V=V_{a0}} \quad \bar{\alpha}'' = \left(\frac{d^2\bar{\alpha}}{dV^2} \right)_{V=V_{a0}}$$

Suivant l'amplitude de la composante périodique de la tension $V_a(t)$, le développement du taux d'ionisation moyen $\bar{\alpha}(V(t))$ pourra être limité au premier ou au second ordre ou éventuellement à un ordre supérieur.

a) Cas d'une tension $V_a(t)$ de très faible amplitude

Dans ce cas, on se limite au développement au premier ordre du taux d'ionisation moyen et de l'exponentielle figurant dans l'expression du courant de conduction.

Nous avons alors :

$$\bar{\alpha}(V(t)) = \bar{\alpha}(V_{a0}) + \frac{\bar{\alpha}'}{\delta} V_a(t)$$

ce qui donne :

$$I_{ca}(t) = I_{o0} \left[1 + \int_0^t \frac{(\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta + \bar{\alpha}' \cdot V_a(t) - 1)}{\tau_i} dt' \right]$$

Pour que le courant de conduction soit périodique, il faut satisfaire la condition d'avalanche qui s'écrit dans ce cas :

$$\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta - 1 = 0$$

En dérivant l'équation précédente, nous obtenons une relation liant le courant de conduction et la composante alternative de la tension :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = \frac{I_{00} \cdot \bar{\alpha}'}{\tau_i} \cdot V_a(t)$$

Cette équation met en évidence le comportement d'inductance linéaire de la diode à avalanche réduite à sa zone d'avalanche en régime petit signal ($V = -L \frac{dI}{dt}$)

$$L_a = \frac{I_{00} \cdot \bar{\alpha}'}{\tau_i}$$

Il n'y a donc pas, dans ce cas, de possibilité de multiplication de fréquence.

b) Cas d'une tension $V_a(t)$ de faible amplitude

Le développement du taux d'ionisation moyen $\bar{\alpha}$ au premier ordre reste valable. Par contre, celui de l'exponentielle ne l'est plus.

Repartons de l'équation de Read généralisée dans laquelle nous limitons le développement du taux d'ionisation moyen, $\bar{\alpha}$, au premier ordre.

Il vient :

$$\tau_i \frac{dI_{co}(t)}{dt} = I_{co}(t) \left[\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta + \bar{\alpha}' V_a(t) - 1 \right]$$

La condition d'avalanche, $\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta - 1 = 0$, doit toujours être vérifiée pour assurer la périodicité du courant de conduction.

Nous obtenons finalement :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \frac{\alpha'}{\tau_i} V_a(t)$$

La zone d'avalanche se comporte comme une inductance non linéaire dont la valeur instantanée dépend du courant de conduction.

$$L_o(I_{ca}(t)) = \frac{\tau_i}{\alpha' I_{ca}(t)}$$

Ce dernier résultat peut s'interpréter d'un point de vue phénoménologique.

Interprétation physique

Dans la zone d'avalanche, le taux d'ionisation est très sensible à l'amplitude de la tension $V(t)$ appliquée aux bornes de la jonction.

Cette amplitude varie périodiquement dans le temps autour de sa valeur moyenne V_{ao} . Les variations temporelles du taux d'ionisation peuvent suivre instantanément l'évolution temporelle de la tension hyperfréquence. Par contre, il n'en est pas de même pour la concentration en porteurs libres.

Ecrivons les équations de continuité pour les électrons et les trous. Nous avons :

$$\begin{cases} \frac{\delta n}{\delta t} = g + \frac{1}{q} \frac{\delta J_n}{\delta x} \\ \frac{\delta p}{\delta t} = g - \frac{1}{q} \frac{\delta J_p}{\delta x} \end{cases}$$

où g est le taux de génération de porteurs libres

$$g = \alpha_n v_n n + \alpha_p v_p p$$

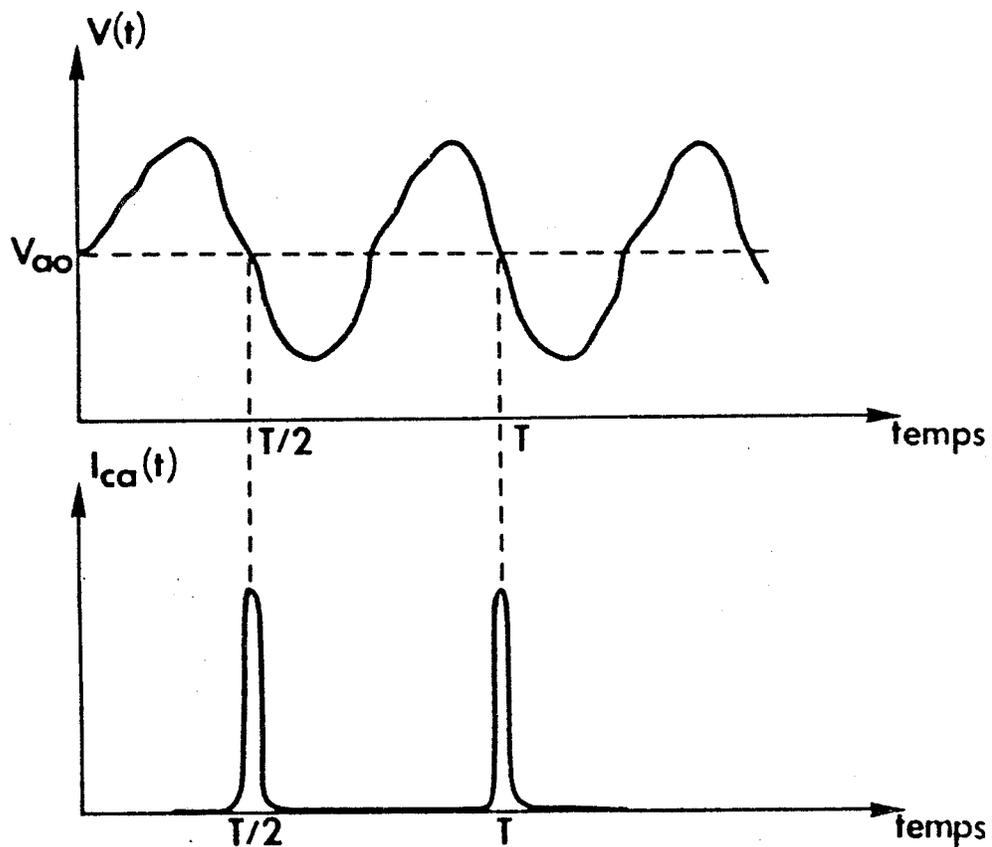


Figure 6 : Evolution de la tension et du courant de conduction.

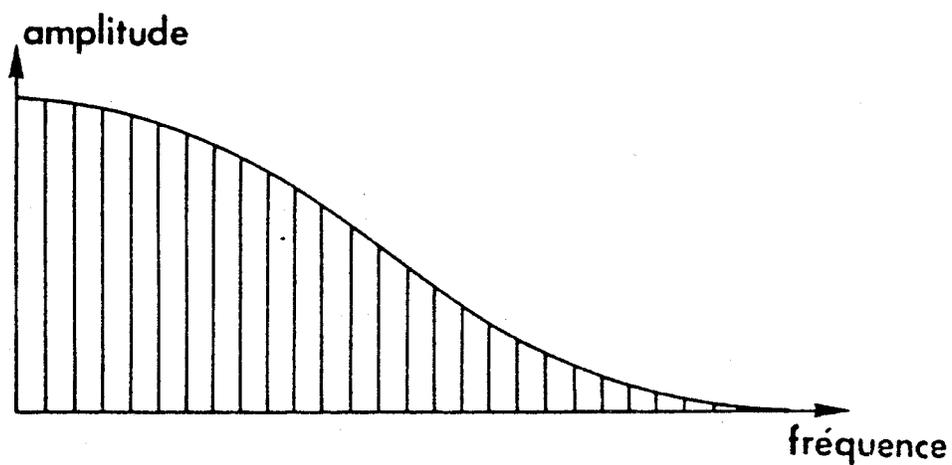


Figure 7 : Spectre du courant de conduction injecté dans le circuit de charge.

Ce taux de génération dépend non seulement de la valeur instantanée de la tension hyperfréquence mais aussi de la concentration en porteurs libres existants.

En conséquence, tant que la valeur instantanée de la tension hyperfréquence est supérieure à sa valeur moyenne V_{a0} , le taux de génération des paires électrons-trous sera supérieur au rythme de départ de ces porteurs de la zone d'avalanche. Ce phénomène cumulatif s'accompagne d'une croissance exponentielle de la concentration des porteurs libres et de la densité de courant. Au contraire, lorsque la valeur instantanée de la tension hyperfréquence est inférieure à sa valeur moyenne V_{a0} , le taux de génération des paires électrons-trous décroît, entraînant une diminution de la densité de courant. Le courant de conduction, résultant de ce processus, va donc passer par un maximum lorsque la composante périodique de la tension aux bornes de la zone d'avalanche passe d'une valeur positive à une valeur négative.

De plus, ce courant croît et décroît en suivant une loi de type exponentielle.

Il se présentera donc sous la forme d'une impulsion très courte qui passe par son maximum avec un retard d'un quart de période sur la tension (figure 6), ce qui traduit le comportement selfique de la zone d'avalanche.

Ajoutons que la forme de l'évolution temporelle du courant de conduction montre de façon évidente sa richesse en harmoniques (figure 7).

Calculons maintenant la puissance dissipée dans la diode à chaque cycle en vue de déterminer le taux de conversion.

Elle s'exprime de façon générale par :

$$\mathcal{P} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V(t) I_{ca}(t) dt$$

comme

$$V(t) = V_{a0} + V_a(t)$$

alors

$$\mathcal{P} = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V_{a0} I_{ca}(t) dt + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V_a(t) I_{ca}(t) dt$$

Or

$$I_o = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} I_{ca}(t) dt$$

est le courant moyen ; soit

le courant de polarisation I_o imposé par l'alimentation continue d'où :

$$\mathcal{P} = V_{a0} I_o + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V_a(t) I_{ca}(t) dt$$

Nous avons vu que l'équation de Read permet d'écrire :

$$\frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \frac{\bar{\alpha}'}{\tau_i} V_a(t)$$

d'où il vient :

$$\mathcal{P} = V_{a0} I_o + \frac{\tau_i}{\bar{\alpha}'} \frac{1}{T} \left[I_{ca}(t) \right]_{t_0}^{t_0+T}$$

Le courant de conduction étant périodique

$$\left[I_{ca}(t) \right]_{t_0}^{t_0+T} = 0$$

$$\mathcal{P} = V_{a0} I_o = P_o$$

où P_o est la puissance continue fournie à la diode.

Cette puissance continue d'alimentation est dissipée intégralement en chaleur dans la diode. Il n'y a donc aucune conversion directe de puissance entre la source d'alimentation et le signal hyperfréquence.

Le taux de conversion est donc de 100 % conformément aux lois de Manley-Rowe.

c) Cas d'une tension $V_a(t)$ de forte amplitude

Ce cas se rapproche des conditions de fonctionnement rencontrées dans la pratique.

Nous introduisons le terme du deuxième ordre du développement du taux d'ionisation moyen dans l'équation de Read qui s'écrit alors :

$$\tau_i \frac{dI_{ca}(t)}{dt} = I_{ca}(t) \left[\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta + \bar{\alpha}' \cdot V_a(t) + \frac{\bar{\alpha}''}{2 \cdot \delta} \cdot V_a^2(t) - 1 \right]$$

La condition d'avalanche impose $\bar{\alpha}(V_{a0}) \cdot \delta - 1 = 0$ d'où il vient :

$$V_a(t) = \frac{\tau_i}{\bar{\alpha}'} \frac{dI_{ca}(t)}{I_{ca}(t) \cdot dt} - \frac{\bar{\alpha}''}{2 \cdot \bar{\alpha}' \cdot \delta} V_a^2(t)$$

La différence par rapport au cas précédent réside dans l'apparition du terme quadratique, $V_a^2(t)$, traduisant l'accroissement de la non-linéarité.

Calculons la composante continue de la tension aux bornes de la diode. Elle est donnée par :

$$V_0 = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V(t) dt = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} (V_{a0} + V_a(t)) dt$$

$$V_0 = V_{a0} + \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V_a(t) dt$$

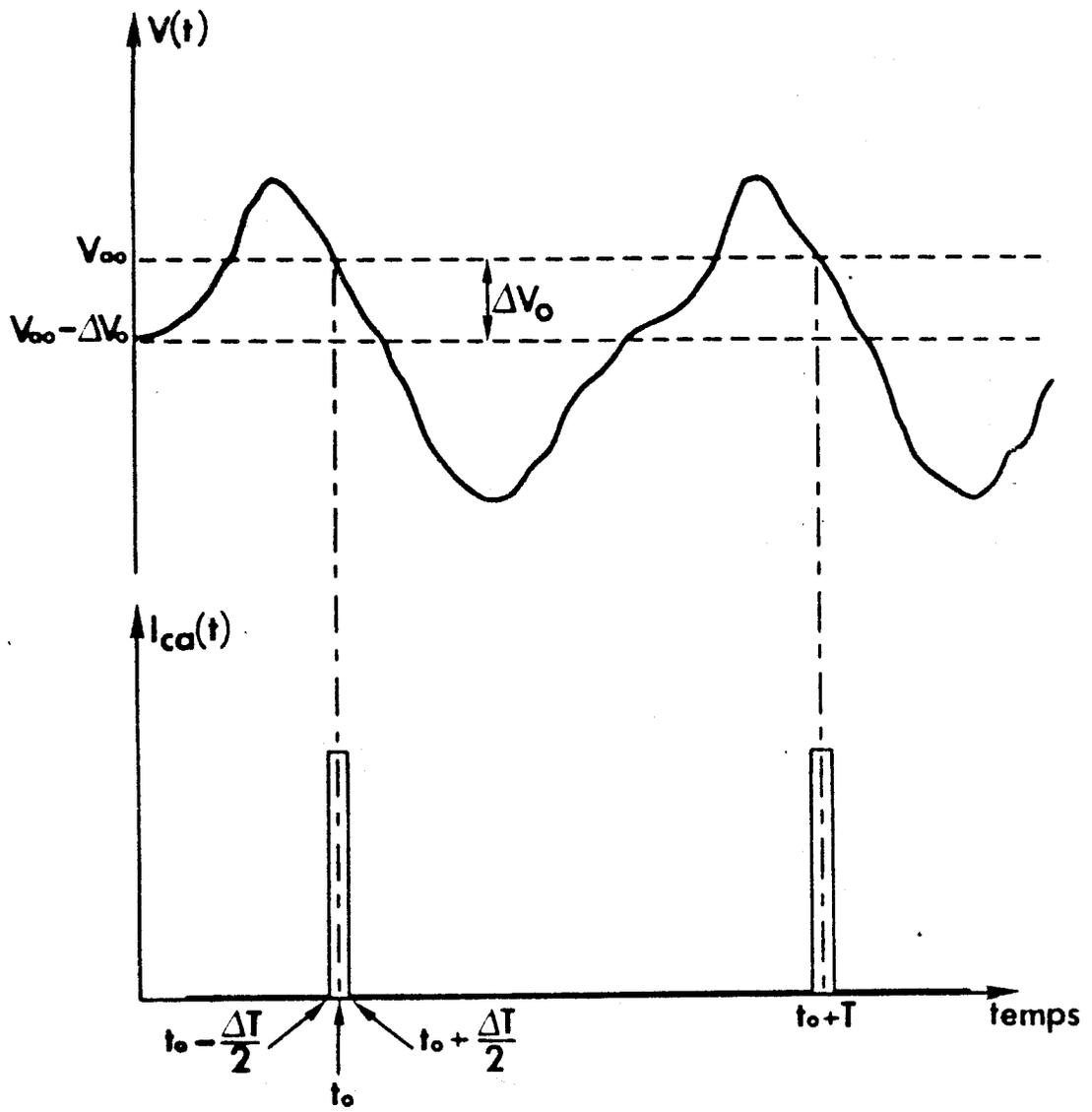


Figure 8 :

Le courant de conduction étant périodique nous avons :

$$V_o = V_{ao} - \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} \frac{\bar{\alpha}''}{2 \cdot \bar{\alpha}' \cdot \delta} V_a^2(t) dt$$

soit

$$V_o = V_{ao} - \Delta V_o$$

avec

$$\Delta V_o = \frac{\bar{\alpha}''}{2 \cdot \bar{\alpha}' \cdot \delta} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} V_a^2(t) dt$$

Nous constatons que l'introduction du terme quadratique a comme effet que la composante continue de la tension aux bornes de la diode n'est plus égale à la tension d'avalanche en régime linéaire, V_{ao} , mais qu'elle subit une diminution d'une quantité ΔV_o .

Assimilons le courant de conduction $I_{ca}(t)$ à une impulsion rectangulaire de largeur ΔT et d'amplitude $I_o \frac{T}{\Delta T}$.

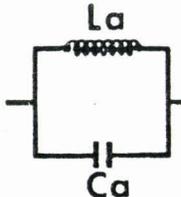
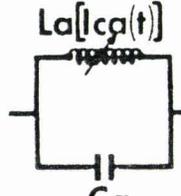
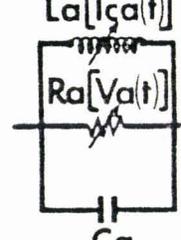
Cette impulsion se produit, si ΔT est suffisamment petit, lorsque la valeur de la tension instantanée $V(t)$ aux bornes de la diode est égale à la tension d'avalanche V_{ao} .

La diminution de la composante continue de la tension aux bornes de la diode fait donc que le maximum de courant de conduction se produira avec un retard inférieur au quart de période par rapport au maximum de la tension (figure 8).

Ceci se traduit par un déphasage supplémentaire de la composante fondamentale du courant par rapport à la composante fondamentale de la tension, donc par une dissipation de puissance supplémentaire à la fréquence fondamentale ce qui nous amène à la conclusion suivante.

Dans un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche, en régime fortement non linéaire, la zone d'avalanche se comporte comme une inductance non linéaire $L_a [I_{ca}(t)]$ associée à une résistance de perte également non linéaire $R_a [V_a(t)]$.

Dans ce cas, les taux de conversion hyperfréquences sont inférieurs à l'unité.

Régime :	Schéma équivalent de la zone d'avalanche	Taux de conversion
Linéaire	 $L_a = \frac{\tau_1}{\alpha' I_0}$	0 %
Faiblement non linéaire	 $L_a[I_{ca}(t)] = \frac{\tau_1}{\alpha' I_{ca}(t)}$	100 %
Fortement non linéaire		< 100 %

$$C_a = \frac{\epsilon S}{\delta}$$

S : surface de la jonction

Tableau I :

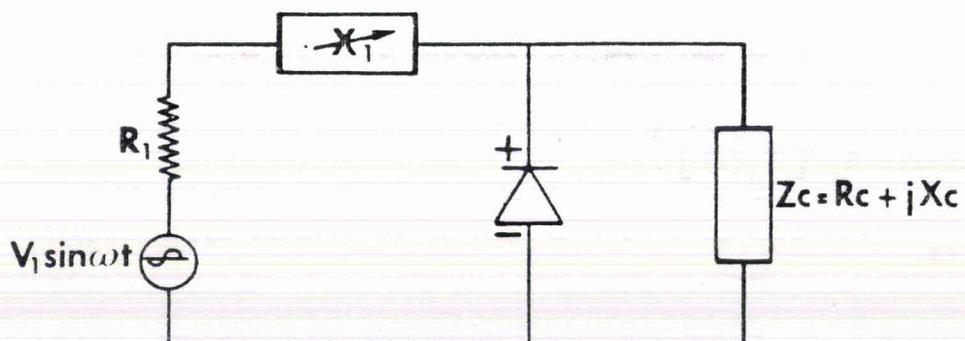


Figure 9 :

Les résultats des trois cas traités ci-dessus sont résumés dans le tableau I où nous avons reporté le schéma équivalent de la zone d'avalanche et les taux de conversion hyperfréquences attendus.

Nous introduisons dans ces schémas la capacité de la zone d'avalanche C_a qui caractérise le courant de déplacement. Elle vaut :

$$C_a = \frac{\epsilon \cdot S}{\delta}$$

où S est la surface de la jonction.

I-3 Etude préliminaire du circuit de multiplication

Dans le paragraphe précédent, nous avons rapidement mis en évidence l'effet d'inductance non linéaire observé dans une diode à avalanche réduite à sa zone d'avalanche mettant ainsi en évidence la multiplication de fréquence. Nous allons maintenant traiter le problème de façon analytique un peu plus complète en considérant l'ensemble constitué de la diode de multiplication et du circuit (figure 9).

I-3-a Constitution de l'ensemble du circuit

Pour résoudre ce problème, nous considérons une diode à avalanche réduite à sa zone d'avalanche. Dans cette zone, nous représentons le courant de conduction à chaque fréquence harmonique, $I_{ca}(\omega)$, par un générateur de courant et nous décrivons le courant de déplacement correspondant par une capacité de valeur C_a .

A la fréquence d'entrée, l'adaptation sera relativement aisée. Nous traiterons ce problème en détail par la suite. Nous nous limiterons donc à définir, à l'entrée du multiplicateur, la puissance P_e délivrée par le générateur primaire.

Aux différentes fréquences harmoniques, nous schématisons le circuit par l'impédance de charge $Z_L(\omega)$ qui s'écrit :

$$Z_L(\omega) = R_L(\omega) + jX_L(\omega)$$

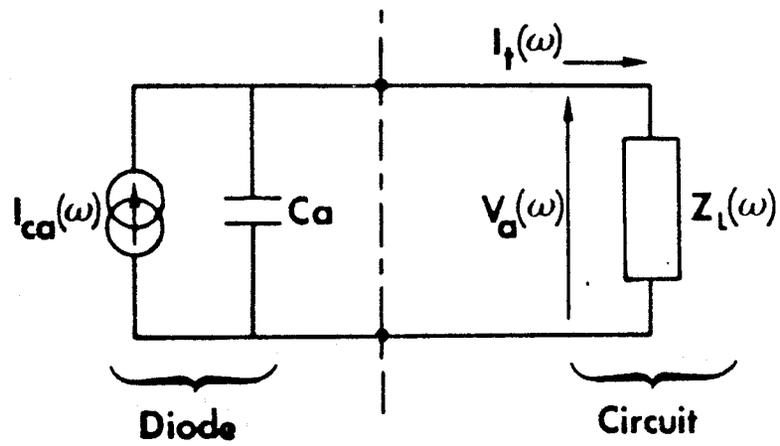
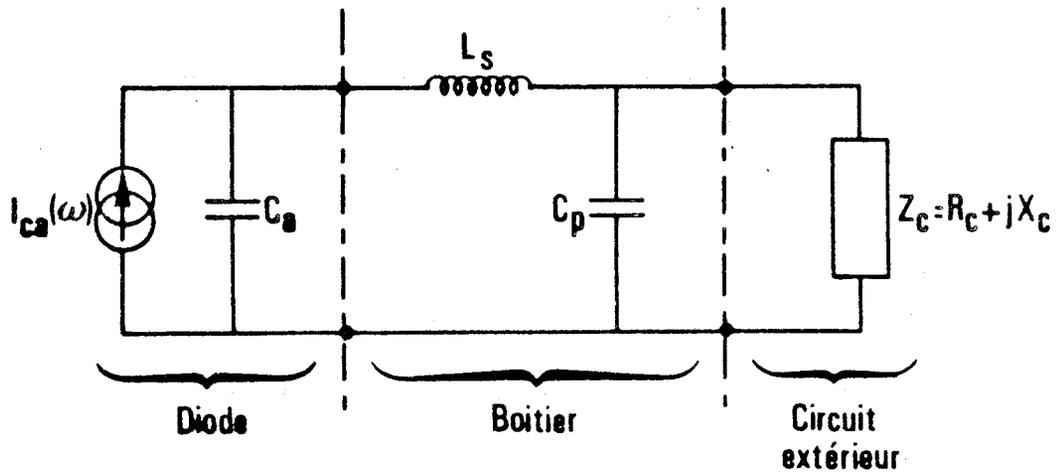


Figure 10 : Schéma équivalent diode-circuit aux différentes fréquences harmoniques.

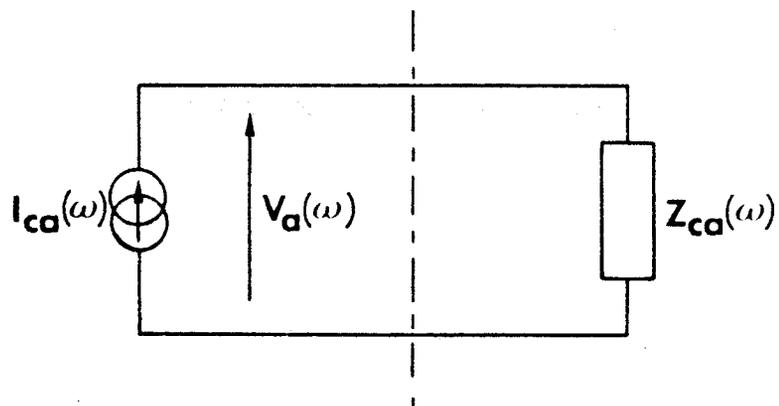


Figure 11 : Schéma équivalent du circuit.

Cette impédance inclut les résistances, inductances et capacités parasites du boîtier ainsi que l'impédance $Z_c(\omega) = R_c(\omega) + j.X_c(\omega)$ présentée à la diode par le circuit extérieur. Nous représentons figure 10 le schéma équivalent de l'ensemble diode-circuit aux différentes fréquences harmoniques.

I-3-b Définition des grandeurs caractéristiques

Nous notons $V_a(\omega)$ la tension développée aux bornes de la diode aux différentes fréquences harmoniques. Le courant total $i_t(\omega)$, à chaque fréquence harmonique, s'obtient facilement par la relation linéaire suivante (conservation du courant total) :

$$\begin{array}{l} \boxed{i_t(\omega) = I_{ca}(\omega) + j\omega C_a V_a(\omega)} \\ \text{avec} \quad \boxed{V_a(\omega) = Z_L(\omega) i_t(\omega)} \end{array}$$

Ces deux équations conduisent à une relation linéaire liant les composantes du courant de conduction et de la tension aux bornes de la zone d'avalanche aux différentes fréquences harmoniques :

$$\boxed{V_a(\omega) [1 + j\omega C_a Z_L(\omega)] + I_{ca}(\omega) Z_L(\omega) = 0}$$

Le rapport de ces deux composantes définit l'impédance de conduction aux diverses fréquences harmoniques $Z_{ca}(\omega)$ qui vaut :

$$\boxed{Z_{ca}(\omega) = \frac{V_a(\omega)}{I_{ca}(\omega)} = \frac{-Z_L(\omega)}{1 + j\omega C_a Z_L(\omega)}}$$

Nous remarquons que, pour une géométrie de diode donnée, cette impédance est imposée par le circuit de charge défini précédemment et qui inclut les éléments parasites éventuels du boîtier.

Nous présentons, figure 11, le schéma équivalent du circuit aux différentes fréquences harmoniques.

La puissance émise par la diode à la fréquence harmonique n s'écrit :

$$P_S(n\omega) = \frac{1}{2} V_a(n\omega) \cdot I_{ca}(n\omega) \cos \phi_n$$

où ϕ_n est le déphasage entre les deux composantes $V_a(n\omega)$ et $I_{ca}(n\omega)$ imposé par l'impédance de conduction :

$$\phi_n = \angle Z_{ca}(n\omega)$$

Cette puissance peut s'exprimer en fonction de l'impédance de conduction $Z_{ca}(n\omega)$. Elle s'écrit alors :

$$P_S(n\omega) = \frac{1}{2} I_{ca}^2(n\omega) \cdot |Z_{ca}(n\omega)| \cdot \cos \phi_n$$

$$P_S(n\omega) = \frac{1}{2} I_{ca}^2(n\omega) \cdot R_{ca}(n\omega)$$

où

$$R_{ca}(n\omega) = |Z_{ca}(n\omega)| \cos \phi_n$$

Ces grandeurs ont pour expression :

$$Z_{ca}(n\omega) = \frac{|Z_L(n\omega)|}{\sqrt{n^2\omega^2 C_a^2 |Z_L(n\omega)|^2 + 1 - 2n\omega C_a X_L(n\omega)'}}$$

$$\phi_n = \text{Arctg} \left[\frac{n\omega C_a |Z_L(n\omega)|^2 - X_L(n\omega)}{R_L(n\omega)} \right] + \pi$$

$$R_{ca}(n\omega) = \frac{-R_L(n\omega)}{n^2\omega^2 C_a^2 |Z_L(n\omega)|^2 + 1 - 2n\omega C_a X_L(n\omega)'}$$

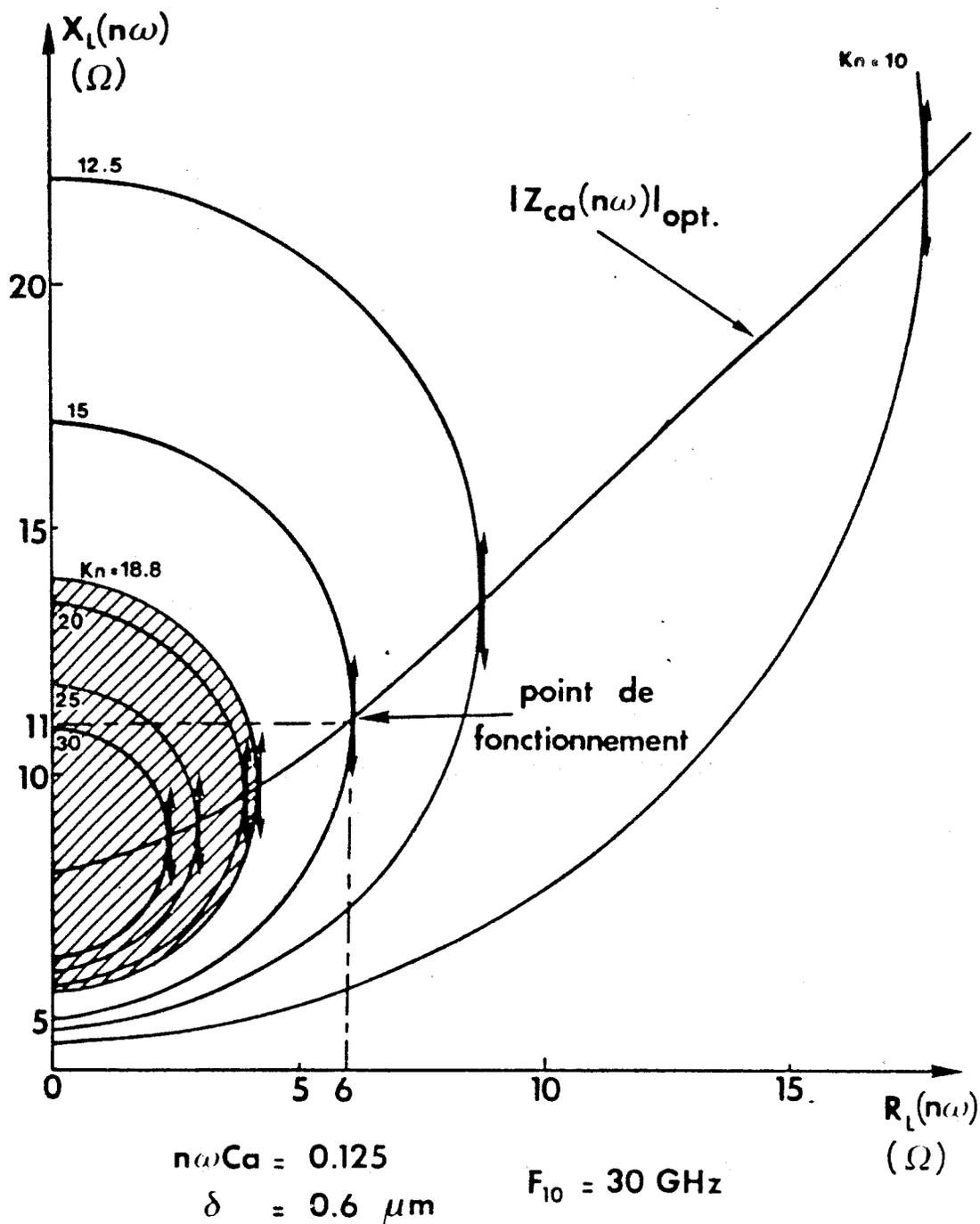


Figure 12 : Courbes isotention de sortie d'une diode Silicium TM 108.

Nous remarquons que connaissant l'amplitude de la composante de courant à la fréquence harmonique n , $I_{ca}(n\omega)$, il est alors possible de calculer la puissance disponible en sortie du multiplicateur.

I-3-c Evaluation des performances

Nous nous proposons, à titre d'exemple, d'évaluer les performances hyperfréquences d'un multiplicateur de fréquence par 10 dont la fréquence de sortie est proche de 30 GHz.

Les études antérieures [9] ont montré que la puissance maximum émise par la diode est sensiblement obtenue lorsque le module de l'impédance de conduction est maximum ; ce qui correspond au maximum de la composante de tension développée à la fréquence de sortie.

Décrivons les lieux à $|Z_{ca}(n\omega)| = \text{constante}$ dans un diagramme $R_L(n\omega)$, $X_L(n\omega)$. Ces lieux représentent, pour une amplitude constante de la n ème composante du courant, les courbes isotension de sortie pour une diode donnée.

Nous obtenons, en écrivant $|Z_{ca}(n\omega)| = Kn$, des faisceaux de cercles dont les centres et les rayons sont donnés par :

Centre des cercles :

$$R_L(n\omega) = 0$$

$$X_L(n\omega) = \frac{n\omega C_a k_n^2}{n^2 \omega^2 C_a^2 k_n^2 - 1}$$

Rayon des cercles :

$$P_{kn} = \frac{kn}{|k_n^2 n^2 \omega^2 C_a^2 - 1|}$$

Ces courbes sont représentées figure 12 pour six valeurs de Kn allant de 10 à 30.

Elles correspondent aux diodes à avalanche au silicium utilisées dans cette étude et réalisées à la THOMSON DCM (Lot TM 108).

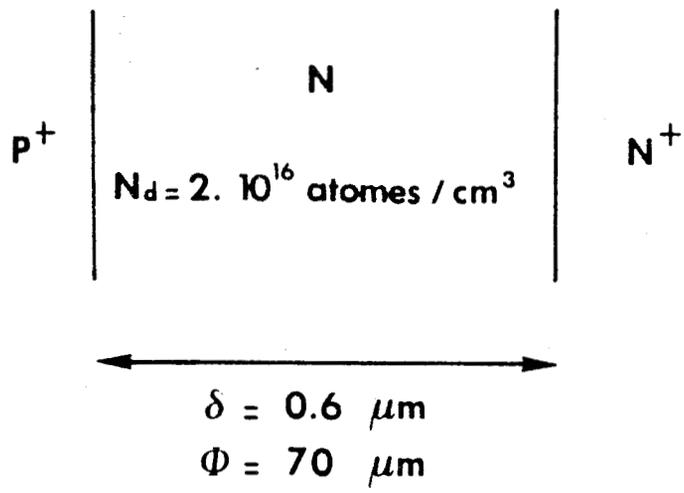


Figure 13 : Caractéristiques des diodes TM 108.

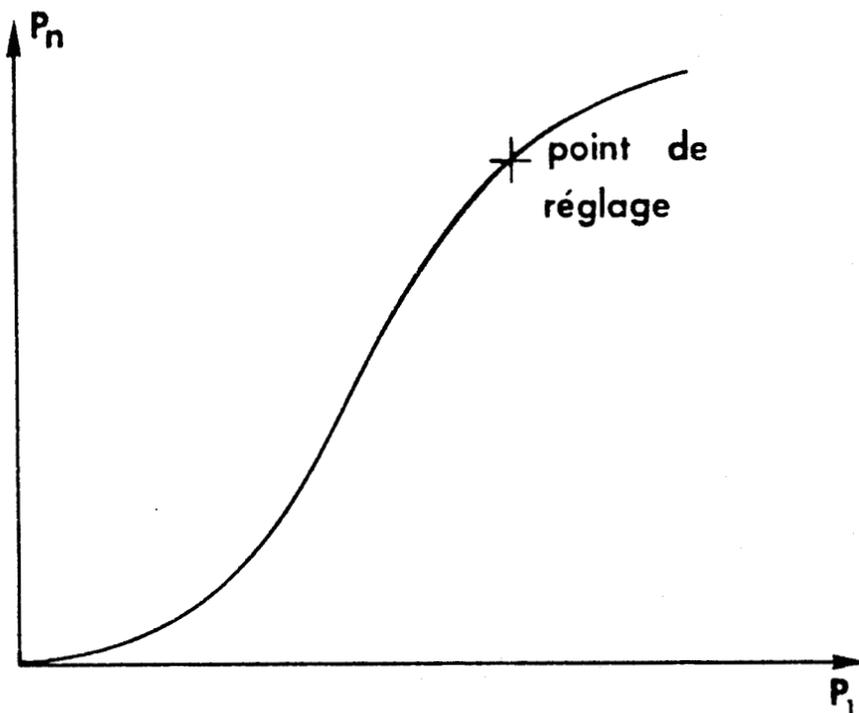


Figure 14 :

Les caractéristiques de ces diodes sont résumées ci-dessous :

- . Niveau de dopage de la zone N : $N_d = 2 \cdot 10^{16}$ atomes/cm³
- . Longueur de la zone active : $\delta = 0.6 \mu\text{m}$
- . Diamètre de la jonction : $\phi = 70 \mu\text{m}$
- . Tension d'avalanche : $V_{ao} \neq 20 \text{ V}$.

Nous représentons également sur la figure 12 l'évolution du module de l'impédance de conduction optimum. Cette courbe s'obtient en joignant, dans le diagramme $R_L(n\omega)$; $X_L(n\omega)$, les points des cercles $|Z_{ca}(n\omega)| = Kn$ présentant une tangente verticale.

Nous remarquons, sur la figure 12, que pour obtenir une valeur élevée de $|Z_{ca}(n\omega)|$, il faut que la résistance de charge vue par la diode soit de faible valeur. Toutefois, cette valeur ne peut être choisie trop faible. En effet, le système n'est pas inconditionnellement stable. La condition de stabilité se traduit par une valeur limite du produit $I_o \cdot |Z_{ca}(n\omega)|$. [9]

Soit :

$$I_o \cdot |Z_{ca}(n\omega)| < \frac{n\omega \tau_i}{2'}$$

où I_o est le courant de polarisation.

Cette relation traduit simplement le fait que pour un circuit de charge donné, il existe une valeur de courant de polarisation maximale au-delà de laquelle le système peut entrer en oscillation.

Ce critère a été établi dans le cas d'un régime faiblement non linéaire. En effet, il faut garantir le bon fonctionnement du multiplicateur de fréquence sur toute la plage de variation de la puissance d'entrée. En régime de multiplication de fréquence, les problèmes de stabilité sont d'autant plus délicats que le niveau de puissance à la fréquence d'entrée est faible car le multiplicateur est généralement réglé pour le point de fonctionnement optimum qui correspond à des niveaux de puissance importants à la fréquence d'entrée (fig. 14). Il faut donc que lorsque le niveau de la puissance à la fréquence d'entrée diminue, le système reste stable et décrive la courbe illustrée figure 14. Il faut surtout que, en l'absence de puissance à l'entrée, le multiplicateur n'oscille pas.

Pour un courant de polarisation donné, nous déterminons, dans le diagramme $R_L(n\omega)$; $X_L(n\omega)$, la zone d'instabilité située à l'intérieur du cercle défini par

$$|Z_{ca}(n\omega)| = k_n = \frac{n\omega\tau_i}{\bar{\alpha}' I_0}$$

A 30 GHz, pour un courant de polarisation de 100 mA et une diode à avalanche identique à celle décrite précédemment, on obtient une zone d'instabilité défini par :

$$|Z_{ca}(n\omega)| = k_n = 18.8$$

REMARQUE

Les calculs ont été effectués avec les valeurs suivantes :

$$\tau_i = \frac{\tau_s}{3} = \frac{\delta}{3v} \quad \text{avec } v = 10^5 \text{ m/s}$$

$\bar{\alpha}' \neq 0.2$ pour le silicium

Les caractéristiques du cercle sont donc (figure 12) pour $n = 10$:

$$\begin{aligned} R_L(n\omega) &= 0 - X_L(n\omega) = 9.75 \\ \rho_{kn} &= 4.14 \end{aligned}$$

Nous choisissons maintenant un point situé sur la courbe représentant l'évolution du module de l'impédance de conduction optimum.

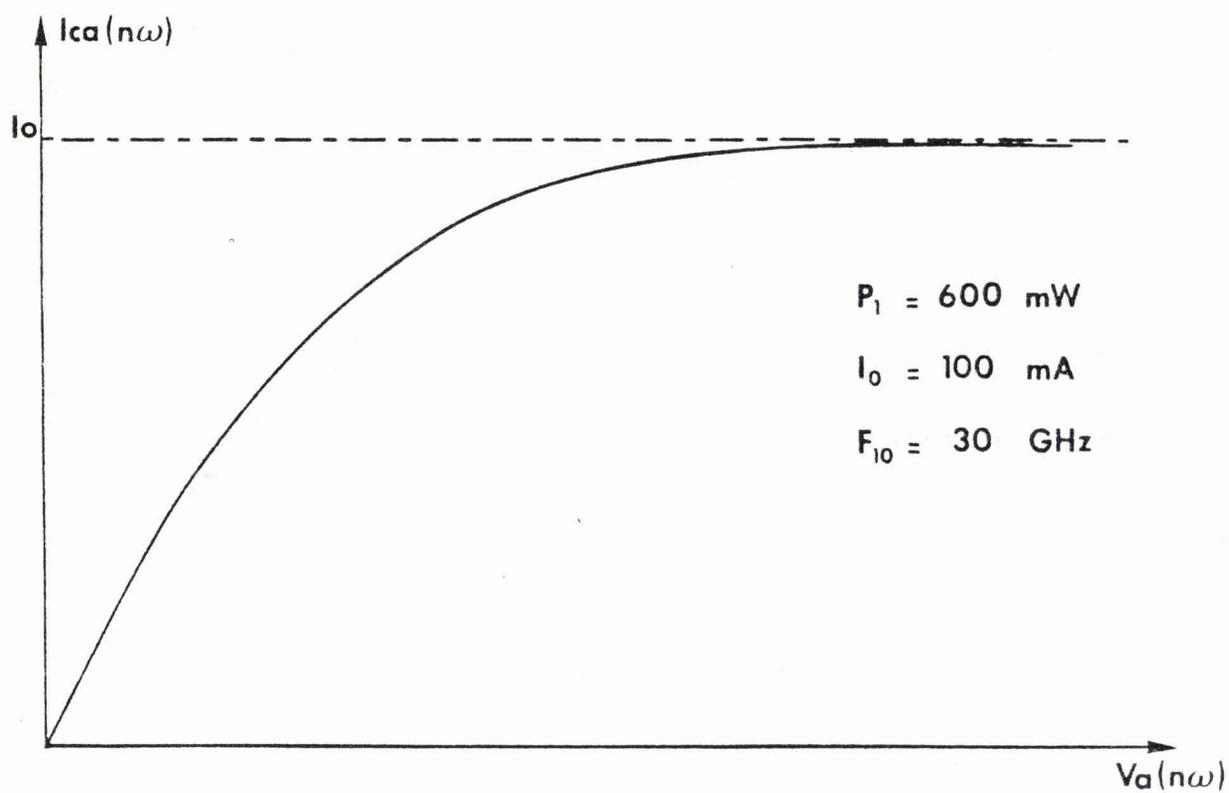


Figure 15 : Evolution de la composante du courant de conduction en fonction de la tension développée aux bornes de la diode à la fréquence de sortie.

Ce point, placé en dehors de la zone d'instabilité, nous donne par extrapolation, les valeurs $R_L(n\omega)$ et $X_L(n\omega)$ du circuit de charge.

Ces valeurs permettent de déterminer la valeur de la résistance de conduction $R_{ca}(n\omega)$ nécessaire au calcul de la puissance émise par la diode à la fréquence de sortie.

