

Let

4/85

THESE

présentée à

I'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département d'Electronique

pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

par :

Farid DJAHLI

Ingénieur ENP

*Analyse et Realisation d'un Doubleur
de Frequence Microonde en
Technologie Integree Hybride*

Soutenue le 15 Avril 1985 devant la commission d'examen :

MM. A. ADANE	Président
K.S. GRABOWSKI	Rapporteur
H. BAUDRAND	} Examineurs
A. ZERGUERRAS	
M. BENDAOU D	

THESE

présentée à

L'ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

Département d'Electronique

pour l'obtention du diplôme de

MAGISTER

par :

Farid DJAHLI

Ingénieur ENP

*Analyse et Realisation d'un Doubleur
de Frequence Microonde en
Technologie Integree Hybride*

Soutenue le 15 Avril 1985 devant la commission d'examen :

MM. A. ADANE	Président
K.S. GRABOWSKI	Rapporteur
H. BAUDRAND	} Examineurs
A. ZERGUERRAS	
M. BENDAOU	

Ce travail a été accompli sous la direction scientifique de Monsieur K.S.GRABOWSKI, Professeur à l'Ecole Nationale Polytechnique.

Je suis très heureux aujourd'hui, de lui exprimer mes sentiments de gratitude pour le soutien qu'il m'a apporté, et la bienveillance qu'il n'a cessé de manifester à mon égard .

Je remercie très particulièrement Monsieur A.ADANE, directeur de l'institut d'électronique à l'USTHB, pour l'honneur qu'il me fait de présider ce jury, et pour toutes les suggestions qu'il a bien voulu me prodiguer dans la rédaction de cette thèse .

J'adresse mes plus vifs remerciements au Professeur H.BAUDRAND, directeur du Laboratoire de microondes de l'ENSEEIHHT, pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire, et pour l'attention qu'il m'a accordée durant tout mon séjour à l'ENSEEIHHT .

J'exprime mes remerciements sincères à Monsieur J.C.PEUCH, chercheur au laboratoire de microondes de l'ENSEEIHHT, qui a su me faire beaucoup bénéficier de son expérience dans ce laboratoire.

Je suis très reconnaissant à Messieurs M.AHMADPANAH, G.OKOUMOU, et Mesdemoiselles D.BAJON et L.VIDAL, chercheurs au laboratoire de micro-ondes de l'ENSEEIHHT, qui ont bien voulu m'aider à mener à terme ce travail.

Je remercie très sincèrement Monsieur A. ZERGUERRAS, chef du département de mécanique à l'ENP, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant de participer à ce jury .

J'adresse mes remerciements sincères à Monsieur M.BENDAOU Professeur à l'USTHB, qui a bien voulu me faire l'honneur d'être membre du jury .

Que mon ami N.KHENFER trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour son aide précieuse .

T A B L E D E S M A T I E R E S

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I</u> - DIODES VARACTORS.....	4
I.1 Introduction.....	5
I.2 Caractérisation des diodes varactors.....	5
I.3 Etude de l'élastance $S(v)$ pour les différents types de jonctions P-N.....	12
<u>CHAPITRE II</u> - MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE.....	24
II.1 Introduction.....	25
II.2 Relations de Manley et Rowe.....	25
II.3 Multiplicateur de fréquence d'ordre	26
II.4 Doubleur de fréquence.....	37
II.5 Taux de modulation m_1 et m_2	41
II.6 Schémas de montages.....	43
II.7 Méthode de résolution développée.....	51
<u>CHAPITRE III</u> - LIGNES PLAQUEES.....	57
III.1 Introduction.....	58
III.2 Différentes structures des lignes plaquées.....	58
III.3 Substrats utilisés dans les circuits intégrés..... microondes.....	63
III.4 Ligne microruban.....	65
<u>CHAPITRE IV</u> - FILTRES MICROONDES.....	86
IV.1 Introduction.....	87
IV.2 Etapes de réalisation d'un filtre microonde.....	87
IV.3 Prototype normalisé.....	90
IV.4 Synthèse des filtres microondes.....	92
IV.5 Etude des filtres par les paramètres de dispersion.....	94

<u>CHAPITRE V-</u>	CONCEPTION ET REALISATION DU DOUBLEUR DE FREQUENCE.....	98
V.1	Introduction.....	99
V.2	Réalisation de la diode.....	99
V.3	Réalisation des filtres.....	101
V.4	Circuit de polarisation.....	108
V.5	Détails de réalisation.....	108
V.6	Réalisation du boîtier.....	110
V.7	Réalisation du doubleur avec la diode DH 267.....	110
V.8	Technologie.....	111
<u>CHAPITRE VI-</u>	MESURES.....	116
VI.1	Introduction.....	117
VI.2	Filtres.....	117
VI.3	Doubleur de fréquence.....	117
VI.4	Interprétation des résultats.....	122
<u>CONCLUSION</u>		123
<u>ANNEXE A-</u>	ETABLISSEMENT DES EQUATIONS DE MANLEY ET ROWE.....	124
<u>ANNEXE B-</u>	ORGANIGRAMME DE RESOLUTION D'UN DOUBLEUR DE FREQUENCE AVEC DIODE A JONCTION ABRUPTTE.....	126
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>		128

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

Dans le cadre du développement technologique des techniques microondes, nous nous proposons de développer une méthode générale d'analyse et de conception des multiplicateurs de fréquence microondes, que nous envisageons d'appliquer à la réalisation d'un doubleur de fréquence en technologie intégrée.

La production de fréquences relativement hautes peut se faire soit en utilisant la génération directe, soit en faisant une synthèse de fréquence, soit en faisant une multiplication de fréquence. La génération directe en hyperfréquences a toujours fait appel aux services des klystrons, magnétrons, tubes à ondes progressives, oscillateurs Gunn, oscillateurs à avalanche, et récemment oscillateurs à transistors. Mais, la puissance de sortie de ces oscillateurs étant proportionnelle à l'inverse du carré de la fréquence, ces générateurs ne peuvent guère travailler à des fréquences supérieures à la dizaine de GHZ, avec un rendement acceptable. Sauf dans le cas de quelques générateurs à l'état solide, où l'on peut atteindre des fréquences de 40 GHZ avec des transistors à effet de champ. Avec des transistors bipolaires, on ne peut pas aller au delà de 6 GHZ. Quant à la synthèse de fréquence, elle utilise des mélangeurs pour additionner deux fréquences pouvant donner la fréquence désirée. Ce procédé se traduit par une perte d'énergie non négligeable, par conséquent, le rendement de ce dispositif ne sera pas assez élevé.

De ce fait, la multiplication de fréquence se trouve nécessaire si la fréquence générée dépasse quelques dizaines de GHZ.

Le principe de la multiplication de fréquence est basé sur l'utilisation d'éléments non linéaires.

Les multiplicateurs de fréquence passifs n'ont jamais atteint des rendements élevés avant le développement technologique des diodes (en particulier les diodes varactors). En effet, les multiplicateurs à résistance non linéaire peuvent avoir au maximum un rendement de $1/n^2$ (n étant l'ordre de multiplication) (1). C'est pourquoi, la plupart des générateurs harmoniques passifs avaient des applications principalement limitées aux fréquences de la gamme des ondes millimétriques, où d'autres sources n'étaient pas disponibles.

Le progrès dans la technologie des diodes, nous permet actuellement d'atteindre des rendements beaucoup plus élevés, à des fréquences supérieures à quelques dizaines de mw(11,12,13).

les générateurs harmoniques actuels fournissent une source commode de signaux

aux fréquences très hautes, où l'utilisation des sources conventionnelles devient presque impossible.

La génération harmonique peut être effectuée à l'aide de quelques éléments à capacité non linéaire, tels que les diodes "Step Recovery" (1,15), et les diodes varactors (2,14).

La diode "Step Recovery" offre beaucoup d'avantages, et son utilisation est sans aucun doute d'une grande importance. En effet, celle-ci pouvant donner un signal de sortie très riche en harmoniques, il ne sera pas nécessaire d'utiliser des circuits secondaires appelés "Idlers", servant à fournir les courants d'harmoniques intermédiaires. En conséquence, le multiplicateur utilisant cette diode sera très simple de construction, ainsi, il présentera une grande fiabilité et une facilité d'ajustement de la fréquence. D'autant plus qu'à faible puissance et sur une bande passante relativement grande, cette diode permet des ordres de multiplication (n) très élevés : une bonne stabilité, un faible bruit, et un rendement supérieur à $1/n$ jusqu'au centième ordre (1).

Les multiplicateurs à diodes varactors doivent obligatoirement utiliser des "Idlers" (pour $n > 2$), si l'on désire un rendement élevé, et plus n est élevé, plus le nombre de ces "Idlers" sera grand. Ainsi, la complexité et la difficulté d'accord des fréquences augmentent au fur et à mesure que l'ordre de multiplication croît. Cependant, les diodes varactors sont préférées aux diodes "Step Recovery" à cause de leur rendement très élevé, en particulier pour des ordres de multiplication faibles, où la théorie prévoit un rendement de 100%.

Le but de ce travail est de développer une méthode simple d'analyse des multiplicateurs de fréquence, et de réaliser un doubleur de fréquence microonde en technologie intégrée hybride.

La méthode à développer doit offrir l'avantage d'être simple et très générale, de manière à ce que pour l'utiliser, il suffira de connaître en plus des paramètres du signal d'entrée, les paramètres de la diode utilisée.

Tandis que son utilisation doit rester valable pour plusieurs types de diodes microondes, et pour des paramètres quelconques du signal d'entrée.