La figure 15 présente l'évolution de la composante du courant de conduction en fonction de la tension développée aux bornes de la diode à la fréquence de sortie pour une puissance d'entrée de 600 mW.

Cette courbe montre que la valeur de la composante du courant de conduction à la fréquence de sortie est proche de la valeur du courant de polarisation, pour les conditions de fonctionnement choisies, c'est-à-dire $P_e = 600 \text{ mW}$ et $I_o = 100 \text{ mA}$.

Ce résultat typique est important car il nous permet d'évaluer, pour un circuit de charge donné, les performances hyperfréquences du multiplieur de fréquence.

Pour notre exemple nous avons choisi :

$$|Z_{ca}(n\omega)| = 15$$

d'où

et

$$R_L(n\omega) = 6 \Omega$$

$$X_L(n\omega) = 11 \Omega$$

ce qui donne

$$R_{ca}(n\omega) = -8.53 \Omega$$

comme

$$I_{ca}(n\omega) \# I_o = 100 \text{ mA}$$

il vient

$$P_s(n\omega) \# 43 \text{ mW}$$

$$\eta \# 7.1 \%$$

Notons que la puissance maximale stable est

$$P_{MS} = 65 \text{ mW}$$

$$\eta_{MS} \# 11 \%$$

Ce résultat semi-quantitatif illustre parfaitement le type de performance que l'on peut attendre d'un tel multiplicateur de fréquence lorsqu'on privilégie la stabilité (R_L importante) et la fiabilité ($I_o \neq 100\text{mA}$).

CONCLUSION DU CHAPITRE I

L'étude menée dans ce chapitre avait pour but de rappeler aux lecteurs le principe de base de la multiplication de fréquence par diode à avalanche.

Dans un premier temps, nous avons mis en évidence le comportement d'inductance non linéaire de la zone d'avalanche prouvant ainsi la possibilité de multiplication de fréquence.

Dans un deuxième temps, une étude préliminaire du circuit de multiplication nous a permis d'évaluer les performances hyperfréquences d'un multiplicateur par 10 avec sortie à 30 GHz.

Les résultats obtenus, avec la grande marge de stabilité que nous nous sommes fixés, montrent l'intérêt de telles sources pour des applications du type Oscillateur Local ultra-stable moyenne puissance ($P_s \neq 50\text{mW}$).

De plus, ces systèmes présentent une grande fiabilité et un intérêt pour des applications spatiales.

En effet, la puissance dissipée par effet Joule n'excède pas 2W ($V_{ao} = 20\text{V}$; $I_o = 100\text{mA}$) ce qui correspond à une température de fonctionnement de l'ordre de 80°C au dessus de la température ambiante.

- [9] P.A. ROLLAND
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant
l'effet d'avalanche dans un semi conducteur"
Thèse d'Etat - LILLE - Décembre 1978
- [10] W.T. READ
"A proposed high frequency negative resistance"
B.S.T.J. - pp 401-466 - March 1958
- [11] W.N. GRANT
"Electron and hole ionization rates in epitaxial silicon at
high fields"
Solid State Electron - pp 1189-1203 - 1973
- [12] G. SALMER - J. PRIBETICH - A. FARRAYRE - B. KRAMER
"Theoretical and experimental study of GaAs IMPATT oscillators
efficiency"
J.A.P - vol 44 - pp 314-324 - January 1973

CHAPITRE II

MOYENS MIS EN OEUVRE AU COURS DE CETTE ETUDE

CHAPITRE IIMOYENS MIS EN OEUVRE AU COURS DE CETTE ETUDE

Une telle étude nécessite la mise en oeuvre simultanée de moyens de calculs et de caractérisation.

II-1 Moyens de calculs relatifs au composant

La réalisation de circuits de multiplication nécessite la connaissance des impédances à présenter au composant aux diverses fréquences pour des conditions de fonctionnement données (Fe, Pe, Io...).

Des méthodes de calcul numérique, permettant d'accéder à ces valeurs, ont été mises au point au laboratoire. Nous nous proposons de décrire rapidement les modèles, "anciens" [1] et "nouveaux" [2], que nous avons pu utiliser durant notre étude.

II-1-a Description du modèle théorique "ancien" à zones figées

Ce modèle, mis au point par P.A. ROLLAND [1], traite, à l'aide d'un programme numérique, l'ensemble du circuit de multiplication constitué d'une diode à avalanche à zones figées et d'un circuit extérieur de charge défini à toutes les fréquences harmoniques.

Son principe est basé sur la simulation du régime transitoire précédant l'établissement du régime stable de fonctionnement du multiplicateur de fréquence en résolvant l'équation de LEE associée à une décomposition en série de Fourier.

La résolution de l'équation phénoménologique de LEE n'est pas tout à fait rigoureuse puisque basée sur un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- . les gradients spatiaux des grandeurs électriques de la zone d'avalanche sont négligés.
- . Les zones d'avalanche et de transit ont leur dimension figée.
- . Le temps de transit des porteurs mobiles dans la zone d'avalanche est négligé.
- . Le courant de saturation est négligé.

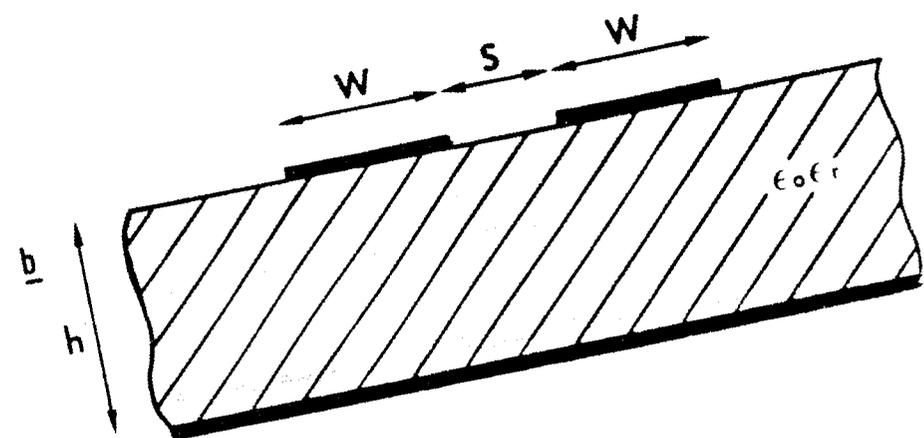
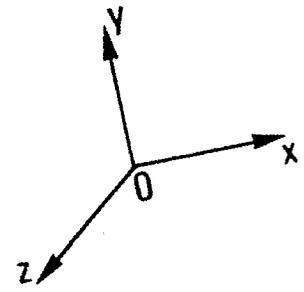
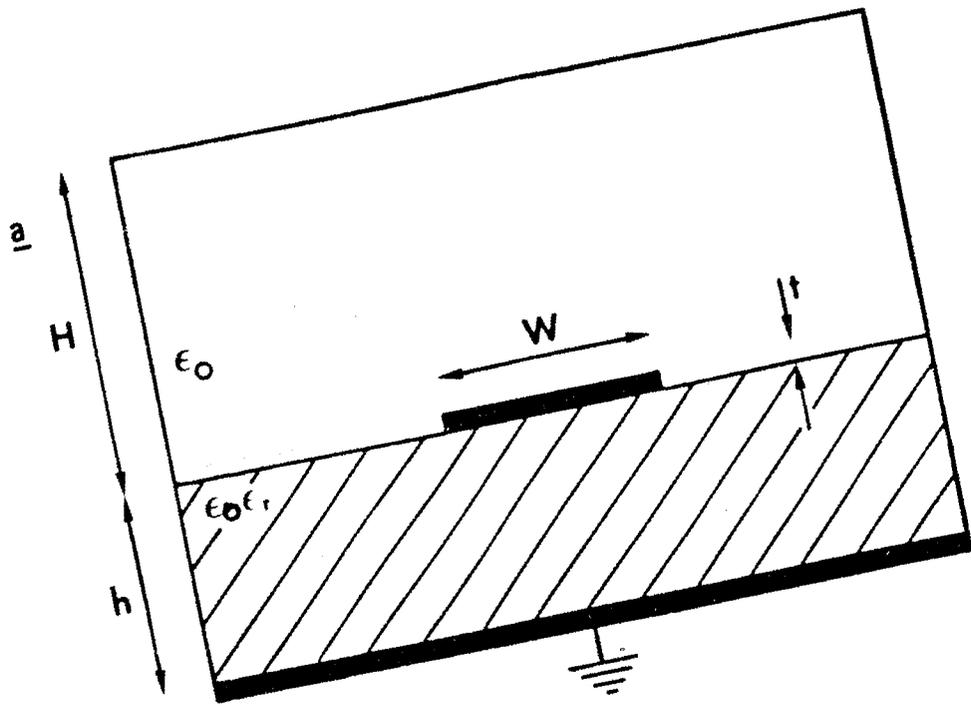


Figure 16 : Structure de la ligne microruban
 a)- ligne microruban simple.
 b)- lignes microruban couplées symétriques.

Ce modèle théorique simplifié présente l'avantage de ne nécessiter que de faibles temps de calcul permettant par la même de traiter l'interaction composant-circuit.

II-1-b Description du modèle théorique "nouveau" limité au composant

Ce nouveau modèle, mis au point par C. DALLE [2], permet de traiter le composant de façon plus approfondie en prenant en compte les effets suivants :

- . non uniformité des grandeurs électriques,
- . réaction de charge d'espace en régime dynamique,
- . effets de transit des porteurs mobiles,
- . diffusion des porteurs de charge
- . modulation de la zone désertée
- . courant de saturation
- . description de la totalité de la diode (P+N N+).

Le principe de ce modèle numérique complet est de traiter rigoureusement les équations fondamentales des semi-conducteurs. Il nécessite malheureusement des temps de calcul plus longs et ne peut être inséré dans le programme plus général précédent.

II-2 Moyens de calculs relatifs au circuit

Dans le cadre d'une réalisation en structure plaquée, nous avons été amenés à développer, au cours de cette étude, des logiciels de C.A.O. permettant la conception et le dessin des lignes et des filtres qui sont les éléments de base constitutifs des circuits de multiplication. Ces logiciels sont accessibles sur calculateur de bureau. Ils réalisent la synthèse des lignes, simples ou couplées symétriques, ainsi que l'analyse et la synthèse des filtres, coupe bande ou passe bande.

II-2-a Calculs des lignes simples et couplées symétriques

Dans ce cas, les données de départ sont les caractéristiques du laminé diélectrique et les valeurs des impédances et de la fréquence ; soit :

- . la permittivité relative du matériau : ϵ_r
- . la hauteur du diélectrique : h
- . l'épaisseur de métallisation : t

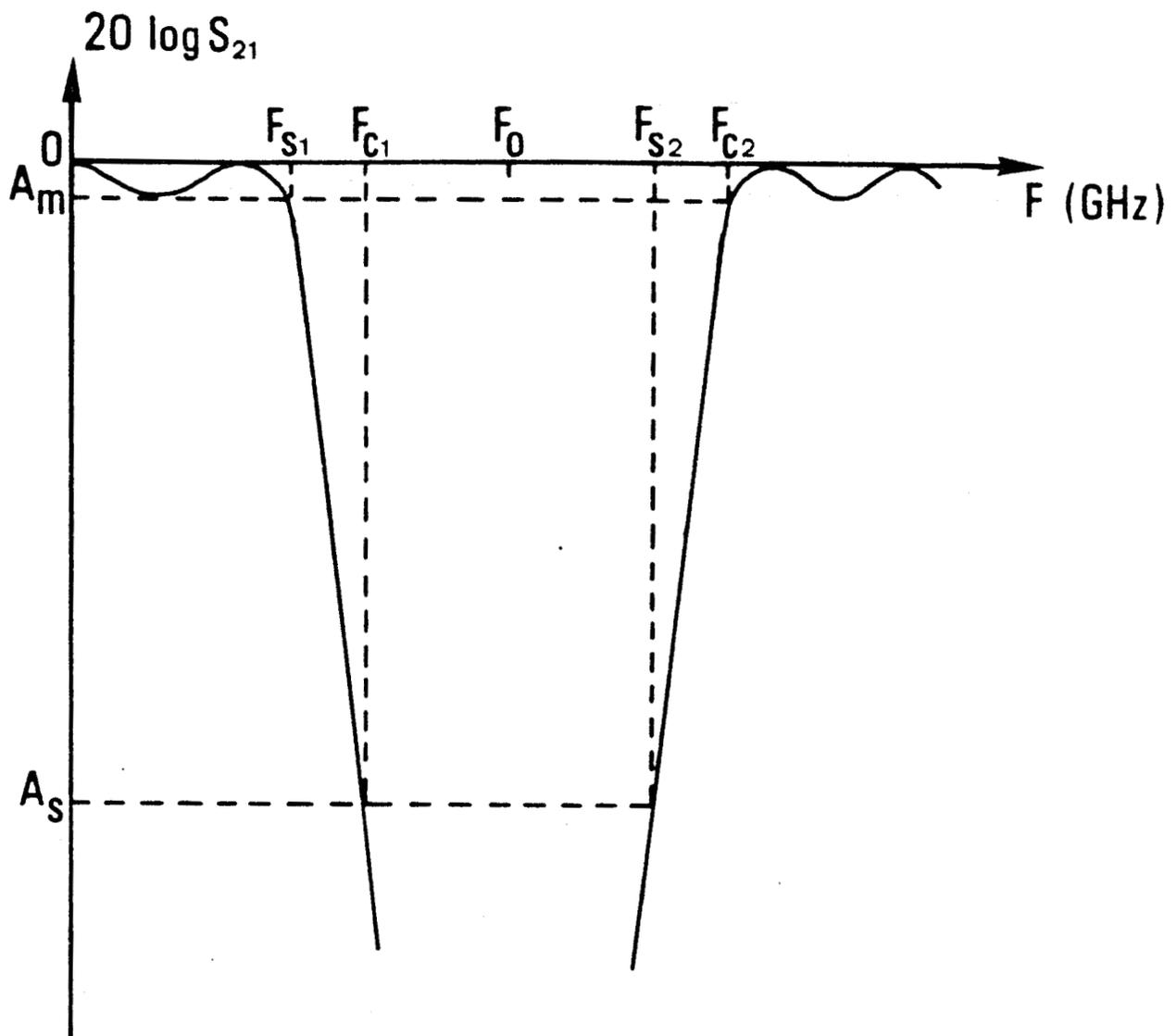


Figure 17 : Caractéristique d'atténuation d'un filtre coupe-bande synthétisé à partir du prototype TCHEBYCHEFF.

- . La hauteur du boîtier : H
- . la valeur de l'impédance (dans le cas de la ligne simple) : Z_0
- . la valeur de la fréquence : Fréq

L'application des formules d'analyse et de synthèse aboutit à la détermination des valeurs suivantes à 3% près :

- . les valeurs exactes des impédances (en mode pair et en mode impair dans le cas de lignes couplées symétriques) : Z_{00} et Z_{0e}
- . la largeur de la ligne : W
- . la permittivité effective : ϵ_{reff}
- . la largeur de la fente (dans le cas de lignes couplées symétriques) : S

Ce modèle est disponible pour les lignes microruban, triplaque et coplanaire.

Le formalisme correspondant à la ligne microruban est présenté en annexe à titre d'exemple (annexes A1 et A2).

II-2-b Méthode de calcul d'un filtre coupe bande

La synthèse d'un filtre coupe bande est réalisée, de façon exacte, à partir du prototype TCHEBYCHEFF [3].

Le concepteur définit le gabarit du filtre c'est-à-dire ses exigences sur la caractéristique d'atténuation qui sont :

- . le taux d'ondulation (ripple) : A_m
- . le taux de réjection : A_s
- . la fréquence de coupure : F_c
- . la fréquence de réjection : F_s
- . la fréquence centrale de la bande coupée : F_0

Pour satisfaire les spécifications du filtre, il faut tout d'abord déterminer le nombre, nécessaire et suffisant, d'éléments constitutifs de ce filtre. Ce nombre est obtenu à l'aide de la formule de synthèse de TCHEBYCHEFF.

$$N = \frac{\cosh^{-1} \sqrt{(10^{A_s/10} - 1) / (10^{A_m/10} - 1)}}{\cosh^{-1} \Omega'_s}$$

où Ω'_s représente la pulsation normalisée.

Cette pulsation est égale au rapport de la pulsation de coupure Ω_c par la pulsation de réjection Ω_s du réseau transformé obtenu par l'application de la transformée de RICHARDS qui s'écrit :

$$S = j \Omega = j \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega}{\omega_0} \right)$$

où Ω est la pulsation du réseau transformé

ω est la pulsation réelle

$$\omega_0 = 2\pi F_0$$

Nous avons donc :

$\Omega_c = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega_c}{\omega_0} \right)$
$\Omega_s = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\omega_0} \right)$
$\Omega'_s = \frac{\Omega_c}{\Omega_s}$

Nous déterminons ensuite la valeur des éléments normalisés notés "gk" correspondant au prototype TCHEBYCHEFF. Nous disposons, pour ceux-ci, de tableaux résultant des formules données ci-après.

$\beta = \text{Log} \left(\frac{\text{coth} A_m}{17.37} \right)$	où A_m s'exprime en dB
$\gamma = \sinh \left(\frac{\beta}{2N} \right)$	
$a_k = \sin \left[(2k-1) \frac{\pi}{2N} \right]$	} pour k variant de 1 à N
$b_k = \gamma^2 + \sin^2 \left(\frac{k\pi}{N} \right)$	
$g_1 = \frac{2 a_1}{\gamma}$	} pour k variant de 2 à N
$g_k = \frac{4 a_{k-1} a_k}{b_{k-1} g_{k-1}}$	
$g_{N+1} = \begin{cases} 1 & \text{si } N \text{ est impair} \\ \text{coth}^2 \left(\frac{\beta}{4} \right) & \text{si } N \text{ est pair} \end{cases}$	
$g_0 = 1$	

REMARQUE : Ces filtres peuvent également être réalisés suivant le modèle BUTTERWORTH. Dans ce cas, nous avons :

$N = \frac{\text{Log} (10^{A_s/10} - 1)}{2 \text{Log} \Omega'_s}$	} pour k variant de 1 à N
$g_k = 2 \sin \left[(2k-1) \frac{\pi}{2N} \right]$	
$g_0 = 1$	

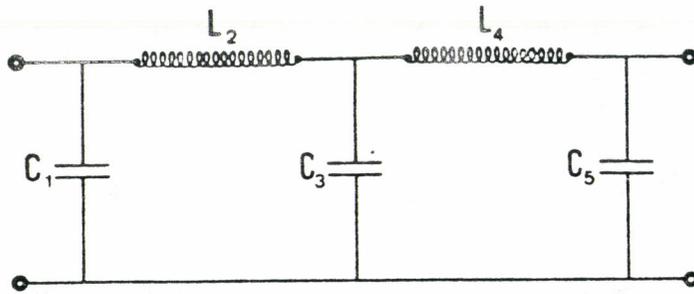


Figure 18 : Schéma équivalent d'un filtre coupe-bande d'ordre 5.

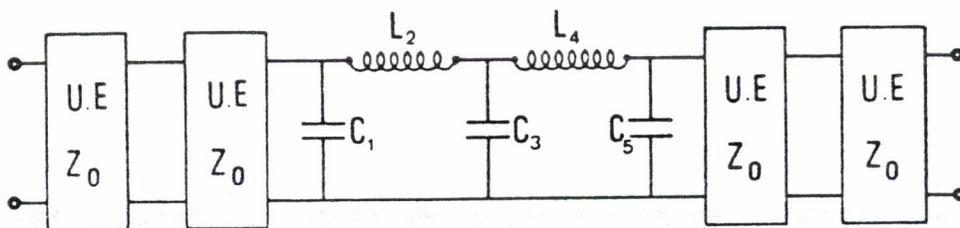


Figure 19 : Introduction des éléments unitaires dans le schéma équivalent du filtre coupe-bande d'ordre 5.

Toutefois, le prototype TCHEBYCHEFF est préférable au prototype BUTTERWORTH car il permet de satisfaire les exigences du cahier des charges à l'aide d'un filtre d'ordre inférieur. La conception de ce filtre, suivant le modèle TCHEBYCHEFF, est donc plus simple et nécessitera un temps de calcul plus court.

La dénormalisation des éléments "gk" par les formules qui suivent permet alors d'aboutir au schéma équivalent du filtre illustré figure 18.

$$L_k = \frac{g_k \cdot Z_0}{\Omega_c} \quad (\text{en ohms})$$

$$C_k = \frac{g_k \cdot Y_0}{\Omega_c} \quad (\text{en siemens})$$

avec Z_0 : impédance caractéristique du filtre
 Y_0 : admittance caractéristique du filtre.

Pour rendre possible la réalisation physique de ce filtre, il faut séparer les réactances. On introduit alors un élément séparateur appelé élément unitaire qui n'ajoute aucune atténuation mais apporte un déphasage supplémentaire. Si N est l'ordre du filtre, il faudra $N-1$ éléments unitaires. Nous obtenons par exemple, dans le cas d'un filtre coupe bande d'ordre 5, un schéma équivalent présenté figure 19. Notons que l'impédance des éléments unitaires est égale à Z_0 : impédance caractéristique du filtre.

Les formules de KURODA, données ci-dessous, permettent de transformer une self-inductance en série avec un élément unitaire en une capacité en parallèle avec cet élément, et réciproquement.

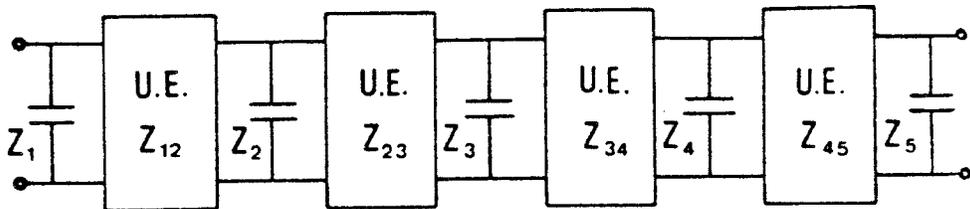
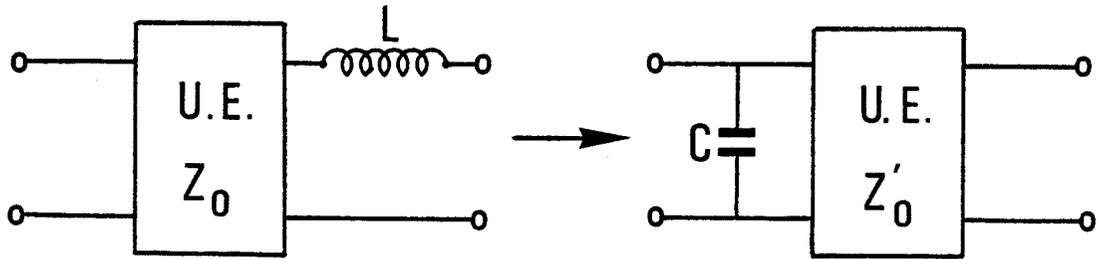
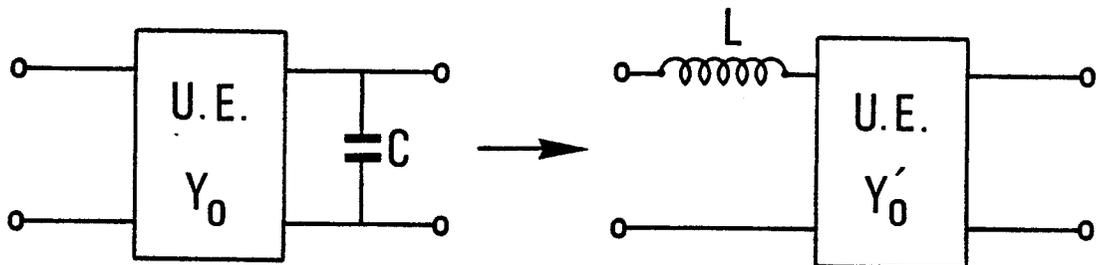


Figure 20 : Schéma équivalent après KURODA.

Transformations de KURODA

$Z'_0 = Z_0 + L$
$C = \frac{L}{Z_0 \cdot Z'_0}$



$Y'_0 = Y_0 + C$
$L = \frac{C}{Y_0 \cdot Y'_0}$

L'application successive de ces formules, de façon judicieuse, permet d'obtenir une chaîne de capacités suivies d'un élément unitaire placé en parallèle comme l'illustre la figure 20.

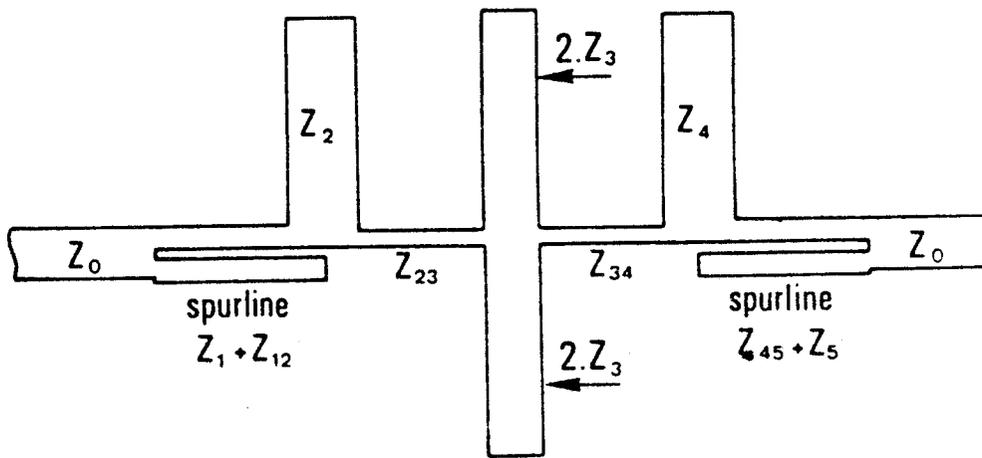


Figure 21 : Topologie classique d'un filtre coupe-bande d'ordre 5.

A ce stade, la réalisation du filtre est très facile. En effet, un élément unitaire sera caractérisé par un transformateur d'impédance ("slug") dont la largeur sera définie par son impédance caractéristique et sa longueur sera égale au quart de longueur d'onde guidée à la fréquence centrale F_0 de la bande coupée du filtre. La capacité, quant à elle, sera caractérisée par un élément de ligne en dérivation ("stub") quart d'onde à la même fréquence F_0 et de largeur définie par l'impédance caractéristique qu'il doit présenter.

REMARQUES : La valeur des éléments "gk" montre qu'il est possible, dans certains cas, de symétriser le filtre. Nous limitons alors l'étude à $\frac{N}{2}$ sections.

Certains "stubs" ont une impédance caractéristique relativement faible. On les réalise alors sous la forme de deux stubs en parallèle, chacun d'entre eux ayant une impédance caractéristique deux fois plus grande.

Dans la plupart des cas, les deux capacités extrêmes ont une impédance équivalente très élevée et souvent non réalisable en structure plaquée. On utilise alors une configuration de lignes couplées dite "spurline" [3] .

Nous représentons, figure 21, une topologie classique d'un filtre coupe-bande d'ordre 5 en structure microruban.

Les données du programme de conception d'un filtre coupe-bande sont donc :

- . les caractéristiques du matériau définies précédemment (ϵ_r , h, t, H)
- . l'impédance caractéristique du filtre : Z_0
- . la valeur des éléments de la caractéristique d'atténuation du filtre c'est-à-dire : A_m , A_s , F_c , F_s , F_0 .

Le programme nous fournit alors les dimensions c'est-à-dire les largeurs et longueurs de chaque élément constitutif du filtre.

II-2-c Méthode de calcul d'un filtre passe-bande

Ce filtre permet de rejeter les fréquences harmoniques, autres que celle de sortie, générées par la diode à avalanche de multiplication.

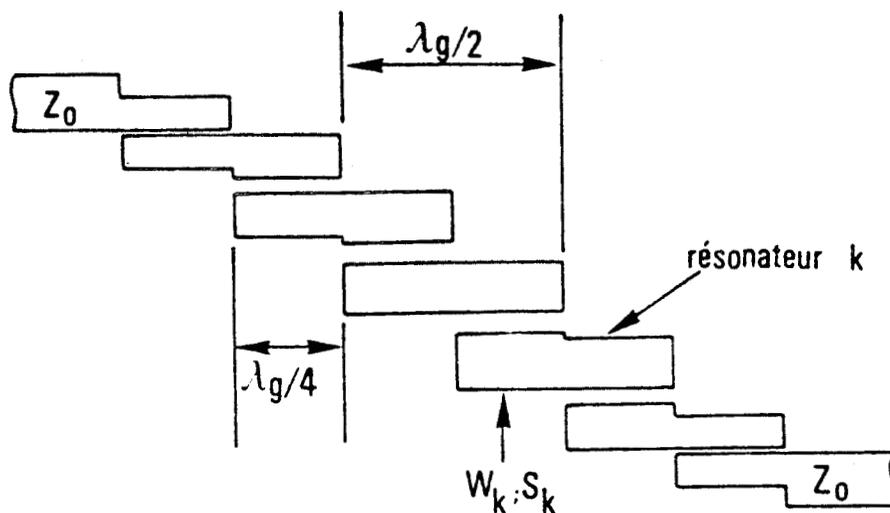


Figure 22 : Allure générale d'un filtre passe-bande à lignes couplées latéralement.

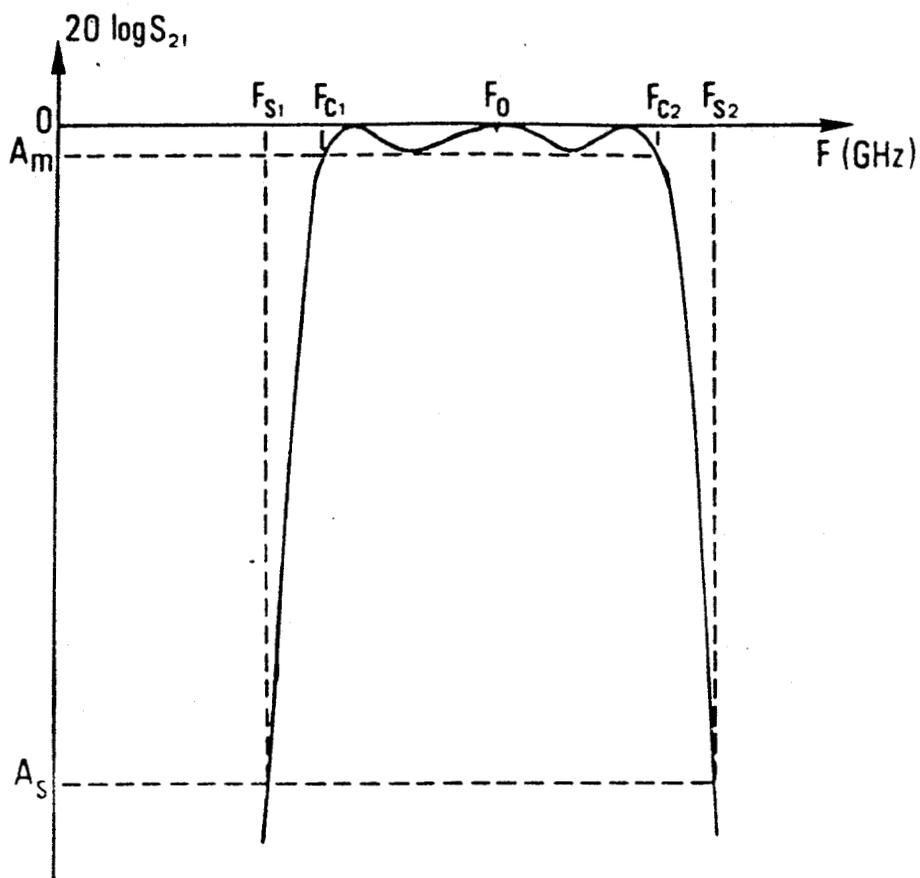


Figure 23 : Caractéristique d'atténuation d'un filtre passe-bande.

Cet élément du circuit est constitué d'une mise en cascade de k résonateurs, chacun d'entre eux étant couplé au suivant sur un quart de longueur d'onde de façon à ce que le couplage soit maximum. Pour qu'il y ait résonance, chaque résonateur a une longueur égale à une demi-longueur d'onde guidée : $\lambda_g/2$ (figure 22).

La méthode de calcul permet, pour chaque section de couplage traitée séparément, de définir les caractéristiques géométriques du filtre qui sont :

- la largeur W_k de la ligne de la section k
- la fente S_k de la section k
- la longueur de couplage L_k de la section k .

Méthode de calcul du filtre [4]

Le concepteur choisit le gabarit du filtre. Il définit donc :

- le taux d'ondulation (ripple) : A_m
- le taux de réjection : A_s
- la fréquence de coupure : F_c
- la fréquence de réjection : F_s
- la fréquence centrale : F_o .

L'application de la transformation de Richards, définie précédemment, permet de calculer la pulsation de réjection Ω_s et la pulsation de coupure Ω_c du réseau transformé.

Nous avons :

$\Omega_s = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega_s}{\omega_o} \right)$
$\Omega_c = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} \frac{\omega_c}{\omega_o} \right)$

Le rapport de ces deux grandeurs donne la pulsation normalisée Ω'_s ; terme nécessaire au calcul de l'ordre du filtre.

$$\Omega'_s = \frac{\Omega_s}{\Omega_c}$$

$$N = \frac{\cosh^{-1} \sqrt{(10^{A_s/10} - 1) / (10^{A_m/10} - 1)}}{\cosh^{-1} \Omega'_s}$$

Nous déterminons ensuite, comme dans le cas du filtre coupe-bande la valeur des éléments normalisés " g_k " du prototype TCHEBYCHEFF à l'aide du même formalisme.

REMARQUE : Comme dans le cas précédent et pour les mêmes raisons, le prototype TCHEBYCHEFF est préférable au prototype BUTTERWORTH.

Pour rendre possible la réalisation physique d'un filtre passe-bande, on introduit des inverseurs d'admittance. Ces éléments séparateurs permettent de construire le filtre avec un seul type de réactances.

Les paramètres d'inverseurs d'admittance sont donnés par les formules suivantes [5] :

$$J_{01} = Y_0 \sqrt{\frac{\pi \delta}{2 g_0 g_1}}$$

pour la première section de couplage

$$J_{k, k+1} = Y_0 \frac{\pi \delta}{2 \Omega_c \sqrt{g_k \cdot g_{k+1}}}$$

pour les sections intermédiaires de couplage

K variant de 1 à (N - 1)

$$J_{n,n+1} = Y_0 \sqrt{\frac{\pi \cdot \delta}{2 g_n \cdot g_{n+1}}}$$

pour la dernière section de couplage

avec $\delta = \frac{F_{c2} - F_{c1}}{F_0}$: largeur de bande normalisée

Y_0 : admittance caractéristique du filtre.

Nous pouvons définir maintenant les impédances en mode pair et en mode impair pour chaque section de couplage. Elles sont données par les formules suivantes :

$$Z_{oo}(k, k+1) = Z_0 (1 - J_{k,k+1} \cdot Z_0 + J_{k,k+1}^2 \cdot Z_0^2)$$

$$Z_{oe}(k, k+1) = Z_0 (1 + J_{k,k+1} \cdot Z_0 + J_{k,k+1}^2 \cdot Z_0^2)$$

où k varie de 0 à N .

Z_0 : impédance caractéristique du filtre.

A ce stade du calcul, il ne reste plus qu'à déterminer les largeurs W et les espacements S des lignes couplées pour chaque section du filtre.

Deux solutions sont envisageables :

- la première est basée sur le calcul des capacités en mode pair et en mode impair de lignes couplées symétriques [6]. Nous donnons en annexe le formalisme de cette méthode appliqué aux lignes microruban couplées parallèles (annexe A2-a).
- la seconde utilise la synthèse d' Akhtarzad et Coll [7]. C'est cette méthode, plus simple et plus rapide au niveau du temps de calcul, que nous avons choisie pour la détermination des paramètres géométriques. Elle est également détaillée en annexe (Annexe A2-b).

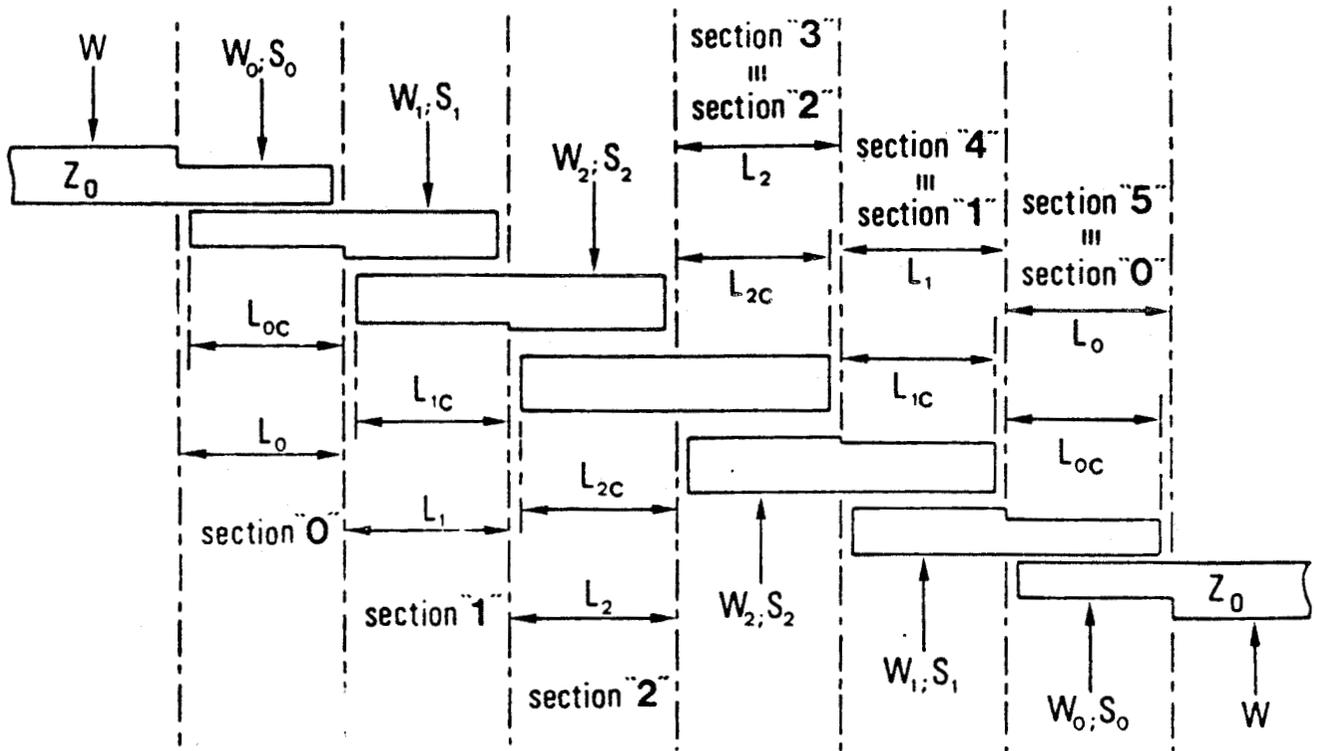


Figure 24 : Topologie classique d'un filtre passe-bande à lignes couplées parallèles constitué de 6 sections.

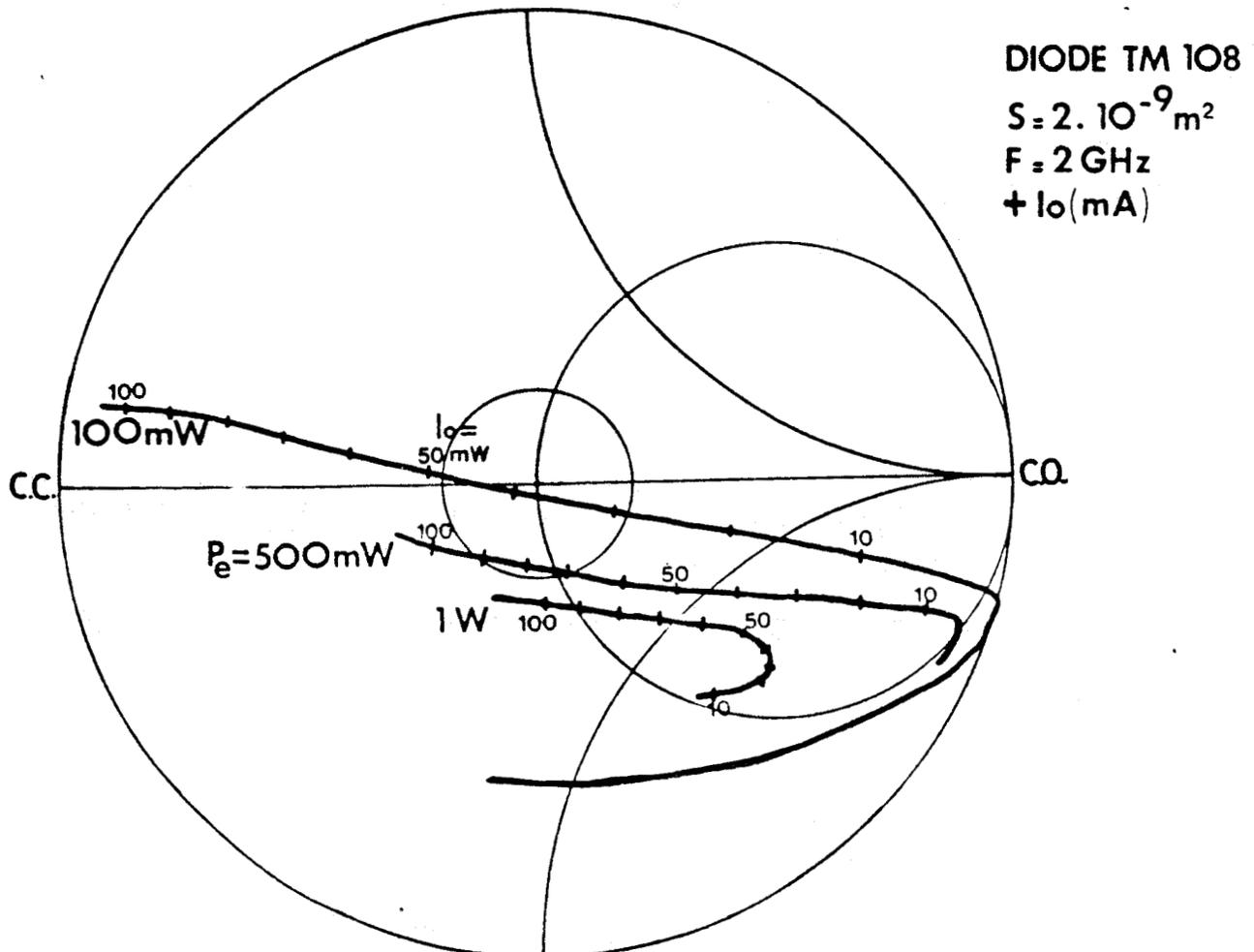


Figure 25 : Evolution de l'impédance d'entrée d'une diode à avalanche de multiplication en fonction de la puissance d'entrée et du courant de polarisation.

Notons que la symétrie de ces filtres nous permet de limiter l'étude à l'aide de la technique de synthèse à $\frac{N}{2}$ sections.

REMARQUE : Une correction est apportée à la longueur de la ligne sur laquelle s'effectue le couplage entre les résonateurs. En effet, la prise en compte de la "capacité de bout" modifie cette longueur [8] (Annexe A5).

Le programme de calcul de ces filtres nous fournira donc pour chaque section :

- W_k = largeur de la ligne de la section k
- S_k = espacement entre les lignes couplées de la section k
- L_k = longueur de couplage non corrigée de la section k
- L_{kc} = longueur de couplage corrigée, par la prise en compte de la "capacité de bout", de la section k.

Nous illustrons, figure 24, la topologie classique d'un filtre passe-bande à lignes couplées parallèles en structure microruban.

II-3 Dispositifs de mesures

L'étude expérimentale a nécessité l'utilisation de plusieurs dispositifs de mesures et de caractérisation.