Quant à la réalisation du doubleur de fréquence, elle doit présenter un double intérêt :

- a - Sur le plan scientifique, cette réalisation doit permettre de :
 - Caractériser la diode utilisée par les méthodes de mesure les plus récentes (Eventuellement, réalisation de cette diode en cas de non disponibilité).
 - Adapter les théories connues des filtres microondes et des dispositifs intégrés à ce cas particulier, et optimiser les paramètres du doubleur à réaliser.

- b- Sur le plan industriel, ce dispositif doit présenter les avantages suivants :
- Dimensions réduites.
 - Simplicité de réalisation technologique, et possibilité de reproduction automatique.
 - Eventuelle utilisation en ondes millimétriques, où très peu d'appareils de ce genre sont commercialisés.

Pour élaborer notre méthode de résolution des multiplicateurs de fréquence, nous avons été amenés au préalable à effectuer une étude approfondie des diodes varactors dans le chapitre I, et à développer toute la théorie de la multiplication de fréquence dans la première partie du chapitre II. Les deux chapitres suivants sont consacrés à l'étude des lignes planes de transmission (Chapitre III), et des filtres microondes (Chapitre IV), afin de justifier le choix de la technique de réalisation adoptée. Enfin, notre réalisation et nos résultats expérimentaux sont décrits aux chapitres V et VI.

H A P I T R E I

DIODES VARACTORS

I.1 INTRODUCTION

Une diode varactor est un dispositif semi-conducteur formé d'une jonction P-N, dont la caractéristique $C = f(v)$ est non linéaire. Par conséquent, la principale application de cette diode est la multiplication de fréquence. Le schéma de principe d'un multiplicateur de fréquence est donné en figure I.1. Il est constitué d'un filtre passe-bande accordé à la fréquence ω_0 du générateur, d'un réseau contenant la capacité non linéaire avec son circuit de polarisation et d'autres circuits annexes, et d'un filtre passe-bande accordé à la fréquence de sortie $n\omega_0$ (n étant l'ordre de multiplication). Il est à noter que les deux filtres sont constitués de tronçons de lignes planes de transmission.

Pour concevoir un multiplicateur de fréquence, une étude détaillée de chaque partie du schéma synoptique de la figure I.1 est alors nécessaire. Les chapitres I, III et IV seront réservés à cet effet.

Pour faciliter la compréhension du chapitre II, nous avons jugé utile de présenter au préalable, l'étude des diodes varactors (Chapitre I).

I.2. CARACTÉRISATION DES DIODES VARACTORS

I.2.1. Généralités

Les paramètres les plus importants de la jonction d'une diode varactor (sans boîtier) sont :

- La capacité de jonction C_j ,
- La résistance série associée au matériau semi-conducteur R_s ,
- La tension de rupture V_p et
- La tension de barrière de potentiel ϕ .

Ces paramètres dépendent de la distribution des impuretés ionisées au voisinage de la jonction P-N, des propriétés fondamentales du matériau semi-conducteur (mobilité des trous et électrons, durée de vie des porteurs minoritaires, constante diélectrique du matériau semi-conducteur etc...) et, de la géométrie, ou structure de la jonction (2).

Le schéma équivalent simplifié qu'on utilise très souvent pour une diode varactor est celui de la figure I.2. La figure I.3 montre ses différents symboles

Toutes les jonctions P-N présentent une capacité non linéaire. Si cet effet est prédominant, la jonction peut être utilisée comme une diode varactor. Plusieurs diodes fabriquées pour diverses applications (redressement, commutation, conversion de fréquence...) fonctionnent bien comme varactors, bien que ce ne soit pas le cas pour beaucoup d'autres.

La figure (I.4) représente les variations de la capacité de jonction en fonction de la tension de polarisation v . Pour la plupart des diodes varactors, la valeur de la tension de barrière de potentiel ϕ varie de 0,3 v à 0,8 v. Elle atteint rarement 1 v. L'expression de la capacité de jonction est :

$$C_j = \frac{\epsilon A}{W(v)} \quad (I.1)$$

où ϵ est la constante diélectrique du matériau semi-conducteur,

A la surface de la jonction, et

$W(v)$ la largeur de la zone de charge d'espace. Elle dépend de la tension v .

Nous voyons d'après la figure I.4 que pour mettre en évidence l'effet de la capacité non linéaire, il faut polariser la jonction entre V_B et ϕ . En effet, si nous polarisons à une tension v telle que $v > \phi$, la diode conduit et la capacité C_j ne varie plus avec la tension. Alors que si $v < V_B$, il-y-a passage d'un fort courant inverse qui détruit la jonction. Ainsi, pour $V_B < v < \phi$, à chaque valeur de la tension v correspond une valeur de la charge q de la capacité. D'où la définition de l'élastance dynamique $S(v)$:

$$S(v) = \frac{1}{C(v)} = - \frac{\partial v}{\partial q} \quad (I.2)$$

$C(v)$ étant la capacité dynamique.

I.2.2 Paramètres électriques

L'élément actif d'une diode varactor est un échantillon de semi-conducteur contenant une jonction formée par diffusion. Sur la figure I.5, nous voyons une vue en coupe de la diode, et sur la figure I.6, son circuit équivalent, où R_j est la résistance de la jonction.

Dans le tableau I.1, nous donnons les valeurs typiques des paramètres électriques d'une diode varactor, pour des dimensions données, et pour deux principales applications de ce type de diodes. Nous pouvons remarquer la forte valeur de la résistance de jonction R_j pour ce régime de travail (fonctionnement en inverse). C'est ainsi que dans le schéma simplifié de la figure I.7, R_j ne figure pas car sa contribution est négligeable.

I.2.3 Facteur de qualité, fréquence de coupure et puissance de normalisation

Aussi bien pour le facteur de qualité de la diode que pour sa fréquence de coupure, nous définissons deux valeurs; l'une statique et l'autre dynamique.

a - Valeurs Statiques

$$f_{cv} = 1 / 2\pi R_s C_{jv} \quad (I.3a)$$

$$Q_v = f_{cv} / f \quad (I.3b)$$

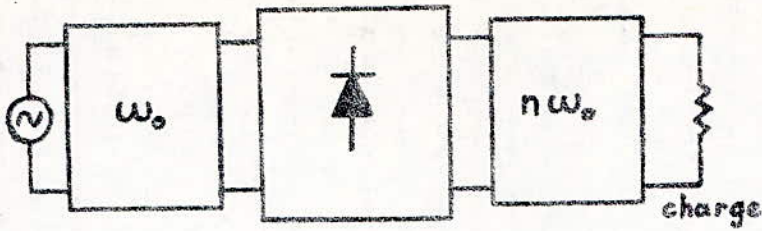


Figure I.1.
Schéma de principe d'un multiplicateur de fréquence d'ordre n .

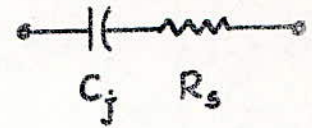


Figure I.2.
Schéma équivalent simplifié d'une diode varactor.

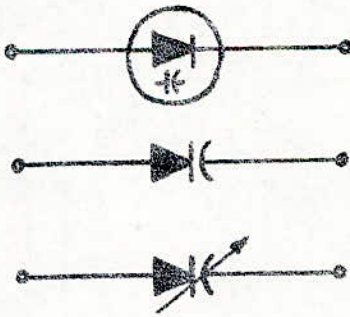


Figure I.3.
Différents symboles utilisés pour désigner une diode varactor.

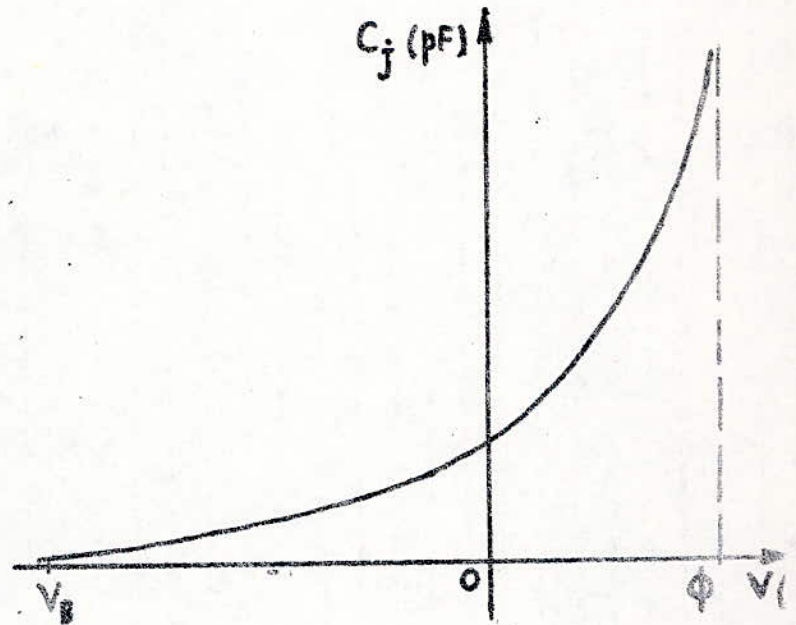


Figure I.4.
Variations de la capacité de jonction en fonction de la tension de polarisation.