II-3-a Caractérisation à l'analyseur de réseau

Des mesures à l'analyseur de réseau en configuration non linéaire nous ont permis de caractériser la diode en boîtier et ainsi de déterminer l'évolution de l'impédance de cette dernière à la fréquence d'entrée en fonction de la puissance d'entrée et du courant de polarisation. Nous présentons, figure 25, un résultat typique d'une de ces caractérisations.

Des mesures à l'analyseur de réseau linéaire nous ont permis, par ailleurs, de caractériser les éléments passifs constitutifs du circuit de multiplication (lignes-filtres...) jusqu'à des fréquences de l'ordre de 18 GHz.

II-3-b Dispositifs de mesures des performances hyper- fréquences des multiplicateurs

Des bancs de mesures des performances potentielles des sources réalisées ont été mis en oeuvre. Ils avaient pour but de couvrir, essentiellement, deux bandes de fréquences particulières :

- la bande de fréquence 26-40 GHz
- la bande de fréquence 75-110 GHz.

Nous nous proposons d'en donner une description précise.

a) Description du dispositif de mesure dans la bande de fréquence 26-40 GHz.

La caractérisation des différents circuits dans la bande 26-40 GHz a été réalisée à l'aide du dispositif de mesure présenté figure 26. Ce dispositif comporte :

- une source primaire qui délivre un signal sinusoïdal à la fréquence d'entrée
- une ligne unidirectionnelle et un atténuateur variable étalonné qui isole la source d'entrée du reste du montage
- un coupleur directionnel qui prélève une partie du signal d'entrée pour une mesure de la fréquence
- un amplificateur de puissance, également isolé par une ligne unidirectionnelle suivie d'un atténuateur variable étalonné
- un coupleur directionnel à haute directivité qui prélève une partie du signal d'entrée amplifié pour une mesure de la puissance. Il peut être remplacé par un coupleur bidirectionnel à haute directivité permettant ainsi la mesure des puissances, incidente et réfléchie, ainsi que l'analyse spectrale des signaux correspondants
- un système de polarisation comprenant une alimentation continue, un générateur de courant variable et un té de polarisation. Notons que le té de polarisation sera, dans la plupart des cas, inutile car il sera une partie intégrante du circuit à caractériser
- la source à caractériser, ici le multiplicateur de fréquence à avalanche, suivie d'une ligne unidirectionnelle et d'un atténuateur variable étalonné à la fréquence harmonique de sortie. Notons que la ligne unidirectionnelle n'est pas indispensable au bon fonctionnement du multiplicateur. En effet, les multiplicateurs de fréquences sont très peu sensibles au T.O.S de sortie. Par contre, elle assure une mesure correcte de la puissance de sortie.

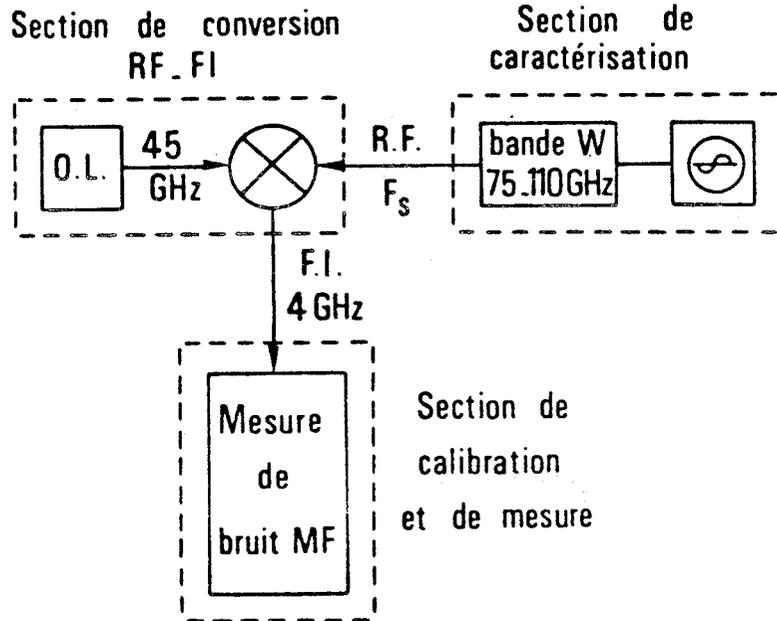


Figure 27 : Schéma de principe du dispositif de mesure utilisé en bande W (75-110 GHz).

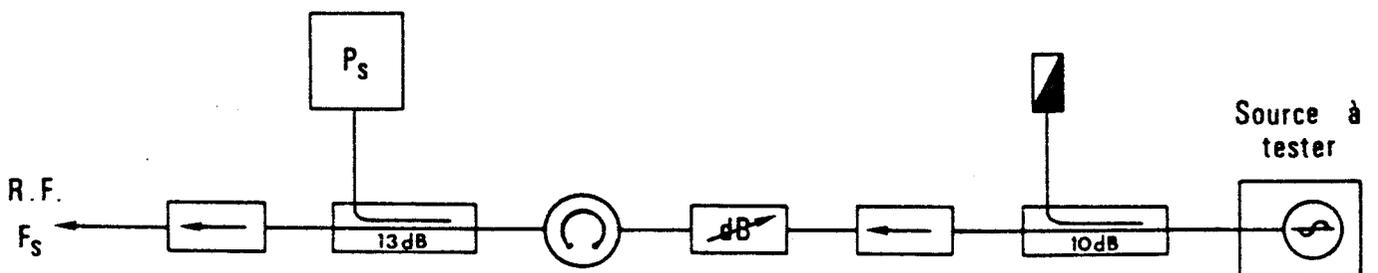


Figure 28 : Schéma synoptique de la section de caractérisation des sources en bande W.

- un coupleur directionnel qui prélève une partie du signal de sortie pour une analyse spectrale
- un mesureur de puissance qui permet la mesure de la puissance de sortie du multiplicateur de fréquence.

REMARQUE : L'analyse spectrale en sortie, pour des fréquences supérieures à 22 GHz, nécessite l'utilisation d'un mélangeur extérieur à l'analyseur de spectre. Il est alors nécessaire de régler l'atténuateur de sortie de façon à ajuster le niveau de puissance appliqué sur le mélangeur à sa valeur optimum.

Ce dispositif permet une mesure des différents paramètres, sans ambiguïté ; c'est-à-dire, la fréquence et la puissance d'entrée, la tension et le courant de polarisation, la fréquence et la puissance de sortie jusqu'à 40 GHz.

b) Description du dispositif de mesure dans la bande de fréquence 75-110 GHz.

Le dispositif complet de caractérisation des sources dans la bande de fréquence 75-110 GHz a été mis au point par P.A. ROLLAND. Ce dispositif permet de déterminer la puissance et la fréquence de sortie ainsi que le rendement des sources millimétriques dont la fréquence de sortie correspond à la bande W. Il permet, en outre, la mesure du bruit de modulation de fréquence au voisinage de la fréquence porteuse des sources dont la fréquence de sortie est proche de 94 GHz. Le schéma de principe est décrit figure 27. Il comporte trois parties principales :

- une section de caractérisation des sources en bande W. Cette section, illustrée figure 28, est tout à fait classique. Elle est constituée de :
 - . la source à tester
 - . un coupleur directionnel à haute directivité avec sur sa voie couplée, une charge adaptée. Cette charge peut être remplacée par une seconde source qui, dans ce cas, verrouille par injection la première. Des mesures du coefficient de qualité externe de la source à tester sont alors possibles.
 - . une ligne unidirectionnelle suivie d'un atténuateur variable étalonné
 - . un ondemètre à lecture directe
 - . un coupleur directionnel qui prélève une partie du signal de sortie pour une mesure de la puissance sur un bolomètre 89-99 GHz.

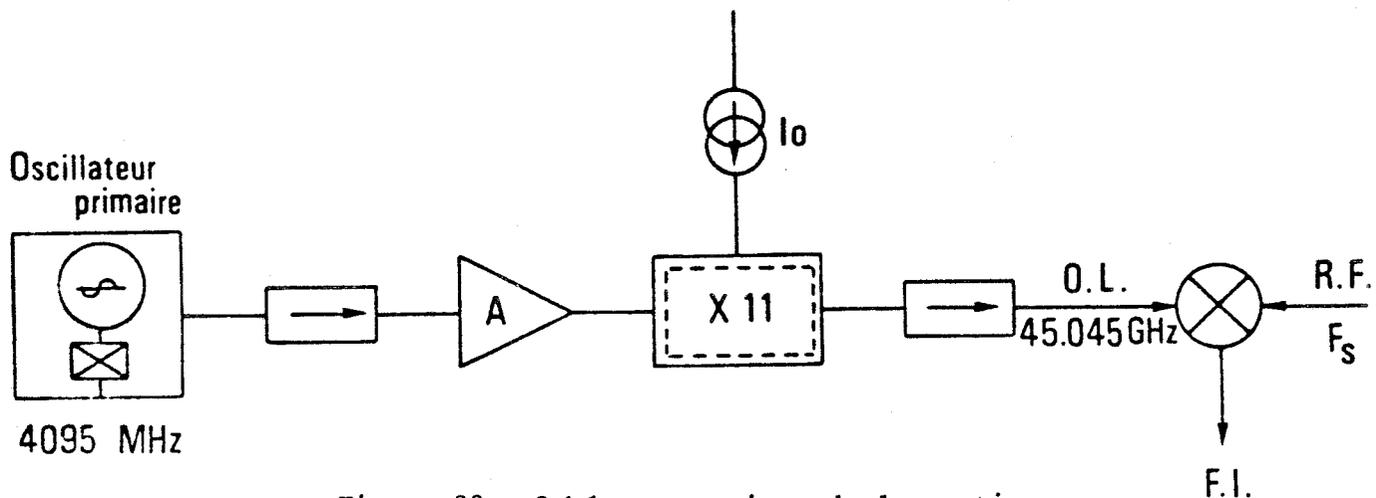


Figure 29 : Schéma synoptique de la section de conversion RF-FI.

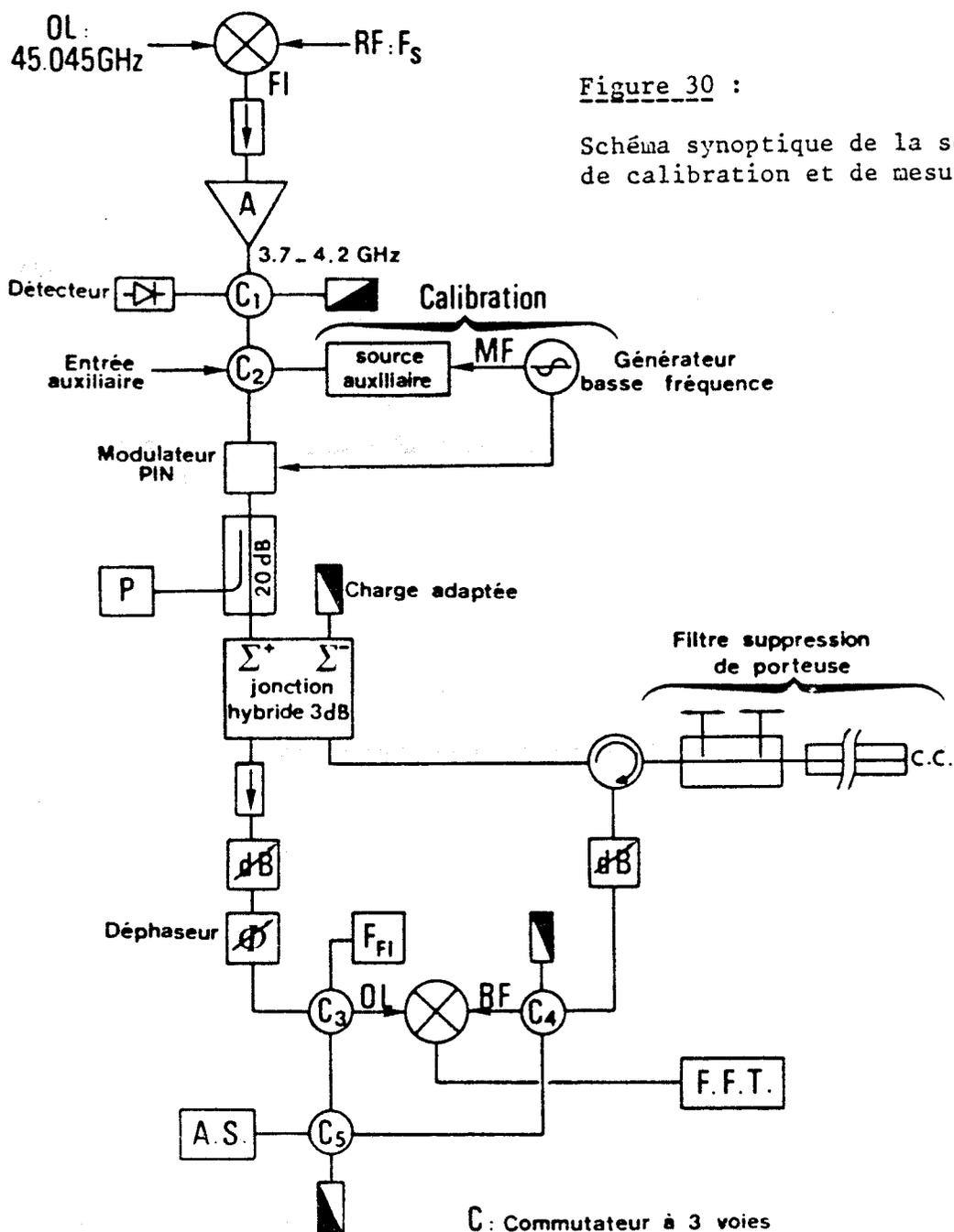


Figure 30 :

Schéma synoptique de la section de calibration et de mesure.

- Une section de conversion RF-FI présentée figure 29. Elle a pour fonction de transposer le signal millimétrique, provenant de la source à tester (voie RF) en bande centimétrique (3.7-4.2 GHz). C'est en effet dans cette bande que sera effectuée la mesure de bruit de modulation de fréquence. Cette partie du banc comporte un oscillateur local très stable et à haute pureté spectrale et un mélangeur équilibré. La source stable est constituée :

- . d'un oscillateur primaire à quartz thermostaté qui délivre un signal très pur à 4095 MHz
- . d'un amplificateur à faible bruit à transistor à effet de champ à l'AsGa isolé du reste du montage par deux lignes unidirectionnelles
- . d'un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche par 11 en un seul étage [1] .

Le signal de sortie du multiplicateur de fréquence, à 45.045 GHz, alimente l'entrée O.L du mélangeur harmonique équilibré. L'entrée R.F est alimentée par le signal provenant de la source à tester dont la fréquence, F_s , est proche de 94 GHz. Le signal à 45.045 GHz sert en fait de signal pompe au mélangeur qui va doubler sa fréquence avant mélange avec le signal R.F.. La fréquence F.I, à la sortie du mélangeur, est alors donnée par :

$$FI \text{ (GHz)} = F_s \text{ (GHz)} - 2 \times 45.045$$

- Une section de calibration et de mesure dont le schéma synoptique est donné figure 30. Cette section fonctionne à la fréquence intermédiaire dans la bande de fréquence 3.7-4.2 GHz. En effet, le signal de sortie du mélangeur est amplifié par un amplificateur à faible bruit à transistor à effet de champ de faible bande passante : 500 MHz (3.7-4.2 GHz).

Cet amplificateur amène la puissance du signal à la fréquence intermédiaire à un niveau optimal pour la section de calibration et de mesure (10 à 13 dBm) et isole la section de conversion de la section de calibration et de mesure. Cette partie du banc permet la mesure du bruit de modulation de fréquence au voisinage de la fréquence porteuse [9] [10] [11]. La partie calibration est constituée d'une source auxiliaire stable modulable par un générateur basse fréquence.

Le discriminateur de fréquence est constitué d'un filtre de réjection de porteuse utilisant une longue ligne de transmission en réflexion. De plus, ce discriminateur permet la réjection du bruit de modulation d'amplitude. La sortie du mélangeur équilibré est connectée à l'entrée d'un analyseur de spectre en temps réel. Cet analyseur couvre une bande de base s'étalant de 0.02 Hz à 25.5 KHz. Un analyseur de spectre permet la visualisation des voies O.L et R.F du mélangeur.

Conclusion du chapitre II

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à décrire les moyens utilisés ou mis en oeuvre au cours de notre étude. Il s'agit, d'une part, de simulations numériques mises au point à la fois par P.A. ROLLAND et C. DALLE et d'autre part, de logiciels nécessaires à la conception de sources stables en structure plaquée que nous avons été amenés à élaborer nous-mêmes. Ces programmes automatiques de C.A.O. ont des temps de calcul très courts. Ils sont très souples et utilisables pour toutes applications.

Nous avons également décrit les différents moyens de mesures et de caractérisation utilisés pour la détermination des performances potentielles des sources stables avec sortie dans des gammes de longueurs d'onde millimétriques.

Nous nous proposons dans le chapitre suivant de présenter quelques circuits de multiplications typiques ainsi que les résultats expérimentaux qui leurs correspondent

- [8] E.O. HAMMERSTAD AND F. BEKKADAL
"A microstrip handbook"
University of TRONDHEIM NTH NORWAY 1975
- [9] J.G. ONDRIA
"A microwave system for measurements of AM and FM noise spectra"
IEEE trans MTT, vol. MTT 16 n° 9 pp 767-781 September 1968
- [10] J.R. ASHLEY - T.A. BARLEY - G.J. RAST
"The measurement of noise in microwave transmitter"
IEEE Trans MTT, vol. MTT-25 n° 4 pp 294-317 April 1977
- [11] M.R. FRISCOURT
"Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique
en gamme millimétrique"
Thèse Docteur Ingénieur LILLE Avril 1982

CHAPITRE III

CONCEPTION ET REALISATION DE SOURCES
STABLES EN STRUCTURE INTEGREE HYBRIDE

CHAPITRE IIICONCEPTION ET REALISATION DE SOURCES STABLES EN STRUCTURE INTEGREE HYBRIDE

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de traiter le problème complet de la réalisation de sources ultra-stables utilisant le principe de la multiplication de fréquence par diode à avalanche, en structure intégrée hybride dont la fréquence de sortie est comprise entre 20 et 50 GHz.

III-1 Considérations générales

La réalisation d'un circuit pour multiplicateur de fréquence commence par la recherche des solutions permettant de satisfaire le cahier des charges propre à chaque application envisagée. Dans ce paragraphe, nous nous limiterons aux contraintes d'ordre général, sans faire aucune hypothèse, sur le type d'application (support de propagation, niveau de puissance ...).

III-1-a Circuit d'entrée

Le circuit d'entrée doit permettre l'application sur la diode de la puissance hyperfréquence provenant de la source primaire d'entrée avec le minimum de pertes. Il doit également assurer la polarisation du composant en régime d'avalanche.

La double utilité du circuit d'entrée nécessite un découplage de ces deux fonctions. En effet, il faut éviter que le signal continu ne parvienne jusqu'au générateur hyperfréquence d'entrée. D'autre part, les signaux hyperfréquences, provenant à la fois de la source primaire et de la diode, ne doivent pas perturber l'alimentation continue.

III-1-b Circuit de sortie

Le circuit de sortie doit, quant à lui, isoler la fréquence harmonique sélectionnée par le concepteur de façon à obtenir un signal de sortie monochromatique. Il faut donc filtrer par l'intermédiaire d'un filtre passe bande suffisamment sélectif.

De plus, l'obtention de performances hyperfréquences intéressantes nécessite une adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie.

Enfin, il faut éviter que le signal continu ne parvienne jusqu'à la sortie du circuit.

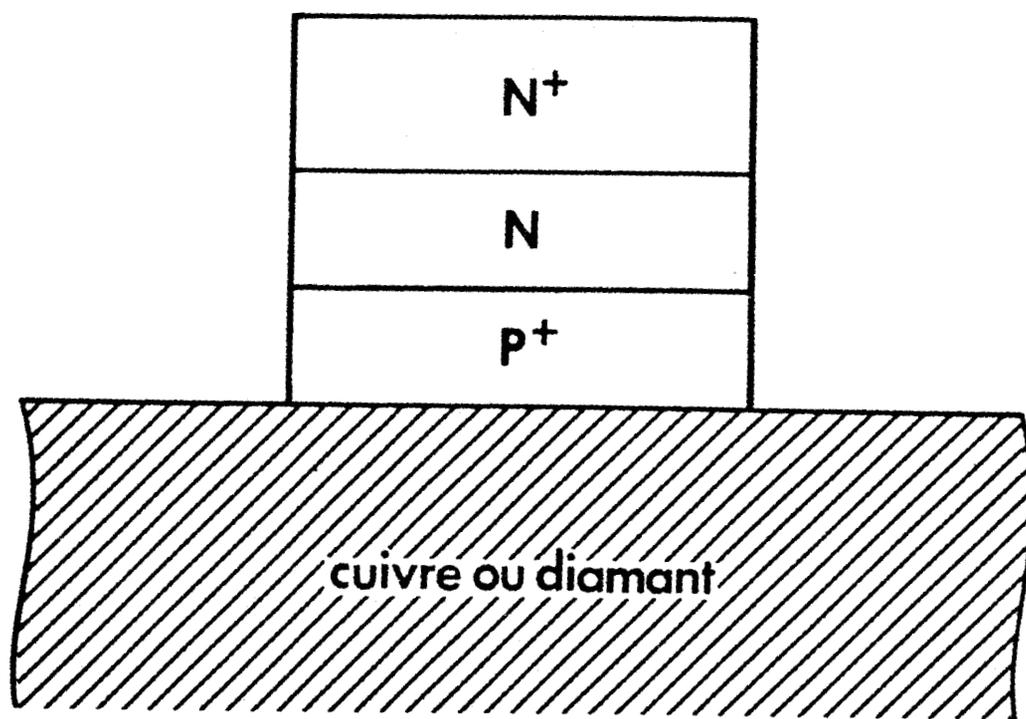


Figure 31

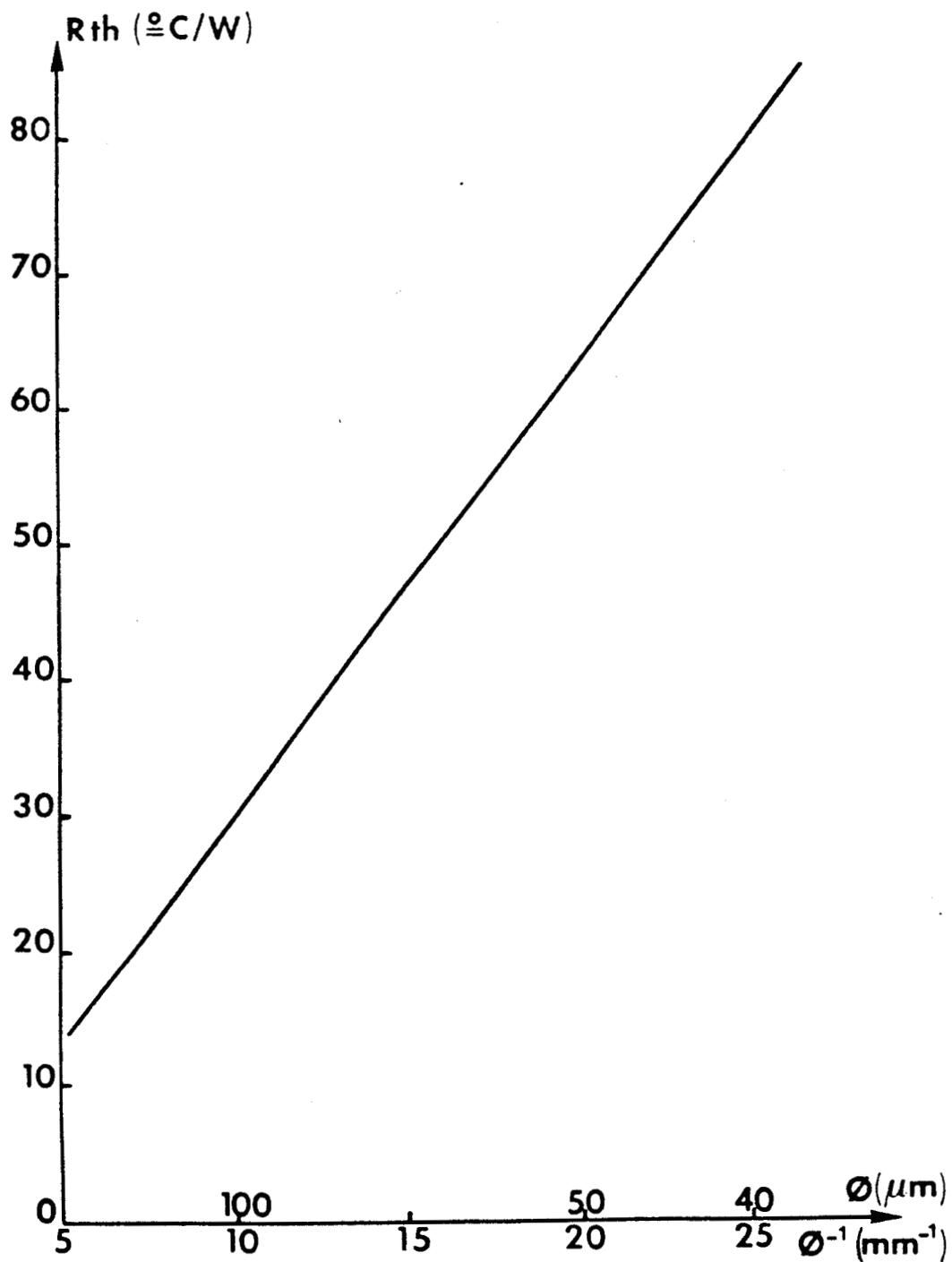


Figure 32 : Evolution de la résistance thermique d'une diode à avalanche au Silicium en fonction du diamètre ϕ de la jonction.

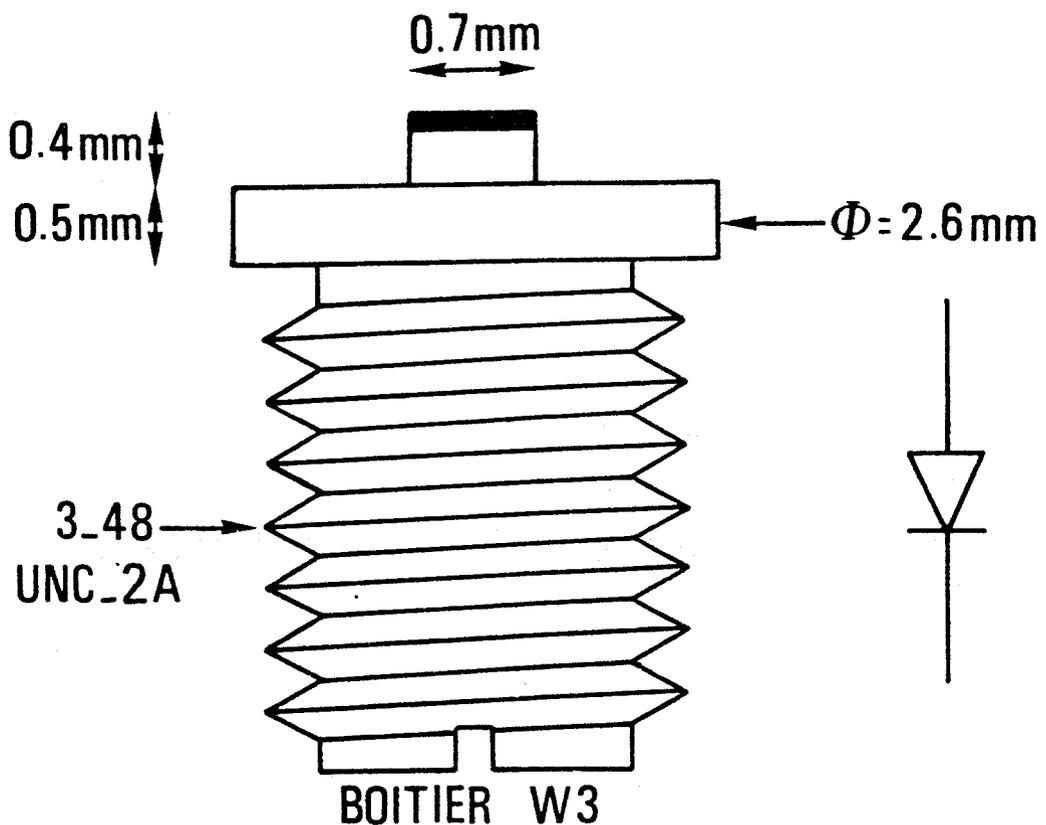
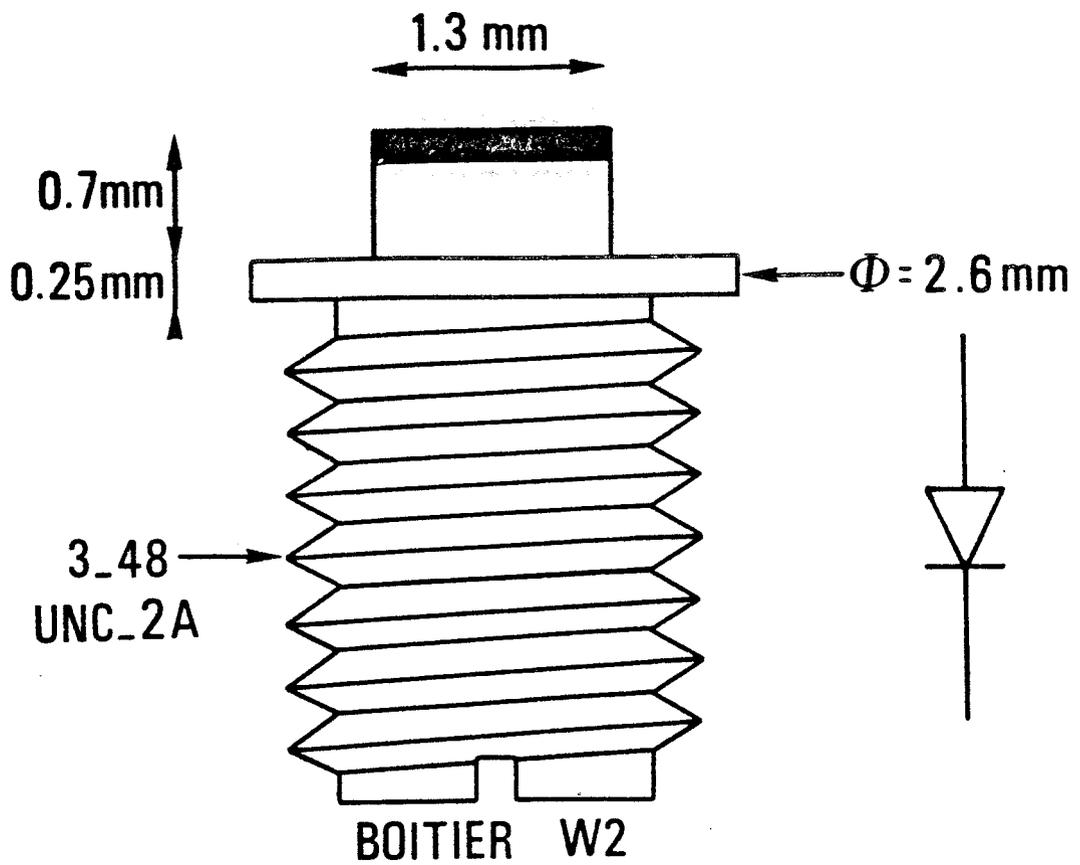


Figure 33 : Représentation schématique des boitiers W2 et W3.

III-1-c Séparation du circuit d'entrée et du circuit de sortie

Le circuit doit également assurer la meilleure séparation possible entre les différents signaux. En particulier, la puissance émise par la diode à la fréquence de sortie ne doit pas remonter en pure perte dans le circuit d'entrée. De plus, les fréquences harmoniques indésirables doivent être réjectées. Deux filtres, l'un passe-bas dans le circuit d'entrée et l'autre passe-bande dans le circuit de sortie, doivent assurer ces conditions.

III-1-d Dissipation thermique

Les diodes que nous avons utilisées sont du type Méssa inversé (figure 31). La zone P+ est brasée sur un dissipateur thermique (cuivre ou diamant). Ce type de montage permet de minimiser la résistance thermique de la diode.

Pour des composants, dont le diamètre de jonction est proche de $70 \mu\text{m}$, montés sur un dissipateur en cuivre, la résistance thermique est de l'ordre de 40 à 50°C/W (figure 32) [1]. Les valeurs typiques des grandeurs électriques de polarisation en régime d'avalanche sont : $V_0 = 20\text{V}$ et $I_0 = 100 \text{ mA}$.

La puissance dissipée dans le composant, en régime grand signal, est donc inférieure à 2W ce qui correspond à un accroissement de la température de jonction en fonctionnement de l'ordre de 100°C par rapport à la température ambiante. Il faut donc que la résistance thermique soit minimale entre la diode et la masse métallique du circuit ou éventuellement du radiateur.

III-1-e Encapsulation - Encombrement - Coût

La phase finale de réalisation d'un composant consiste à monter l'échantillon en boîtier. La figure 33 présente les boîtiers standard W2 et W3 couramment utilisés dans les bandes de fréquences considérées. Etant données leurs dimensions, ces deux boîtiers posent peu de problèmes au niveau de la manipulation et de la caractérisation.

Toutefois, le diamètre du capot de tels boîtiers pose un problème pour l'insertion du composant dans un circuit réalisé en structure de propagation du type ligne plaquée. En effet, il est alors nécessaire de faire un trou de relativement grande taille dans le substrat. Par contre, ce capot permet une connexion très facile de la diode au circuit. Une alternative consiste à utiliser ces composants sans boîtier. Cette solution n'a pas été retenue dans notre cas car les puces semi-conductrices utilisées n'étaient pas passivées.

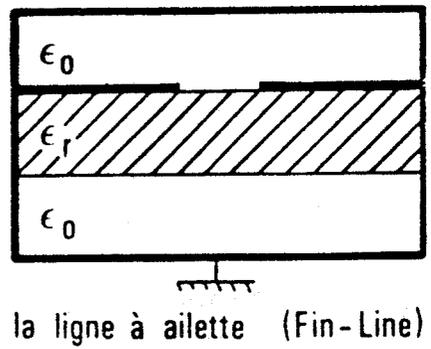
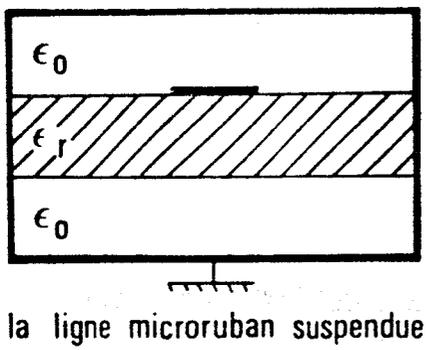
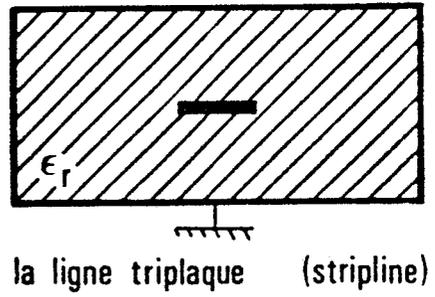
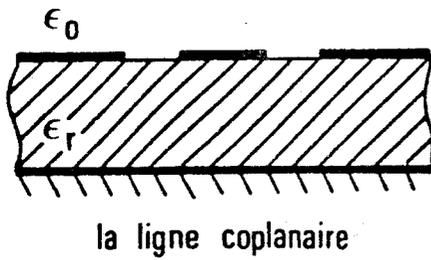
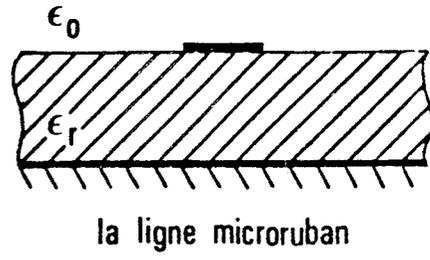
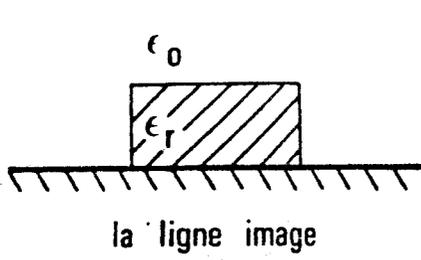


Figure 34 : Schéma de quelques structures plaquées.

Signalons enfin un aspect important concernant l'encombrement et le coût de ces circuits. Ces deux facteurs seront prépondérants pour le choix de la structure de propagation et du matériau à utiliser.

III-2 Choix de la structure de propagation

Le but de l'étude est la réalisation de sources stables en structure intégrée hybride, ce qui exclut l'utilisation de guides d'onde métalliques. Décrivons quelques lignes de transmission pour circuits micro-ondes compatibles avec une intégration hybride.

III-2-a Présentation de quelques structures plaquées

La figure 34 présente quelques structures plaquées pour circuits micro-ondes.

La ligne image

Cette structure se comporte comme un guide d'onde diélectrique qui transmet un ensemble de modes TE et TM du fait, principalement, de l'interface air-diélectrique.

La ligne image est réalisée en fixant un diélectrique de forme régulière, rectangulaire, sur un plan métallique. Bien que ces lignes permettent d'obtenir des coefficients de qualité à vide supérieurs à 1 000 en gamme de longueurs d'onde millimétriques, elles ne se prêtent guère à l'insertion et au couplage d'un élément actif : problèmes d'usinage et de rayonnement dû aux discontinuités... .

La ligne microruban

La structure géométrique de cette ligne de transmission est très simple. Elle consiste en un ruban métallique gravé sur un diélectrique reposant sur un plan métallique. On peut concevoir des circuits intégrés hybrides à ligne microruban à des fréquences de quelques dizaines de gigahertz. La réalisation de ces lignes est facile. L'intégration de composants actifs y est aisée. Peu de problèmes de reproductibilité se posent. De plus, son coût est faible. Elle est, par ailleurs, compatible avec une intégration monolithique.

La ligne coplanaire

Cette ligne supporte, comme la précédente, des modes de transmission hybrides quasi-TEM. La différence réside dans le fait que la métallisation se trouve sur un seul côté du substrat. Chacun des deux plans métalliques, qui se situent sur les côtés, constitue la masse ; la bande conductrice centrale transportant le signal. Cette géométrie permet la connexion de composants actifs sans perçage du substrat.

La ligne triplaque ou "stripline"

Cette structure est constituée d'un ruban conducteur baignant dans un milieu diélectrique entouré de métal. Les pertes par rayonnement dues aux discontinuités éventuelles (coude - gap...) de la ligne triplaque sont plus faibles que celles de la ligne microruban.

Cette ligne de transmission est en fait réalisée en superposant deux lignes microruban, l'une d'entre elles étant dépourvue de ruban conducteur. La superposition des deux lignes microruban laisse un "gap" d'air au niveau de la jonction ce qui modifie les caractéristiques propres de cette structure notamment à haute fréquence.

La ligne microruban suspendue

Il s'agit d'une ligne microruban sur laquelle on a supprimé le plan de masse et que l'on a placée au centre d'un guide d'onde rectangulaire.

Nous nous sommes peu intéressés à cette structure car elle est difficilement compatible avec les dispositifs à semi-conducteur (problème de dissipation thermique).

La ligne à ailette ou "fin-line"

Comme la ligne microruban suspendue, elle est constituée d'un guide d'onde rectangulaire à l'intérieur duquel est inséré un substrat diélectrique s'appuyant sur les deux côtés du guide. Une ligne microfente est déposée sur une face du substrat, l'autre étant non métallisée.

Cette structure présente de faibles pertes. Sa réalisation est assez simple pour la partie plaquée mais elle nécessite un usinage soigné de l'enveloppe métallique. De plus, son utilisation à des fréquences correspondant aux gammes de longueurs d'ondes millimétriques est possible.

Toutefois, dans notre cas, cette ligne de transmission pose de nombreux problèmes d'intégration et de dissipation thermique du composant.

III-2-b Choix de la structure plaquée

Nous nous proposons de choisir, parmi les différentes structures de propagation présentées ci-dessus, celle qui satisfait aux contraintes de l'étude.

En effet, nous nous sommes imposés plusieurs critères qui sont :

- la simplicité
- la reproductibilité
- la compatibilité avec l'intégration monolithique.

De plus, nous avons vu précédemment que la structure de propagation devait permettre une éventuelle dissipation thermique et une intégration aisée du composant.

Parmi, les différentes structures schématisées figure 34, la ligne microruban est celle qui répond le mieux à toutes ces exigences même si elle n'est pas intrinséquement la meilleure. En effet, elle présente un avantage certain au niveau de la simplicité de réalisation et de l'intégration du composant par rapport à la ligne image (usinage...).

Elle permet, contrairement à la ligne à ailette (ou fin-line) et au "strip" suspendu une éventuelle dissipation thermique. Enfin, la forme des boîtiers, W2 et W3, utilisés pour l'étude ne nous permet pas de considérer l'utilisation de la ligne coplanaire ou de la ligne à ailette (problème de connectique).

La reproductibilité de la ligne microruban, son faible coût, sa compatibilité avec la technologie monolithique l'avantagent par rapport à toutes les autres dans notre application.

Notons que les pertes occasionnées par la ligne microruban seront faibles. En effet, les circuits que nous avons réalisés sont de petites dimensions.

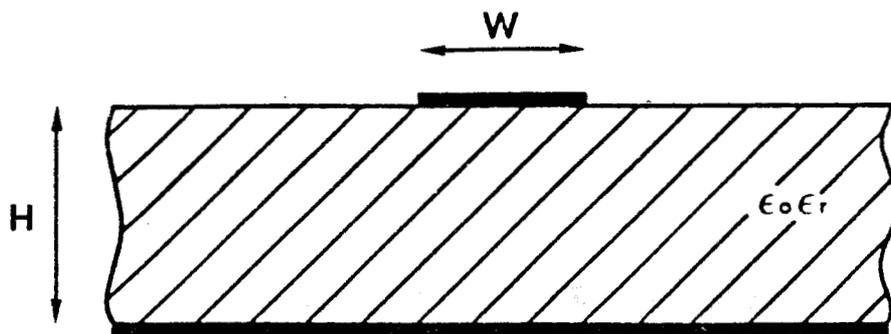


Figure 35 : Schéma de la ligne microruban.

III-2-c Choix du type de matériau

Nous avons choisi la structure de propagation. Il nous reste à déterminer le type de matériau ainsi que ses caractéristiques géométriques.

- La longueur d'onde guidée, pour la ligne microruban, est inversement proportionnelle à la racine carrée de la permittivité effective ϵ_{reff} :

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide.

Cette relation montre qu'il est préférable d'utiliser des substrats de permittivité relative faible lorsque les circuits à réaliser fonctionnent en gamme millimétrique correspondant à des longueurs d'onde faibles.

De plus, la forme des boîtiers utilisés nécessite un perçage du substrat. La permittivité relative du matériau doit alors être faible de façon à limiter les perturbations occasionnées par cette discontinuité.

- VENDELIN [2] a montré que la limite fréquentielle de la ligne microruban provient du fort couplage entre le mode quasi-TEM et le mode TM d'ordre le plus bas qui apparaît à une fréquence donnée par la relation :

$$f_{\text{CTM1}} = \frac{c \text{tg}^{-1}(\epsilon_r)}{\sqrt{2} \pi h \sqrt{\epsilon_r - 1}}$$

où C est la vitesse de la lumière

h est l'épaisseur du diélectrique (figure 35).

Cette fréquence maximale est inversement proportionnelle à l'épaisseur du substrat. Il nous sera donc nécessaire de choisir un matériau de faible épaisseur si l'on veut éviter l'apparition de ce mode.

- Une seconde limitation modale, relative à l'apparition d'un mode de résonance transverse, doit être considérée. La fréquence de coupure de ce mode est donnée par l'expression suivante :

$$f_{\text{CRT}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} (2W + 0.8h)}$$

où W est la largeur du ruban conducteur (figure 35).

Cette expression montre qu'il existe une valeur limite pour W, largeur du ruban conducteur, au-dessus de laquelle le mode de résonance transverse peut être excité.

Toutes ces considérations nous ont conduits à choisir un matériau du type "Duroïd 5880" ou un substrat quartz ayant les caractéristiques suivantes :

Duroïd 5880

Quartz

$$\epsilon_r = 2.2$$

$$\epsilon_r = 4$$

$$h = 380 \mu\text{m}$$

$$h = 250 \mu\text{m}$$

$$t = 17 \mu\text{m}$$

$$t = 3 \mu\text{m}$$

(t : épaisseur de métallisation)

Ces matériaux offriront toute garantie jusqu'à des fréquences, de l'ordre de 40 GHz. Au-delà de cette valeur, l'utilisation d'un substrat plus "fin" sera nécessaire ($h = 127 \mu\text{m}$).

- Le Duroïd a été préféré au quartz ($\epsilon_r = 4$) pour des problèmes d'usinage et de coût.

III-3 Description des différentes parties du circuit

Compte tenu du choix du support de propagation que nous venons d'effectuer, nous allons maintenant analyser les différentes possibilités de réalisations des fonctions nécessaires à la conception d'un multiplieur de fréquence.

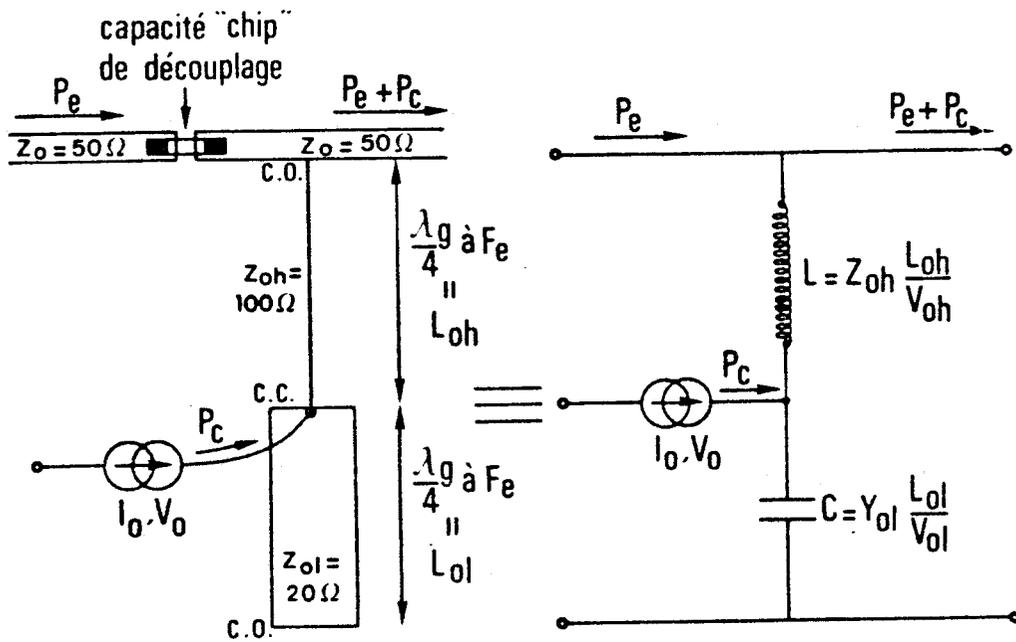


Figure 36 : Schéma du circuit de polarisation.

III-3-a Circuit de polarisation

Le circuit doit permettre la polarisation du composant, en régime d'avalanche, tout en assurant un bon découplage entre l'alimentation continue et la source hyperfréquence primaire.

Ce découplage se fait de façon classique en réalisant un filtre composé de deux lignes quart d'onde, mis en parallèle sur la ligne d'entrée. Les deux transformations d'impédances successives permettent de ramener sur la ligne principale d'impédance 50Ω l'équivalent d'un circuit ouvert à toutes les fréquences harmoniques générées par la diode ainsi qu'à la fréquence fondamentale délivrée par le générateur.

Ainsi, tous les signaux hyperfréquences présents dans la structure ne perturbent pas la source d'alimentation continue.

La configuration du filtre de polarisation est la suivante :

- une ligne basse impédance dont le schéma équivalent est une capacité
- une ligne haute impédance dont le schéma équivalent est une self inductance.

Notons que ces impédances correspondent aux valeurs limites réalisables sur la structure plaquée utilisée (généralement 20Ω et 100Ω pour la ligne microruban).

La figure 36 présente le circuit de polarisation et son schéma équivalent.

Le fait de ramener sur la ligne principale une impédance très élevée (circuit ouvert) permet d'étendre l'utilisation de ce circuit de polarisation à une bande de fréquence relativement large.

De plus, la connexion du fil de polarisation en un point correspondant à un court circuit hyperfréquence à la fréquence fondamentale ainsi qu'aux fréquences harmoniques de rang impair améliore le découplage. D'autre part, la largeur de la ligne quart d'onde basse impédance facilite la soudure du fil d'alimentation continue.

Une capacité "chip" est placée en série sur la ligne d'entrée, avant le filtre de polarisation, de façon à éviter une remontée de la puissance continue dans le générateur. La valeur de cette capacité dépend évidemment de la fréquence d'entrée. Il faut respecter la condition :

$$Z_{\text{capa}} = \frac{1}{2\pi F_e C} \ll$$

DIODE TM108
 $S = 2 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$
 $F = 2 \text{ GHz}$
 $+ I_0 \text{ (mA)}$

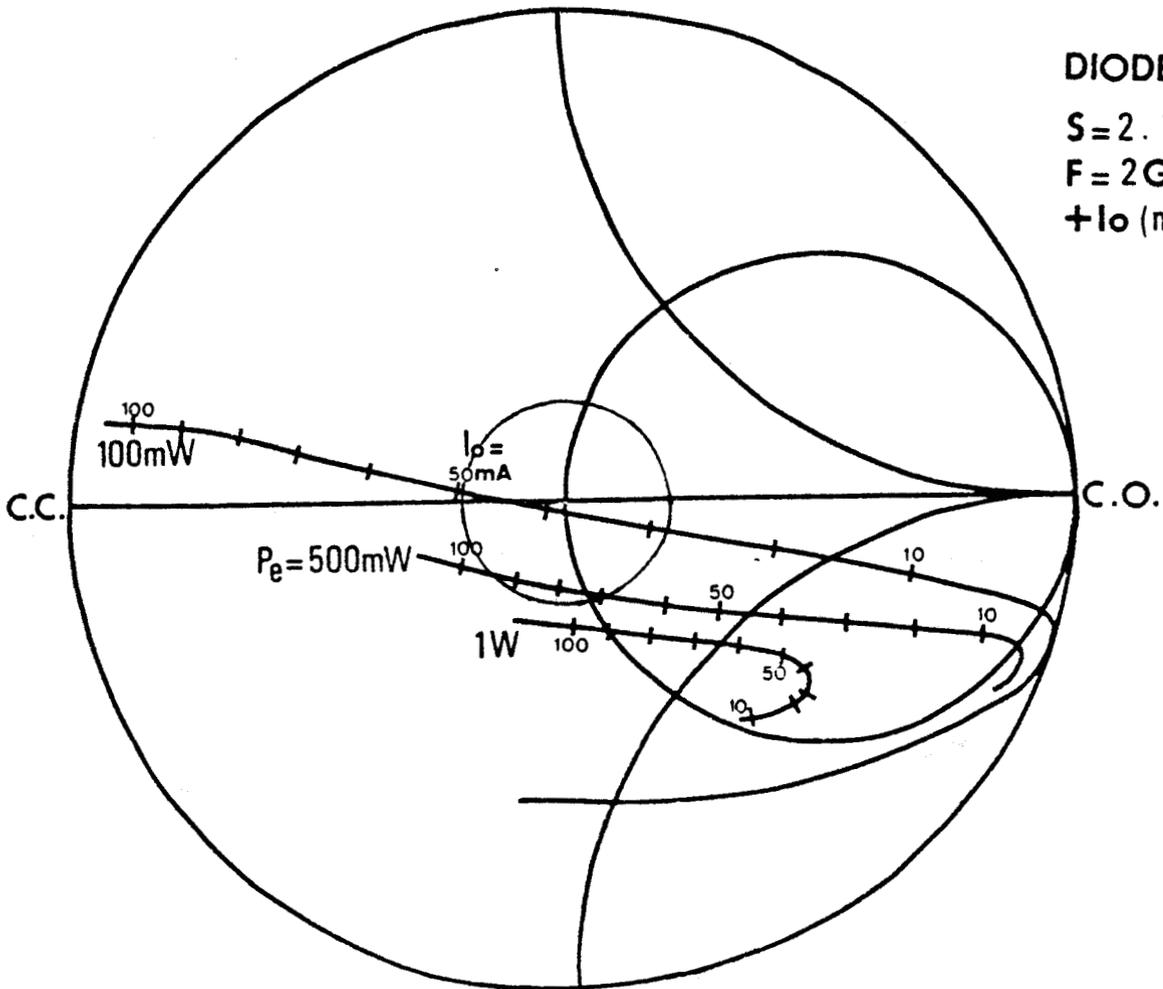


Figure 37 : Evolution de l'impédance d'entrée d'une diode à avalanche de multiplication en fonction de la puissance d'entrée et du courant de polarisation.
 a) - $F_e = 2 \text{ GHz}$

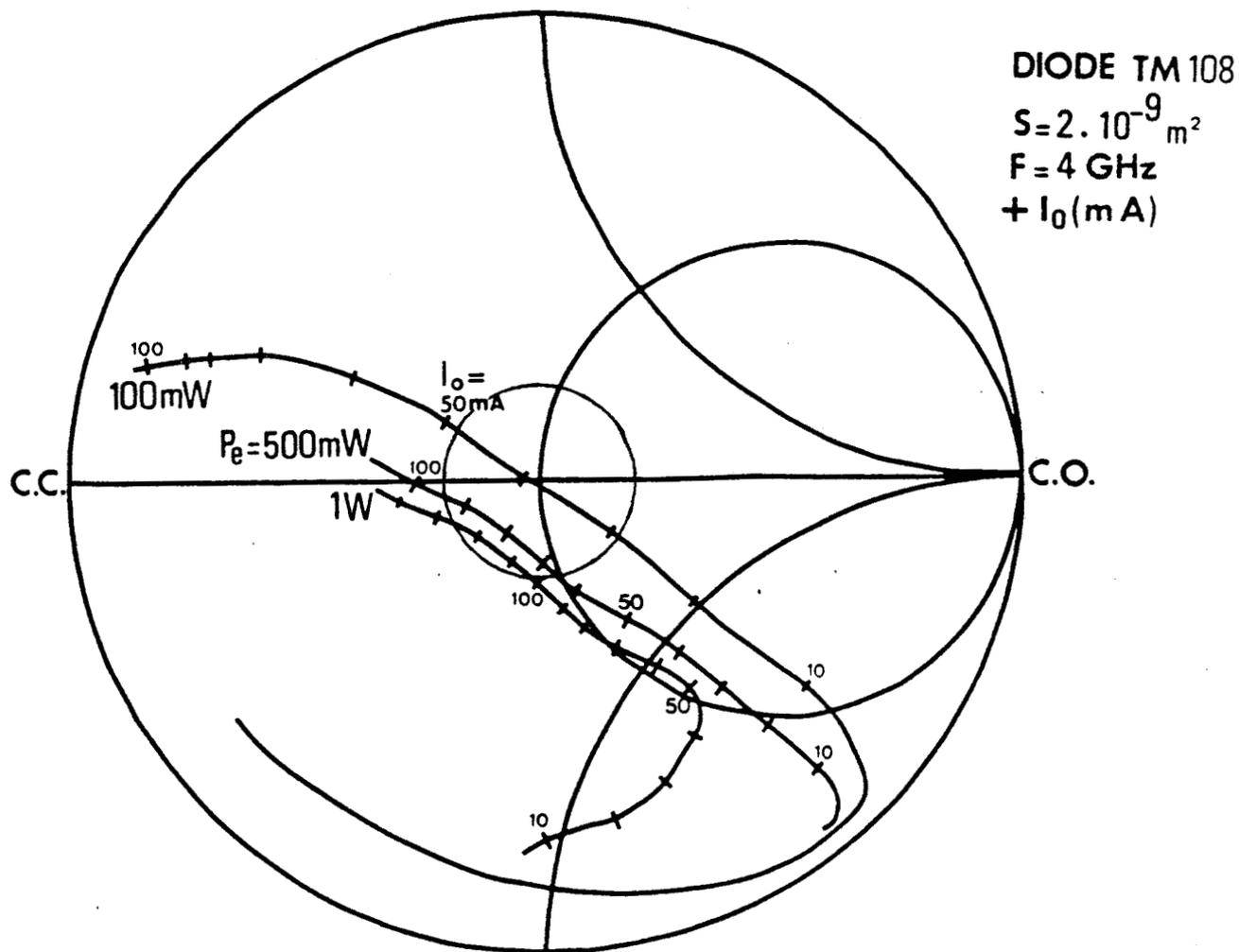
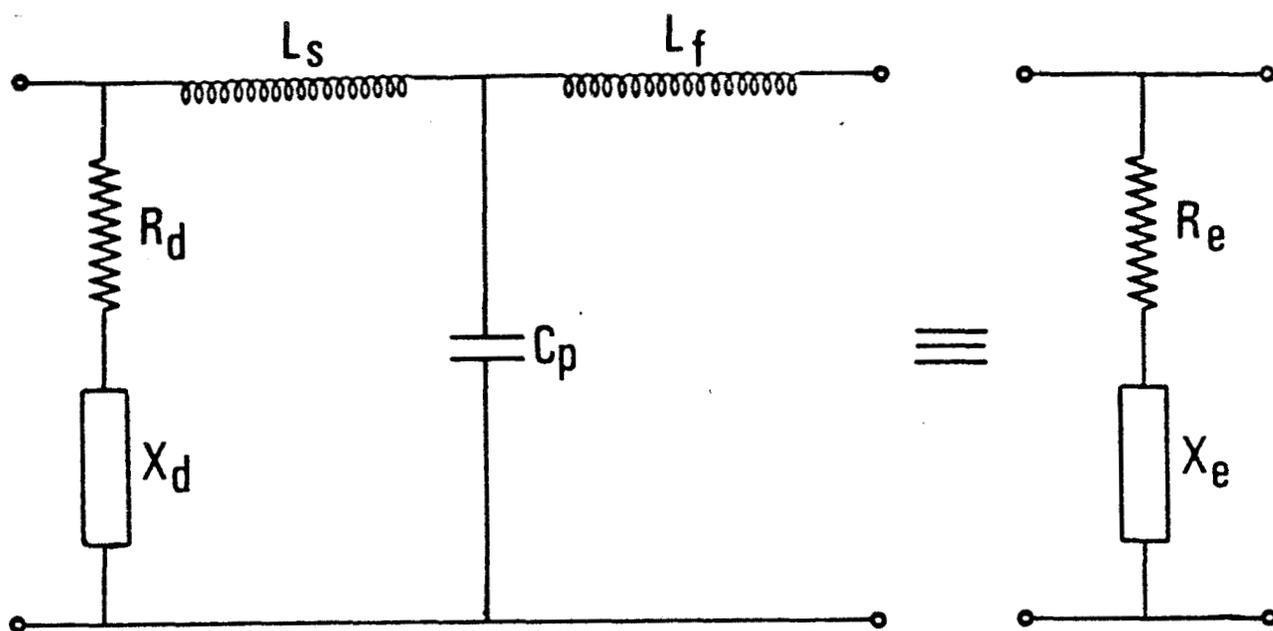


Figure 37 : Evolution de l'impédance d'entrée d'une diode à avalanche de multiplication en fonction de la puissance d'entrée et du courant de polarisation.
 b)- $F_e = 4 \text{ GHz}$



R_d : résistance négative de la diode

X_d : réactance capacitive de la diode

L_s : self-inductance de connection diode - boitier

C_p : capacité parasite du boitier

L_f : self-inductance de connection boitier - circuit

R_e : résistance négative équivalente

X_e : réactance capacitive équivalente

Figure 38 : Schéma simplifié des éléments parasites du boitier.

III-3-b Circuit d'adaptation

a) Adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence d'entrée.

Pour permettre une alimentation de la diode en puissance hyperfréquence provenant de la source primaire avec le minimum de pertes, on caractérise l'impédance présentée par le composant à la fréquence d'entrée. Les figures 37-a et 37-b illustrent son évolution en fonction des paramètres qui conditionnent son fonctionnement, c'est-à-dire la puissance d'entrée : P_e et le courant de polarisation : I_o , respectivement à des fréquences d'entrée égales à 2 GHz et 4 GHz.

Nous constatons que pour un niveau fixé de la puissance d'entrée, il est toujours possible d'ajuster le courant de polarisation afin que l'impédance présentée par la diode soit proche de 50Ω . Il y a donc un couple P_e, I_o qui satisfait partiellement la condition d'adaptation. Au besoin, il sera aisé d'insérer un transformateur quart d'onde pour réaliser une adaptation plus fine de l'impédance présentée par la diode à la fréquence d'entrée. De plus, la réalisation en structure plaquée permet de placer cet élément d'accord le plus près possible du composant.

Notons toutefois, qu'étant donné le comportement fortement non linéaire de la diode à la fréquence d'entrée (figure 37) il sera impossible de réaliser une adaptation parfaite sur toute la plage de variation des paramètres de fonctionnement I_o et P_e . En pratique, nous ajusterons le courant de polarisation de façon à avoir le taux de conversion maximal pour la valeur nominale de la puissance d'entrée.

b) Adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie.

Les mesures d'impédance s'avérant délicates et imprécises aux fréquences de sortie, nous avons eu recours aux simulations numériques qui nous fournissent les données concernant l'évolution de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie. Nous utilisons un schéma équivalent série pour le composant :

$$Z_d = R_d + jX_d$$

Toutefois, les éléments parasites du boîtier, W_2 ou W_3 , illustrés figure 38 modifient cette impédance. Nous obtenons alors les valeurs R_e, X_e représentant respectivement la résistance et la réactance de la diode en boîtier à la fréquence de sortie.

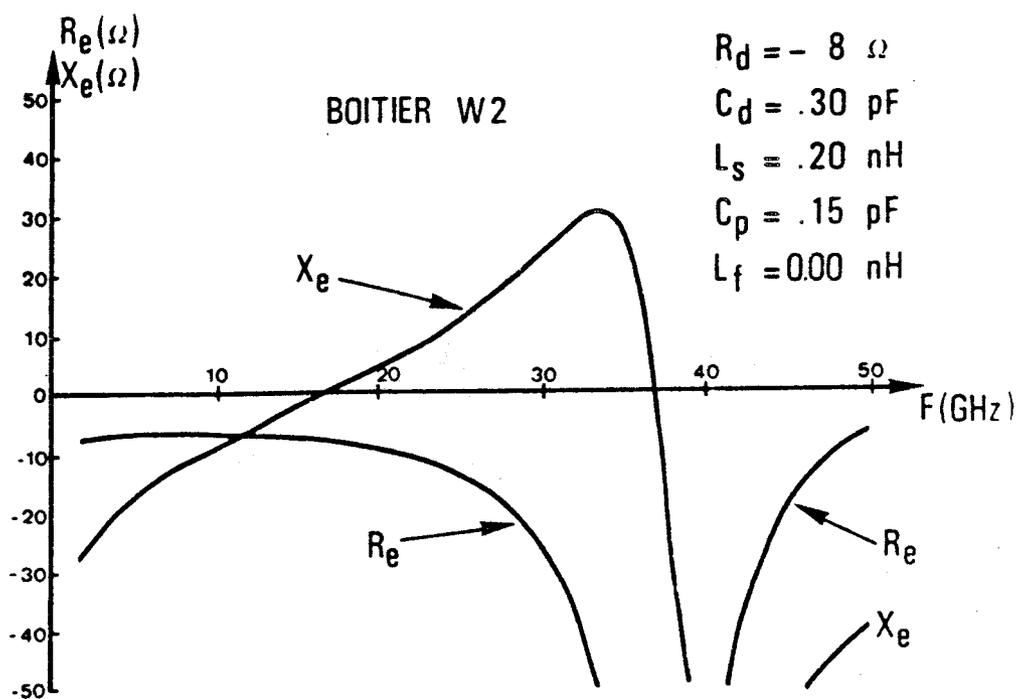


Figure 39 : Evolution fréquentielle de l'impédance de sortie de la diode dans son boitier (W2).

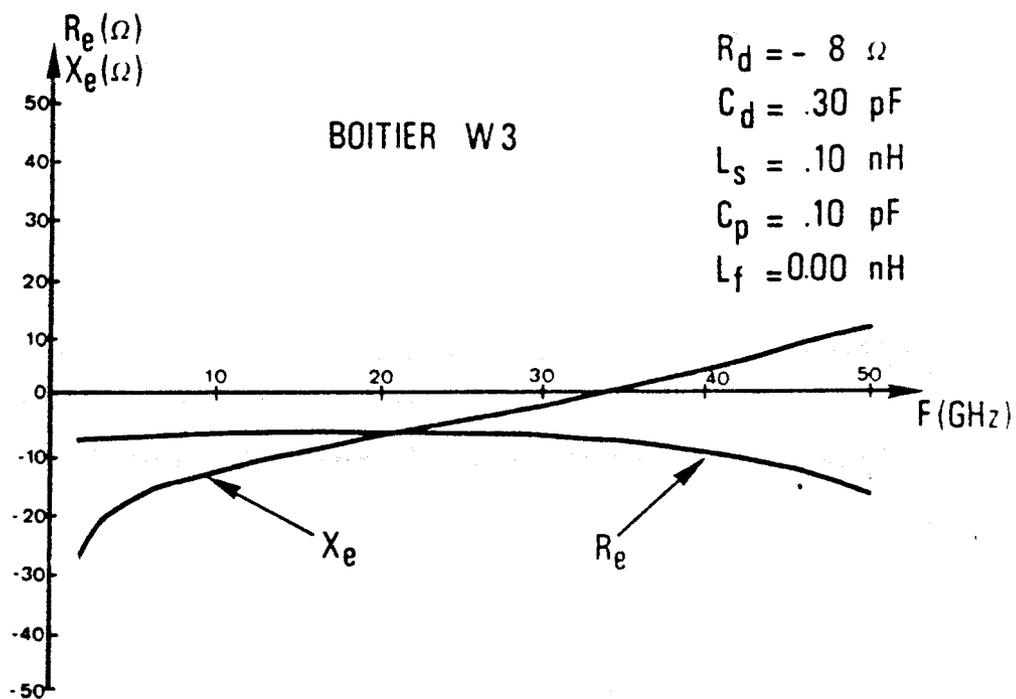


Figure 40 : Evolution fréquentielle de l'impédance de sortie de la diode dans son boitier (W3).

Les techniques d'adaptation classiques à l'aide des lignes microruban peuvent alors être utilisées.

Le schéma équivalent à éléments localisés nous permet de déterminer l'évolution fréquentielle de l'impédance de sortie de la diode vue à l'extérieur de son boîtier. Les figures 39 et 40 illustrent cette évolution. Ces courbes ont été obtenues en considérant la résistance négative de la diode constante en fonction de la fréquence.

$$R_d(\omega) \neq \text{constante}$$

Nous avons de plus considéré la réactance de la diode comme étant égale à :

$$X_d = \frac{1}{C_d \omega}$$

avec

$$C_d = \frac{\epsilon \cdot S}{W}$$

où S est la surface de la jonction
 W est la longueur de la jonction.

Pour les diodes utilisées nous avons $C_d = 0.3 \text{ pF}$.

A la figure 39 correspond le boîtier W2 et une résistance négative de diode égale à $R_d = -8 \Omega$. Nous remarquons que la valeur de la réactance équivalente est très faible entre 15 et 20 GHz ce qui prouve l'intérêt d'utiliser ce boîtier dans cette bande de fréquence.

Par contre, l'utilisation de ce boîtier dans la bande de fréquence 30-50 GHz ne peut être envisagée. En effet, l'évolution trop rapide de la résistance et de la réactance équivalentes pose de nombreux problèmes d'adaptation. De plus, nous ne pouvons espérer, dans ce cas, obtenir des bandes instantanées de fréquence en sortie importantes.

A la figure 40 correspond le boîtier W3 et une résistance négative de diode égale à $R_d = - 8 \Omega$. Les valeurs plus faibles des éléments parasites du boîtier W3 ont pour effet de repousser à plus de 50 GHz la fréquence de résonance propre de ce boîtier qui est donc mieux adapté aux applications millimétriques.

Notons de plus le passage par zéro de la courbe représentative de la réactance équivalente de la diode en boîtier pour une fréquence de sortie voisine de 35 GHz, pour le composant choisi. On pourra choisir le diamètre de jonction permettant de remplir la condition de résonance série de la capacité jonction et des éléments réactifs du boîtier.

Il faut ajouter, aux considérations relatives aux éléments parasites des boîtiers, celles qui se rapportent au type de connexion diode-circuit. En effet, les éléments de connectique (fils d'or - rubans - préformes) ont des caractéristiques électriques, définies par les formules empiriques présentées en Annexe A3 pour le cas du ruban, qui modifient la valeur de la réactance équivalente de la diode à la fréquence de sortie. La connectique du système est donc primordiale et elle peut permettre une pré-adaptation de la réactance de la diode à la fréquence de sortie. Il faudra donc, après avoir choisi le type de connexion, en définir correctement les dimensions.

Le réseau d'adaptation de sortie sera donc constitué, le plus souvent, d'un simple transformateur quart d'onde. Notons que ces accords (éléments parasites du boîtier, éléments de connectique) sont quasiment localisés. Ceci nous permet d'envisager des bandes instantanées de fréquence en sortie non négligeables.

III-3-c Circuit de filtrage

a) Filtrage à la sortie du circuit.

L'adaptation de l'impédance de sortie du composant est réalisée à la fréquence de rang n . Néanmoins, les fréquences harmoniques inférieures et supérieures existent. Il est donc nécessaire, en vue d'obtenir en sortie un signal monochromatique, d'isoler la fréquence harmonique sélectionnée par le concepteur.

Cet impératif du cahier des charges peut être réalisé, par exemple, à l'aide d'un filtre à résonateur diélectrique. Cette solution offre l'avantage de découpler naturellement les signaux continu et hyperfréquence. Elle assure également la sélectivité demandée avec un minimum de pertes d'insertion dans la bande passante : de l'ordre de 1 dB à 23 GHz [3].

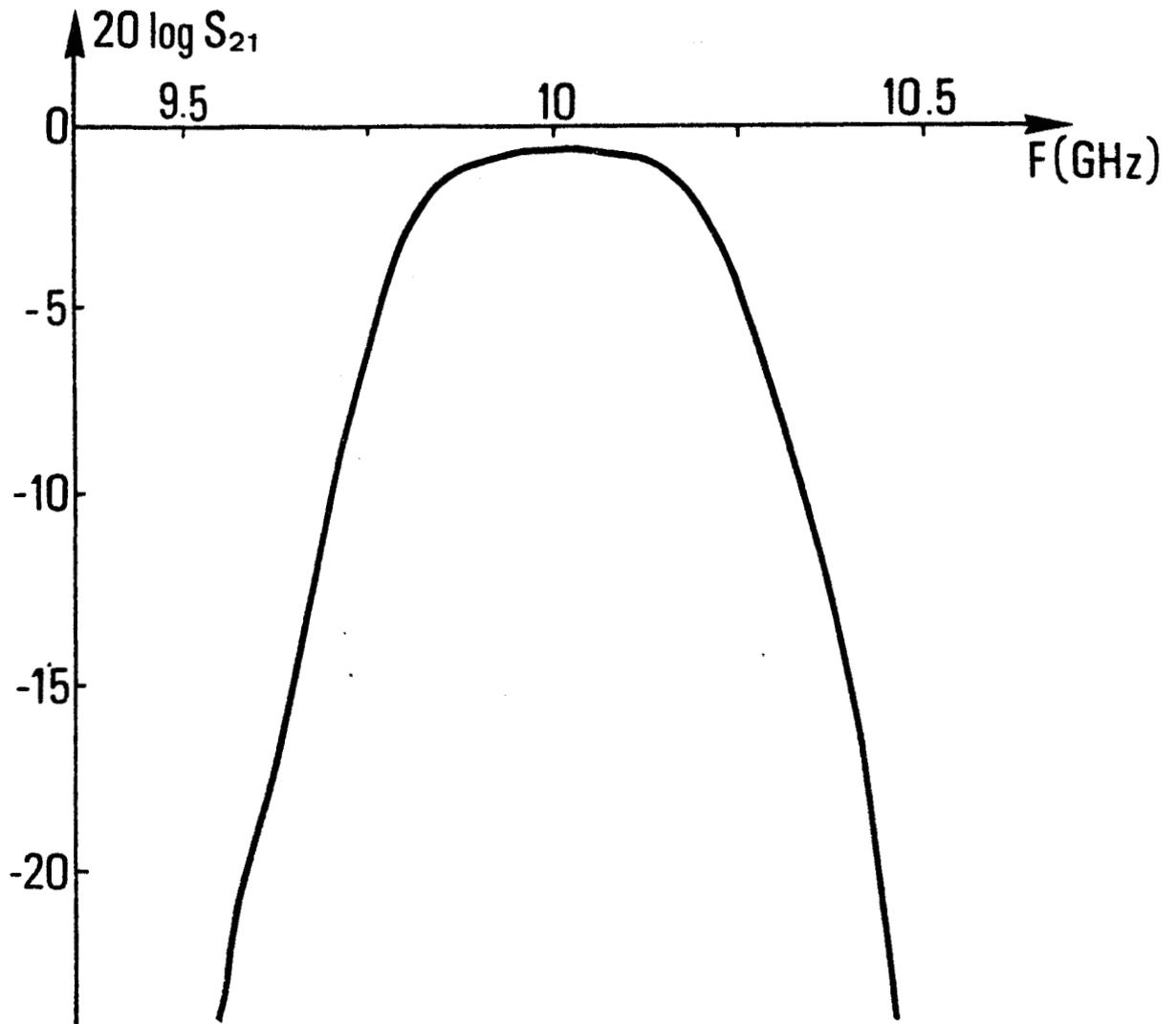
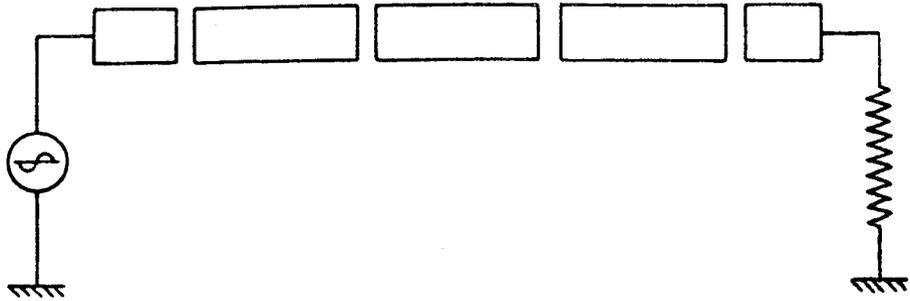
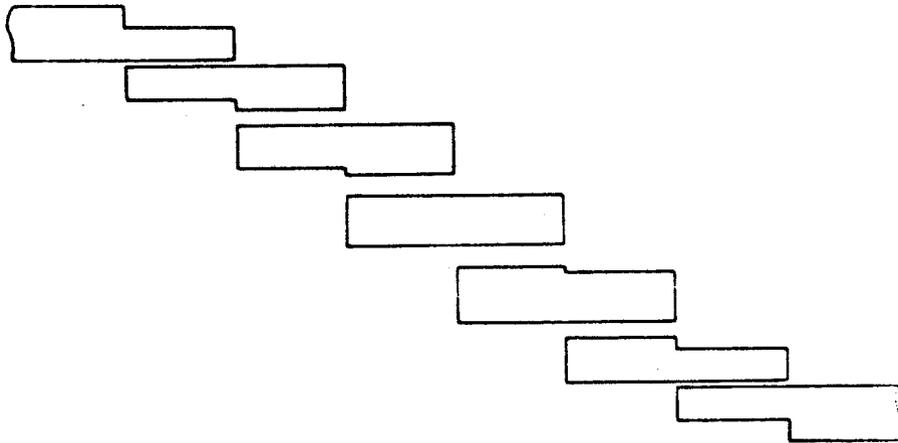


Figure 41 : Evolution fréquentielle du coefficient de transmission du filtre à résonateur diélectrique.



a) Couplage par "extrémité"



b) Couplage par "proximité"

Figure 42 : Allure générale de filtres à couplage entre résonateurs plaqués adjacents.

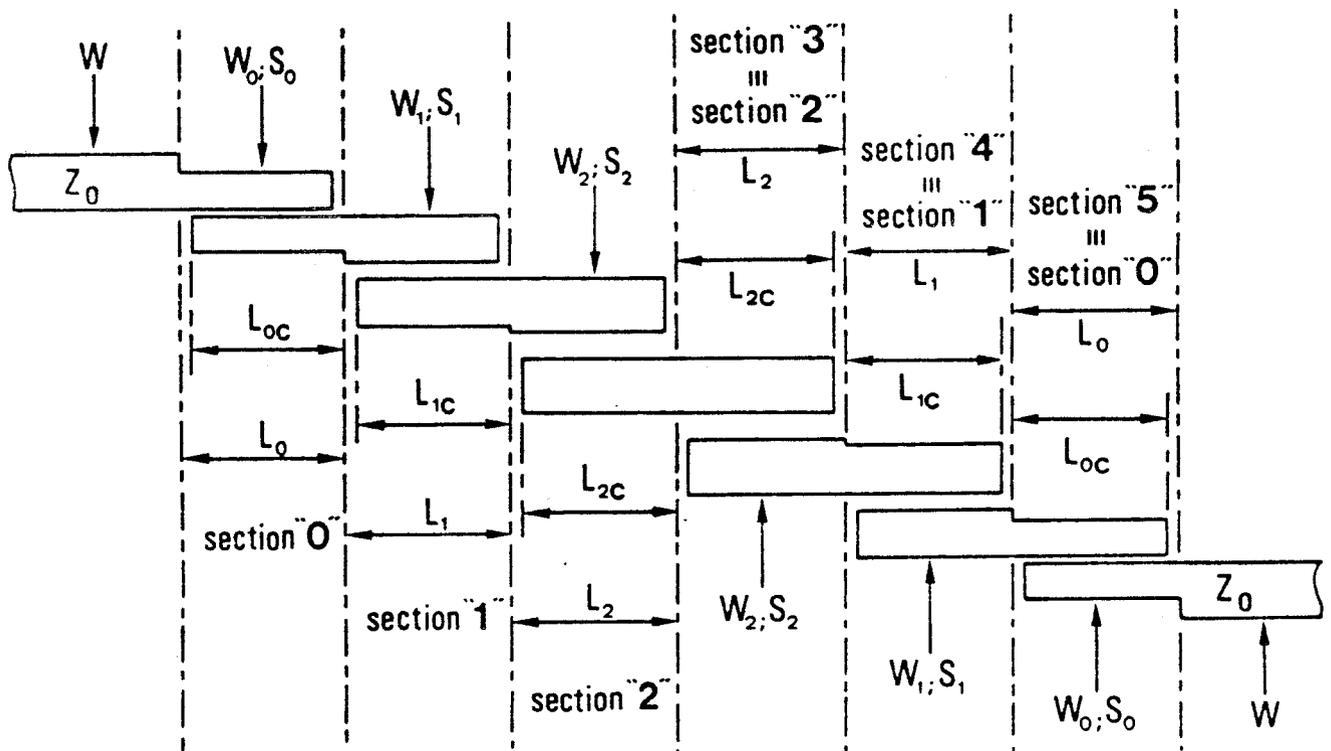


Figure 43 : Topologie classique d'un filtre passe-bande à lignes couplées parallèles constitué de 6 sections.

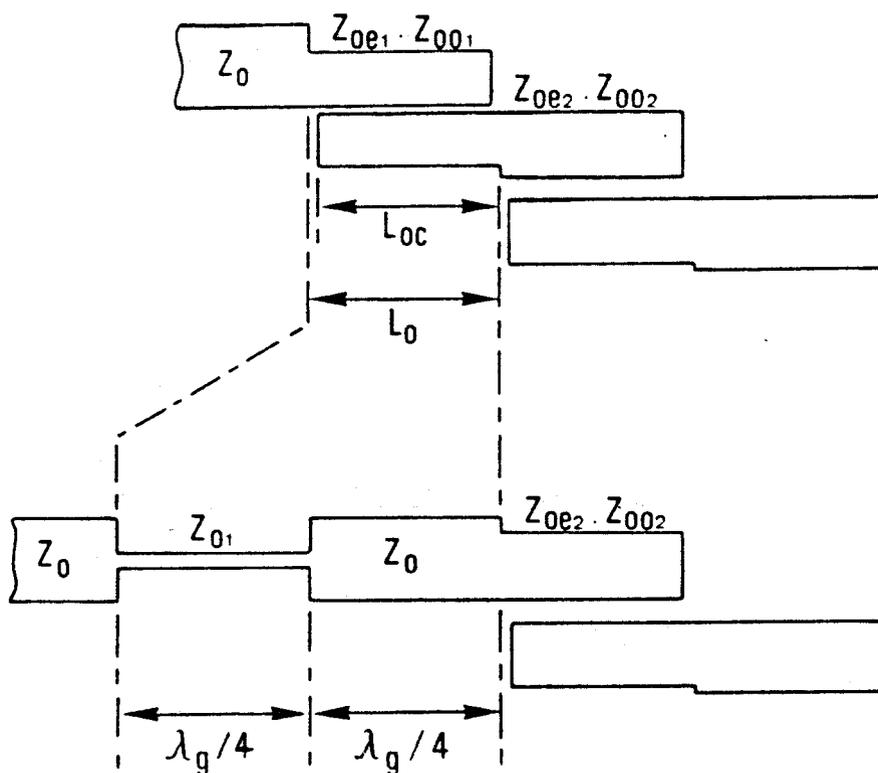


Figure 44 : Transformation de la section d'adaptation.

Nous avons, dans un premier temps, étudié et réalisé de tels filtres en bande X. Les pertes d'insertion dans la bande passante étaient inférieures à 1 dB. La bande passante relative à - 3 dB était proche de 5 % (figure 41). Toutefois, ces résultats sont difficilement reproductibles. En effet, des problèmes d'usinage et de positionnement du résonateur diélectrique, de couplage de celui-ci avec la ligne microruban se posent et présentent un inconvénient certain quant à la simplicité de réalisation du circuit et sa reproductibilité. De plus, cette solution est incompatible avec l'intégration monolithique.

Une autre solution, plus simple, reproductible, compatible avec la technologie monolithique consiste à réaliser ce filtre passe-bande par couplage entre résonateurs plaqués adjacents [4]. Deux types de couplage peuvent être considérés : le couplage par "extrémité" (figure 42-a) et le couplage par "proximité" (figure 42-b).

Dans le cas d'un couplage par "extrémité" un choix judicieux des dimensions donne une fonction de filtre passe-bande. Toutefois, l'échange d'énergie est trop faible même lorsque les séparations entre les résonateurs sont très petites. De plus, dans cette configuration, la tolérance sur les dimensions est très faible. C'est pourquoi nous avons préféré utiliser les filtres passe-bande à lignes couplées latéralement.

Ce type de filtre, que nous avons décrit au cours du chapitre précédent, permet, en plus d'une réjection d'au moins 30 dB des fréquences harmoniques indésirables dans le cas de multiplicateurs de fréquences de rang inférieur ou égal à 15, de découpler la sortie du signal continu. Il permet également d'éviter qu'une partie du signal d'entrée n'apparaisse, en pure perte, à la sortie car il présente des bandes coupées très larges.

Le problème de ces circuits réside en la réalisation des sections extrêmes qui permettent l'adaptation du filtre à Z_0 : impédance caractéristique du filtre. En effet, les sections "O" et "N" présentent souvent des dimensions très critiques au niveau de l'espacement entre les lignes (quelques dizaines de microns). On pallie à cet inconvénient en augmentant la valeur de l'impédance caractéristique du filtre dans des proportions raisonnables ($Z_0 \leq 80 \Omega$) ou en remplaçant chacune des deux sections d'adaptation par un transformateur quart d'onde dont l'impédance est donnée par [5] :

$$Z_{01} = \frac{2 \cdot Z_0^2}{(Z_{0e1} - Z_{0o1})}$$

Cette transformation est illustrée figure 44.

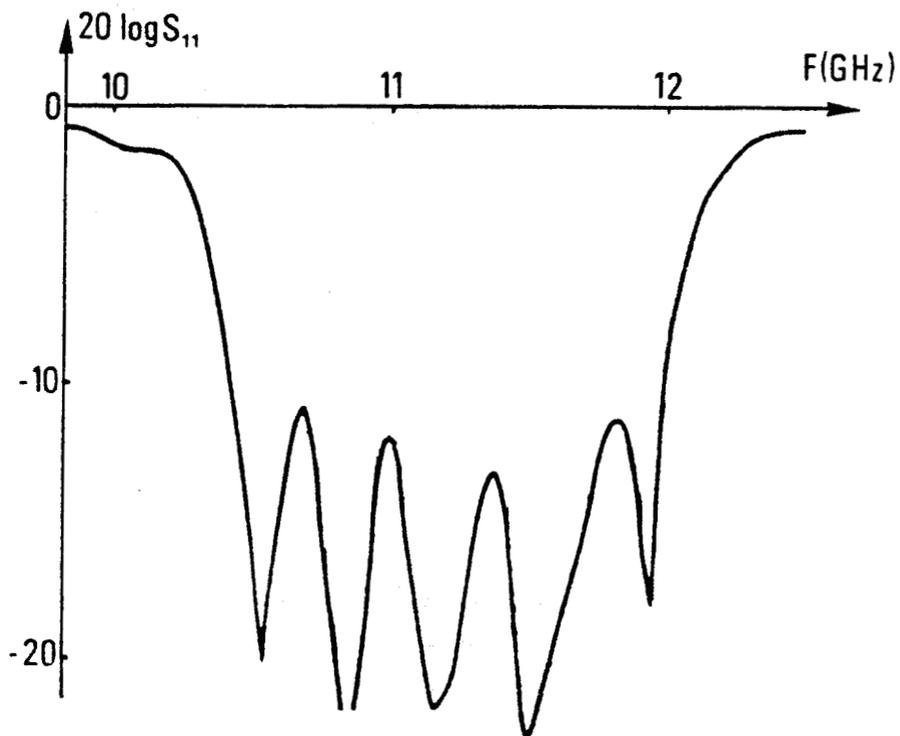
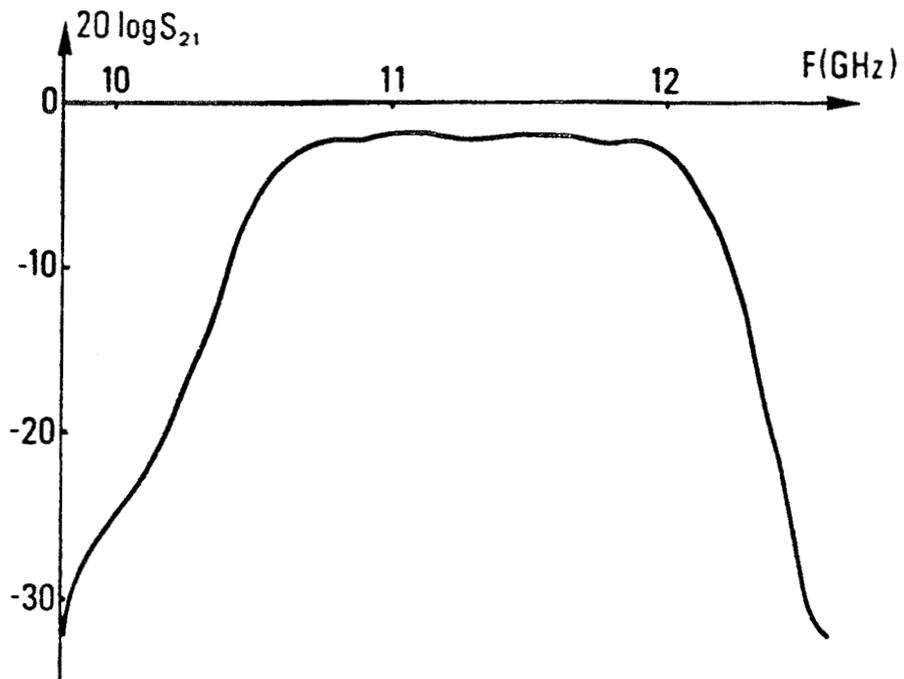


Figure 45 : Evolution fréquentielle du coefficient de transmission S_{21} et du coefficient de réflexion S_{11} du filtre passe-bande en structure microruban.