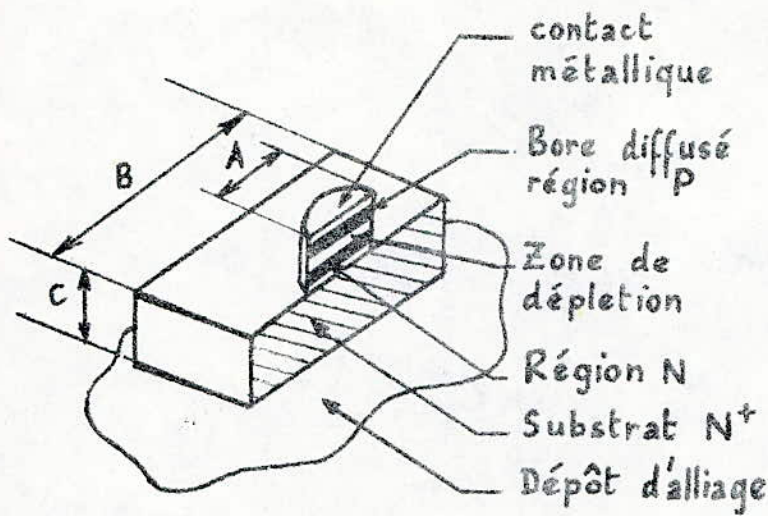


Figure I.5.
Vue en coupe de l'échantillon

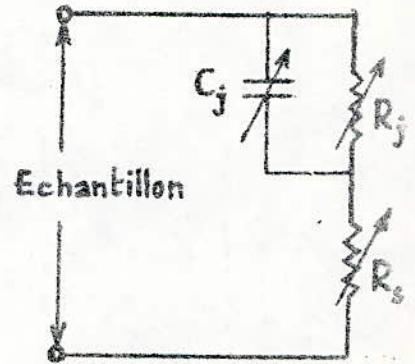


Figure I.6.
circuit électrique équivalent de l'échantillon

Paramètre	A(mm)	B(mm)	C(mm)	$C_j(o)$	$R_j(o)$	$R_s(o)$	V_B
Type de varactor							
Générateur harmonique	0,175	0,50	0,15	5,5 pF	>10MΩ	0,7Ω	60 V
Amplificateur paramétrique	0,075	0,35	0,15	2 pF	>10MΩ	0,45Ω	15 V

Tableau I.1.

Valeurs typiques des paramètres d'une diode varactor.

où f est la fréquence de travail,
 f_c la fréquence de coupure et
 Q le facteur de qualité .

L'indice v indique que la valeur du paramètre est donnée pour une tension v fixée .

b- Valeurs dynamiques

$$f_{cv} = (1/C_{jmin} - 1/C_{jmax})/2 R_s \quad (I.4)$$

$$Q = S_1/wR_s \\ = \Gamma (C_{j0}/C_j^0) (f_{c0}/f) \quad (I.5)$$

où C_{jmin} est la valeur de C_j pour $v = V_B$,

C_{jmax} la valeur de C_j pour $v = \phi$,

C_j^0 la valeur de C_j pour la tension de polarisation et

$$\Gamma = C_1/C_0$$

C_1 et C_0 étant les amplitudes des coefficients de Fourier, puisque la capacité $C(t)$ peut s'écrire :

$$C(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp(jn\omega t) . \quad (I.6)$$

Quant à la puissance de normalisation qui est une grandeur qui caractérise la diode, elle est donnée par l'expression suivante :

$$P_{norm} = (V_B - V_{min})^2 / R_s \quad (I.7)$$

où $V_{min} = v(C=C_{min})$

I.2.4 Schéma équivalent d'une diode incorporée .

Ce schéma équivalent dépend beaucoup du type de circuit dans lequel la diode est utilisée, et de la façon dont celle-ci est montée dans ce circuit .

Si le boîtier de la diode est petit par rapport à la longueur d'onde de la fréquence de travail, les éléments parasites et l'échantillon lui-même peuvent être considérés comme des éléments localisés . Dans ce cas, le schéma équivalent sera celui de la figure I.7 où C_c représente la capacité du boîtier, C_f la capacité des bords de l'échantillon et L_s l'inductance série (due aux connexions) .

Nous remarquons que R_j ne figure plus sur ce schéma à cause de sa forte valeur (voir tableau I.1) . En effet, puisque nous travaillons en inverse, la tension de polarisation est négative, alors $R_j \gg 1/C_j\omega$.

Signalons d'autre part que nous supposons dans tout ce qui suit que la résistance série R_s est constante, mais réellement ce n'est pas le cas (3). En effet, R_s dépend de la largeur de la région de charge d'espace:

$$R_s(\Omega) = R_{smin} + \rho \xi (S_{max} - S(v)) \quad (I.8)$$

où ρ est la résistivité du matériau semi-conducteur ($\Omega \cdot cm$) et, R_{smin} la résistance série correspondant à la tension de rupture.

Nous pouvons aussi exprimer R_s directement en fonction de la tension de polarisation (2), ou de la charge (3).

I.2.5 Diodes varactors pour ondes millimétriques

Une diode varactor destinée à fonctionner dans la gamme des ondes millimétriques doit présenter trois caractéristiques essentielles:

- 1- Une fréquence de coupure très élevée par rapport à la fréquence de travail. Elle doit ainsi valoir au moins 500 GHz.
- 2- Une très faible capacité de jonction, habituellement entre 0,001 pF et 0,05 pF.

3- Les contacts, les conducteurs et le support doivent avoir une très faible valeur de capacités, inductances, et résistances parasites.

Ces trois performances peuvent être simultanément atteintes au moyen d'une diode à point de contact, ou d'une diode Schottky. En microondes, ces diodes sont couramment utilisées dans les mélangeurs et détecteurs, où elles fonctionnent en tant que composants à résistance variable. Dans la gamme des ondes millimétriques, elles sont aussi souvent utilisées comme élément à résistance variable non seulement pour la détection et le mélange de fréquence, mais aussi pour la génération harmonique.

Les diodes à barrière de Schottky et à point de contact peuvent aussi être utilisées comme diodes varactors dans la gamme des ondes millimétriques.

I.2.6 Limitation de fréquence

Les possibilités d'une diode de travailler en très haute fréquence sont limitées par deux phénomènes. Le premier est la fréquence de relaxation diélectrique f_d du semi-conducteur :

$$f_d = 1/\rho \xi \quad (I.9)$$

Au dessus de cette fréquence, le courant de déplacement l'emporte sur le courant de conduction, et tout le dispositif se comporte comme une capacité constante dépendant de la zone de contact, de la constante

diélectrique ϵ du semi-conducteur, et de son épaisseur d .

Par exemple, pour une diode à l'Arséniure de Gallium (GaAs), soumise à une tension de rupture $V_B = 10$ V, on a $f_d = 10^5$ GHz. Le deuxième phénomène est la vitesse des électrons qui est très grande, mais de valeur finie. Pour Si et GaAs, la vitesse limite de diffusion des électrons est approximativement 10^7 cm/sec. Alors, pour charger ou décharger une région de charge d'espace de 10^{-5} cm (pour une tension de polarisation de 10 V), il faut au moins 10^{-12} secondes.

Il est évident que le plus restrictif des deux effets est celui de la vitesse finie (Effet de saturation de la vitesse). Il peut se manifester à partir d'une fréquence de l'ordre de 100 GHz.

I.2.7 Propriétés des matériaux semi-conducteurs utilisés dans la fabrication des diodes varactors

Un matériau semi-conducteur idéal pour la construction d'une diode varactor doit présenter les caractéristiques suivantes :

- Une grande mobilité pour au moins un type de porteurs.
- Une faible valeur de la constante diélectrique.
- Une large bande interdite (G_{op}).
- Des énergies d'ionisation faibles.
- Une grande conductivité thermique.

Ces qualités fournissent respectivement une faible résistance électrique, une faible capacité, de faibles courants de saturation aux températures élevées (spécialement dans les générateurs harmoniques), l'aptitude à travailler aux températures cryogéniques (particulièrement dans les amplificateurs paramétriques) et une bonne dissipation thermique.

Les matériaux semi-conducteurs utilisés dans la fabrication des diodes varactors sont : Si, Ge et GaAs. Les plus couramment utilisés sont le Si et le GaAs.

I.2.8 Applications

La non linéarité de la diode varactor peut être mise à profit dans quatre différents domaines d'application :

- La commutation, la modulation, ou la stabilisation d'un signal microonde à travers la variation de la réactance en appliquant une polarisation externe.
- L'amplification paramétrique et la conversion de fréquence.
- La génération simultanée de deux fréquences (paramétron).

- La multiplication de fréquence .

Le schéma de principe d'un multiplicateur de fréquence a été déjà donné par la figure I.1. Dans la figure I.8 nous voyons que le signal de sortie de ce dispositif n'est pas sinusoïdal à cause de la non linéarité de la caractéristique $C=f(v)$ (Voir figure I.4) . Un tel signal est décomposable en plusieurs harmoniques . Aussi, un choix approprié des circuits annexes (Idlers) et des filtres, nous permet d'obtenir l'harmonique désiré en sortie .

I.3 ETUDE DE L'ELASTANCE $S(v)$ POUR LES DIFFERENTS TYPES DE JONCTIONS P.N (4) .

I.3.1 Expressions générales de l'élastance $S(v)$

Selon que l'alimentation de la jonction se fait en tension ou en courant, les expressions $S(v)$ de l'élastance sont différentes .

I.3.1.1 Alimentation en tension

Dans le cas d'une alimentation en tension, l'expression de l'élastance dynamique dont la définition est donnée par la formule (I.2) est donnée par la relation de Schockley (5) :

$$S(v) = S(0) \left(1 + v/\phi \right)^{\gamma} \quad (I.10)$$

où $-\phi \leq v < V_B$

$$S(0) = S(v=0)$$

et γ est une constante propre à chaque type de jonction .

A partir de la relation de Schockley, nous pouvons exprimer $S(v)$ sous une autre forme :

$$S(v) = S_{\max} \left(\frac{v + \phi}{V_B + \phi} \right)^{\gamma} \quad (I.11)$$

où $S_{\max} = S(v = V_B)$.