Toutefois, ce problème d'ordre technologique reste toujours très difficile à résoudre et il faut prendre le plus grand soin lors de la réalisation de ce circuit et contrôler notamment la sous gravure des lignes.

Notons que le choix d'une impédance caractéristique du filtre supérieure à 50Ω nécessitera une réadaptation, sous la forme d'un transformateur quart d'onde, à la sortie du circuit. De plus, l'adaptation de l'impédance de la diode à la fréquence de sortie ne se fera plus à 50Ω mais à Z_0 : impédance caractéristique du filtre. Ceci ne pose aucun problème de réalisation mais ces éléments supplémentaires ne jouent pas en faveur de pertes minimales dans le circuit de sortie et limitent quelque peu la bande passante potentielle en sortie.

Ajoutons que les limites fréquentielles pour l'utilisation de ce type de filtre sont imposées par la largeur des lignes qui constituent le résonateur (excitation du mode de résonance transverse).

Ces filtres, réalisés en technologie couche mince à conducteurs de cuivre, présentent un intérêt quant à la réjection brutale et la relative étroitesse de la bande passante (bande passante relative : 10 %).

Nous présentons, figures 45 et 46, les mesures relatives aux coefficients de transmission et de réflexion en fonction de la fréquence de deux filtres passe bande à lignes couplées latéralement. Le premier a été réalisé en structure microruban ; le second a été réalisé en structure triplaque. Leurs caractéristiques d'atténuation étaient :

$$\begin{array}{ll} A_m = 0.01 \text{ dB} & A_s = 30 \text{ dB} \\ F_s = 9.8 \text{ GHz} & F_c = 10.7 \text{ GHz} \quad F_o = 11.2 \text{ GHz} \end{array}$$

Nous remarquons que les résultats obtenus sont, à l'exception des pertes d'insertion, en tout point conformes aux prévisions théoriques. Nous obtenons des pertes d'insertion de l'ordre de 1 dB pour le filtre réalisé en structure triplaque alors qu'elles s'élèvent à plus de 2 dB dans l'autre cas.

Cette différence s'explique par le rayonnement relativement important des résonateurs en structure microruban qui constitue le défaut majeur de ces filtres en structure ouverte.

Bien que ces résultats montrent l'avantage de la structure triplaque au dépend de la ligne microruban, nous avons choisi cette dernière qui satisfait aux critères de simplicité, de reproductibilité et surtout de compatibilité avec l'intégration monolithique que nous nous sommes fixés.

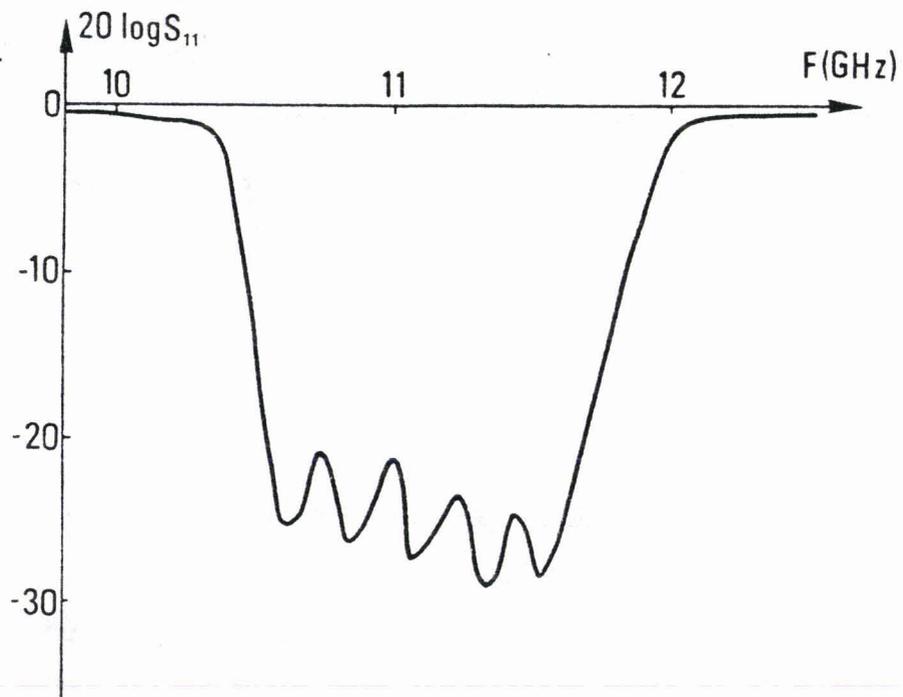
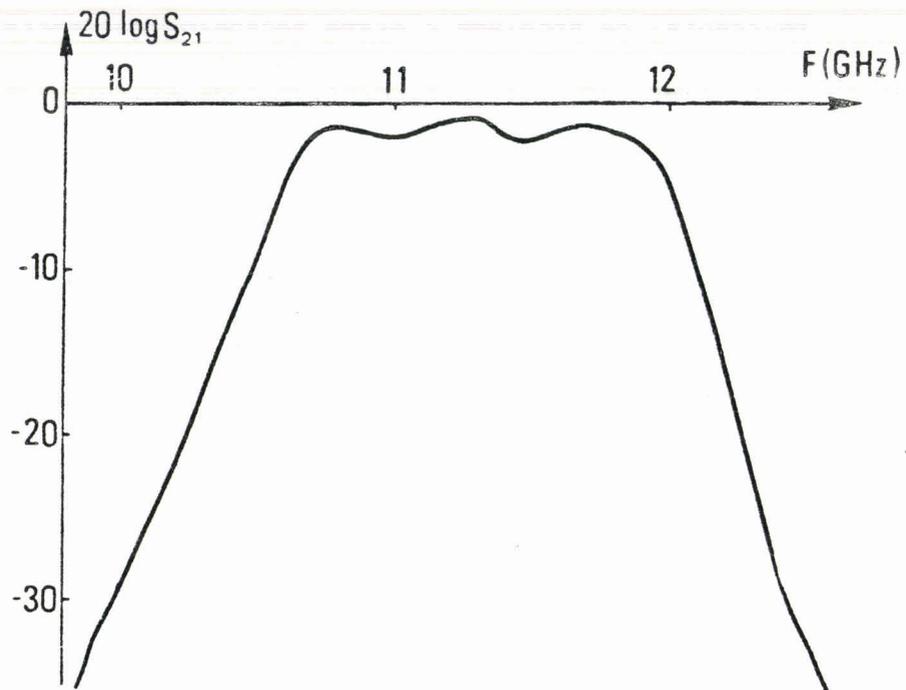
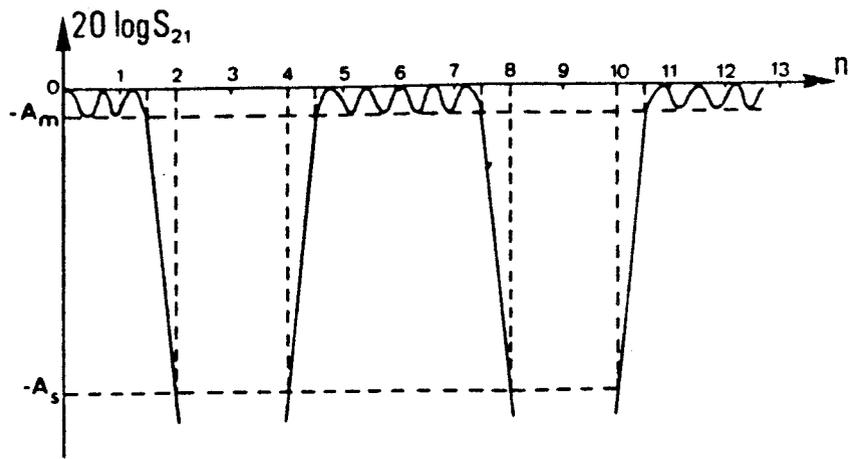
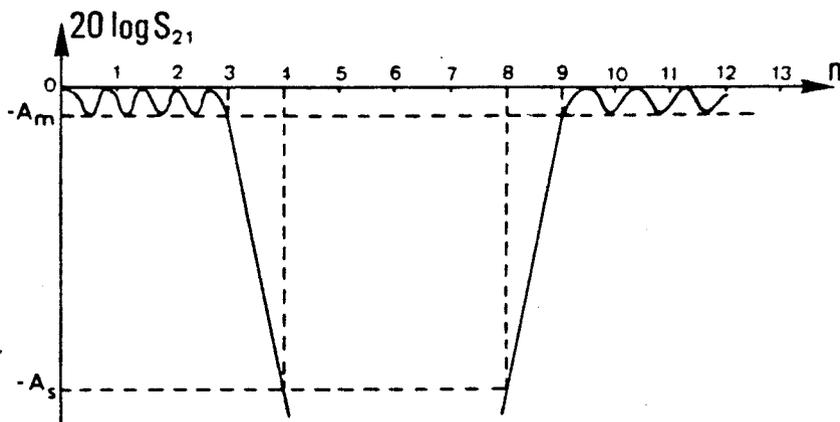


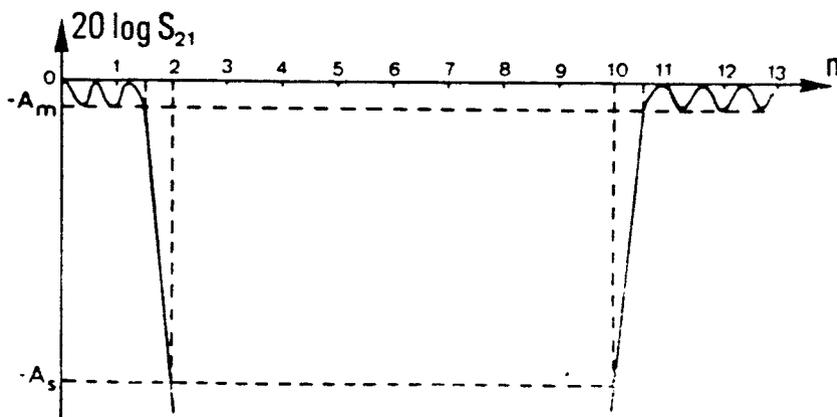
Figure 46 : Evolution fréquentielle du coefficient de transmission S_{21} et du coefficient de réflexion S_{11} du filtre passe-bande en structure triplaqué.



a)- premier filtre coupe-bande



b)- second filtre coupe-bande



c)- association des deux filtres

Figure 47 : Evolution du coefficient de transmission en fonction du rang d'harmonique.

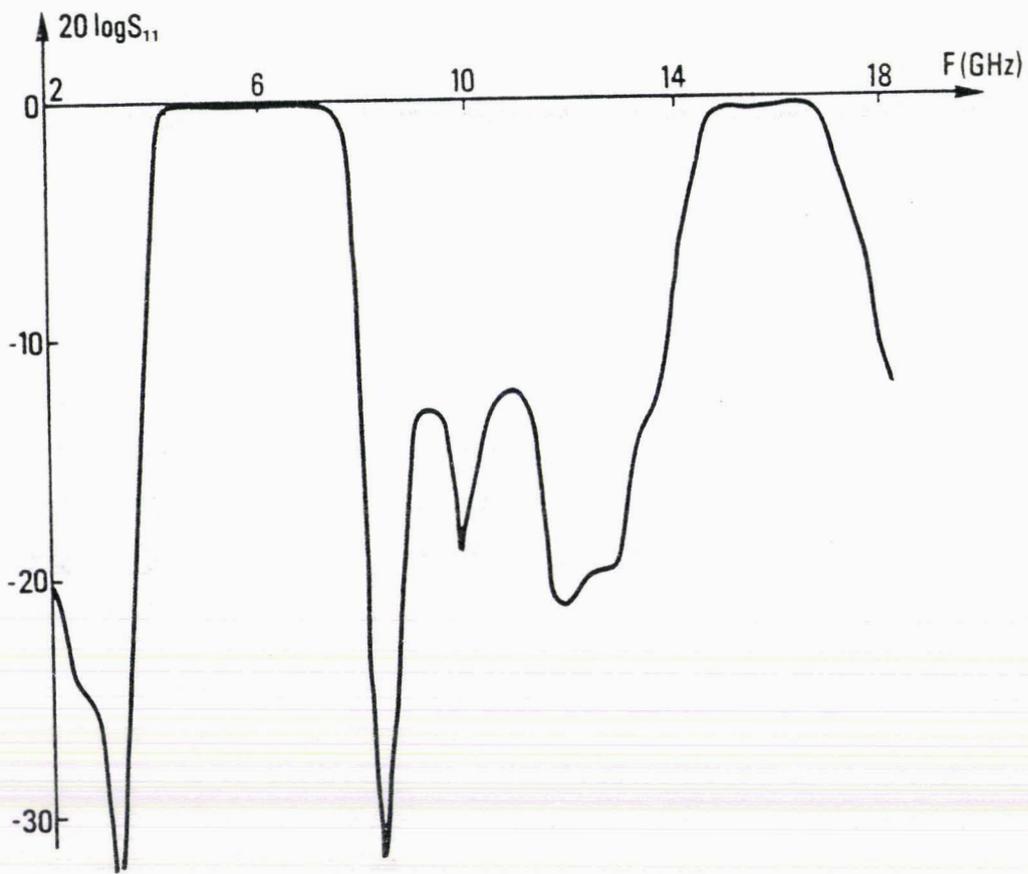
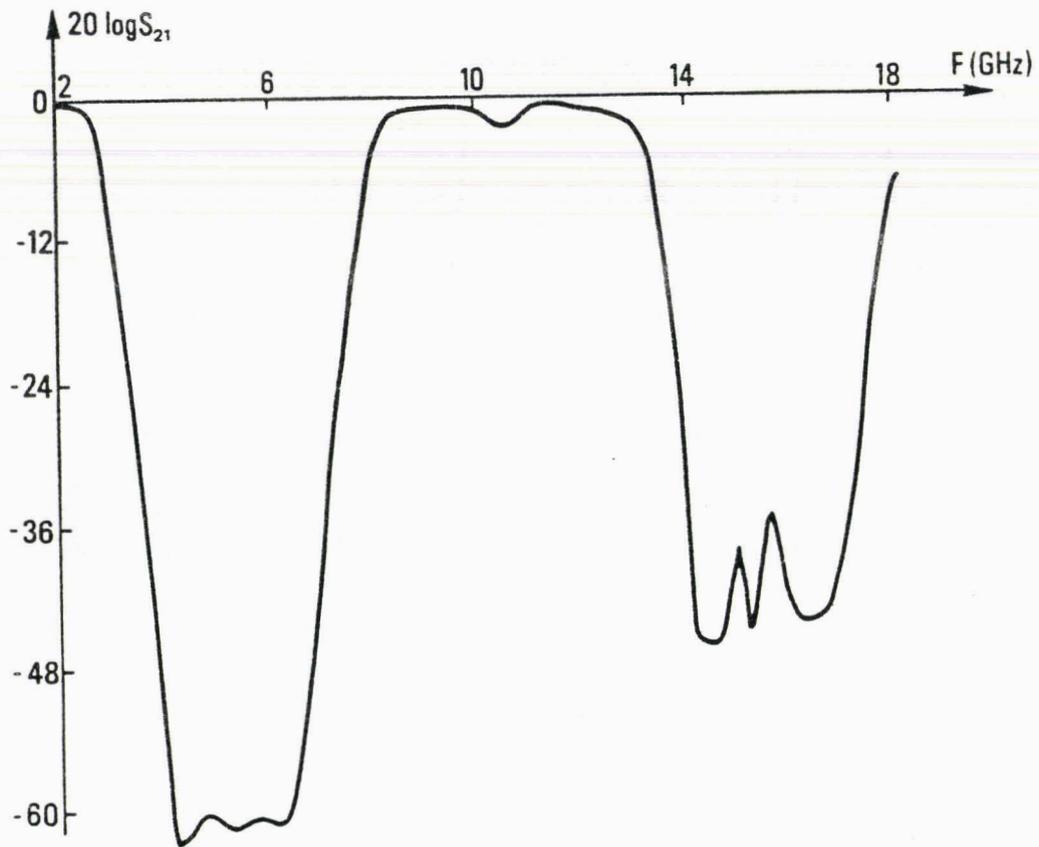


Figure 48 : Evolution des coefficients de transmission et de réflexion d'un filtre coupe-bande.

b) Filtrage à l'entrée du circuit.

L'un des gros avantages de la diode à avalanche est de permettre une multiplication de fréquence à haut rang, directement, sans accords aux fréquences intermédiaires [6].

Pourtant, même si l'on n'introduit pas délibérément de tels accords, ils existeront en pratique. Il faut alors contrôler, du moins partiellement, les ondes réfléchies sur la diode aux fréquences harmoniques intermédiaires.

Bien qu'il soit impossible de réaliser des "circuits idéaux" sur de larges bandes de fréquences, il nous paraît intéressant, puisque l'influence des signaux aux fréquences harmoniques intermédiaires décroît avec le rang d'harmonique [1], de réaliser des accords favorables aux fréquences de rang les plus faibles par l'intermédiaire d'un filtre passe bas.

Ce filtre est en fait un filtre coupe bande dont le calcul a été développé au chapitre précédent. La largeur relative de la bande coupée de ces filtres, $B = \frac{F_{c2} - F_{c1}}{F_0}$, peut atteindre 70% ; ce qui permet la réjection des signaux aux fréquences harmoniques de rang 2, 3 et 4. De plus, la périodicité de ces filtres, due à l'application de la transformation de Richards [7] permet d'entrevoir la réjection des fréquences harmoniques de rang plus élevé, typiquement 8, 9 et 10.

Si le concepteur désire augmenter la largeur de la bande coupée, il combinera alors deux filtres de caractéristiques d'atténuation complémentaires de façon à obtenir une bande coupée s'étalant de la fréquence harmonique 2 à la fréquence harmonique 10. Ce résultat est illustré sur la figure 47 où nous avons reporté l'évolution du coefficient de transmission en fonction du rang d'harmonique de deux filtres coupe bande complémentaires et de leur association.

Tous les filtres coupe bande conçus au laboratoire ont été réalisés en structure microruban sur substrat couche mince du type Mektron. Nous représentons, figure 48, l'évolution fréquentielle des coefficients de transmission et de réflexion de l'un d'entre eux. Ses caractéristiques d'atténuation étaient :

$$\begin{array}{lll} A_m = 0.1 \text{ dB} & & A_s = 30 \text{ dB} \\ F_c = 3 \text{ GHz} & F_s = 4 \text{ GHz} & F_0 = 5.2 \text{ GHz} \end{array}$$

Les mesures effectuées sur ce filtre sont, en tout point, conformes aux prévisions théoriques. En effet, les pertes d'insertion sont très faibles ; de l'ordre de 0.2 à 0.3 dB. La bande d'atténuation correspond bien à celle calculée.

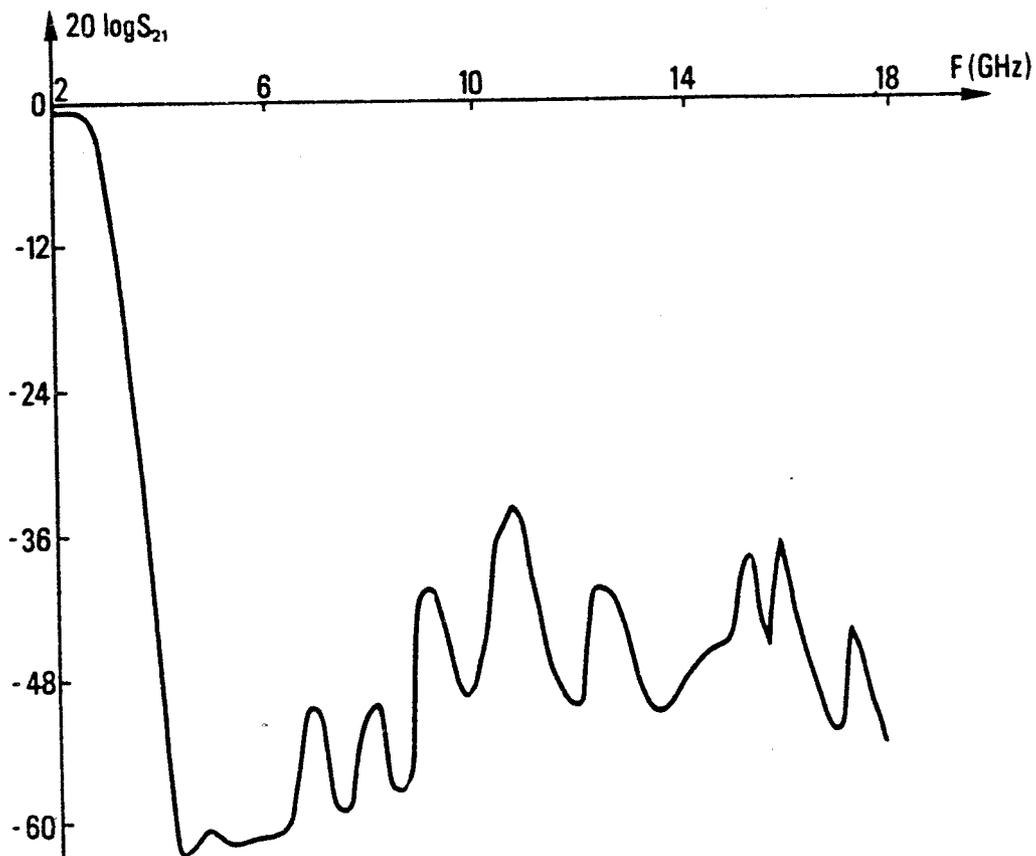


Figure 49 : Evolution du coefficient de transmission de deux filtres mis en cascade.

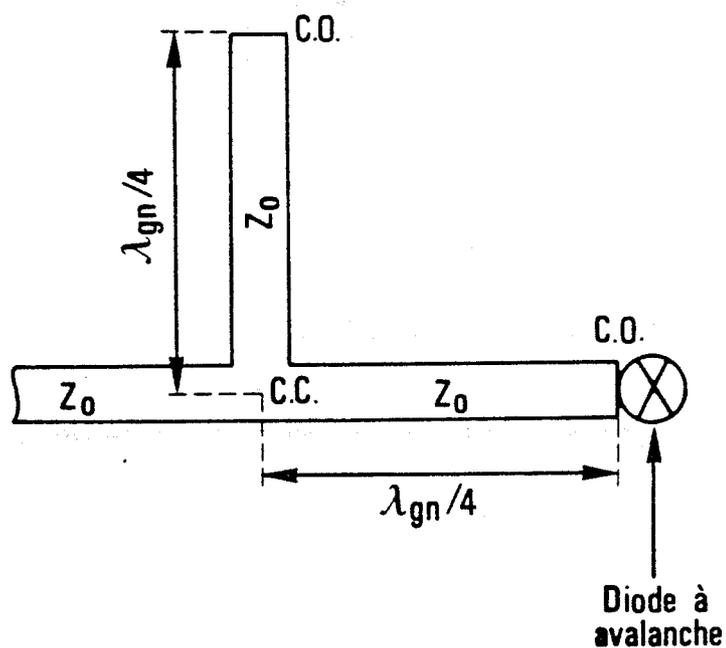


Figure 50 : Schéma du stub réjecteur de l'harmonique n.

L'évolution du coefficient de transmission de deux filtres mis en cascade est illustrée figure 49. Cette figure montre qu'il est possible d'obtenir une bande coupée s'étalant de 4.5 GHz à plus de 18 GHz avec une atténuation, dans toute cette bande, supérieure à 35 dB. On remarque, de plus, que les pertes d'insertion restent faibles : de l'ordre de 0.5 dB.

REMARQUE : La distance, entre le plan de sortie du filtre et le composant, est le seul élément d'accord à choisir judicieusement. En effet, il faut réfléchir sur la diode les signaux hyperfréquences avec des phases adéquates, du moins ceux aux fréquences harmoniques de rang les plus faibles ($n = 2, 3$ et 4).

Le filtrage est complété, en entrée, en plaçant à un quart de longueur d'onde à la fréquence de sortie, un stub quart d'onde à cette fréquence, comme l'illustre la figure 50. Nous évitons ainsi toute remontée de la puissance hyperfréquence générée à la fréquence harmonique de rang n dans le circuit d'entrée.

III-4 Résultats expérimentaux

Pour la réalisation des circuits multiplicateurs de fréquence, nous avons utilisé des diodes à avalanche, provenant du lot TM 108, disponibles commercialement à la THOMSON DCM. Ces diodes sont montées en boîtier du type W2 ou W3. Aucune sélection n'a été faite sur les composants et plusieurs d'entre eux ont été utilisés, pour chaque circuit, de façon à valider, en partie, la reproductibilité du système.

Nous présentons, dans ce paragraphe, les résultats concernant les quatre principales applications réalisées.

III-4-a Circuit multiplicateur de fréquence par 9 avec sortie à 16.2 GHz fonctionnant à très faible niveau d'entrée

a) Présentation du circuit.

Cette étude est relative à une demande de L.M.T THOMSON concernant un multiplicateur de fréquence par 9. Le signal de sortie de ce multiplicateur est prévu pour alimenter la voie O.L d'un mélangeur.

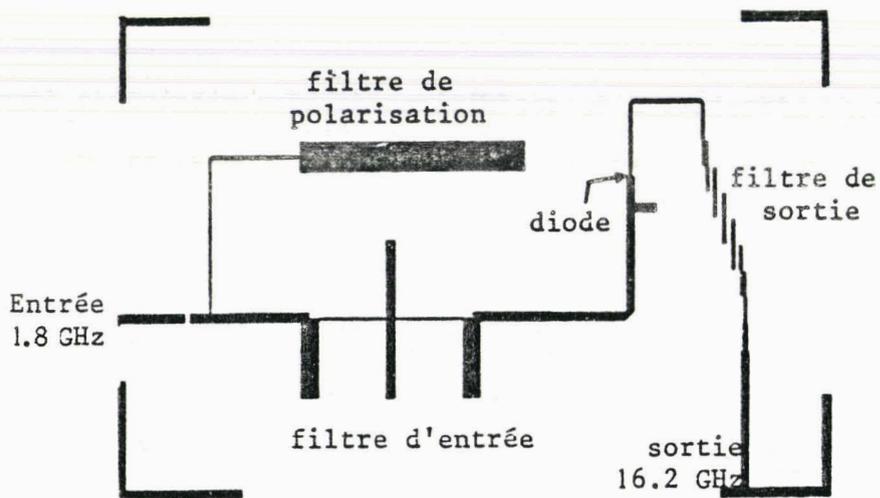


Figure 51 : Reproduction du masque du multiplicateur de fréquence par 9 en structure microruban.

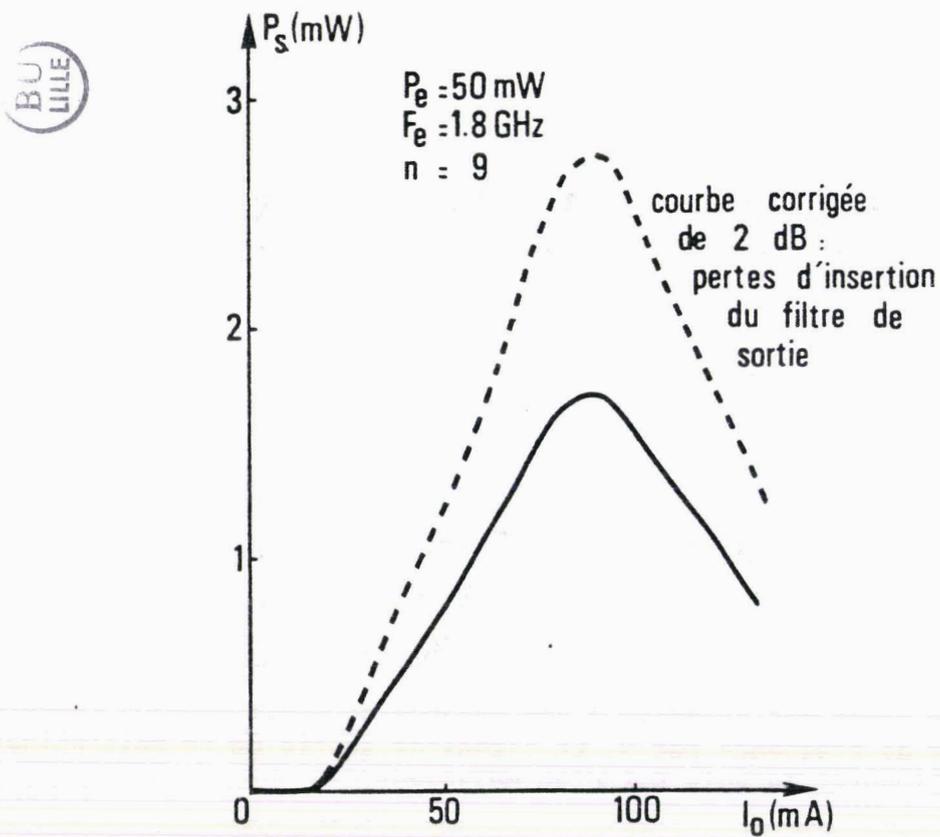


Figure 52 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation.

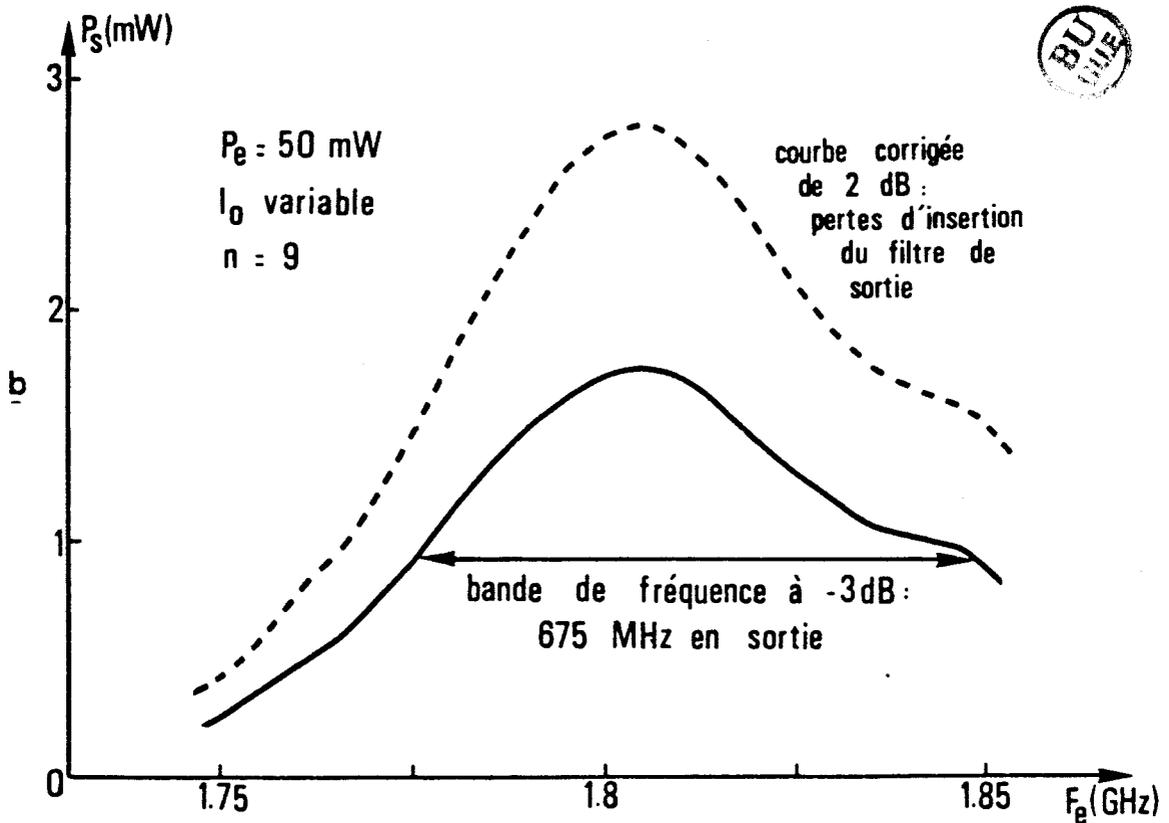
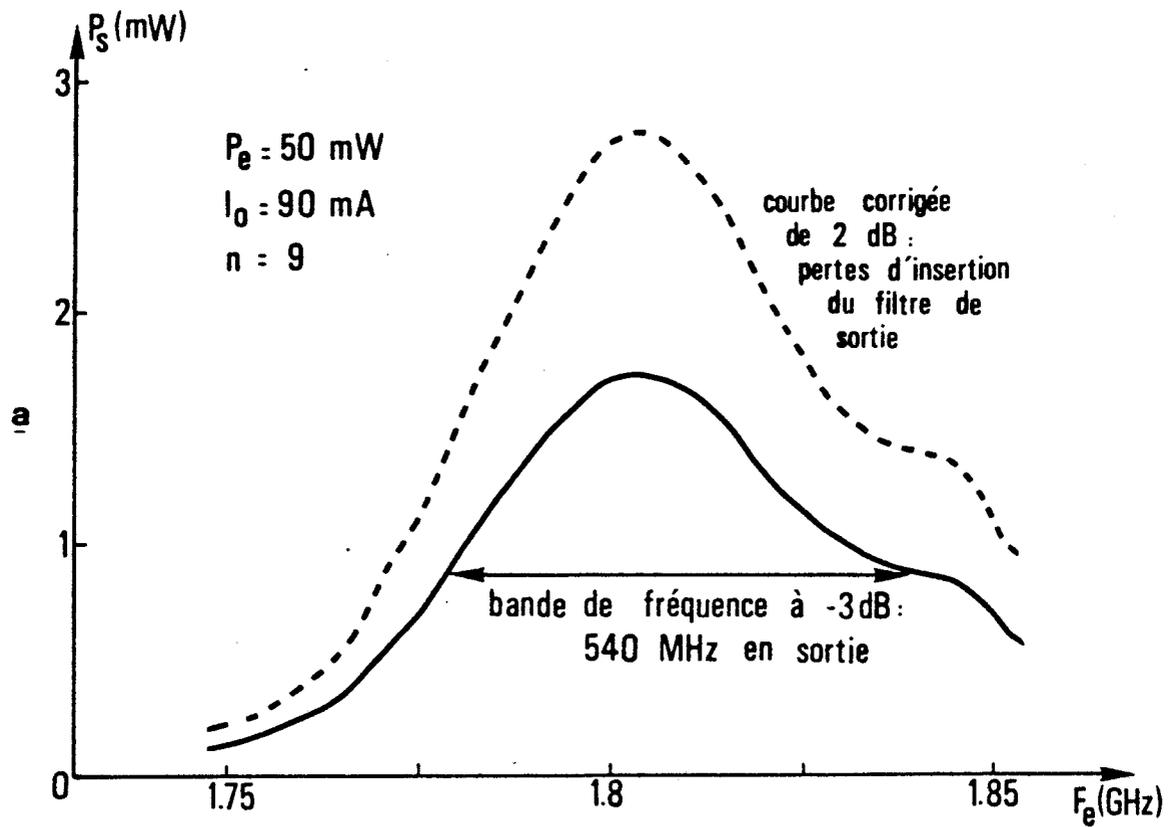


Figure 53 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'entrée.

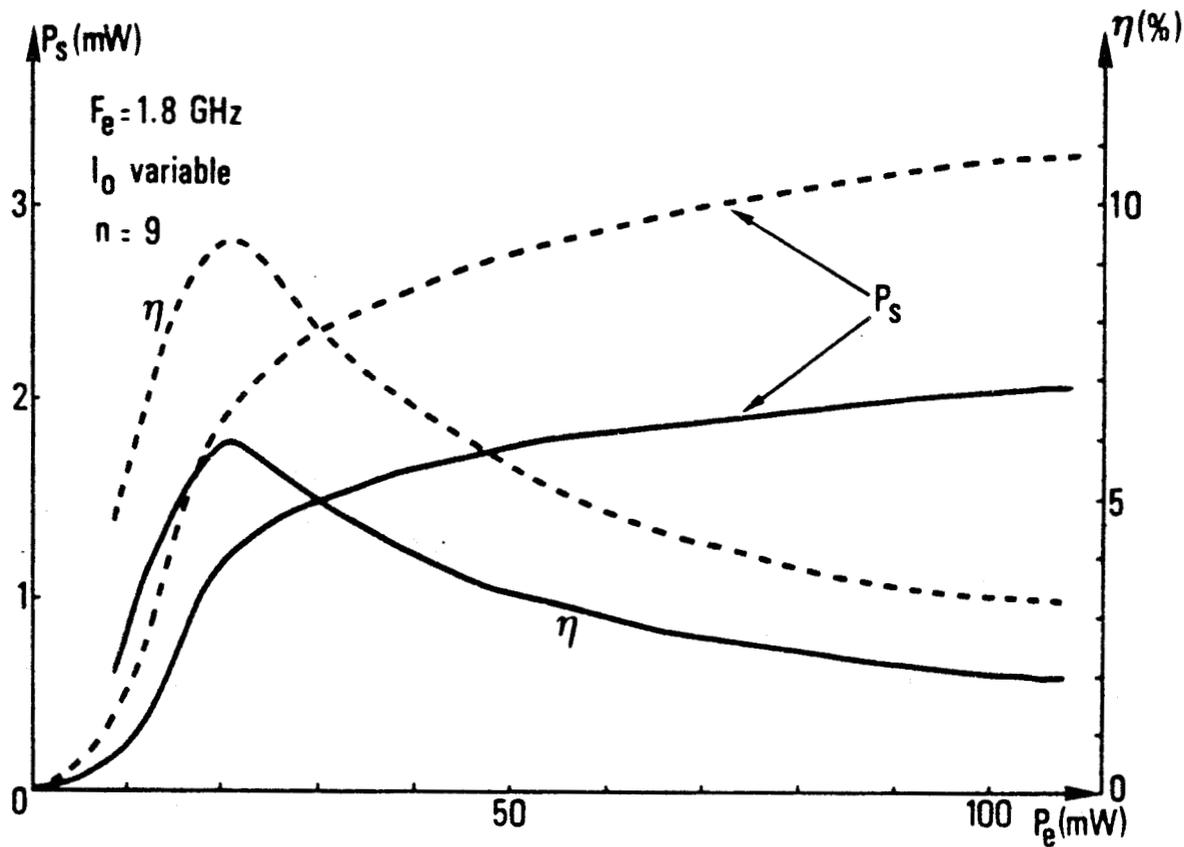


Figure 54 : Evolutions de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée.

— : Courbes réelles

- - - : Courbes corrigées de 2 dB - Pertes d'insertion du filtre de sortie

Les caractéristiques du circuit étaient :

. support de propagation	: ligne microruban
. fréquence d'entrée	: 1.8 GHz
. puissance d'entrée	: \leq 50 mW (17 dBm)
. fréquence de sortie	: 16.2 GHz
. puissance de sortie	: \geq 1 mW (0 dBm)
. bande de fréquence instantanée en sortie	: \pm 200 MHz

Ce circuit a été imprimé sur un substrat du type "Duroïd 5880" de 380 μ m d'épaisseur. Nous reproduisons, figure 51, le masque du circuit. Des contraintes dimensionnelles nous ont obligé à choisir une topologie particulière (1 coude dans le circuit d'entrée et deux coudes dans le circuit de sortie) qui ne joue pas en faveur de pertes minimales.

b) Résultats expérimentaux.

Nous avons représenté, sur la figure 52, l'évolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation pour un niveau de puissance à l'entrée de 50 mW. Nous observons un maximum de la puissance de sortie pour une valeur du courant de polarisation de 90 mA. Cette valeur optimum du courant croît lorsque la puissance d'entrée augmente et réciproquement. Ce résultat prouve qu'il y a un couple de valeurs, puissance d'entrée - courant de polarisation, pour lequel les performances hyperfréquences sont optimales.

Les figures 53-a et 53-b présentent les évolutions de la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'entrée. La première courbe correspond à un courant de polarisation constant, fixé à 90 mA. La seconde courbe a été obtenue en réajustant le courant de polarisation. Dans les deux cas, nous observons une bande de fréquence instantanée en sortie supérieure à celle demandée ; c'est-à-dire 540 MHz dans le premier cas et 675 MHz dans le second cas.

Les évolutions de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée sont illustrées figure 54. Ces résultats ont été obtenus en réajustant, pour chaque valeur de la puissance d'entrée, le courant de polarisation. On peut noter que les valeurs du courant de polarisation sont d'autant plus importantes que le niveau de la puissance d'entrée est élevé.

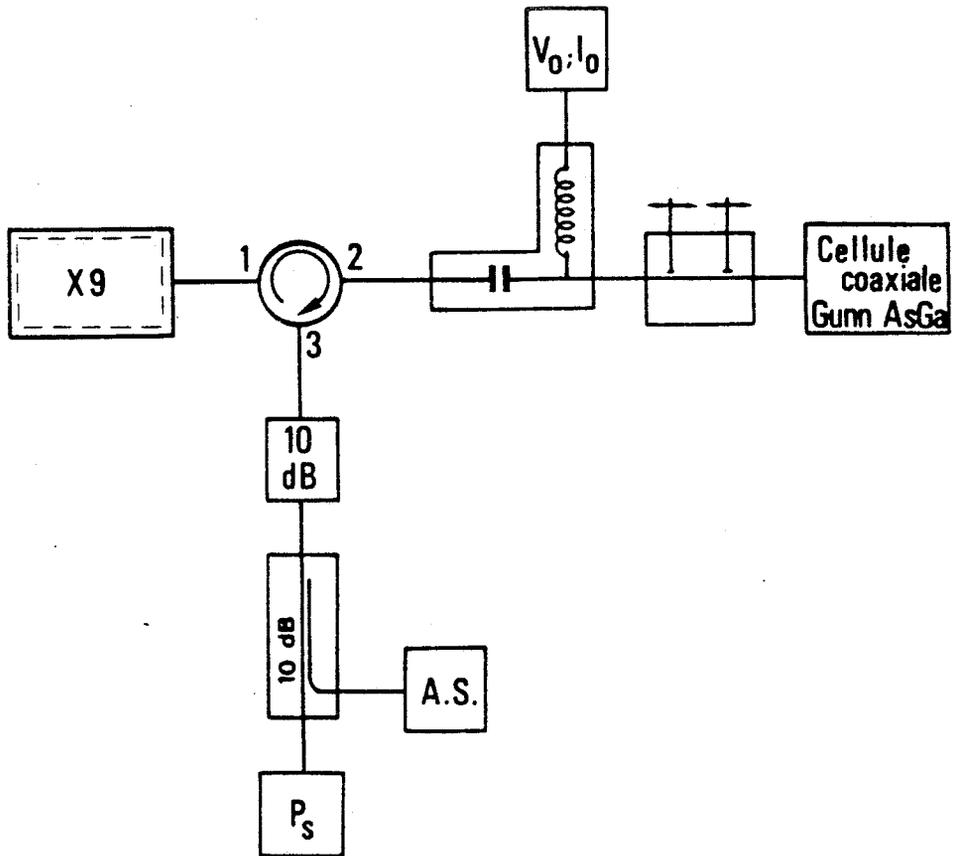


Figure 55 : Schéma de la source verrouillée avec sortie vers 16 GHz.

Nous observons un maximum du taux de conversion ($\eta = 6\%$) pour une puissance, à l'entrée, de l'ordre de 20 mW. Nous remarquons également une saturation de la puissance en sortie. Cette saturation est la conséquence de l'insertion de la diode multiplicatrice entre deux filtres ce qui a comme effet d'augmenter la tension instantanée développée aux bornes du composant [1]. De plus, elle se produit pour des valeurs de la puissance d'entrée d'autant plus faibles que la sélectivité des filtres est importante. Ce résultat est intéressant car il montre que le circuit sera quasiment insensible à la modulation d'amplitude.

Cette réalisation met en évidence l'intérêt des multiplicateurs de fréquences à diode à avalanche par rapport à d'autres types de multiplicateurs (diodes à temps de recouvrement rapide : SRD en particulier) car elle montre la possibilité de multiplication à haut rang avec des niveaux de puissance à l'entrée très faibles dus à la grande non-linéarité de la diode à avalanche. Ni le transistor à effet de champ, ni la SRD ne fonctionnent correctement dans ces conditions.

c) Autre application de ce circuit

Nous avons à notre disposition une diode Gunn AsGa fonctionnant au voisinage de 17 GHz en mode fondamental [8]. Il nous a alors semblé intéressant d'utiliser le multiplicateur de fréquence précédemment décrit pour une expérience de verrouillage par injection. Le dispositif, schématisé figure 55, fut de ce fait utilisé.

Le multiplicateur est connecté à la voie 1 d'un circulateur. L'oscillateur est connecté à la voie 2 de ce circulateur. Il est constitué d'une cellule coaxiale dans laquelle se trouve la diode Gunn AsGa, d'un adaptateur relativement sélectif et d'un système de polarisation. Le signal provenant de l'oscillateur est alors synchronisé par celui issu du multiplicateur. La puissance résultante de cette synchronisation est atténuée de 10 dB sur la voie 3 du circulateur. Un coupleur directionnel permet la lecture de cette puissance atténuée sur sa voie directe et une analyse spectrale sur sa voie couplée.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

Oscillateur libre

$V_0 = 7.3V$

$I_0 = 370 \text{ mA}$

$F_{osc} = 16.25 \text{ GHz}$

$P_{osc} = 30 \text{ mW}$

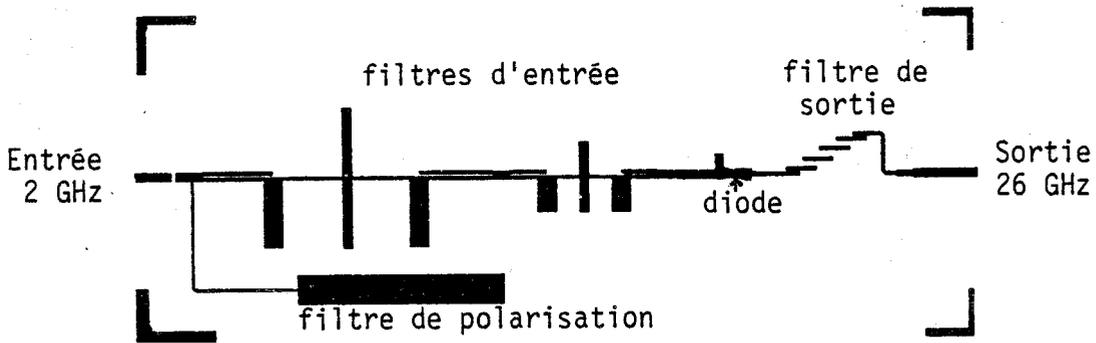


Figure 56 : Reproduction du masque du multiplicateur de fréquence par 13 en structure microruban.

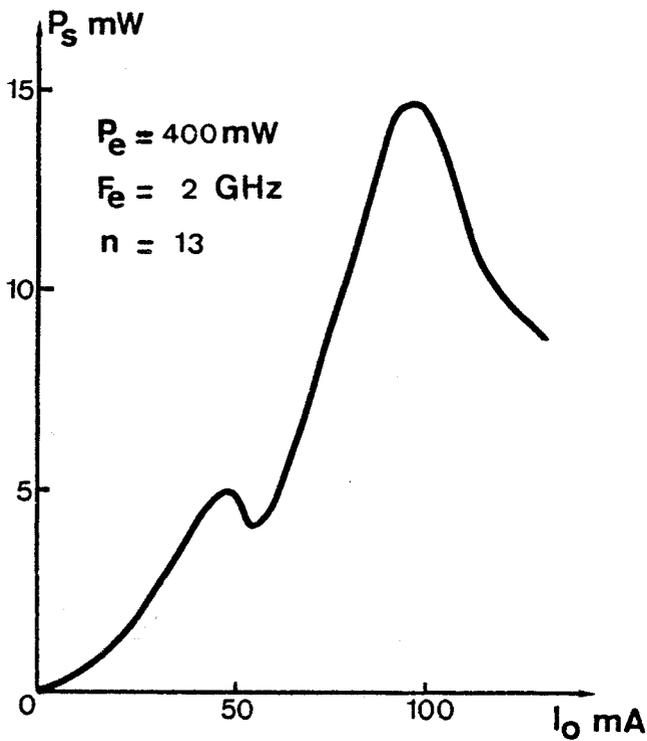


Figure 57 :

Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation.

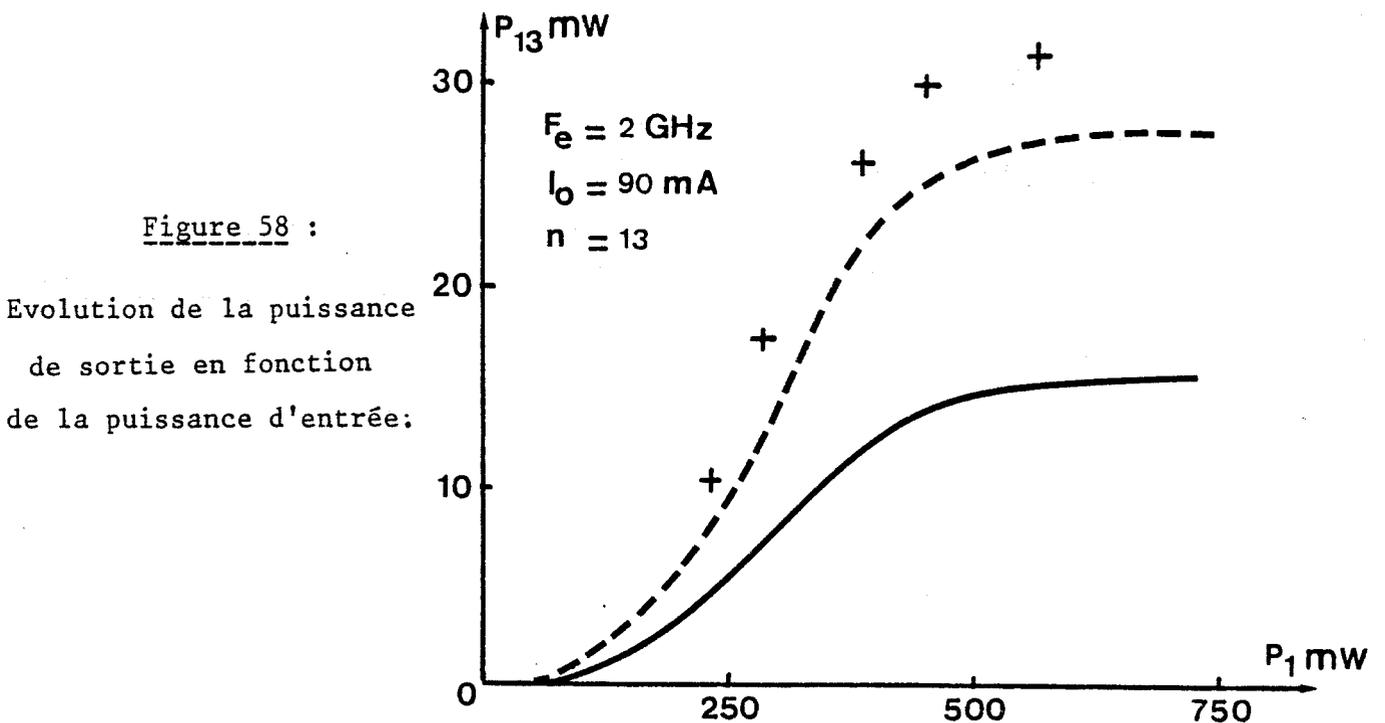


Figure 58 :

Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée:

Multiplicateur par 9

$I_0 = 100 \text{ mA}$ $P_1 = 100 \text{ mW}$ $F_9 = 16.25 \text{ GHz}$ $P_9 = 2 \text{ mW}$

Source verrouillée

$P_{sv} = 30 \text{ mW}$ $F_{sv} = 16.25 \text{ GHz}$

Nous avons également mesuré la bande de fréquence de synchronisation : $\Delta F = 30 \text{ MHz}$.

Cette largeur de bande est directement liée au coefficient de qualité externe de l'oscillateur valant ici :

$$Q_{\text{ext}} = \frac{F_{\text{osc}}}{\Delta F} \sqrt{\frac{P_s}{P_{\text{osc}}}} = 140$$

La bande de synchronisation pourra donc être notablement élargie en utilisant un oscillateur en structure plaquée présentant un coefficient de qualité externe beaucoup plus faible.

De telles sources présentent un intérêt pour certaines applications du type oscillateur local ultra-stable moyenne puissance pour système radar en réception.

III-4-b Circuit multiplicateur de fréquence par 13 avec sortie à 26 GHz pour application oscillateur local moyenne puissance

a) Présentation du circuit

Cette étude avait pour but de montrer la faisabilité de circuit multiplicateur de fréquence à diode à avalanche en gamme millimétrique sur des structures de propagation utilisant la technologie des circuits intégrés hybrides [9]. Ce multiplicateur de fréquence par 13 avec sortie à 26 GHz a été imprimé sur un substrat du type "Duroïd 5880" de $380 \mu\text{m}$ d'épaisseur. La figure 56 reproduit le masque du circuit.

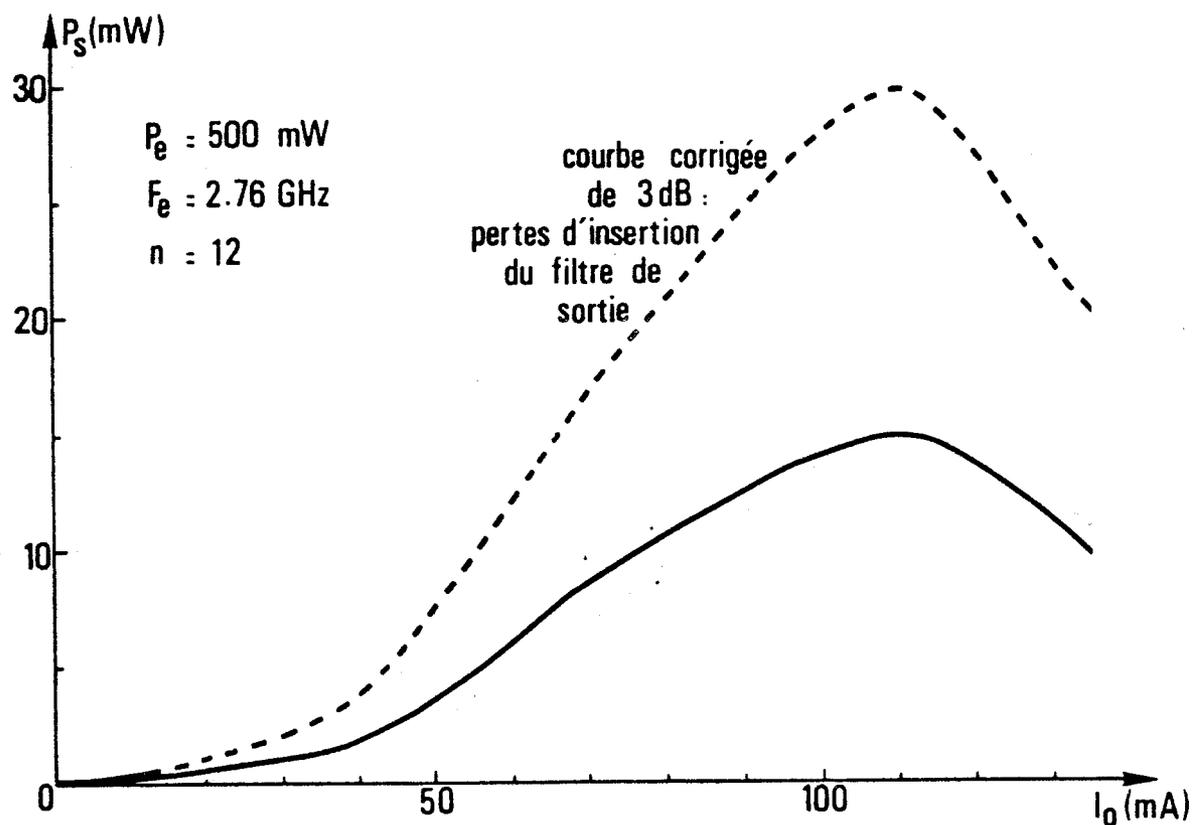


Figure 59 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation.

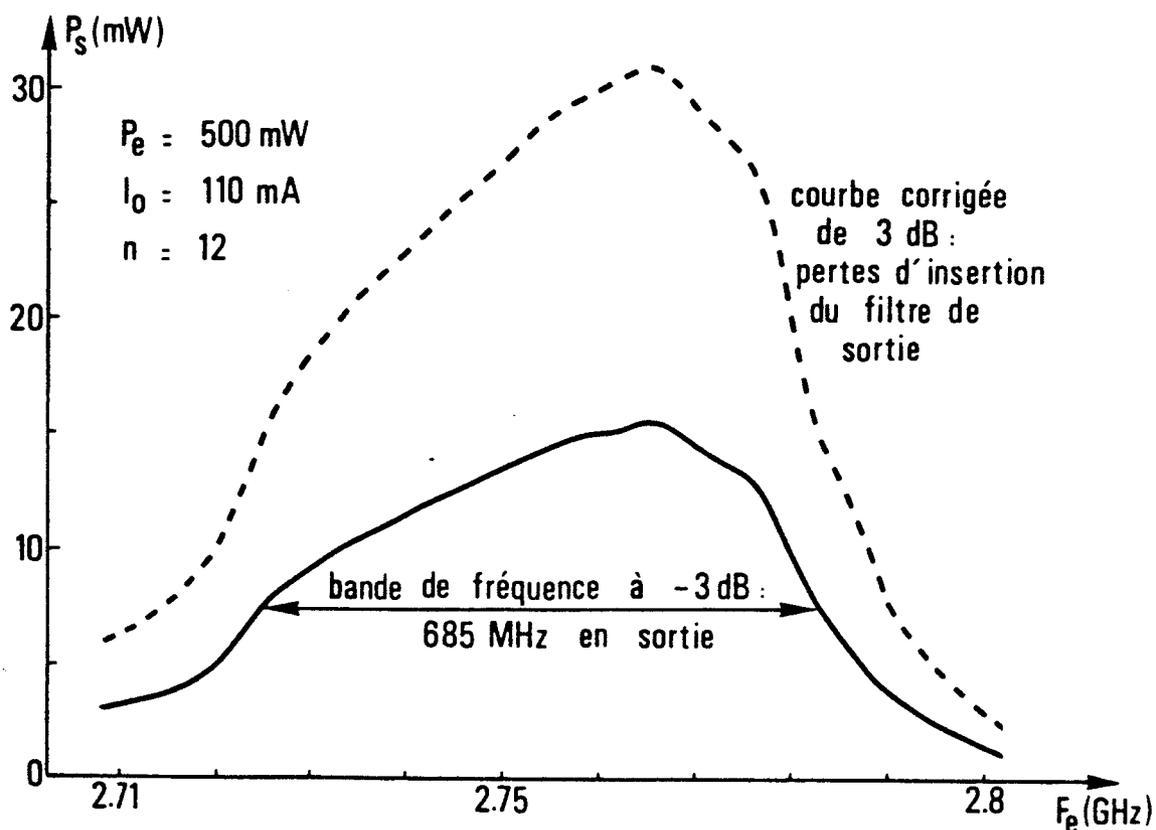
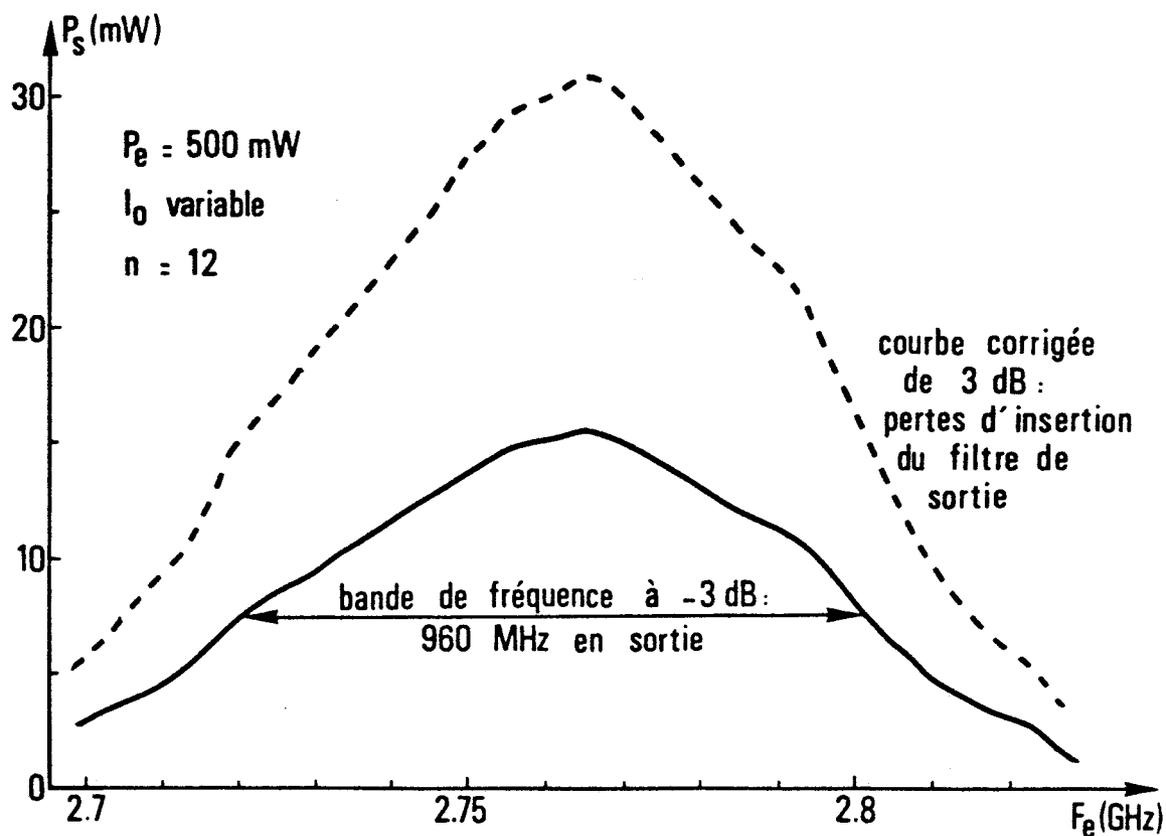


Figure 60 : Evolution de la puissance de sortie en fonction
 de la fréquence d'entrée.

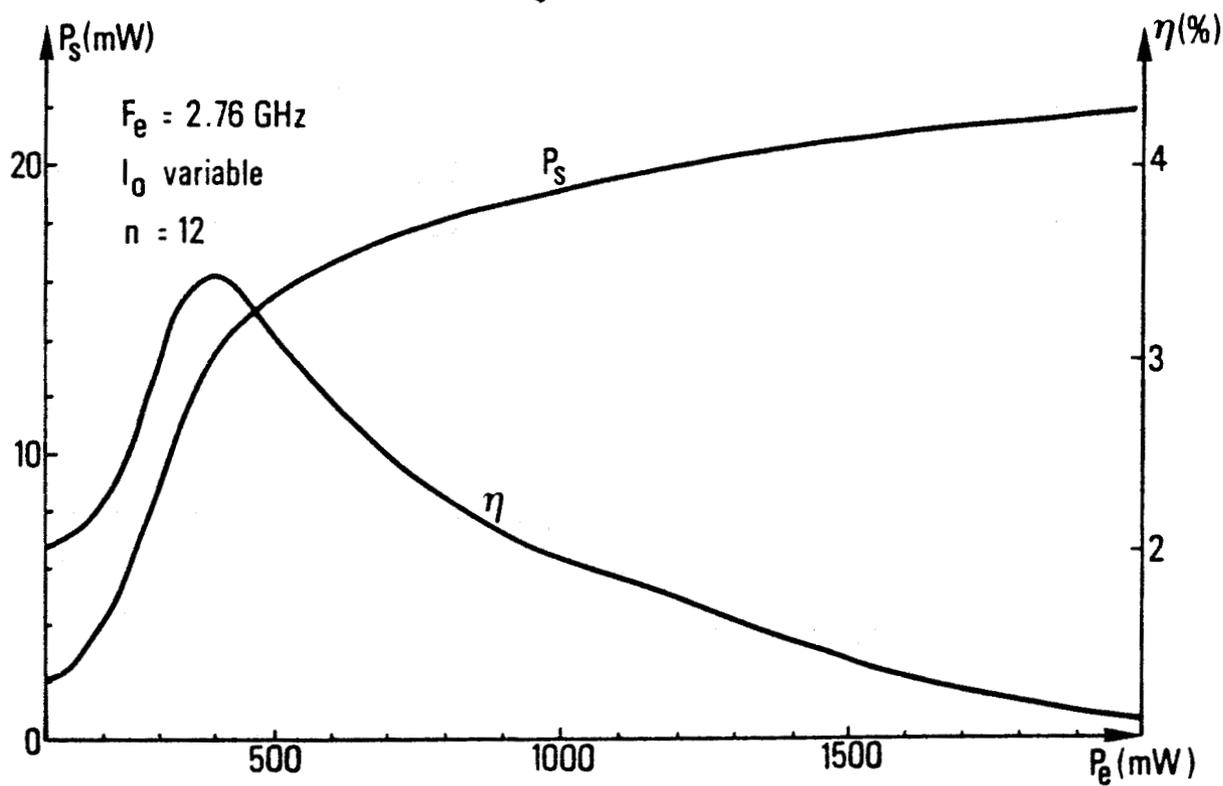
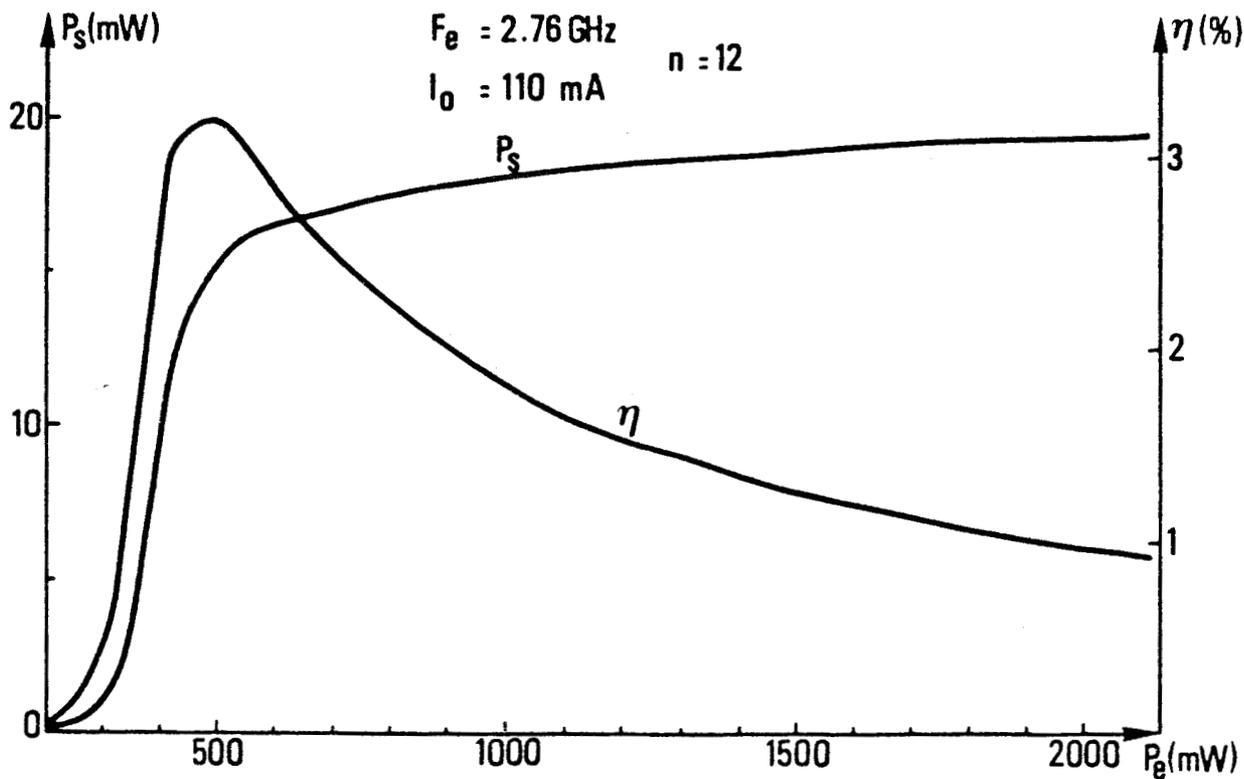


Figure 61 : Evolution de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée.

b) Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux relatifs à ce circuit sont illustrés figure 57 et 58 où nous avons reporté les évolutions de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation et de la puissance d'entrée respectivement.

Lorsque la puissance de sortie est saturée, le multiplicateur présente une bande de fréquence instantanée en sortie de 400 MHz. Les résultats obtenus avec ce circuit sont satisfaisants. En effet, les niveaux de puissance de sortie suffisent largement pour une application du type oscillateur local dans cette bande de fréquence. Notons également que le composant utilisé correspond plus à cette application qu'à la précédente. Ceci est encore plus significatif en ce qui concerne le multiplicateur par 12 avec sortie à 33 GHz que nous décrivons ci-dessous.

III-4-c Circuit multiplicateur de fréquence par 12 avec sortie à 33 GHz

Le masque de ce circuit est identique au précédent. Seule la longueur des éléments change.

Les figures 59 à 61 présentent les performances hyperfréquences de ce dispositif. Nous obtenons des caractéristiques identiques aux deux cas précédents. Notons toutefois que la bande de fréquence instantanée en sortie est importante. En effet, dans le cas d'un courant de polarisation fixé à 110 mA nous obtenons une bande de 685 MHz en sortie. De plus, lorsque nous réajustons le courant, cette bande atteint 960 MHz.

III-4-d Circuit multiplicateur de fréquence à très haut rang d'harmonique (35) avec sortie à 32.2 GHz

a) Présentation du circuit

Le circuit précédent a été utilisé, avec succès, en multiplication de fréquence à rang beaucoup plus élevé. Toutefois, un filtre passe-bas supplémentaire à l'entrée, dont la fréquence de coupure était de 1 GHz, s'est avéré indispensable (réjection des fréquences harmoniques de rang 1, 2, 3 et 4). La fréquence du signal d'entrée est alors de 920 MHz. Le rang de multiplication est de 35.

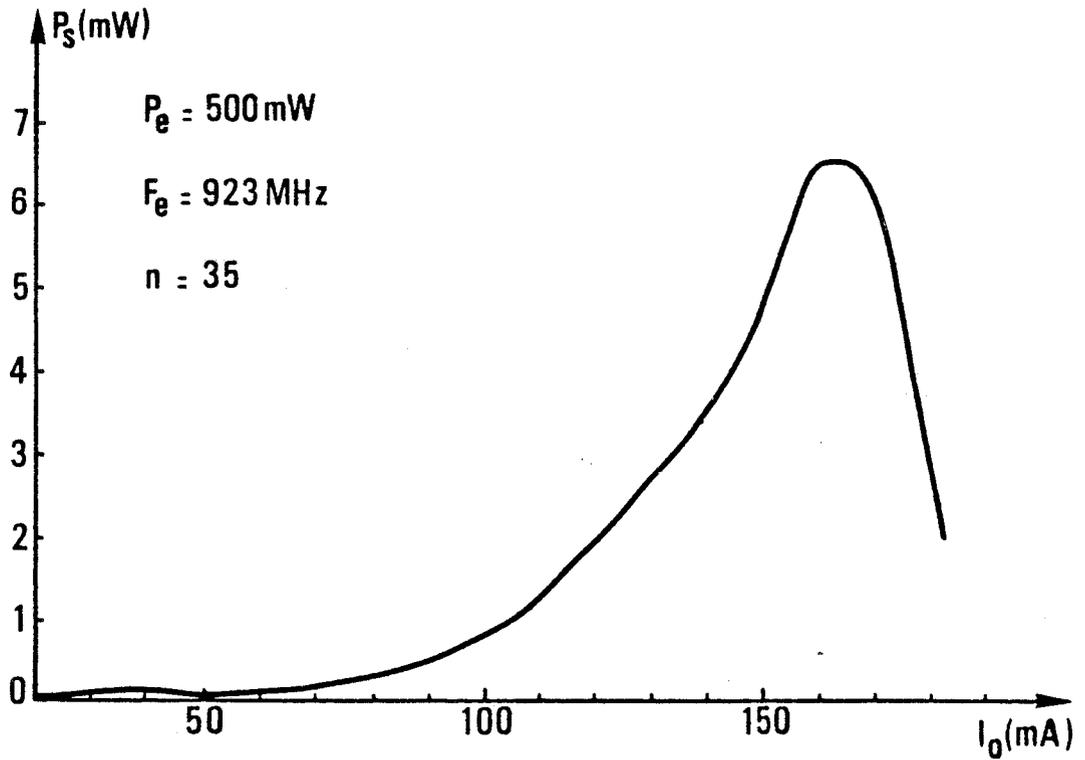


Figure 62 : Evolution de la puissance de sortie en fonction du courant de polarisation.

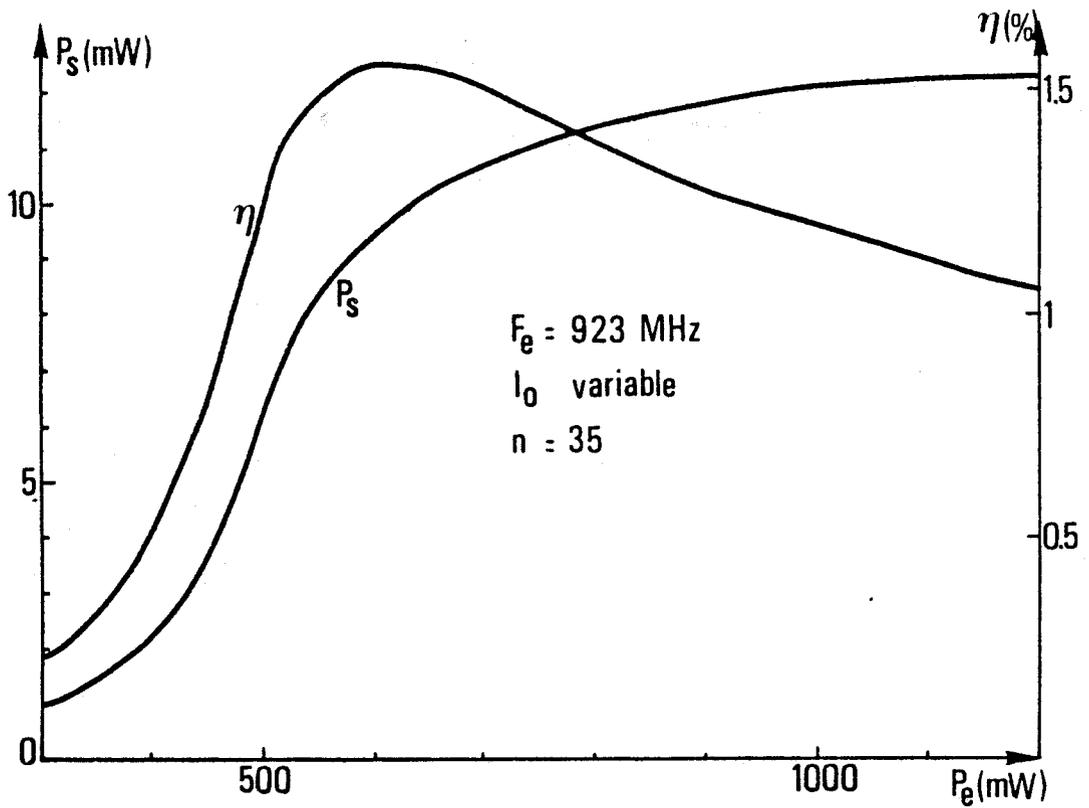


Figure 64 : Evolutions de la puissance de sortie et du taux de conversion en fonction de la puissance d'entrée.

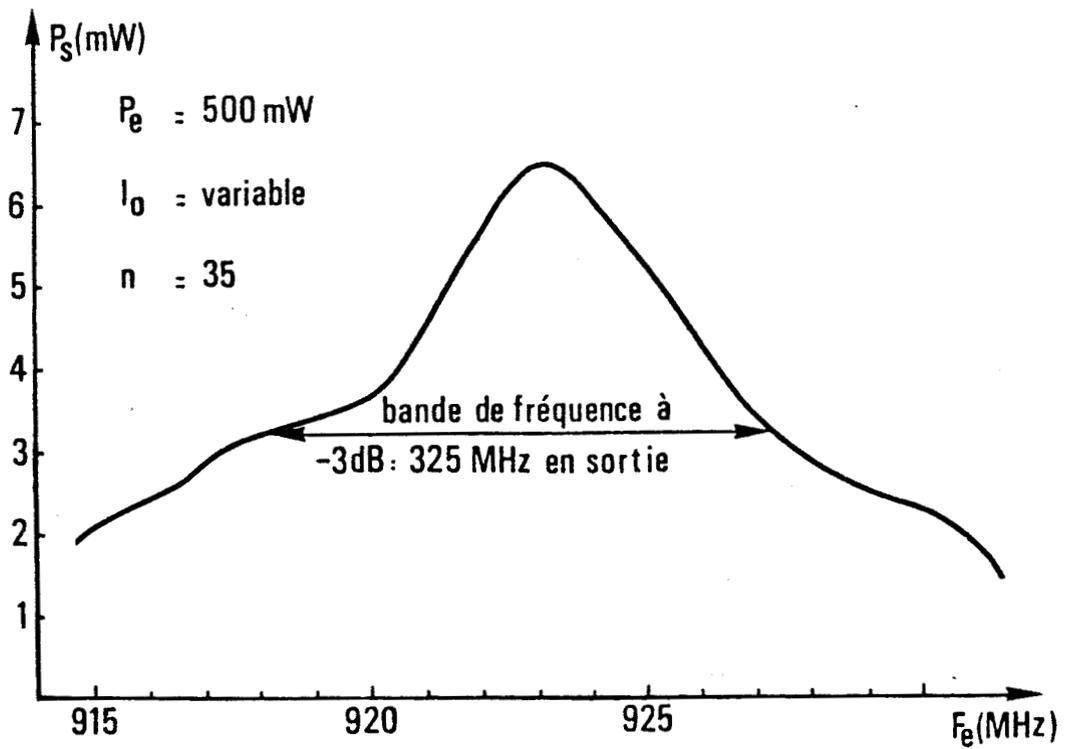
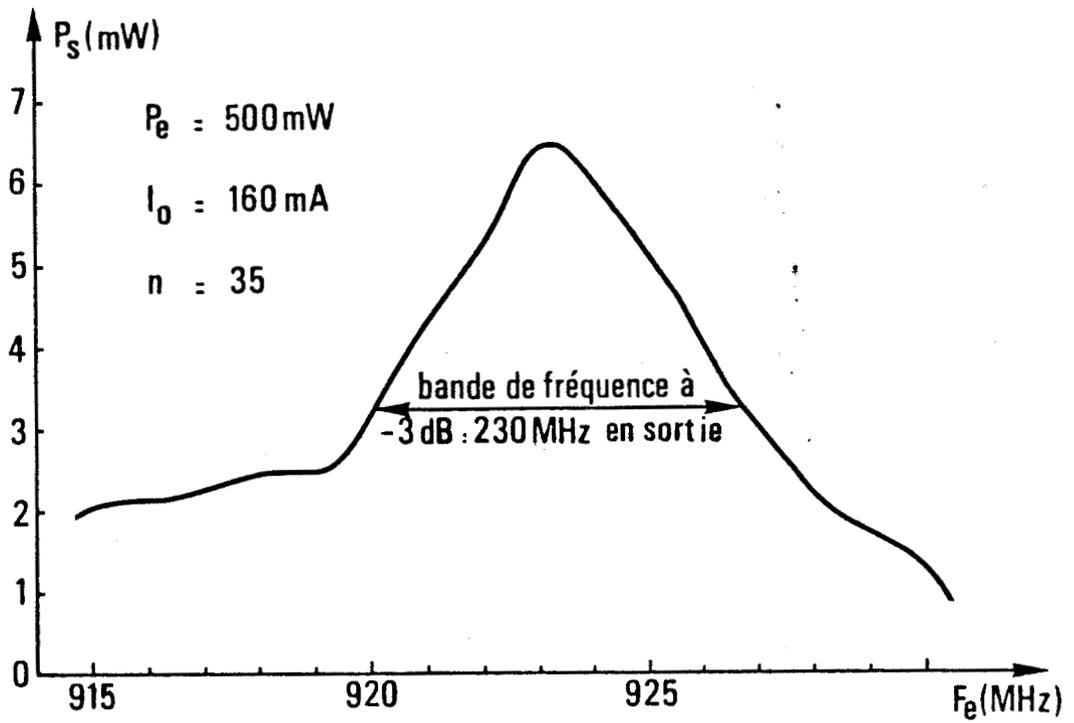


Figure 63 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'entrée.

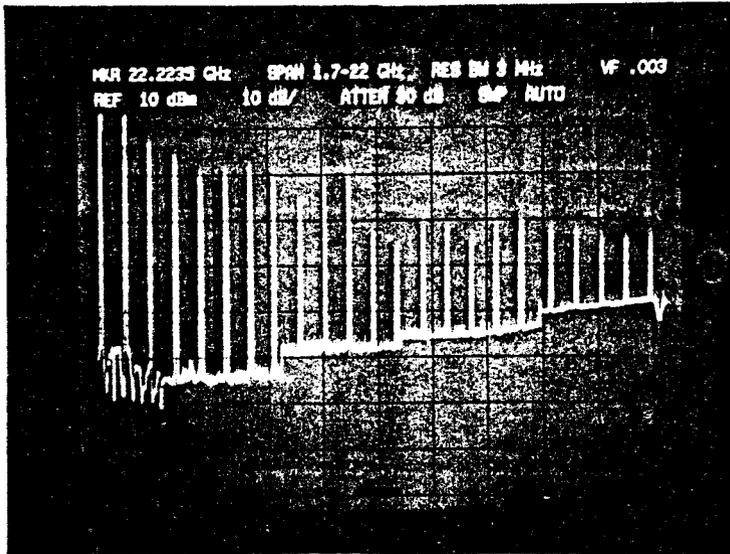


Figure 65 : Peigne des fréquences obtenu dans le cas d'une diode à avalanche TM 108.

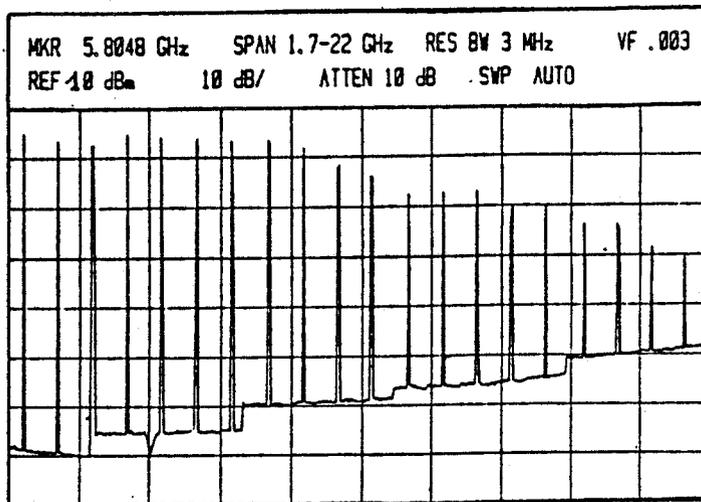


Figure 66-a : Peigne des fréquences obtenu dans le cas d'une diode à temps de recouvrement rapide (SRD) HP 33005 C.

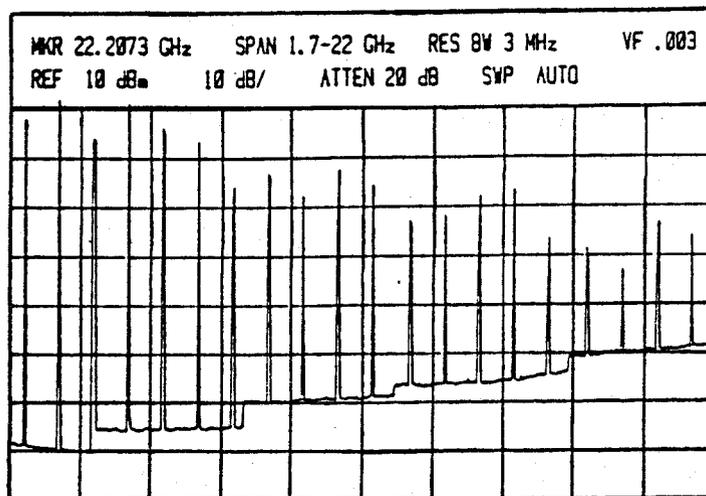


Figure 66-b : Peigne des fréquences obtenu dans le cas d'un transistor AVANTEK AT 11200.

BU
LILLE

b) Résultats expérimentaux

La sélectivité du filtre passe bande n'était pas suffisante pour obtenir, en sortie, un signal tout à fait monochromatique. La réjection des fréquences harmoniques de rang 34 et 36 était de 10 dB seulement. Celle des harmoniques 33 et 37 était de 30 dB. Les autres n'étaient pas visibles sur l'analyseur de spectre (réjection supérieure à 60 dB). Les résultats présentés sur les figures 62 à 64 tiennent compte de cette mauvaise réjection des fréquences harmoniques indésirables.

c) Autre application de ce circuit - Générateur de peigne

Il nous a semblé intéressant d'étudier expérimentalement, sur ce circuit, une application particulière de la diode à avalanche. Il s'agit de son utilisation comme générateur de peigne. Pour cette étude, nous supprimons, dans le circuit de sortie, le filtre passe bande et nous visualisons, sur l'analyseur, le spectre du peigne des fréquences. Nous reproduisons, figure 65, une photo de ce peigne obtenu dans le cas d'une fréquence d'entrée de 900 MHz, d'une puissance d'entrée de 200 mW et d'un courant de polarisation de 90 mA.

Le domaine spectral est étendu avec une amplitude de signal relativement importante et uniforme (- 13 dBm à 22 GHz). Ce résultat est meilleur que celui que l'on obtient à l'aide d'une diode à temps de recouvrement rapide (SRD). (Figure 66a). Il est comparable aux résultats que l'on obtient à l'aide d'un transistor bigrille à effet de champ AVANTEK AT 11200 (figure 66 b) [10].

Toutefois, des signaux parasites apparaissent à basse fréquence ($F_e \pm F_e/2$, $F_e \pm F_e/3$, $2F_e \pm F_e/2$, ...).

Ces signaux sont dus à l'apparition d'un phénomène de division paramétrique et de la conversion par mélange de ces signaux à $F_e/2$ et $F_e/3$.

Cette division paramétrique peut être à l'origine de l'apparition d'un bruit chaotique.

CONCLUSION DU CHAPITRE III

Dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps énumérer les différents impératifs auxquels doivent satisfaire les multiplicateurs de fréquence à diode à avalanche. Puis dans un deuxième temps, nous avons décrit les différentes parties du circuit multiplicateur. Ces considérations nous ont permis de réaliser plusieurs sources basées sur la multiplication de fréquence.

En aucun cas, le but poursuivi était l'obtention d'un niveau de puissance en sortie important. En effet, nos principaux objectifs étaient de réaliser des sources simples, peu coûteuses, reproductibles, présentant des niveaux de puissance en sortie suffisant pour des applications du type oscillateur local ultra-stable. Les quatre applications présentées dans ce chapitre satisfont ces objectifs. De plus, ces systèmes présentent des bandes de fréquences instantanées en sortie importantes et la saturation du niveau de la puissance de sortie fait que ces dispositifs seront quasiment insensibles à la modulation d'amplitude.