Dans la figure I.9, nous représentons la densité de concentration en fonction de la distance pour la jonction abrupte ($\gamma = 1/2$), la jonction graduelle ($\gamma = 1/3$) et la jonction de Marinos ($\gamma = 1$) (6) .

I.3.1.2 Alimentation en courant

En utilisant les relations (I.2) et (I.10), nous pouvons établir l'expression de l'élastance dans le cas d'une alimentation en courant, et pour $\gamma \neq 1$:

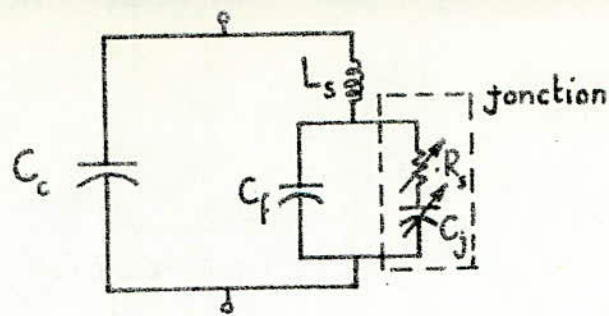


Figure I.7. Schéma équivalent simplifié d'une diode varactor incorporée.

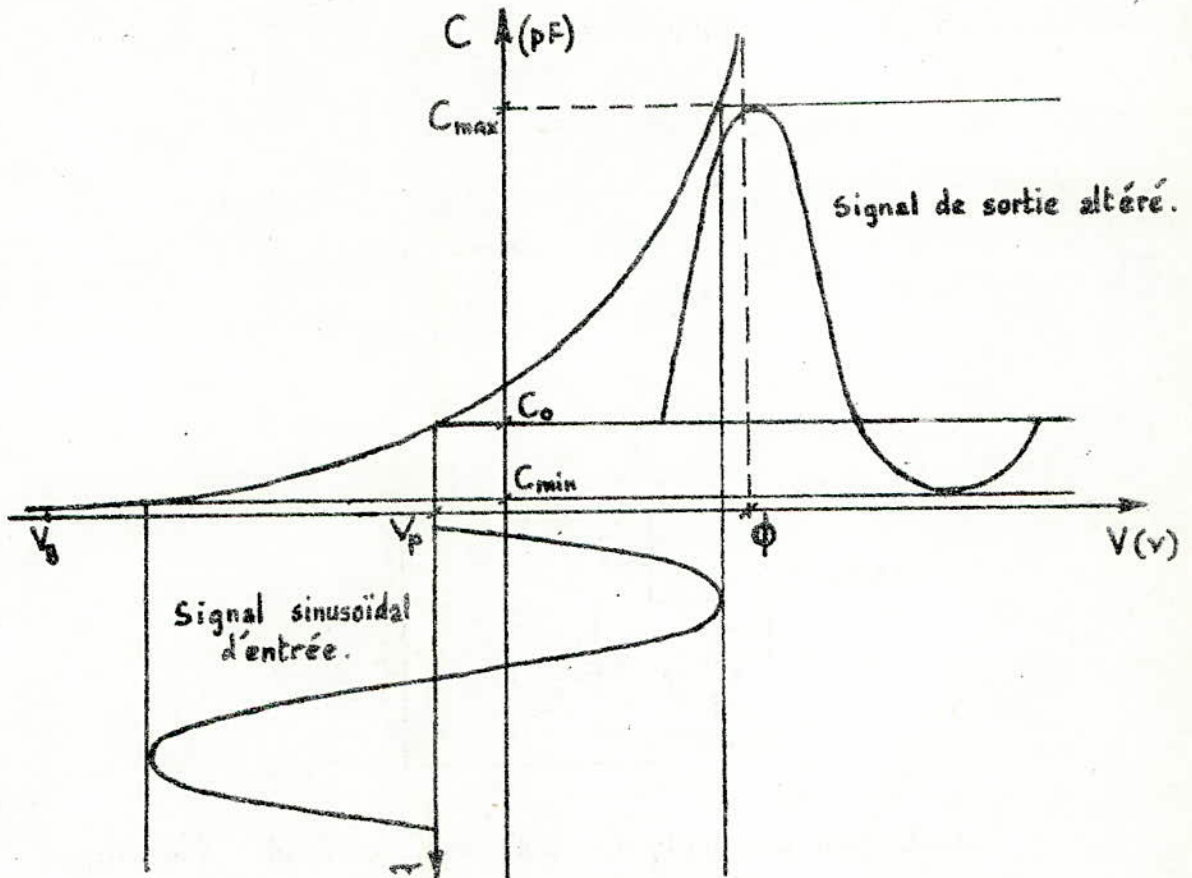
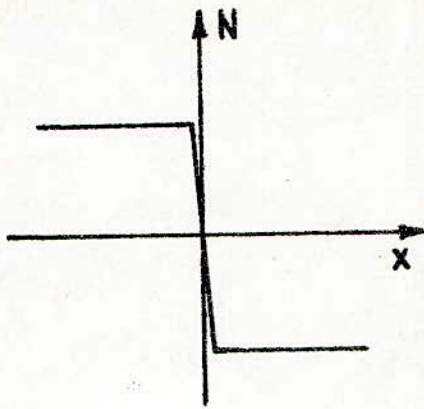
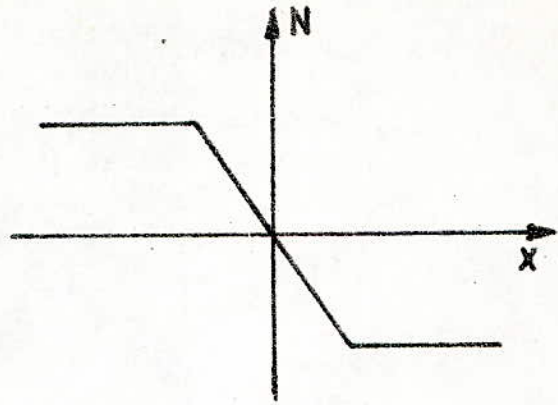


Figure I.8. Caractéristique $C=f(V)$ de la diode varactor où on peut voir que le signal de sortie est déformé par rapport au signal sinusoïdal d'entrée.

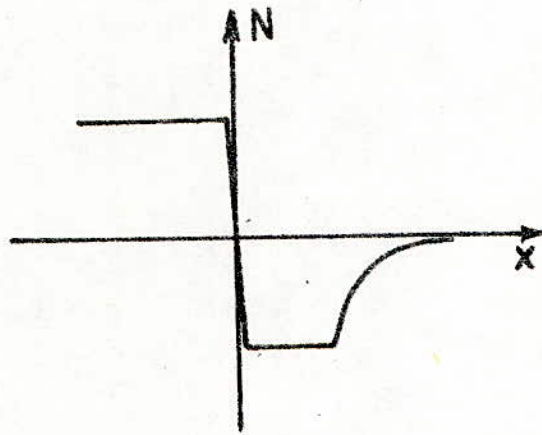
V_p étant la tension continue de polarisation,
 C_o la capacité correspondant à la tension V_p ,
 C_{max} la capacité correspondant à la tension d'entrée maximale et
 C_{min} la capacité correspondant à la tension d'entrée minimale.



a. jonction abrupte



b. jonction graduelle



c. jonction de Marinos

Figure I.9. Densité de concentration des porteurs en fonction de la distance, pour les trois types de jonctions.

$$S(q) = S_{\max} \left(\frac{q + q\phi}{q_B + q\phi} \right)^{\xi/(1-\xi)} \quad (\text{I.12})$$

où $q\phi = q(v = \phi)$

$q_B = q(v = V_B)$

avec $q\phi = \frac{\phi}{(1-\xi)S(0)} = \frac{(V_B + \phi)}{S_{\max}(1-\xi)} \phi^{(1-\xi)} \quad (\text{I.13})$

$$q_B = q\phi \left[\left(\frac{V_B + \phi}{\phi} \right)^{1-\xi} - 1 \right] \quad (\text{I.14})$$

q est la charge instantanée accumulée par la capacité de la diode, et $-q\phi < q < q_B$

Il est à noter qu'en pratique on utilise un générateur de courant, alors que dans les calculs on utilise par commodité la charge q au lieu du courant I , sachant que ces deux grandeurs sont liées par une simple relation. Remarquons que dans le cas de la jonction abrupte, $S(q)$ est linéaire en fonction de q , et l'équation (I.12) devient :

$$S(q) = S_{\max} \left(\frac{q + q\phi}{q_B + q\phi} \right) \quad (\text{I.15})$$

Pour la jonction de Marinos ($\xi = 1$), nous pouvons établir une autre expression de $S(q)$ en utilisant les équations (I.2) et (I.10) :

$$S(q) = S_{\max} \exp\left(\frac{q - q_B}{q_e}\right) \quad (\text{I.16})$$

où $q < q_B$

$$q_e = (V_B + \phi) / S_{\max} \quad (\text{I.17})$$

$$q_B = \left((V_B + \phi) / S_{\max} \right) \ln\left(\frac{V_B + \phi}{\phi}\right) = q_e \ln\left(\frac{V_B + \phi}{\phi}\right) \quad (\text{I.18})$$

La charge q_e correspond à une tension V_e aux bornes de la diode telle que :

$$V_e = \frac{1 - e}{e} \phi \quad (\text{I.19})$$

e étant la base des logarithmes népériens .

I.3.2 Harmoniques de l'élastance d'une jonction PN alimentée par une tension ou un courant sinusoïdal

Quel que soit le type de jonction, les harmoniques de l'élastance $S(v)$ dépendent aussi du type d'excitation .