D'autres applications ont été décrites. Il s'agit de la réalisation d'une source verrouillée, dont le principe sera plus précisément décrit dans le chapitre suivant, et de l'utilisation de la diode à avalanche pour la conception de générateurs de peigne. Ces deux derniers points montrent l'étendue de l'utilisation de la diode à avalanche de multiplication.

REFERENCES

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

- [1] P.A. ROLLAND
"Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semi-conducteur"
Thèse d'état, LILLE, décembre 1978
- [2] G.D. VENDELIN
"Limitations on stripline Q"
Microwave Journal, pp 63-69, may 1970
- [3] A. LEBORGNE, J.F. MENDES, J.P. CASTELETTO, M. GOLOUBKOFF, J.J. GUENA, J.P. KLEIN
"Développement de la tête émission-réception à 23 GHz pour liaison hertzienne légère"
IV^{ème} Journées Nationales Microondes - LANNION
pp 256-257, juin 1984
- [4] T.C. EDWARDS
"Conception des circuits microondes"
Masson 1984
- [5] D. RUBIN AND A.R. HISLOP
"Design techniques for suspended substrate and microstrip"
Microwave Journal vol 23, N° 10, octobre 1980
- [6] P.A. ROLLAND, G. SALMER, A. DERYCKE, J. MICHEL
"Very high rank avalanche diode frequency multipliers"
Proc. IEEE. 38, 258, pp 568-569, novembre 1973
- [7] J.A.G. MALHERBE
"Microwave Transmission Line Filters"
Artech House 1979

- [8] M.R. FRISCOURT
- "Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
- Thèse d'état, LILLE, mai 1985
- [9] D. DEGRUGILLIER, C. DALLE, P.A. ROLLAND
- "Etude d'un circuit multiplicateur de fréquence à diode à avalanche en structure intégrée hybride pour la réalisation de sources stables"
- L'Onde Electrique - vol 65, N° 1, pp 27-30, janvier - février 1985
- [10] N.E. RADHY
- "Etude des non-linéarités et du bruit dans les transistors bigrilles submicroniques à effet de champ. Application en microondes. Amplification à gain contrôlé. Multiplication de fréquence"
- Thèse de l'Université de LILLE, septembre 1985

CHAPITRE IV

EXTENSION FREQUENTIELLE

CHAPITRE IVEXTENSION FREQUENTIELLEIV-1 Considérations généralesIV-1-a Rappel du problème posé par l'utilisation de la diode à avalanche en bande W (75-110 GHz)

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté plusieurs sources stables, en structure intégrée hybride, fonctionnant à des fréquences de sortie voisines de 30 GHz. Jusqu'à ces fréquences, et même au delà [1] [2] ($F_s = 50-60$ GHz), les multiplicateurs à diode à avalanche s'avèrent particulièrement intéressants.

En effet, ils permettent, avec des rangs d'harmonique élevés, d'obtenir des niveaux de puissance en sortie suffisamment importants pour des applications du type Oscillateur Local ultra-stable. De plus, ces multiplicateurs présentent des niveaux de bruit de phase ajouté très faibles [3] .

Le modèle numérique complet traitant rigoureusement les équations fondamentales des semi-conducteurs [4] a malheureusement confirmé les résultats expérimentaux. Au delà de 70 GHz, les niveaux de résistance négative terminale des diodes à avalanche pour multiplication de fréquence sont voisins des niveaux de résistance négative induite par les phénomènes parasites de transit de charge d'espace et ce, quel que soit le rang d'harmonique. Il est alors extrêmement difficile de réaliser des circuits de multiplication fiables et reproductibles.

Ces effets de transit parasites imposent donc une limite fréquentielle à l'utilisation de la diode à avalanche en multiplication de fréquence [4] .

IV-1-b Présentation de la solution au problème de la limitation fréquentielle

Le but de cette partie de notre étude est la réalisation de sources fonctionnant en bande W (75-110 GHz) et plus particulièrement dans la fenêtre des 94 GHz.

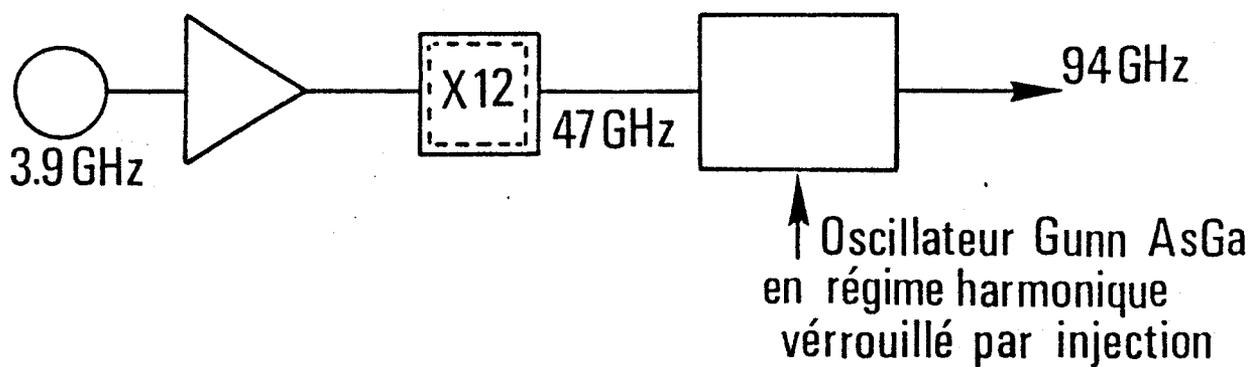


Figure 67 : Schéma synoptique de la source verrouillée par injection.

Ces sources doivent présenter des niveaux de bruit de modulation d'amplitude et de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse très faibles. Elles répondent ainsi aux besoins croissants en sources de référence pour Oscillateur Local et systèmes radar en émission et en réception dans ces bandes de fréquences.

Nous venons de rappeler que la diode à avalanche de multiplication, bien que permettant d'obtenir des niveaux de bruit de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse très faibles [3], ne peut pas être utilisée en bande W (75-110 GHz).

Nous nous sommes donc intéressés aux autres composants susceptibles de fournir de la puissance à ces fréquences ($P_s = 10-20$ dBm). Parmi ceux-ci, la diode Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique et la diode Gunn InP fonctionnant en régime fondamental ont attiré notre attention [5][6][7][8]. Toutefois, les niveaux de bruit de ces oscillateurs, bien que faibles, restent trop importants pour les applications que nous envisageons. $[(N/C)_{SSB} \geq -60$ dBc/Hz, à 10 kHz de la fréquence porteuse].

C'est pourquoi nous nous sommes tournés vers une autre solution qui consiste à associer un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche par 12 en un seul étage et un Oscillateur Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique au voisinage de 94 GHz. L'Oscillateur Gunn est alors synchronisé par l'injection du signal provenant du multiplicateur à la fréquence "sous-harmonique" c'est à dire 47 GHz. Le signal primaire est issu d'une source stable de fréquence voisine de 4 GHz. Le schéma synoptique est décrit figure 67.

Le signal de sortie de la source synchronisée, à 94 GHz, présente alors des niveaux de bruit de modulation de fréquence très faibles dans la bande de synchronisation. Bien entendu, en dehors de cette bande, on retrouve les niveaux de bruit de l'oscillateur libre.

Pour certaines applications, les niveaux de puissance de sortie ne sont pas suffisants. On peut alors ajouter, suivant la technique des additionneurs de puissance, un Oscillateur Gunn InP fonctionnant en régime fondamental à 94 GHz ou encore un Oscillateur IMPATT.

Nous nous proposons, maintenant, de décrire ce type de source.

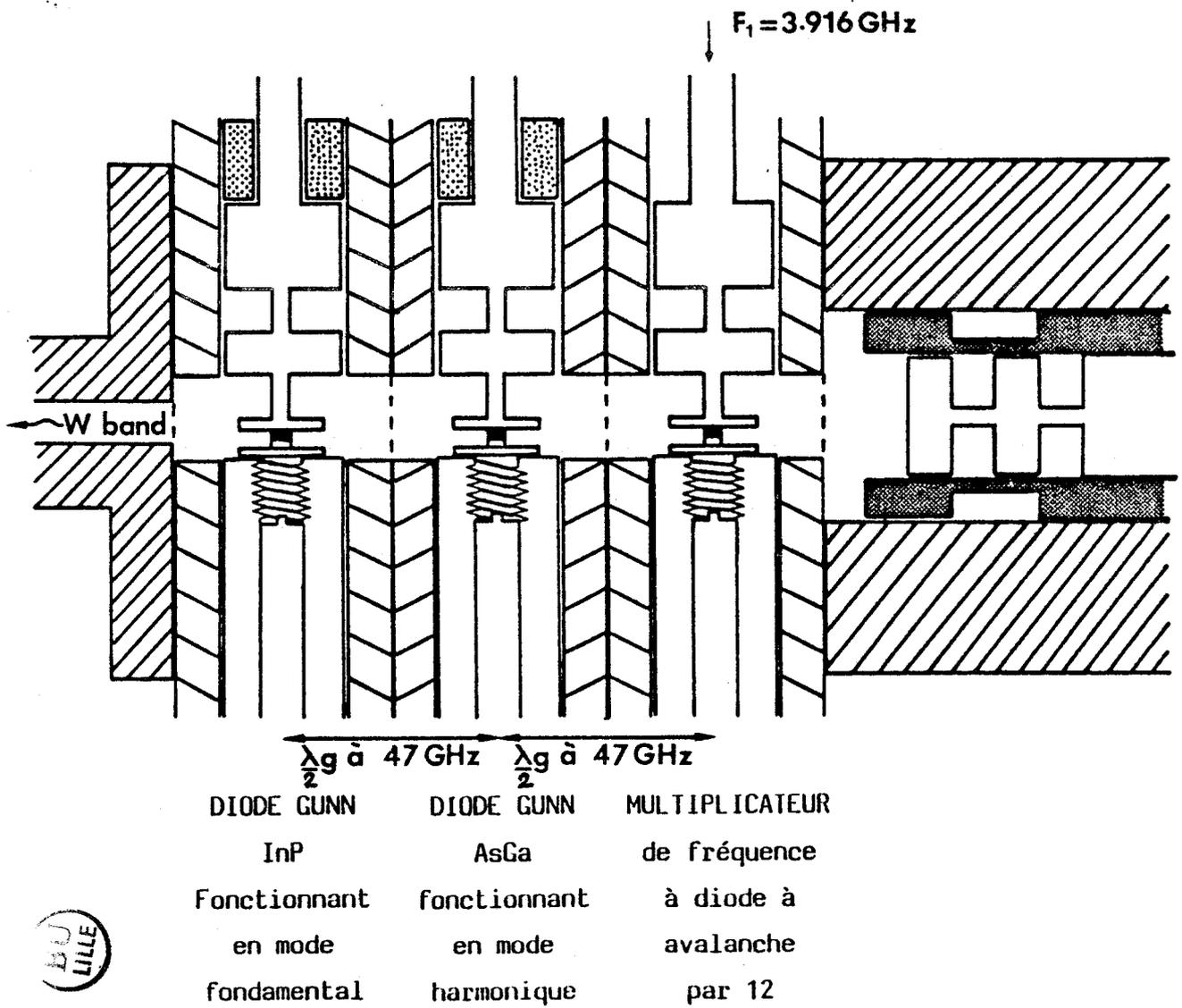


Figure 68 : Topologie du circuit.

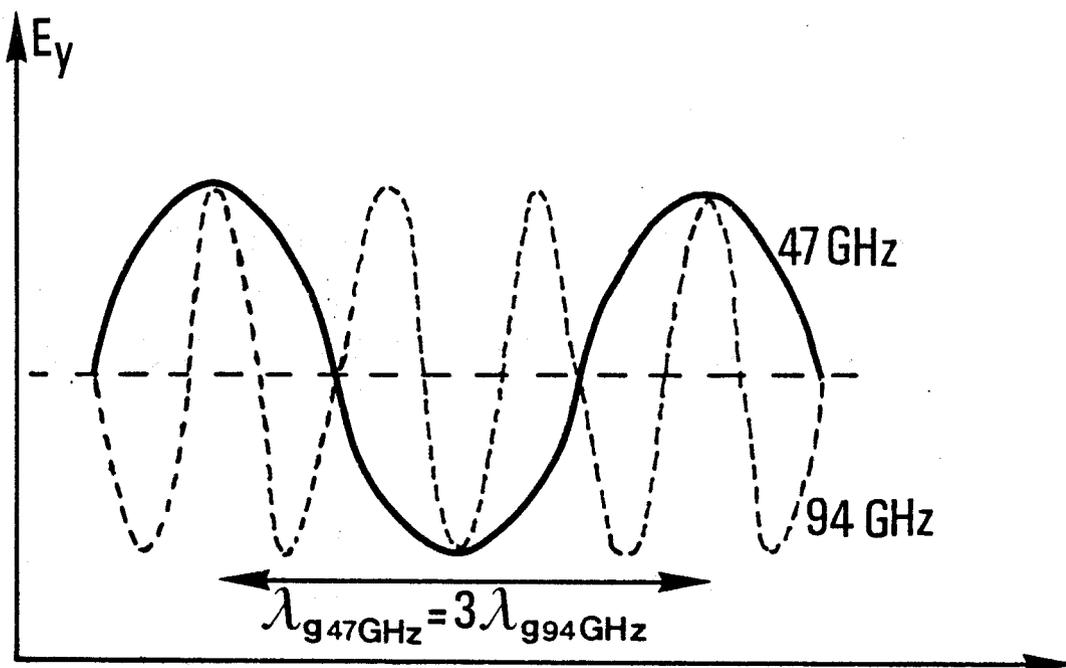


Figure 69 : Illustration de la condition de phase d'addition de puissance.

IV-2 Description du circuit

Le circuit est constitué de trois cellules en guide d'onde dissociables de façon à pouvoir déterminer les performances hyperfréquences de chacun des trois modules, constitutifs de la source, séparément. (Multiplicateur de fréquence - Oscillateur Gunn AsGa - Oscillateur Gunn InP ou Oscillateur IMPATT). Notons que la dissociabilité du système permet un "empilage" d'un nombre encore plus important de cellules.

La topologie du circuit est présentée figure 68. Elle reprend, en fait, les travaux antérieurs de H. BARTH [9]. Les trois cellules élémentaires ont, chacune, une longueur égale à $\lambda_g/2$ à 47 GHz de manière à remplir les conditions de phase d'addition de puissance. La polarisation, de chacune des trois diodes, (ainsi que l'application du signal hyperfréquence d'entrée du multiplicateur) est assurée par une ligne coaxiale constituée d'un filtre et d'un élément adaptateur. Deux court-circuits mobiles, en guide d'onde circulaire, placés du côté opposé à la sortie, améliorent l'adaptaton et assurent la condition de phase d'addition de puissance sur une large bande de fréquence.

Les dimensions du guide d'onde, constituant chacune des trois cellules, sont déduites des conditions de phase d'addition de puissance à respecter que nous illustrons sur la figure 69. Cette condition permet de poser :

$$\lambda_{g47\text{GHz}} = 3 \lambda_{g94\text{GHz}}$$

$$\text{avec } \lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}}$$

Ces deux équations aboutissent à l'expression de la longueur d'onde de coupure du guide :

$$\lambda_c = \sqrt{\frac{8}{5}} \lambda_0$$

où λ_0 est la longueur d'onde, en propagation libre, à 47 GHz.

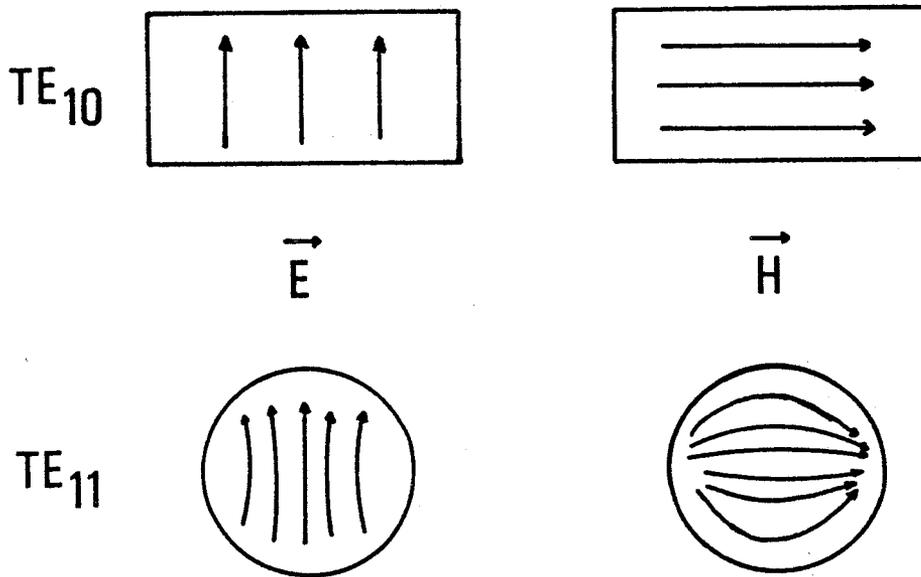


Figure 70 : Répartition du champ électrique et du champ magnétique des deux modes TE_{10} du guide d'onde rectangulaire et TE_{11} du guide d'onde circulaire.

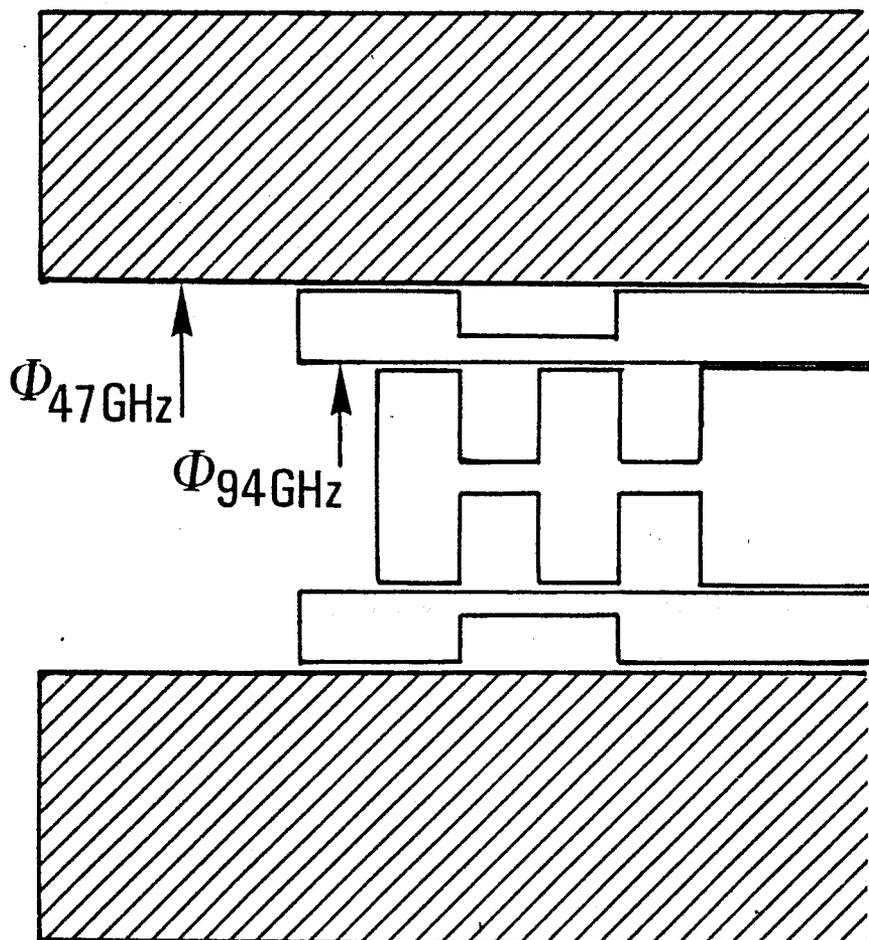


Figure 71 : Description des pistons de court-circuit mobiles en guide d'onde circulaire.

Cette longueur d'onde de coupure conduit aux valeurs a et b représentant respectivement les dimensions du grand et du petit côté du guide rectangulaire.

Nous avons pour le mode TE_{10} :

$$\boxed{a = \frac{\lambda_c}{2}} \quad \text{et} \quad \boxed{b = \frac{a}{2}}$$

Les dimensions du guide de sortie sont celles du guide correspondant à la bande W (75-110 GHz). Ce guide est caractérisé par une fréquence de coupure F_c égale à 59.014 GHz.

Les lignes de champ électromagnétique du mode TE_{11} du guide d'onde circulaire se couplent presque exactement avec celles du mode TE_{10} du guide d'onde rectangulaire. C'est ce qu'illustre la figure 70 où nous présentons la répartition du champ électrique et du champ magnétique de ces deux modes. C'est donc sur le mode TE_{11} que nous raisonnons pour déterminer les dimensions des guides d'onde circulaires dont les fréquences de coupure sont les mêmes que celles des guides rectangulaires à 47 GHz et à 94 GHz.

Pour le mode TE_{11} , la longueur d'onde de coupure est donnée par la formule suivante :

$$\boxed{\lambda_c = 3.412 r}$$

où r est le rayon du guide

Pour la réalisation du piston de court-circuit mobile, en guide d'onde circulaire, à 47 GHz nous avons donc :

$$\boxed{\phi_{47\text{GHz}} = 2 r_{47\text{GHz}} = \frac{2 \lambda_{c47\text{GHz}}}{3.412}}$$

avec

$$\boxed{\lambda_{c47\text{GHz}} = \sqrt{\frac{8}{5}} \lambda_{o47\text{GHz}}}$$

Pour la réalisation du piston de court-circuit mobile, en guide d'onde circulaire, à 94 GHz nous avons donc :

$$\phi_{94\text{GHz}} = 2 \lambda_{94\text{GHz}} = \frac{2 \lambda_c 94\text{GHz}}{3.412}$$

avec

$$\lambda_{c 94\text{GHz}} = \frac{c}{F_c}$$

où F_c est la fréquence de coupure du guide d'onde rectangulaire de la bande W (75-110 GHz); c'est à dire

$$F_c = 59.014\text{GHz}$$

Ces deux accords mécaniques permettent d'obtenir des performances hyperfréquences optimales sur une large bande de fréquence en rétablissant sensiblement les conditions de phase d'addition de puissance sur la bande d'accord.

L'élément d'adaptation de la diode au guide d'onde rectangulaire est constitué d'un disque métallique. Ce type de circuit, très souvent utilisé dans les circuits fonctionnant dans des gammes de longueurs d'onde millimétriques, est appelé "cavité cap". Il se comporte comme une ligne radiale de très faible impédance caractéristique [10] [11]. Il va permettre l'adaptation de la faible valeur de l'impédance de chacune des trois diodes à la forte valeur de l'impédance caractéristique du guide, à la fréquence de sortie de chacun des trois modules. ($F_0 = 94$ GHz pour les deux diodes d'oscillation et $F_0 = 47$ GHz pour la diode à avalanche de multiplication). Cette fréquence de sortie est déterminée par le diamètre du cap. Nous avons :

$$\phi_{\text{cap}} \# \frac{\lambda_0}{2}$$

où ϕ est le diamètre du cap
 λ_0 est la longueur d'onde en propagation libre correspondant à la fréquence F_0 .

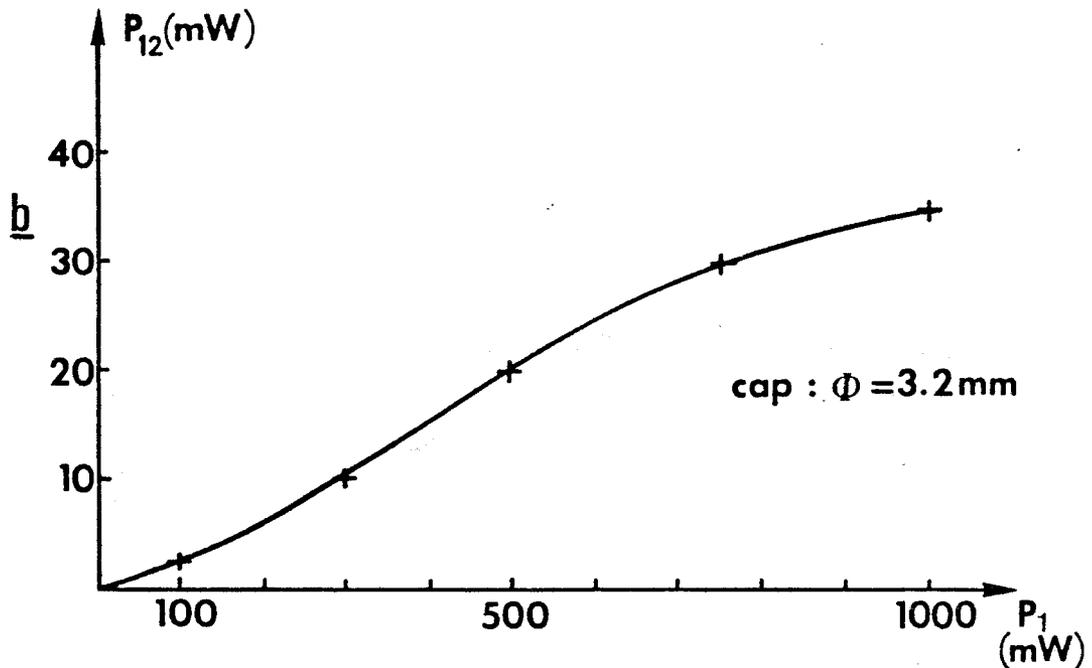
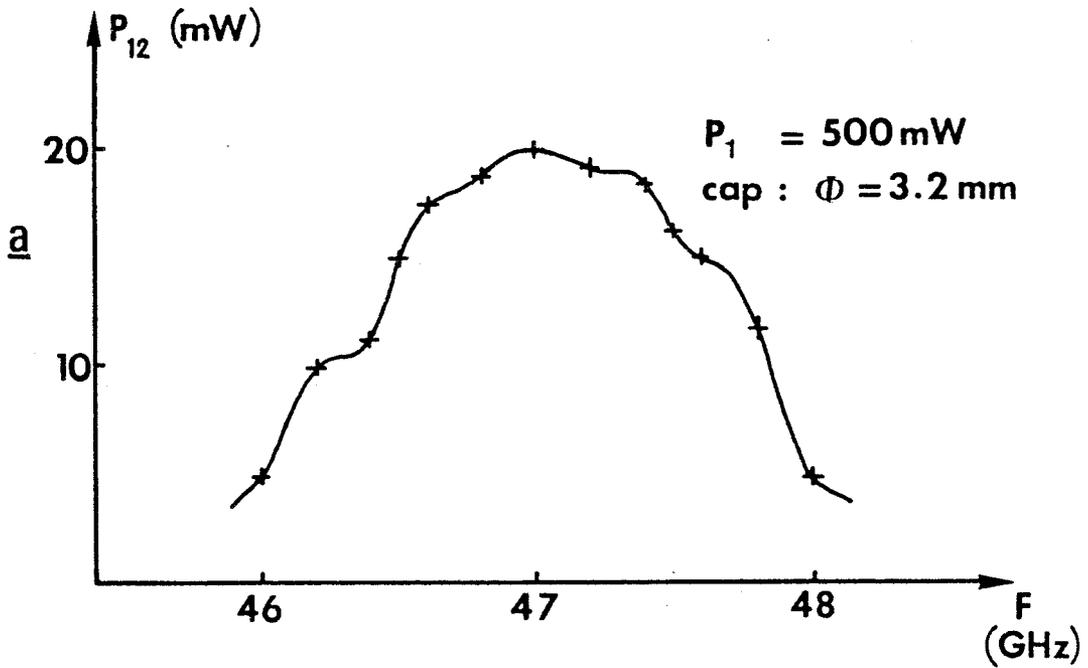


Figure 72 : a)- Evolution de la puissance de sortie en fonction de la fréquence de sortie.
b)- Evolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée.
(multiplicateur de fréquence par 12)

De plus, la position de l'ensemble diode-ligne coaxiale peut varier de façon continue dans le guide. Cet accord mécanique permet d'ajuster l'impédance des trois diodes à l'impédance de charge sur une bande de fréquence plus importante.

Les performances hyperfréquences optimales sont obtenues, à 94 GHz, lorsque les diodes se trouvent sensiblement au centre du guide d'onde rectangulaire.

Le filtre de polarisation est constitué de deux sections quart d'onde de très basses impédances caractéristiques. La longueur de la première section est fixée par la valeur de la fréquence de sortie de la source c'est à dire 94 GHz. Quant à la seconde, elle est déterminée par la valeur de la fréquence "sous-harmonique" c'est à dire 47 GHz. Le filtrage est complété, pour les deux cellules d'oscillation, par une rondelle d'absorbant placée sur chacune des deux lignes coaxiales, en amont des deux sections quart d'onde.

Toutes les mesures ont été faites à l'aide des composants fournis par la Thomson DCM montés dans des boîtiers du type W2. Notons de plus, qu'aucune sélection n'a été faite sur ces diodes pour l'obtention de performances hyperfréquences optimales.

IV-3 Résultats expérimentaux

IV-3-a Multiplieur de fréquence à diode à avalanche

Dans un premier temps, nous avons caractérisé le multiplieur de fréquence à diode à avalanche par 12. A ce choix du rang d'harmonique correspond une fréquence d'entrée de l'ordre de 3.9 GHz. Ce signal d'entrée est issu d'un Oscillateur à quartz.

Nous présentons figure 72 les performances hyperfréquences de ce multiplieur. Il s'agit de l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, d'une part, et en fonction de la fréquence de sortie, d'autre part.

La valeur du diamètre du cap est de 3.2 mm ce qui correspond à une fréquence centrale de sortie de l'ordre de 47 GHz.

La valeur du courant de polarisation a été fixée à 100 mA. A ces valeurs correspondent de bonnes performances hyperfréquences c'est à dire des niveaux de puissance en sortie de l'ordre de 20 mW et une bande de fréquence instantanée à - 3 dB proche de 1.5 GHz pour des niveaux de puissance à l'entrée de 500 mW.

Nous présentons également l'évolution du bruit de modulation de fréquence près de la fréquence porteuse d'un multiplieur de fréquence à diode à avalanche par 24 et de sa source primaire respectivement (figure 73).

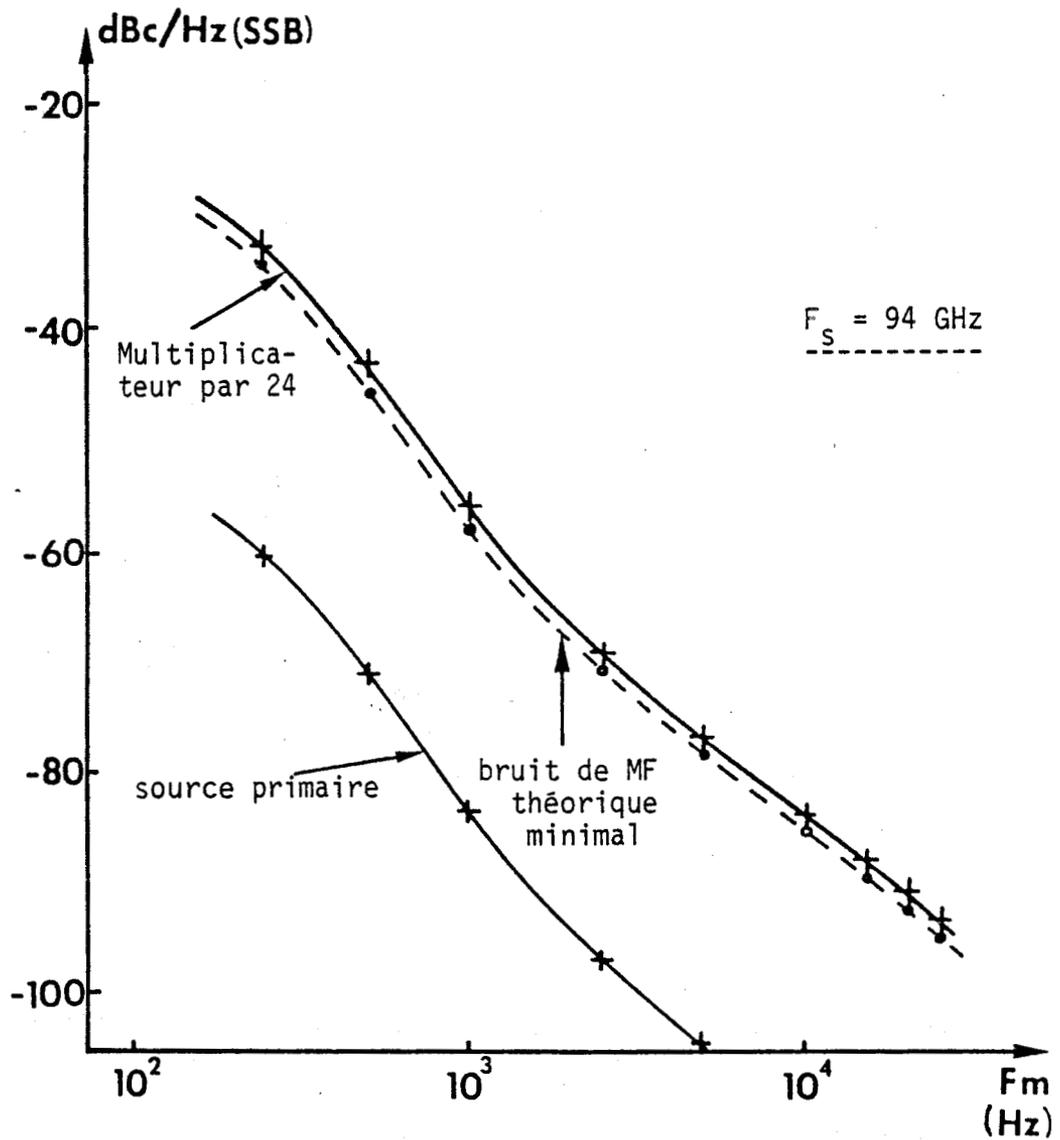


Figure 73 : Evolution du bruit de modulation de fréquence en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse d'un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche par 24.

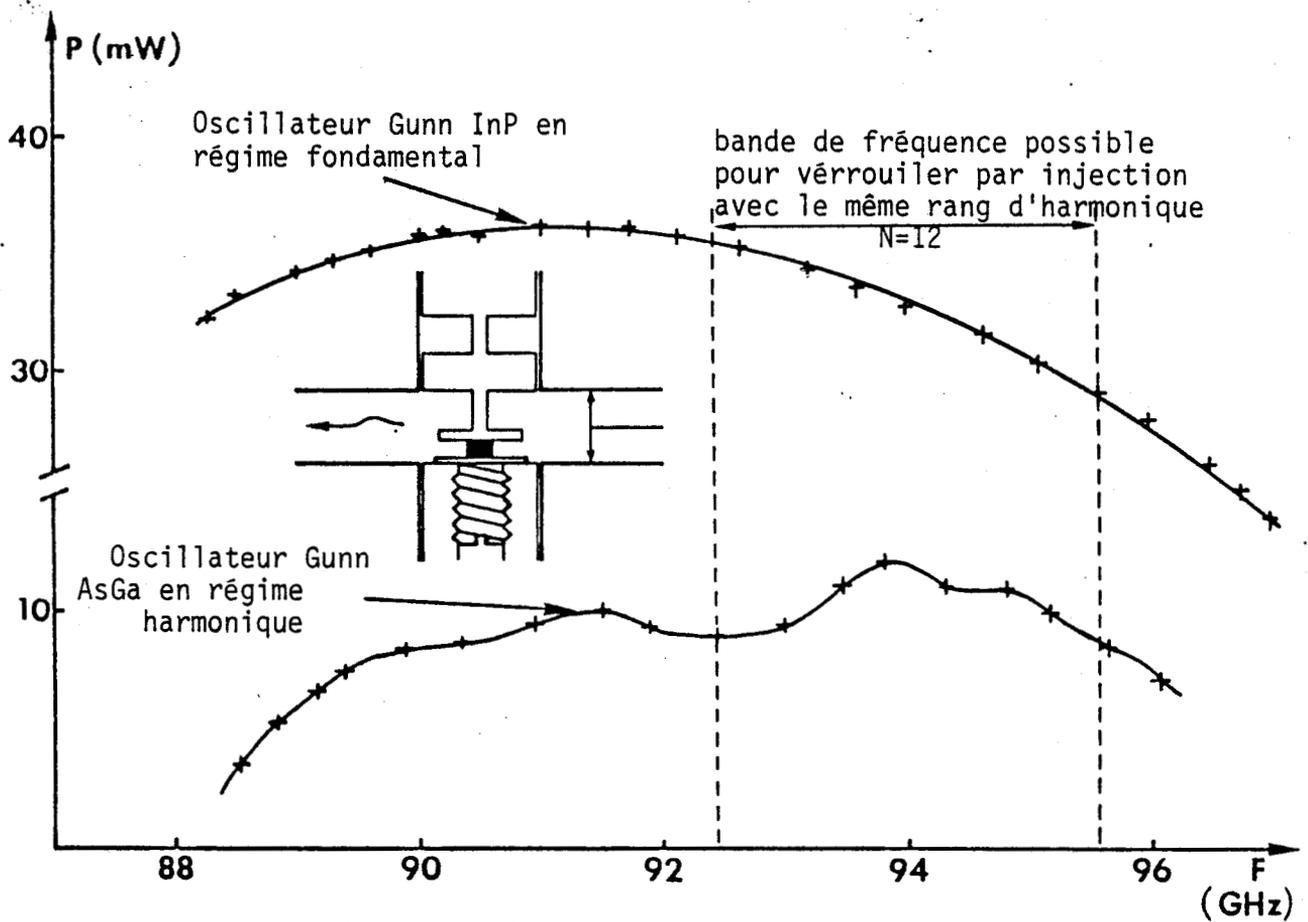


Figure 74 : Evolution de la puissance de sortie en fonction de la fréquence de sortie des deux Oscillateurs Gunn AsGa et Gunn InP.

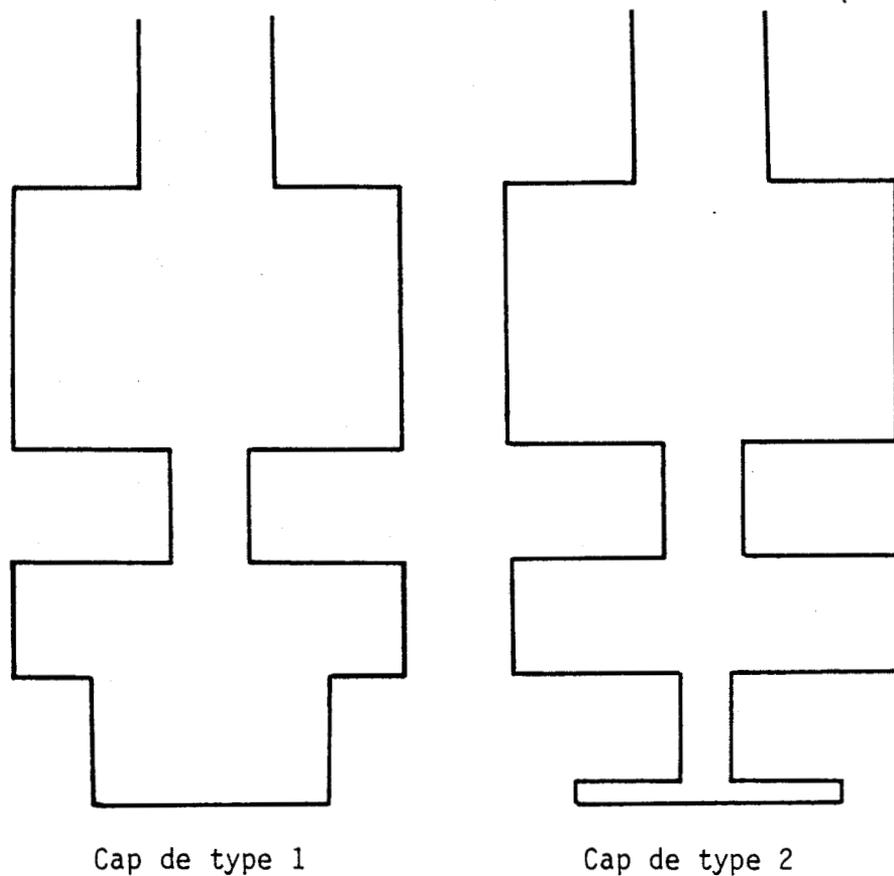


Figure 75 : Description des deux types de cap.

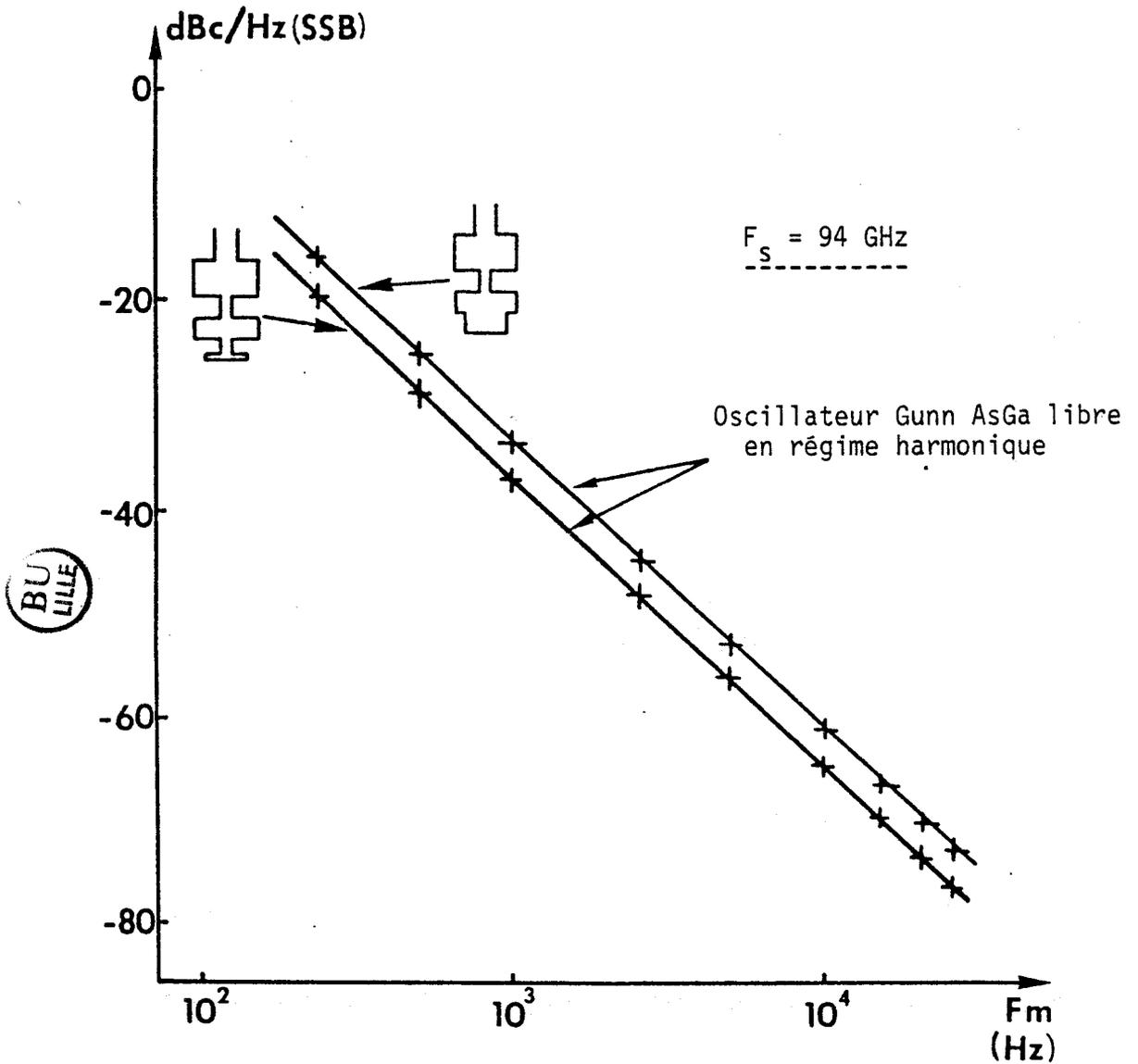


Figure 76 : Evolution du bruit de modulation de fréquence en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse de l'Oscillateur Gunn AsGa libre fonctionnant en régime harmonique à 94 GHz.