I.3.2.1 Jonctions abrupte et graduelle

a- Alimentation en tension ($Z_g=0$)

Supposons qu'aux bornes de la jonction existe une tension de la forme :

$$V(t) = V_p - 2V_M \cos(\omega_0 t) = V_p - V_M \exp(j\omega_0 t) - V_M \exp(-j\omega_0 t) \quad (I.20)$$

où V_p est la tension de polarisation,

V_M l'amplitude maximale de $v(t)$ et

ω_0 la pulsation de la tension $v(t)$.

D'après l'équation (I.11) nous obtenons :

$$S(t) = S(V_p) (1 - 2a_v \cos \omega_0 t)^{\frac{1}{2}} \quad (I.21)$$

$$a_v = \frac{V_M}{V_p + \phi} \leq 1/2 \quad (I.22)$$

$$\text{et } S(V_p) = S_{\max} \left(\frac{V_p + \phi}{V_B + \phi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.23)$$

a_v étant le taux de modulation de la tension $v(t)$.

b- Alimentation en courant ($Z_g=\infty$)

Nous supposons que la charge $q(t)$ de la capacité de la diode est de la forme :

$$q(t) = q_p - 2q_M \cos \omega_0 t = q_p - q_M \exp(j\omega_0 t) - q_M \exp(-j\omega_0 t) \quad (I.24)$$

où $q_p = q(v = V_p)$

q_M est l'amplitude maximale de $q(t)$.

L'équation (I.12) nous permet d'écrire :

$$S(t) = S(q_p) (1 - 2a_q \cos \omega_0 t)^{\frac{1}{2}} / (1 - \delta) \quad (I.25)$$

$$\text{où } a_q = \frac{q_M}{(q_p + q\phi)} \leq 1/2 \quad (I.26)$$

$$\text{et } S(q_p) = S_{\max} \left(\frac{q_p + q\phi}{q_B + q\phi} \right)^{\frac{1}{2}} / (1 - \delta) \quad (I.27)$$

a_q étant le taux de modulation de la charge $q(t)$.

La forme des équations (I.21) et (I.25) étant la même, nous traiterons les deux cas ensemble.

Après avoir exprimé l'élastance $S(t)$ sous forme de séries de Fourier :

$$S(t) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} S_n \exp(jn\omega_0 t) \quad (I.28)$$

nous définissons les taux de modulation M_{un} et M_{qn} de l'élastance S_n :

$$S_n = M_{un}S(V_p) = M_{qn}S(q_p) \quad (I.29)$$

ainsi, au lieu de chercher l'amplitude des harmoniques S_n , nous chercherons les coefficients des séries de Fourier d'une fonction générale $m(t)$ dont la forme est commune aux deux cas considérés :

$$m(t) = (1 - 2a \cos \omega_0 t)^\alpha = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} M_n \exp(jn\omega_0 t) \quad (I.30)$$

où $a \leq 1/2$.

Alors, les coefficients M_n sont donnés par l'intégrale suivante :

$$M_n = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi (1 - 2a \cos \omega_0 t)^\alpha \cos(n\omega_0 t) d(\omega_0 t) \quad (I.31)$$

En faisant le changement de variable $\omega_0 t = \theta - \pi$, et en utilisant les propriétés des fonctions associées de Legendre définies pour $x > 1$ par HOPSON (7), nous obtenons :

$$\int_0^\pi (x + \sqrt{x^2 - 1} \cos \theta)^\alpha \cos(n\theta) d\theta = \frac{\pi P_\alpha^n(x)}{(\alpha + 1)(\alpha + 2) \dots (\alpha + n)} \quad (I.32)$$

où $x = (1 - 4a^2)^{-1/2}$

$P_\alpha^n(x)$ étant les polynômes associés de Legendre et tabulés par LOWAN (8).

En utilisant les équations (I.31) et (I.32), nous obtenons

$$M_n = \frac{(-1)^n (1 - 4a^2)^{\alpha/2} P_\alpha^n(1 - 4a^2)^{-1/2}}{(\alpha + 1)(\alpha + 2) \dots (\alpha + n)} \quad (I.33)$$

où $a \leq 1/2$

Ne disposant pas des tables (8), nous calculons les fonctions $P_\alpha^n(x)$

en utilisant les fonctions hypergéométriques $F(u, v; p; z)$ (9) :

$$P_\alpha^n(1 - 4a^2) = \frac{(1 - 4a^2)^{n/2} \Gamma(n + \alpha + 1) (1 - 4a^2)^{n/2}}{2^n n! \Gamma(\alpha - n + 1)} F(n - \alpha, n + \alpha + 1; n + 1; \frac{1 - (1 - 4a^2)^{-1/2}}{2}) \quad (I.34)$$

où $\Gamma(m)$ désigne la fonction gamma (10) (ou intégrale d'Euler de deuxième espèce).

Dans le cas particulier d'une excitation maximale ($a = 1/2$), la relation (I.33) devient :

$$M_n = \frac{(-1)^n}{2} \frac{\Gamma(1 + 2\alpha)}{\Gamma(1 + \alpha + n) \Gamma(1 + \alpha - n)} \quad (I.35)$$

I.3.2.2 Jonction de Marinos

a- Alimentation en tension

Les équations (I.11), (I.20) à (I.23) et (I.29) nous donnent :

$$M_{V_0} = 1$$

$$M_{V1} = a$$

$$M_{Vn} = 0 \quad \text{pour } n > 2$$

Ainsi, dans le cas de la jonction de Marinos, la valeur moyenne de l'élastance ne dépend pas de l'amplitude de la tension d'alimentation. Il n'y-a pas d'harmoniques de l'élastance .

$$M_{q_0}^V = S_0 / S_{q_p}^V$$

b- Alimentation en courant

Les équations (I.16) et (I.25) nous donnent

$$S(t) = S(q_p) \exp\left(\frac{-2q_M}{q_e} \cos \omega_0 t\right) \quad (\text{I.36})$$

Pour la jonction de Marinos, le taux de modulation de la charge est défini autrement que dans les cas précédents :

$$b = q_M / (q_p - q_B)$$

Nous aurons alors :

$$S(t) = S(q_p) \left(\exp\left(\frac{q_p - q_B}{q_e}\right) \right)^{-2b \cos \omega_0 t} \quad (\text{I.37})$$

$$\text{où } S(q_p) = S_{\max} \exp\left(\frac{q_p - q_B}{q_e}\right) = S_{\max} \left(\frac{V_{P+} \phi}{V_{B+} \phi} \right) \quad (\text{I.38})$$

En posant :

$$p = \exp\left(\frac{q_p - q_B}{q_e}\right) = (V_{P+} \phi) / (V_{B+} \phi) , \quad (\text{I.39})$$

nous voyons que p dépend du point de fonctionnement de la diode .

Ainsi, nous pouvons calculer les coefficients M_{q_n} à l'aide de l'équation :

$$M_{q_n} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} p^{-2 \cos x} (\cos nx) dx \quad (\text{I.40})$$

$$\text{où } 0 \leq p < 1$$

$$\text{et } 0 \leq b \leq 1/2$$

Nous pouvons résoudre cette intégrale numériquement . Elle peut être associée aux fonctions de Bessel pour l'argument imaginaire,

et aux fonctions Γ dont les tables sont disponibles .

I.2.3 Conclusions

A l'issue de cette étude, nous pouvons tracer les courbes des figures I.10 à I.15, qui nous permettent d'énoncer les conclusions suivantes :

- a - L'alimentation en courant de la jonction abrupte n'agit pas sur la constante M_0 de l'élastance .
Le taux de modulation de l'élastance du premier harmonique M_1 est égal au taux de modulation de la charge a_q , et tous les autres harmoniques de l'élastance M_2, M_3, \dots sont nuls, pour a_q allant de 0 à 0,5 .
- b - L'alimentation en tension de la jonction de Marines n'agit pas non plus sur la composante constante M_0 de l'élastance . Le taux de modulation de l'élastance du premier harmonique M_1 est égal au taux de modulation a_v de la tension, et toutes les autres amplitudes des harmoniques de l'élastance sont nulles pour a_v variant de 0 à 0,5 .
- c - Pour la jonction graduelle excitée en tension, la composante constante M_0 de l'élastance dépend du taux de modulation a_v de la tension . Elle varie de la valeur 1 jusqu'à 0,93 quand a_v varie de 0 à 0,5 . L'amplitude de tous les autres harmoniques de l'élastance augmente quand a_v augmente .
- d - L'excitation en courant de la jonction de Marines agit beaucoup sur la composante constante M_0 de l'élastance . Par exemple, pour $p = 0,05$, M_0 est multiplié par 5 quand b varie de 0 jusqu'à 0,5 . L'amplitude de tous les autres harmoniques augmente beaucoup quand b augmente .
- e - Les rapports des 3^{ème} et 2^{ème} harmoniques au 1^{er} harmonique sont nuls pour la jonction de Marines excitée en tension , et la jonction abrupte excitée en courant . Ils augmentent quand a ou b augmente pour la jonction abrupte excitée en tension et la jonction graduelle excitée en courant ou en tension . Ils prennent la plus grande valeur dans le cas de la jonction de Marines excitée en courant . Seulement, ce type de jonction n'a pas pu être mis en évidence expérimentalement .
- f - Ces constatations nous amènent à orienter notre travail vers l'emploi de diodes varactors à jonction abrupte . Ce choix est justifié par le fait que le rendement d'une diode à jonction graduelle n'est pas aussi élevé que celui d'une diode à jonction abrupte, alors que le cas de

la jonction de Marinos, il ne peut être envisagé qu'en théorie .
Signalons aussi qu'il existe des diodes à jonction hyperabrupte (60)
dont le coefficient ξ peut varier de 1 jusqu'à 2 . Mais ces diodes
ne servent que pour l'accord des fréquences . Elles ne peuvent pas
servir dans la génération harmonique, puisque ce n'est que la capacité
statique C_0 qui varie, du fait que ce type de diode ne peut pas suivre
des excitations à des fréquences très élevées .

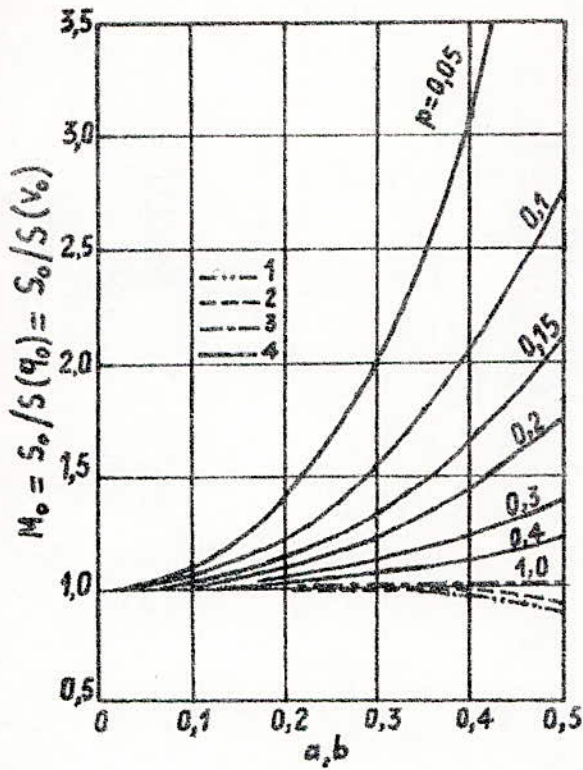


Figure I.10.

Valeur moyenne relative de l'élastance moyenne en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

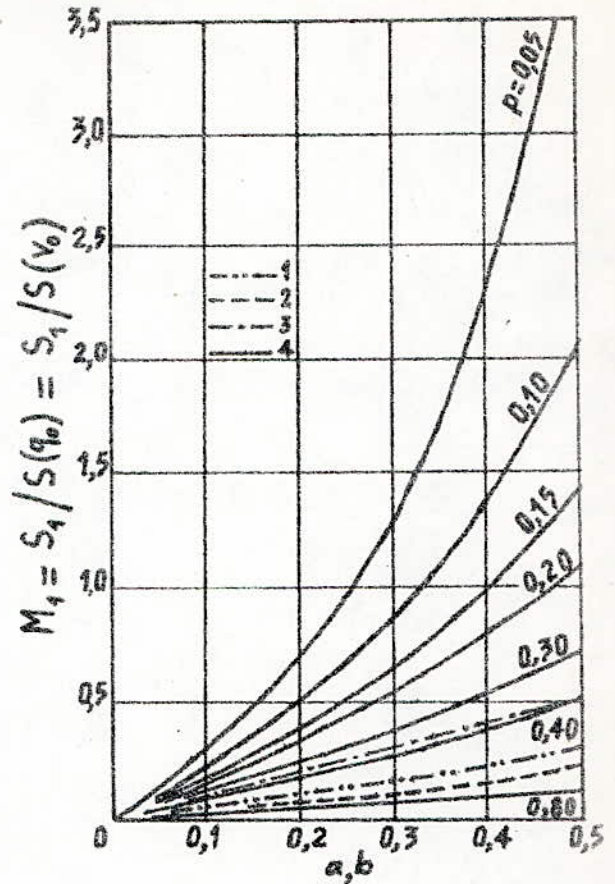


Figure I.11.

Valeur relative de l'amplitude du 1^{er} harmonique de l'élastance en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

- 1: Jonction abrupte excitée en tension et jonction graduelle excitée en courant.
- 2: Jonction graduelle excitée en tension.
- 3: Jonction de Marinos excitée en tension et jonction abrupte excitée en courant.
- 4: Jonction de Marinos excitée en courant.

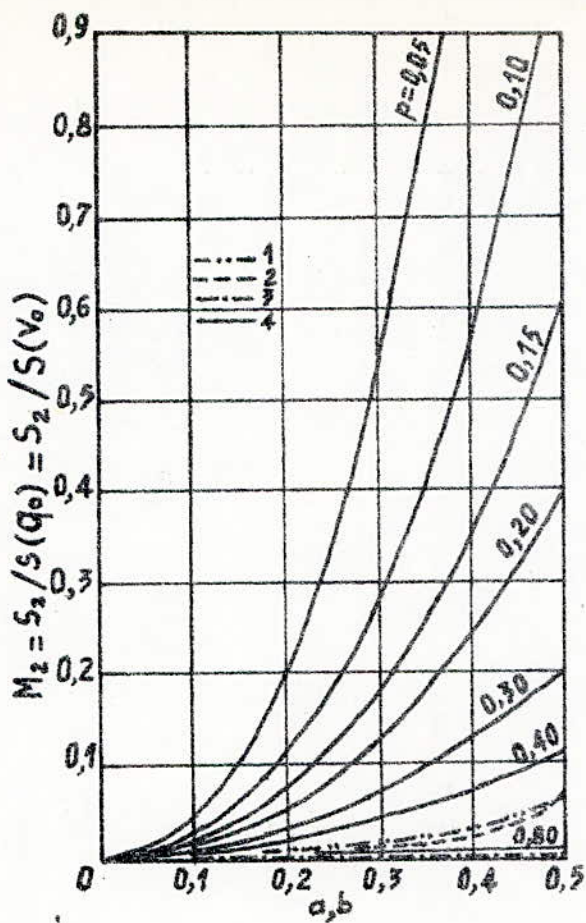


Figure I.12

Valeur relative de l'amplitude du 2^{ème} harmonique de l'élastance en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

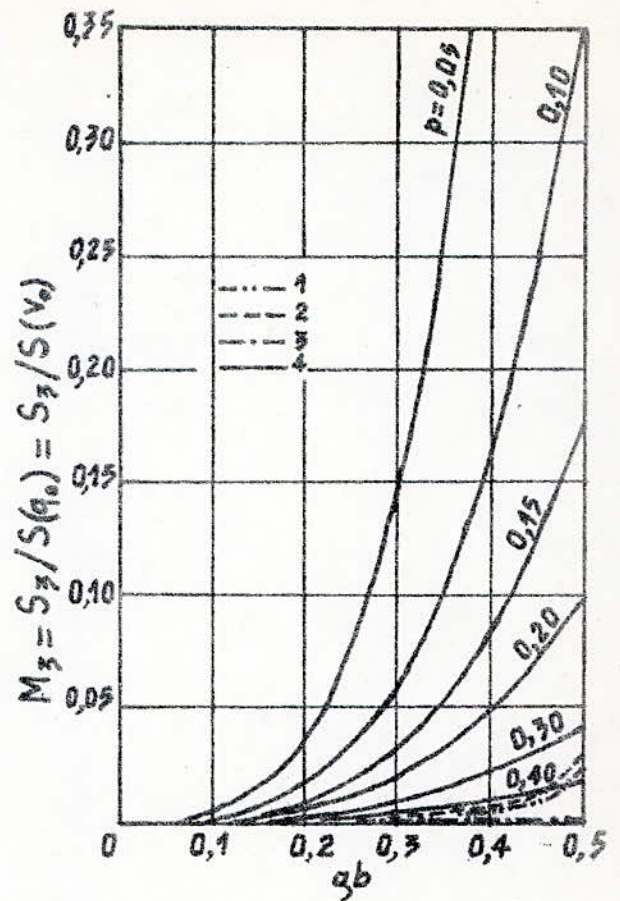


Figure I.13

Valeur relative de l'amplitude du 3^{ème} harmonique de l'élastance en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

- 1: Jonction abrupte excitée en tension et jonction graduelle excitée en courant.
- 2: Jonction graduelle excitée en tension.
- 3: Jonction de Marinos excitée en tension et jonction abrupte excitée en courant.
- 4: Jonction de Marinos excitée en courant.

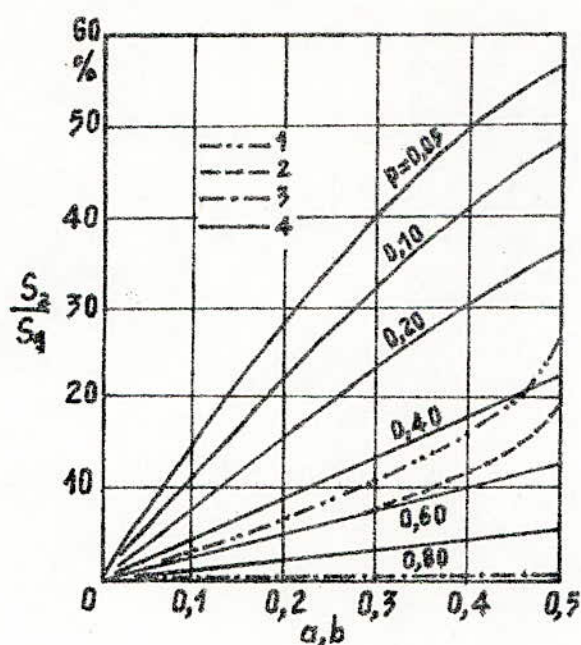


Figure I.14

Rapport des amplitudes du 2^{ème} et du 1^{er} harmonique de l'élastance en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

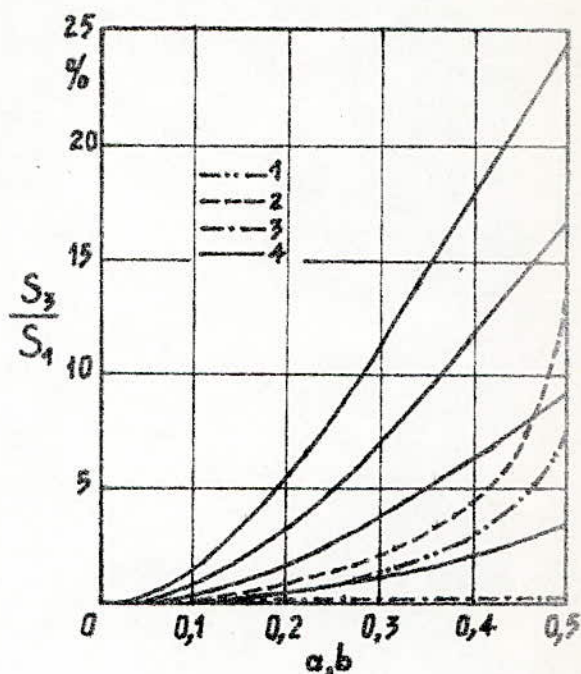


Figure I.15

Rapport des amplitudes du 3^{ème} et du 1^{er} harmonique de l'élastance en fonction des taux de modulation de la tension ou du courant.