Le multiplicateur de fréquence, avec sortie à 94 GHz, présente des niveaux de bruit de modulation de fréquence très faibles, proches de - 80 dBc/Hz à 10 KHz de la fréquence porteuse.

Nous remarquons que ce bruit de modulation de fréquence, mesuré à la sortie du multiplicateur par 24, est très proche du bruit de modulation de fréquence théorique minimal que l'on peut déduire de la caractéristique de bruit de la source primaire. Ceci prouve que le bruit de modulation de fréquence ajouté par les multiplicateurs de fréquences à diode à avalanche est très faible [3] .

Malheureusement, de telles sources, avec sortie en bande W, présentent des problèmes de reproductibilité dont nous avons discuté précédemment. Ce résultat illustre cependant, dans un cas limite, le très faible niveau de bruit de modulation de fréquence ajouté par le multiplicateur de fréquence à diode à avalanche.

IV-3-b Oscillateurs Gunn libres

Dans un deuxième temps, nous avons caractérisé les Oscillateurs libres Gunn AsGa et Gunn InP.

Nous présentons, figure 74, l'évolution fréquentielle de la puissance mesurée à la sortie de l'Oscillateur Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique et à la sortie de l'Oscillateur Gunn InP fonctionnant en régime fondamental. Nous remarquons un fonctionnement à très large gamme de fréquence et nous obtenons une bande de fréquence de synchronisation avec le même harmonique proche de 3 GHz.

Les performances hyperfréquences optimales sont obtenues lorsque le piston de court-circuit mobile, à 94 GHz, se trouve sensiblement à une distance de la diode égale à un nombre entier de fois le quart de la longueur d'onde c'est à dire $(2n+1)\lambda_g/4$. [12] .

Le "chapeau" du cap a une très grande influence sur les performances de bruit de ces circuits. En effet, deux types de cap peuvent être utilisés. Nous les représentons figure 75. La valeur du coefficient de qualité externe, à 47 GHz, du second cap est beaucoup plus élevée que celle du premier. Notre perspective est la réalisation d'une source ultra-stable à 94 GHz. Nous avons donc choisi d'utiliser un cap du second type. Nous illustrons l'avantage de ce choix sur la figure 76. Nous y avons reporté l'évolution du bruit de modulation de fréquence au voisinage de la fréquence

porteuse, normalisé par rapport à une bande d'analyse de 1 Hz, et pour une simple bande latérale de modulation, d'un Oscillateur Gunn AsGa libre fonctionnant en régime harmonique à 94 GHz utilisant les deux types de cap précédemment décrits. Dans la bande de base ; 0-25 kHz ; nous pouvons observer une différence entre les deux courbes. En effet, la plus grande valeur du coefficient de qualité externe du cap de type 2 permet d'obtenir des niveaux de bruit de modulation de fréquence de 6 dBc/Hz plus faibles.

Ces résultats sont tout à fait représentatifs de ce type de source, (Oscillateurs Gunn AsGa ou Gunn InP) et en parfait accord avec d'autres résultats obtenus par ailleurs. [5][6][8]. Ils montrent en outre que ces Oscillateurs libres présentent des niveaux de bruit de modulation de fréquence très faibles ; de l'ordre de - 60 dBc/Hz à 10 kHz de la fréquence porteuse. (Oscillateur Gunn AsGa).

Ce résultat en bruit, meilleur que celui que l'on obtiendrait à l'aide d'un Oscillateur IMPATT [(N/C)_{SSB} > - 50 dBc/Hz, à 10kHz de la fréquence porteuse] montre que le domaine d'utilisation des Oscillateurs Gunn s'étend aux applications moyenne puissance et faible bruit.

IV-3-c Source synchronisée

Le signal issu du multiplicateur de fréquence à diode à avalanche par 12 verrouille par injection un Oscillateur Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique. Le signal de sortie de cet Oscillateur Gunn AsGa "harmonique", à 94 GHz, permet à son tour le verrouillage par injection d'un Oscillateur Gunn InP en régime fondamental à 94 GHz.

Intérêt de la diode Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique pour cette utilisation

La diode Gunn AsGa oscille à 47 GHz en mode fondamental. Elle peut donc être accordée mécaniquement sur une large bande autour de cette fréquence fondamentale par action d'un piston de court-circuit dans un guide d'onde circulaire 40-60 GHz, vu son faible coefficient de qualité. En effet, nous avons pour la diode Gunn AsGa fonctionnant en régime fondamental :

$$Q_d = \frac{X_d}{R_d} \neq 1$$

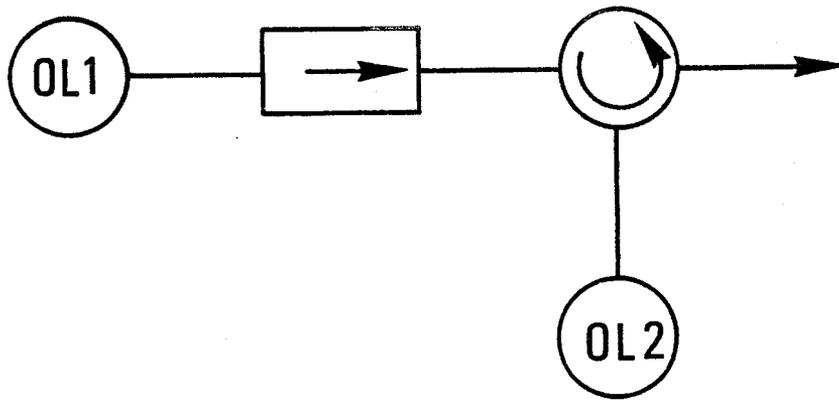


Figure 77 : Circuit classique d'une source verrouillée.

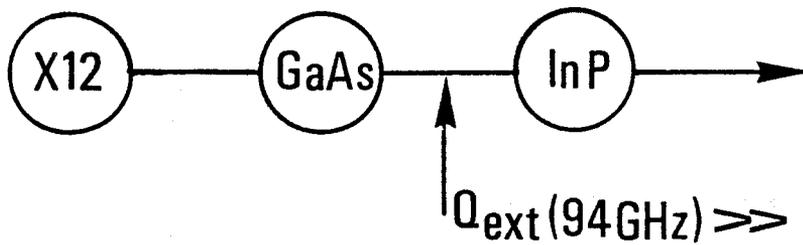


Figure 78 : Simplification du circuit de la source verrouillée grace à l'utilisation de la diode Gunn AsGa en mode harmonique.

De même, sa synchronisation par injecton d'un signal à 47 GHz sera aisée.

Par contre le signal à 94 GHz est obtenu par extraction d'harmonique. La non-linéarité étant faible, la diode est quasiment insensible à une perturbation occasionnée par le circuit, à 94 GHz, en ce qui concerne sa fréquence. En effet, les coefficients de qualité externe équivalent en mode harmonique à 94 GHz sont très grands. Ils peuvent atteindre 10 000. La présence de la diode Gunn InP fonctionnant en régime fondamental à 94 GHz ne la perturbe donc pas. Il en est de même pour l'Oscillateur IMPATT. Le verrouillage par injection se fera donc sans interaction de la diode Gunn InP ou de l'Oscillateur IMPATT sur la diode Gunn AsGa.

Le circuit classique d'une source verrouillée est constitué des différents oscillateurs séparés par des isolateurs et des circulateurs comme l'illustre la figure 77. La valeur importante du coefficient de qualité externe équivalent de la diode Gunn AsGa en mode harmonique, à 94 GHz, nous permet donc de transformer ce circuit classique en un circuit plus simple où l'on supprime à la fois les circulateurs et les isolateurs. (Figure 78).

Nous avons obtenu, pour cette source, des signaux de puissance de l'ordre de 16 dBm. La bande de fréquence instantanée de synchronisation dépend, bien sûr, de la valeur de la puissance de sortie du multiplicateur de fréquence à diode à avalanche et donc de la puissance hyperfréquence appliquée à l'entrée du multiplicateur. Pour une puissance à l'entrée de l'ordre de 100 mW, nous avons obtenu une bande de fréquence de synchronisation de 30 MHz alors qu'elle s'élève à 500 MHz pour des niveaux de puissance à l'entrée de 600 mW.

Nous présentons, figure 79, l'évolution du bruit de modulation de fréquence de la source verrouillée. Pour comparaison, nous faisons également apparaître sur cette figure le bruit de modulation de fréquence de l'Oscillateur Gunn AsGa en régime libre, et le bruit de modulation de fréquence de la source primaire. Nous constatons que le bruit de modulation de fréquence mesuré à la sortie de la source synchronisée est très proche du bruit de modulation de fréquence théorique minimal. La très faible différence entre ces deux courbes montre que le bruit de modulation de fréquence ajouté par la source synchronisée est quasiment négligeable. [13]. En fait, nous retrouvons très sensiblement le bruit de modulation de fréquence du multiplicateur à avalanche par 24. $[(N/C)_{SSB} \leq -80 \text{ dBc/Hz, à } 10 \text{ kHz de la fréquence porteuse}]$.

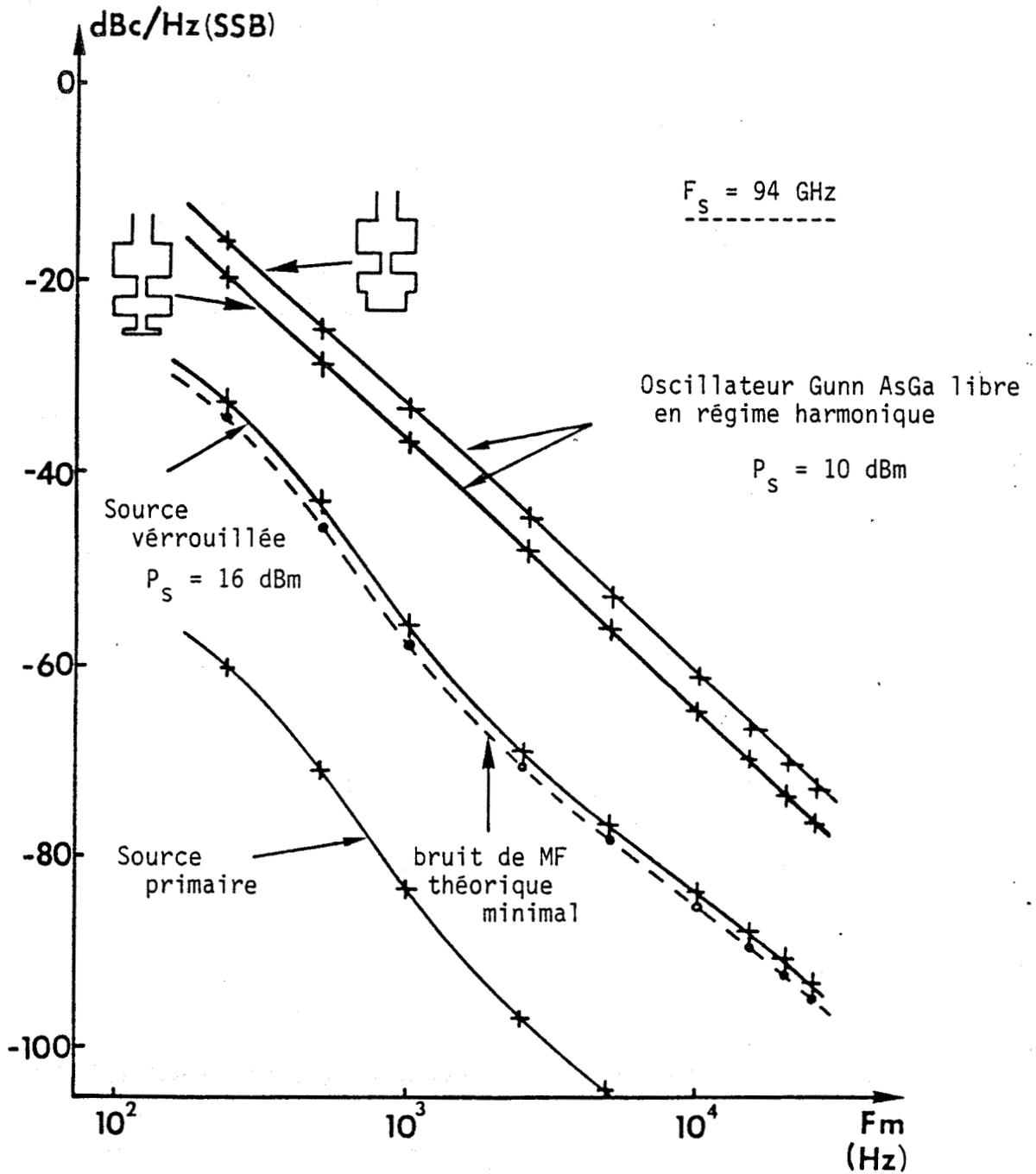


Figure 79 : Evolution du bruit de modulation de fréquence en fonction de l'écart de fréquence par rapport à la fréquence porteuse de la source verrouillée.

CONCLUSION DU CHAPITRE IV

Nous avons présenté les performances hyperfréquences d'une source synchronisée par injection. Cette source ultra-stable, tout en restant simple et reproductible, présente des niveaux de bruit de modulation de fréquence très faibles. (Inférieurs à -80 dBc/Hz, à 10 kHz de la fréquence porteuse). [14]. Elle fournit des signaux de puissances moyennes à 94 GHz. ($P_s \approx 50$ mW). Son utilisation pour les applications moyenne puissance et faible bruit pour Oscillateur Local dans des systèmes de télécommunications ou d'instrumentation moderne fonctionnant en ondes millimétriques peut donc être envisagée. Elle semble également adaptée au verrouillage par injection de source IMPATT pulsée de forte puissance dans la fenêtre des 94 GHz.

Son extension à la bande des 140 GHz peut être envisagée.

Enfin, sa réalisation en structure intégrée hybride sur substrat quartz serait une perspective intéressante.

REFERENCES

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

- [1] P.A. ROLLAND
- "Sur un nouveau type de multiplicateur de fréquence utilisant l'effet d'avalanche dans un semi-conducteur"
- Thèse d'état - LILLE - décembre 1978
- [2] P.A. ROLLAND - J.L. VATERKOWSKI - E. CONSTANT - G. SALMER
- "New modes of operation for avalanche diodes : frequency multiplication and up conversion"
- IEEE Trans on MTT, vol MTT 24, N° 11, pp 768-774, november 1976
- [3] P.A. ROLLAND - E. PLAYEZ - G. SALMER
- "Stable mm wave sources using avalanche diodes frequency multiplication"
- 7th EuMC, Copenhagen, 5-8 september 1977
- [4] C. DALLE
- Thèse d'Université de LILLE I
- à paraître
- [5] P.A. ROLLAND - M.R. FRISCOURT - A. CAPPY - G. SALMER - E. CONSTANT
- "Etude thèorique et expérimentale de diodes Gunn à 94 GHz"
- Rapport final de contrat DRET N° 79/357
- [6] M.R. FRISCOURT
- "Contribution à l'étude des dispositifs à transfert électronique en gamme millimétrique"
- Thèse Docteur Ingénieur, LILLE I, avril 1982

- [7] M.R. FRISCOURT - P.A. ROLLAND
- "Optimum design of N^+N^+ InP devices in the millimeter wave range - Frequency limitation - RF performances"
- IEEE Electr. Dev. Lett. , vol EDL 4, N° 5, pp 135-137, may 1983
- [8] M.R. FRISCOURT
- "Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique"
- Thèse d'état, LILLE I, mai 1985
- [9] H. BARTH
- "A wideband backshort tunable second harmonic W band Gunn Oscillator"
- IEEE MTT - S Inter - Microwave Symp Dig, 1981
- [10] K.H. DORING - E. SEEBALD
- "High transformation ratio for impedance matching with a radial line"
- Electr Lett, vol 16, pp 50-51, january 1980
- [11] A. DERYCKE
- Thèse d'état, à paraître
- [12] J.G. ONDRIA
- "Wide band mechanically tunable W band CW Gunn Oscillator"
- AGARD Conference Reprint N° 245
- Millimeter and submillimeter wave propagation and circuits

[13]

P.A. ROLLAND - M.R. FRISCOURT - G. SALMER - E. CONSTANT

"Comparative FM noise of free-running or phase locked Gunn Oscillator and avalanche frequency multiplier in the 94 GHz region"

11th EuMC, Amsterdam, 7-10 september 1981

[14]

D. DEGRUGILLIER - C. DALLE - M.R. FRISCOURT - P.A. ROLLAND

"Stable millimeter wave sources using subharmonically injection locked Gunn Oscillators"

15th European Microwave Conference, Paris, 9-11 september 1985

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

L'objectif de cette étude était la conception et la réalisation de sources stables utilisant la multiplication de fréquence par diode à avalanche en gamme millimétrique.

Nous avons bénéficié, durant cette étude, des nombreux travaux antérieurs et en cours concernant ce type de multiplication. Ces travaux nous ont permis de mettre en oeuvre :

- d'une part des circuits multiplicateurs compatibles avec l'intégration monolithique pour la réalisation de sources ultra stables dont la fréquence de sortie est comprise entre 20 et 50 GHz,

- d'autre part un dispositif permettant l'extension fréquentielle des multiplicateurs de fréquences par diode à avalanche jusqu'en bande W (75-110 GHz).

L'un des problèmes majeurs des circuits classiques de multiplication, et tout particulièrement ceux qui utilisent les lignes coaxiales et les guides d'onde, est la complexité de réalisation et donc le coût important qu'ils engendrent. Ceci a souvent comme effet de décourager industriels et concepteurs éventuels de tels circuits multifréquences. C'est pourquoi nous nous sommes attachés, pour la réalisation de nos circuits, à satisfaire les critères suivants :

- stabilité
- simplicité
- reproductibilité aisée
- faible coût
- encombrement réduit

Cette étude a nécessité la mise au point de différents programmes de conception des circuits dans le cadre d'une réalisation en structure plaquée du type ligne microruban. En particulier, des programmes de calculs de filtres passe-bande et coupe-bande, qui sont des éléments importants des circuits de multiplication, ont été réalisés. Cette première étape a débouché sur plusieurs circuits multiplicateurs.

Ces réalisations, en structure plaquée, nous ont permis de mettre en évidence la possibilité de multiplication à haut rang d'harmonique (multiplicateur par 35 avec sortie à 32.2 GHz). Des niveaux de puissance suffisants pour des applications du type Oscillateur local ultra-stable ont été observés ($P_s = 10$ mW à 20 mW dans le cas des multiplicateurs

par 12 et 13, pour des niveaux de puissance à l'entrée de l'ordre de 500 mW). Des bandes de fréquence instantanées à - 3 dB importantes ont été obtenues pour tous les circuits réalisés.

De plus, la saturation du niveau de la puissance de sortie est telle que chacun des dispositifs réalisés est quasiment insensible à la modulation d'amplitude.

Une application particulière, à faible niveau de puissance à l'entrée (50 mW), qui concerne le multiplicateur de fréquence par 9 avec sortie à 16.2 GHz, a mis en évidence l'intérêt des multiplicateurs de fréquences à diode à avalanche par rapport à d'autres types de multiplicateurs. (Diodes à temps de recouvrement rapide en particulier).

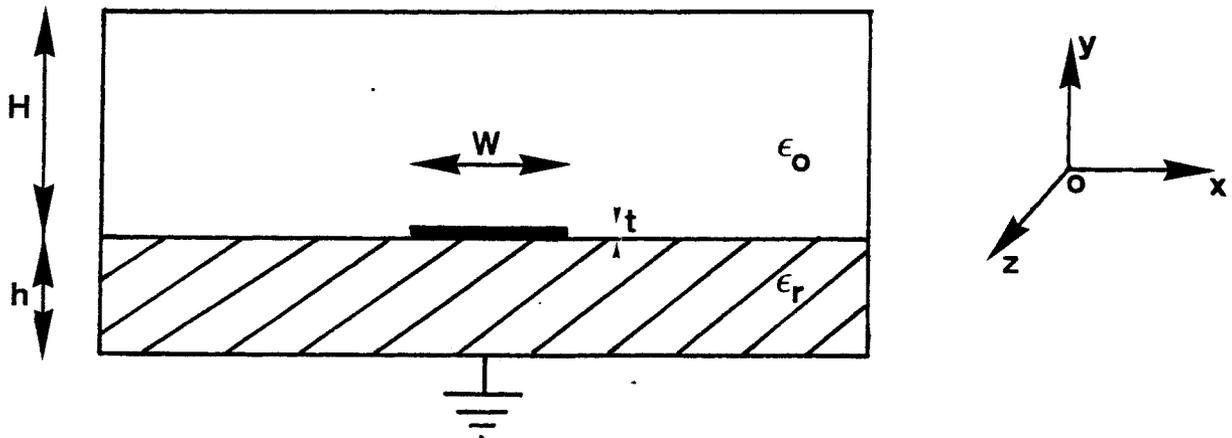
Toutefois, l'utilisation de la diode à avalanche pour multiplication de fréquence pose un problème en bande W (75-110 GHz) dû à l'influence néfaste des phénomènes de transit des porteurs de charge dans la structure semi-conductrice. Une solution originale, pour la réalisation de sources stables et reproductibles, en bande W, et plus particulièrement dans la fenêtre des 94 GHz, a été élaborée.

Cette solution est basée sur le verrouillage par injection d'une diode Gunn AsGa fonctionnant en régime harmonique à 94 GHz par un signal issu d'un multiplicateur de fréquence à diode à avalanche au voisinage de 50 GHz.

Les performances hyperfréquences de la source synchronisée par injection sont bonnes. En effet, elle présente des niveaux de bruit de modulation de fréquence, près de la fréquence porteuse, très faibles. $[(N/C)_{SSB} \leq -80 \text{ dBc/Hz, à } 10 \text{ kHz de la fréquence porteuse}]$. Elle fournit des niveaux de puissance moyenne ($P_s \approx 50 \text{ mW}$) dans une bande de fréquence de synchronisation relativement large (500 MHz). Elle correspond tout à fait aux besoins en sources ultra-stables moyenne puissance pour des applications Oscillateur local dans des systèmes de télécommunications ou d'instrumentation moderne en ondes millimétriques.

Toutes les réalisations présentées dans ce mémoire montrent l'étendue des possibilités de la diode à avalanche de multiplication. Son utilisation dans des gammes de fréquences compatibles avec des longueurs d'onde millimétriques a été, une nouvelle fois, démontrée. Son développement industriel, pour des applications du type Oscillateur local ultra-stable dans ces gammes de fréquences nous paraît donc tout à fait envisageable.

ANNEXES

ANNEXESA1- Définitions et formalisme pour le calcul des lignes microruban

La figure ci-dessus représente la géométrie de la ligne microruban. Ses paramètres connus sont l'épaisseur h et la permittivité relative ϵ_r du diélectrique ainsi que l'épaisseur t de la métallisation. On peut ajouter à ces trois termes une valeur complémentaire : la hauteur H du boîtier. Les paramètres à calculer, grâce aux nombreuses formules d'analyse et de synthèse, sont les suivants :

- . l'impédance caractéristique Z_c de la ligne en fonction de sa largeur W ou vice-versa
- . la permittivité effective ϵ_{reff}
- . la longueur d'onde guidée dans la structure λ_g qui correspond à la fréquence d'utilisation F_0

Nous donnons ici les formules d'analyse (W , ϵ_r données) et les formules de synthèse (Z_c et ϵ_r données) que nous avons utilisées lors de notre étude.

Formules d'analyse :

$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{1}{2} (\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2} (\epsilon_r - 1) \left[\left(1 + 12 \frac{h}{w} \right)^{-1/2} + 0.04 \left(1 - \frac{w}{h} \right)^2 \right] \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1$
$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{1}{2} (\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2} (\epsilon_r - 1) \left(1 + 12 \frac{h}{w} \right)^{-1/2} \quad \text{si } \frac{w}{h} \geq 1$
$Z_c(\Omega) = \frac{Z_0}{2\pi \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \text{Log} \left(8 \frac{h}{w} + \frac{w}{4 \cdot h} \right) \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 1$
$Z_c(\Omega) = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left[\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \text{Log} \left(\frac{w}{h} + 1.444 \right) \right] \quad \text{si } \frac{w}{h} \geq 1$

avec $Z_0 = 120 \pi \Omega$

Formules de synthèse :

$w = 4h \left[\frac{1}{2} \exp(A) - \exp(-A) \right]^{-1} \quad \text{si } \frac{w}{h} \leq 2$ <p>avec $A = \pi \sqrt{2(\epsilon_r + 1)} \frac{Z_c}{Z_0} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0.23 + \frac{0.11}{\epsilon_r} \right)$</p>
$w = \frac{\epsilon_r - 1}{\pi \epsilon_r} h \left[\text{Log}(B - 1) + 0.39 - \frac{0.61}{\epsilon_r} \right] + \frac{2h}{\pi} \left[B - 1 - \text{Log}(2B - 1) \right]$ <p>avec $B = \frac{\pi}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{Z_0}{Z_c} \quad \text{si } \frac{w}{h} > 2$</p>

Formules supplémentaires pour la prise en compte de l'épaisseur de métallisation :

$\frac{W_e}{h} = \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \text{Log} \frac{4\pi \cdot W}{t} \right) \quad \text{si } \frac{W}{h} \leq \frac{1}{2\pi}$
$\frac{W_e}{h} = \frac{W}{h} + \frac{1.25}{\pi} \frac{t}{h} \left(1 + \text{Log} \frac{2h}{t} \right) \quad \text{si } \frac{W}{h} \geq \frac{1}{2\pi}$
$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} F\left(\frac{W}{h}\right) - C$
$\text{avec } F\left(\frac{W}{h}\right) = \begin{cases} \left(1 + \frac{12h}{W}\right)^{-1/2} + 0.04\left(1 - \frac{W}{h}\right)^2 & \text{si } \frac{W}{h} \leq 1 \\ \left(1 + \frac{12h}{W}\right)^{-1/2} & \text{si } \frac{W}{h} \geq 1 \end{cases}$
$C = \frac{\epsilon_r - 1}{4.6} \frac{t/h}{\sqrt{W/h}}$

Formules supplémentaires pour la prise en compte de la hauteur du boîtier :

$Z_c = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left(\frac{8h}{W} + 0.25 \frac{W}{h} \right) - P \quad \text{si } \frac{W}{h} \leq 1$
$Z_c = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \left[\frac{W}{h} + 1.393 + 0.667 \text{Log} \left(\frac{W}{h} + 1.444 \right) \right]^{-1} - \left[1 - \tanh \left(1 + \frac{0.48\sqrt{W/h} - 1}{(1 + H/h)^2} \right) \right] * P \quad \text{si } \frac{W}{h} \geq 1$
$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \left[\frac{\epsilon_r - 1}{2} F\left(\frac{W}{h}\right) \right] \tanh \left(0.18 + 0.237 \frac{H}{h} - \frac{0.415}{(H/h)^2} \right)$
$\text{avec } P = 270 \left[1 - \tanh \left(0.28 + 1.2 \sqrt{H/h} \right) \right]$

Formules relatives à la variation fréquentielle des paramètres :

$$\epsilon_{\text{reff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{reff}}}{1 + G(f/f_p)^2}$$

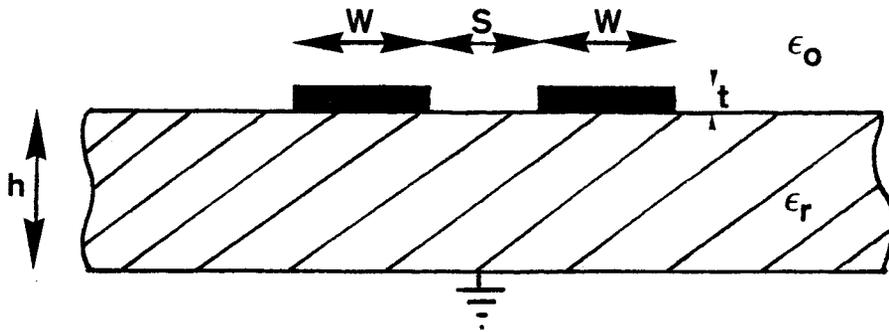
$$\text{avec } f_p = \frac{Z_c}{2 \mu_0 h}$$

$$G = \left(\frac{Z_c - 5}{60} \right)^{1/2} + 0.004 \cdot Z_c$$

où μ_0 = perméabilité du vide = $4\pi 10^{-7}$ H/m

h = hauteur du diélectrique en mètre

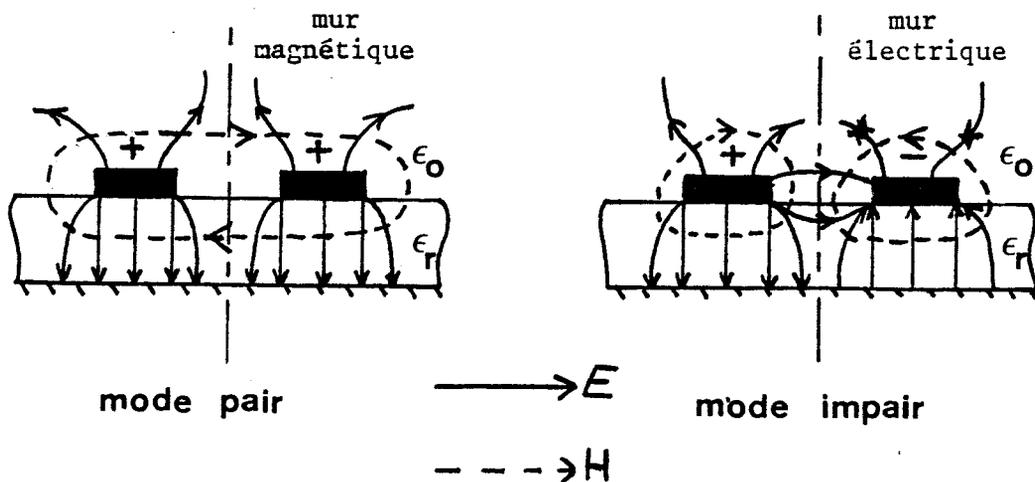
A2- Définition et formalisme pour le calcul des lignes microruban couplées en parallèle.



La figure ci-dessus représente la géométrie de deux lignes microruban couplées en parallèle. Les paramètres connus sont les mêmes que pour la ligne microruban simple, c'est à dire l'épaisseur h et la permittivité relative ϵ_r du diélectrique ainsi que l'épaisseur t de la métallisation.

La symétrie du système met en évidence l'existence de deux modes, pair et impair, susceptibles de se propager dans la structure.

Examinons la répartition des champs en mode pair et en mode impair pour ce type de lignes.



Répartition des champs sur des lignes microruban couplées en parallèle

On remarque une différence fondamentale entre le mode pair et le mode impair au niveau de la proportion relative des champs répartis entre le diélectrique et l'air. La permittivité effective en mode pair ϵ_{reffo} et la permittivité effective en mode impair ϵ_{reffe} sont donc différentes.

On a

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{C}{C^a}$$

où C est la capacité de la ligne microruban simple avec diélectrique
et C^a la capacité de la ligne microruban simple sans diélectrique

Il faut, dans le cas de lignes couplées en parallèle, déterminer les permittivités effectives des deux modes. Ceci nécessite donc de définir les quatre capacités C_o , C_o^a , C_e , C_e^a représentant respectivement : la capacité en mode pair avec diélectrique, la capacité en mode pair sans diélectrique, la capacité en mode impair avec diélectrique, la capacité en mode impair sans diélectrique.

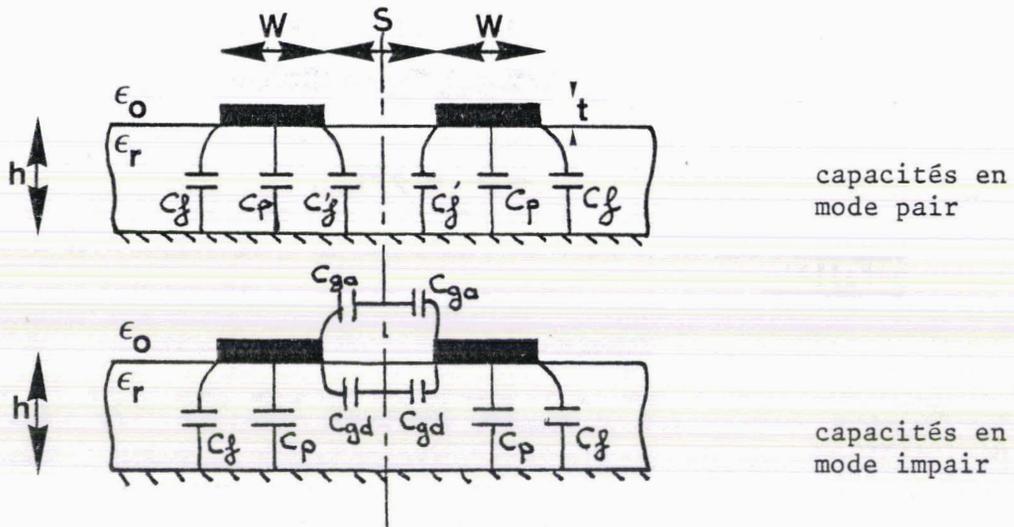
La connaissance de ces quatre capacités nous conduit aux impédances Z_{oo} (mode pair) et Z_{oe} (mode impair) de la structure.

Nous donnons maintenant les formules d'analyse pour la détermination de ces deux impédances en fonction des paramètres géométriques caractéristiques de ces lignes c'est à dire ϵ_r , $\frac{W}{h}$, $\frac{S}{h}$, ainsi que $\frac{t}{h}$.

a) Formules d'analyse basées sur le calcul des capacités :

Pour $0.2 \leq \frac{W}{h} \leq 2$ et $0.05 \leq \frac{S}{h} \leq 2$ avec $\epsilon_r \geq 1$, la précision, obtenue par les formules semi empiriques qui suivent, est inférieure à 3%

La figure ci-dessous présente les capacités pour les deux modes



Les capacités totales pour les deux modes s'écrivent :

$$C_o = C_p + C_f + C_f'$$

$$C_e = C_p + C_f + C_{ga} + C_{gd} + 2\epsilon_o \frac{t}{s}$$

C_p représente la capacité due à la ligne à plaques parallèles. Elle vaut :

$$C_p = \epsilon_o \epsilon_r \frac{W}{h}$$

C_f représente la capacité marginale due à chaque ligne micro-ruban prise séparément. Elle vaut :

$$2C_f = \frac{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}{c Z_o} - C_p$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide

ϵ_{reff} est la permittivité relative d'une ligne microruban simple de largeur W

Z_o est l'impédance caractéristique d'une ligne microruban simple de largeur W

C_f' est obtenu par l'expression empirique suivante :

$$C_f' = \frac{C_f}{1 + A (h/s) \tanh(8s/h)} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\epsilon_{\text{reff}}}}$$

$$\text{où } A = \exp[-0.1 \exp(2.33 - 2.53 \frac{W}{h})]$$

C_{ga} et C_{gd} représentent les capacités marginales du champ en mode impair respectivement dans l'air et dans le diélectrique au niveau de la fente de largeur S .

On a :

$$C_{ga} = \frac{\epsilon_0}{\pi} \text{Log} \left[2 \frac{1 + \sqrt{k'}}{1 - \sqrt{k'}} \right] \quad \text{si } 0 \leq k^2 \leq 0,5$$

$$\text{avec } k'^2 = 1 - k^2$$

$$\text{où } k = \frac{S/h}{S/h + 2W/h}$$

$$C_{ga} = \frac{\pi \epsilon_0}{\text{Log} \left[2 \frac{1 + \sqrt{k'}}{1 - \sqrt{k'}} \right]} \quad \text{si } 0,5 \leq k^2 \leq 1$$

$$C_{gd} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\pi} \text{Log} \left[\coth k \left(\frac{\pi S}{4h} \right) \right] + 0,65 C_g \left(\frac{0,02 \sqrt{\epsilon_r + 1} \cdot \epsilon_r^{-2}}{S/h} \right)$$

Le terme $2\epsilon_0 \frac{t}{S}$ est une grandeur qui fait prendre en compte l'épaisseur de métallisation.

Les impédances caractéristiques en mode pair et impair sont alors :

$$Z_{oo} = \frac{1}{c \sqrt{C_o C_o^a}}$$

$$Z_{oe} = \frac{1}{c \sqrt{C_e C_e^a}}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide

Les permittivités effectives en mode pair et impair sont :

$$\epsilon_{\text{effo}} = \frac{C_o}{C_o^a}$$

$$\epsilon_{\text{effe}} = \frac{C_e}{C_e^a}$$

La permittivité effective de la structure est :

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{C_e + C_o}{C_e^a + C_o^a}$$

b) Formules de synthèse pour le calcul des lignes couplées parallèles :

La connaissance des impédances caractéristiques de lignes couplées parallèles en mode pair Z_{oo} et en mode impair Z_{oe} permet, à l'aide des formules de synthèse, de définir les caractéristiques géométriques inconnues de la structure; c'est à dire W , S et ϵ_{reff} .

Le procédé est le suivant :

. Z_{oo} et Z_{oe} étant connus, on détermine les largeurs et les permittivités relatives en mode pair et impair qui correspondent à la ligne microruban équivalente simple.

On a pour la ligne équivalente simple :

$$Z_{oso} = \frac{Z_{oo}}{2}$$

et

$$Z_{ose} = \frac{Z_{oe}}{2}$$

On obtient à l'aide des formules de synthèse et d'analyse de la ligne microruban simple.

$$\left(\frac{W}{h}\right)_{so} = f(Z_{oso}, \epsilon_r, \frac{t}{h}, \frac{H}{h}, F)$$

$$\left(\frac{W}{h}\right)_{se} = f(Z_{ose}, \epsilon_r, \frac{t}{h}, \frac{H}{h}, F)$$

$$\epsilon_{\text{reffo}} = f \left[\left(\frac{W}{h} \right)_{\text{so}}, \epsilon_r, \frac{t}{h}, \frac{H}{h}, F \right]$$

$$\epsilon_{\text{reffe}} = f \left[\left(\frac{W}{h} \right)_{\text{se}}, \epsilon_r, \frac{t}{h}, \frac{H}{h}, F \right]$$

. Les valeurs W , S , ϵ_{reff} de la structure sont alors :

- soit obtenues, par extrapolation, à l'aide des graphes d'Akhtarzad, Rowbotham et Jones [1].

- soit calculées à l'aide des formules suivantes :

$$\left(\frac{W}{h} \right)_{\text{se}} = \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{2d - g + 1}{g + 1} \right)$$

$$\left(\frac{W}{h} \right)_{\text{so}} = \frac{2}{\pi} \cosh^{-1} \left(\frac{2d - g - 1}{g - 1} \right) + F$$

$$\text{avec } \begin{cases} F = \frac{4}{\pi(1 + \epsilon_r/2)} \cosh^{-1} \left(1 + 2 \frac{W}{S} \right) & \text{si } \epsilon_r \leq 6 \\ F = \frac{1}{\pi} \cosh^{-1} \left(1 + 2 \frac{W}{S} \right) & \text{si } \epsilon_r \geq 6 \end{cases}$$

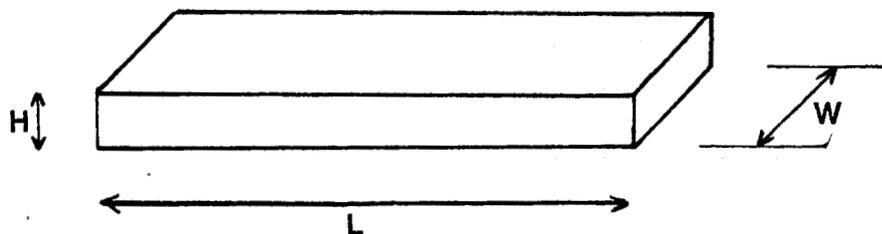
$$d = \cosh \left(\frac{\pi W}{h} + \frac{\pi S}{2h} \right)$$

$$g = \cosh \left(\frac{\pi S}{2h} \right)$$

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_{\text{reffo}} + \epsilon_{\text{reffe}}}{2}$$

Des programmes ont été conçus pour le calcul des lignes microruban simples ou couplées. Ils utilisent les formules d'analyse et de synthèse précédemment citées, simultanément, de façon à permettre au concepteur une réalisation plus précise. Ces programmes sont disponibles sur calculateur de bureau HP 9835 A.

A3- Formule empirique donnant la valeur de l'inductance d'un ruban



$$L_s(\text{nH}) = 2L \left[\text{Log} \left(\frac{2\pi L}{W+H} \right) - 1 + \frac{W}{\pi L} \right]$$

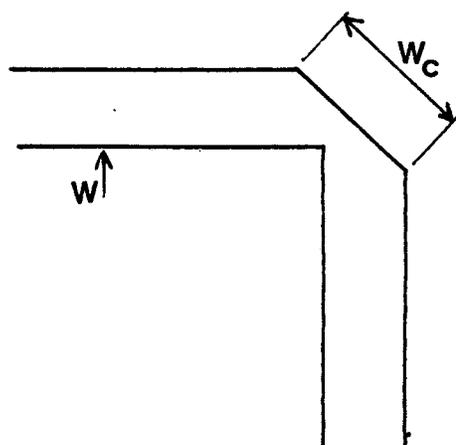
Dans le cas d'utilisation de fils d'or de $25 \mu\text{m}$ de diamètre, on considère que la valeur de l'inductance est équivalente à 0.1 nH/mm .

A4- Réalisation de coudes en microstrip

La topologie des différents circuits réalisés au laboratoire a nécessité l'utilisation de coudes.

Les résultats de P. Anders et F. Arndt [2] montrent que, au moins jusqu'à une fréquence de 10 GHz, un coude biseauté a un rendement aussi bon, si ce n'est meilleur qu'un coude arrondi.

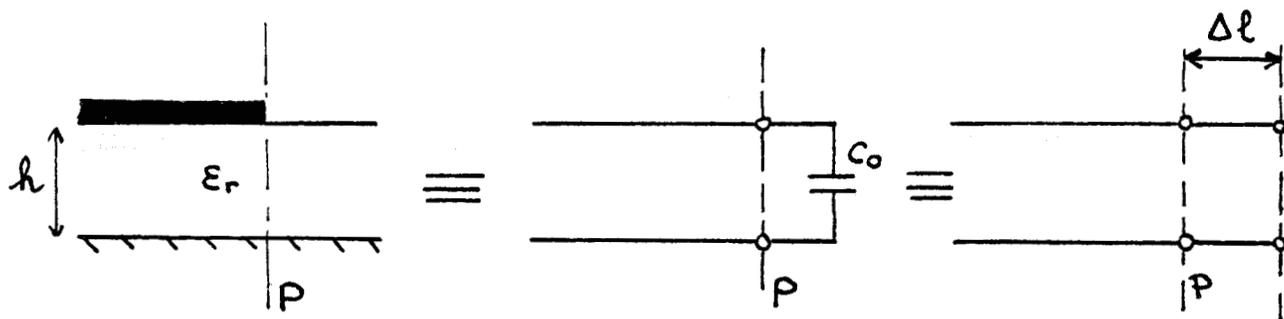
Ceci s'applique aux coudes dont l'angle varie de 30° à 120°.



Nous avons toujours cassé les coudes sur une longueur 1.7 fois plus grande que la largeur W du ruban.

$$W_c = 1.7 W$$

A5- Evaluation de la longueur équivalente de la capacité de bout d'une ligne microstrip



La formule générale donnant la longueur équivalente due à la capacité de bout est la suivante :

$$\Delta l = C_0 \frac{c Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Une expression empirique a été proposée par Hammerstad et Bekkadal [3]. Elle s'écrit :

$$\Delta l = 0.412 h \left[\frac{\epsilon_{\text{reff}} + 0.3}{\epsilon_{\text{reff}} - 0.258} \right] \left[\frac{\frac{W}{h} + 0.264}{\frac{W}{h} + 0.8} \right]$$

Cette formule s'applique aux lignes microruban de largeur relative $\frac{W}{h} \gg 0.2$ pour des substrats de permittivité relative $2 \leq \epsilon_r \leq 50$.