- 1: Jonction abrupte excitée en tension et jonction graduelle excitée en courant.
- 2: Jonction graduelle excitée en tension.
- 3: Jonction de Marinos excitée en tension et jonction abrupte excitée en courant.
- 4: Jonction de Marinos excitée en courant.

CHAPITRE II

MULTIPLICATEURS DE FREQUENCE

II.1 INTRODUCTION

Le principe de la multiplication de fréquence repose sur l'utilisation d'un composant non linéaire pour générer les harmoniques d'une fréquence d'entrée f_0 (figure I.8).

L'élément non linéaire peut être un composant passif ou actif. Avant le développement technologique des diodes microondes, le seul moyen de générer des ondes millimétriques était l'utilisation des multiplieurs de fréquence passifs, quoique leur rendement était très faible. C'est ainsi que dans le domaine des ondes centimétriques, on leur préférait les générateurs hyperfréquences conventionnels.

Actuellement, la technologie des diodes varactors connaît un énorme progrès, puisqu'on réalise des générateurs harmoniques travaillant à des fréquences supérieures à quelques centaines de GHz (II, I2, I3).

Les travaux de recherche se poursuivent toujours dans ce domaine afin d'atteindre des rendements proches de 100%. En effet, les équations de Manley et Rowe (2, 4, I4) montrent qu'un tel rendement peut être obtenu avec un composant à réactance non linéaire idéal.

II.2 RELATIONS DE MANLEY ET ROWE

Dans beaucoup d'applications des diodes varactors (générateurs harmoniques, amplificateurs et générateurs paramétriques, modulateurs, convertisseurs et mélangeurs de fréquence...), les équations de Manley et Rowe sont très utilisées.

Ces relations (II.1) et (II.2), lient la fréquence aux puissances que peut recevoir et fournir un élément à réactance non linéaire.

$$\sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \sum_{m=1}^{m=+\infty} \frac{m \cdot P_{m,n}}{m \cdot W_1 + n \cdot W_2} = 0 \quad (\text{II.1})$$

$$\sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=1}^{n=+\infty} \frac{n \cdot P_{m,n}}{m \cdot W_1 + n \cdot W_2} = 0 \quad (\text{II.2})$$

Ces expressions sont un outil puissant dans la compréhension des

des principes de tous les dispositifs pouvant utiliser une diode varactor, ainsi que dans la prédiction du gain en puissance et du rendement. La démonstration détaillée des relations de Manley et Rowe est développée en annexe A.

II.2.1 Application des équations de Manley et Rowe aux multiplicateurs de fréquence.

Dans le cas d'un multiplicateur de fréquence, il n'est pas nécessaire de disposer de deux sources de tension, par conséquent, l'un des deux indices m et n doit être nul.

L'équation (II.1) nous donne alors

$$\sum_{m=1}^{m=\infty} P_m = 0 \quad (II.3)$$

D'où pour un multiplicateur d'ordre m , on obtient

$$P_1 + P_m = 0 \quad (II.4)$$

Cette équation montre que nous pouvons atteindre un rendement de 100% dans le cas d'un multiplicateur de fréquence idéal.

Dans la pratique, pour atteindre des rendements voisins de l'unité, nous devons d'une part utiliser une diode avec le minimum de pertes (R_g très faible), et d'autre part minimiser les pertes dans les autres éléments du circuit (Filtres, transitions...).

II.3 MULTIPLICATEUR DE FREQUENCE D'ORDRE 2

II.3.1 Equation de base d'un multiplicateur de fréquence.

D'après le schéma équivalent de la figure I.2, l'équation décrivant la tension aux bornes d'une diode varactor s'écrit:

$$v(t) = R_g i(t) + \int S(v) i(t) dt \quad (II.5)$$

Il est évident que cette équation est non linéaire. Sa résolution qui n'est pas facile, peut se faire à l'aide de l'analyse de Fourier. Aussi, nous commencerons par écrire la tension, le courant et l'élastance sous forme de séries de Fourier

$$v(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} V_m e^{j m \omega_0 t} \quad (II.6)$$

$$i(t) = \sum_{p=-\infty}^{p=+\infty} I_p \cdot \exp(jp\omega_0 t)$$

$s(t)$ est donnée par l'équation (I.28).

En portant ces valeurs de $v(t)$, $i(t)$ et $s(t)$ dans l'équation (II.7), nous obtenons:

$$\begin{aligned} & \dots V_{-1} \cdot \exp(-j\omega_0 t) + V_0 + V_1 \cdot \exp(j\omega_0 t) + \dots \equiv \\ & = R_S (\dots + I_{-1} \cdot \exp(-j\omega_0 t) + I_0 + I_1 \cdot \exp(j\omega_0 t) + \dots) + \\ & + (\dots + S_{-1} \cdot \exp(-j\omega_0 t) + S_0 + S_1 \cdot \exp(j\omega_0 t) + \dots) \cdot \\ & \cdot (\dots + I_{-1} \cdot \exp(-j\omega_0 t) + I_0 + I_1 \cdot \exp(j\omega_0 t) + \dots) dt \end{aligned} \quad (II.8)$$

Après avoir effectué le produit et l'intégrale du deuxième terme de cette équation (II.8), puis en procédant par identification terme à terme, et en classant les résultats par ordre croissant des puissances de l'exponentielle, nous obtenons

$$\begin{aligned} \vdots \\ \underline{V}_{-1} &= \dots + (R_S - S_0/j\omega_0) I_{-1} + \dots \\ \underline{V}_1 &= \dots + \dots + (R_S + S_0/j\omega_0) I_1 + \dots \\ \vdots \end{aligned}$$

Les termes constants V_0 et I_0 correspondent au point de polarisation, il n'en est pas tenu compte.

Ainsi, en généralisant ce résultat, et sachant que

$$W_{m,n} = W_{-m,-n}^* \quad (II.9)$$

$$W_{-m,-n} = W_{m,n}^* \quad (II.10)$$

(où W désigne $v(t)$, $i(t)$ ou $s(v)$, qui sont des fonctions réelles du temps, et l'astérisque indique le complexe conjugué), nous obtenons le système d'équations de dimension infinie suivant:

que nous pouvons écrire

$$(V) = (Z)(I) \quad (II.12)$$

Remarquons que dans l'équation (II.11), à chaque ligne k correspond une fréquence $k\omega_0$, ce qui n'est pas le cas pour les circuits non paramétriques.

II.3.2 Idlers

Les multiplications de fréquence utilisant des diodes varactors à jonction abrupte, et excités par une source de tension idéale, ne peuvent pas fonctionner sans certains circuits auxiliaires appelés -Idlers-, pour des ordres de multiplication supérieurs à 2.

En effet, pour obtenir la fréquence ℓf_0 ($\ell > 2$) à partir de la fréquence f_0 , il faut permettre à quelques courants particuliers de circuler à certaines fréquences intermédiaires $k f_0$ ($k < \ell$). Par exemple, un tripleur de fréquence ne peut pas fonctionner sans un courant d'Idler à la fréquence $2f_0$. A cet effet, il faudra prévoir un circuit contenant un filtre passe bande, de fréquence centrale $k f_0$, et une résistance R_k . Ce circuit n'est autre que le circuit Idler (figure II.1). Le mot -Idler- signifie: circuit qui fonctionne à vide. Effectivement, le circuit Idler permet aux puissances de fréquences $k f_0$ d'exister, sans pour cela être utilisées.

II.3.2.1 Conditions de fonctionnement des circuits Idlers

Comme nous l'avons déjà dit dans l'introduction, seul le doubleur de fréquence peut fonctionner sans Idlers. En effet, pour un varactor à jonction abrupte, la tension est proportionnelle au carré de la charge. Alors, si le seul courant qui existe est à la fréquence ω_0 , une composante continue de tension est produite, ainsi que des composantes aux fréquences ω_0 et $2\omega_0$. Aucune autre fréquence n'est générée.

Supposons que pour un multiplicateur de fréquence quelconque, seuls les deux courants aux fréquences $n\omega_0$ et $\ell\omega_0$ circulent dans la diode. $n\omega_0$ étant la fréquence d'entrée, et $\ell\omega_0$ celle de sortie. Le système d'équations (II.11) se réduit alors au système de dimension finie suivant:

$$\begin{bmatrix} V_{\ell}^* \\ V_n^* \\ V_n \\ V_{\ell} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_s - S_0/j\omega_0 & -S_{\ell-n}^*/j\omega_0 & -S_{\ell+n}^*/j\omega_0 & -S_{2\ell}^*/j\omega_0 \\ -S_{\ell-n}^*/jn\omega_0 & R_s - S_0/jn\omega_0 & -S_{2n}^*/jn\omega_0 & -S_{\ell+n}^*/jn\omega_0 \\ S_{\ell+n}/jn\omega_0 & S_{2n}/jn\omega_0 & R_s + S_0/jn\omega_0 & S_{\ell-n}^*/jn\omega_0 \\ S_{2\ell}/j\omega_0 & S_{\ell+n}/j\omega_0 & S_{\ell-n}/j\omega_0 & R_s + S_0/j\omega_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_{\ell}^* \\ I_n^* \\ I_n \\ I_{\ell} \end{bmatrix} \quad (II.13)$$

où $\ell > n$.

Les seuls coefficients de l'élastance qui ne sont pas nuls sont S_{ℓ} , S_{-n} , S_0 , S_n , et S_{ℓ} . Si les deux coefficients $S_{\ell+n}$ et $S_{\ell-n}$ sont nuls, alors le système d'équations (II.13) se réduit à deux systèmes d'équations indépendants. D'où, l'un des deux coefficients $S_{\ell+n}$ et $S_{\ell-n}$ ne doit pas être nul, de telle sorte que $\ell+n$ ou $\ell-n$ est égal à $-\ell$, $-n$, ℓ ou n . La seule possibilité (puisque $\ell \neq 0$ et $n \neq 0$) est que $\ell=2n$ ou $n=2\ell$.

Ainsi, nous voyons comment un multiplicateur de fréquence avec varactor à jonction abrupte et sans Idler, ne peut fonctionner qu'en doubleur de fréquence.

Ce type de raisonnement peut être étendu à des configurations d'Idlers plus compliquées.

Si le courant circule dans la diode à un certain nombre de fréquences, les fréquences additionnelles qui peuvent être générées, doivent être exprimées par au moins l'une des combinaisons de fréquence des courants déjà présents qui sont les suivantes:

- 1- La somme de deux fréquences.
- 2- La différence entre deux fréquences.
- 3- Le double d'une fréquence.
- 4- La moitié d'une fréquence.

II.3.2.2 Configurations d'Idlers

D'après le raisonnement mené dans le paragraphe II.3.2.1, nous pouvons trouver toutes les configurations d'Idlers possibles pour des diodes varactors à jonction abrupte. Nous présentons ces résultats dans le tableau II.1 pour des courants circulant à une, deux, trois ou quatre fréquences.

Les chiffres utilisés dans ce tableau sont des multiples de la fréquence ω_0 . Par exemple, 1-2-3 signifie que seuls les courants de fréquences ω_0 , $2\omega_0$, et $3\omega_0$ existent.

Nous pouvons remarquer dans ce tableau que certains multiplicateurs de fréquence demandent un plus grand nombre d'Idlers que d'autres, quoique leur ordre de multiplication est plus petit. On peut par exemple réaliser un multiplicateur par 8, avec seulement 2 I_dlers, alors que le multiplicateur par 7 en demande 3. De même pour réaliser les multiplicateurs par 11, 13 et 14 il faut 4 I_dlers, alors qu'il n'en faut que 3 pour réaliser le multiplicateur par 16.

Nous remarquons aussi qu'un même multiplicateur peut être réalisé avec des nombres d'Idlers différents. Par exemple, le multiplicateur par 4 peut être réalisé à partir d'un seul I_dler à la fréquence $2w_0$, ou de deux I_dlers à $2w_0$ et $3w_0$. Aussi, le multiplicateur par 8 peut utiliser soit 2 I_dlers (1-2-4-8), soit trois I_dlers (1-2-3-5-8) ou (1-2-3-6-8).

Il est évident que dans ces cas là, on choisit la solution qui utilise le nombre d'Idlers le plus petit.

Nombre d'Idlers utilisés	Nombre de fréquences mises en jeu	fréquence de sortie	Configurations possibles d'Idlers
0	2	2	1-2
1	3	3	1-2-3
		4	1-2-4
2	4	4	1-2-3-4
		5	1-2-3-5 1-2-4-5
		6	1-2-3-6 1-2-4-6
		8	1-2-4-8
3	5	8	1-2-3-5-8 1-2-3-6-8
		7	1-2-3-4-7 1-2-3-5-7 1-2-3-6-7 1-2-4-5-7 1-2-4-6-7 1-2-4-8-7
		9	1-2-3-6-9 1-2-4-5-9 1-2-4-8-9
		10	1-2-3-5-10 1-2-4-5-10 1-2-4-6-10 1-2-4-8-10
		12	1-2-3-6-12 1-2-4-6-12 1-2-4-8-12
		16	1-2-4-8-16

TABLEAU II.1. Configurations d'Idlers pour tous les multiplicateurs utilisant jusqu'à 3 Idlers.

II.3.3 Résolution du multiplicateur de fréquence d'ordre \mathcal{L}

La résolution d'un multiplicateur de fréquence consiste à trouver tous les paramètres pouvant le définir, tels que: la tension de polarisation, les impédances d'entrée et de sortie, les puissances d'entrée, de sortie et dissipée, les résistances de charge et des circuits Idlers et le rendement.

Nous exprimons toutes ces grandeurs en fonction des taux de modulation de l'élastance m_k , définis par (14)

$$m_k = |S_k| / (S_{\max} - S_{\min}) \quad (\text{II.14})$$

où S_k sont les coefficients de Fourier dans l'équation (I.28).

Pour un multiplicateur d'ordre quelconque \mathcal{L} , le système d'équations de dimension infinie donné par l'expression (II.11), se réduit à un système d'équations de dimension finie. Nous aurons alors une équation correspondant à la fréquence d'entrée $n\omega_0$, une équation qui correspond à la fréquence de sortie $\mathcal{L}\omega_0$, et quelques équations intermédiaires correspondant aux fréquences des circuits Idlers $k\omega_0$.

Les indices k , \mathcal{L} , n étant des nombres entiers.

Physiquement, la réduction de l'équation (II.11) est due aux filtres qui atténuent tous les harmoniques autres que $k\omega_0$, $\mathcal{L}\omega_0$ ou $n\omega_0$.

II.3.3.1 Tension de polarisation

Pour une diode varactor à jonction abrupte dont la résistance série R_s est prise en compte, nous avons d'après l'expression (I.23):

$$(v + \phi) / (V_B + \phi) = (S/S_{\max})^2 + R_s i / (V_B + \phi) \quad (\text{II.15})$$

Si l'élastance minimale S_{\min} n'est pas nulle, alors V_{\min} est différent de $-\phi$, et l'équation (II.15) devient

$$\frac{v - V_{\min}}{V_B - V_{\min}} \equiv \frac{S^2 - S_{\min}^2}{S_{\max}^2 - S_{\min}^2} + \frac{R_s i}{V_B - V_{\min}} \quad (\text{II.16})$$

où v , S et i sont des fonctions du temps.

La tension de polarisation est obtenue en prenant la valeur moyenne dans le temps de l'équation (II.15) ou (II.16). On obtient alors

$$\frac{V_{0+} + \phi}{V_B + \phi} = \frac{(S_{\max} - S_{\min})^2}{S_{\max}^2} (m_0^2 + 2m_1^2 + 2m_2^2 + \dots), \quad (\text{II.17})$$

ou

$$\frac{V_0 - V_{\min}}{V_B - V_{\min}} = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} (m_0^2 + 2m_1^2 + 2m_2^2 + \dots), \quad (\text{II.18})$$

les paramètres m_k étant donnés par le développement en séries de Fourier de l'élastance:

$$s(t)/(S_{\max} - S_{\min}) = \sum_{k=-\infty}^{k=+\infty} M_k \cdot \exp(jk\omega_0 t) \quad (\text{II.19})$$

$$\text{avec } m_k = |M_k| \quad (\text{II.20})$$

Si $S_{\min} = 0$, les équations (II.17) et (II.18) se réduisent à

$$(V_0 + \phi)/(V_B + \phi) = m_0^2 + 2m_1^2 + 2m_2^2 + \dots \quad (\text{II.21})$$

II.3.3.2 Résistance d'entrée

Le multiplicateur étant non linéaire, la tension d'entrée n'est pas proportionnelle au courant d'entrée. Aussi, l'impédance d'entrée (qui est le rapport de la tension d'entrée au courant d'entrée) dépendra du niveau d'excitation.

La relation entre l'élastance et la charge, dans le cas d'une jonction abrupte, est donnée par l'équation (I.15).

Si l'excitation n'est pas maximale ($S_{\min} \neq 0$), l'équation (I.15) devient

$$(S - S_{\min})/(S_{\max} - S_{\min}) = (q - q_{\min})/(q_B - q_{\min}) \quad (\text{II.22})$$

$$\text{où } q_{\min} = q(v = V_{\min})$$

La plage de tension $V_B - V_{\min}$ peut être calculée en intégrant l'élastance:

$$V_B - V_{\min} = \int_{q_{\min}}^{q_B} S dq = 1/2 (q_B - q_{\min}) (S_{\max} + S_{\min}) \quad (\text{II.23})$$

Compte tenu des équations (II.22) et (II.23), nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} i(t) &= dq(t)/dt \\ &= 2 \frac{V_B - V_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \frac{d}{dt} \left(\frac{s(t)}{S_{\max} - S_{\min}} \right) \end{aligned} \quad (\text{II.24})$$

Ainsi, nous pouvons exprimer les coefficients de Fourier I_k du courant en fonction des coefficients de Fourier de l'élastance:

$$I_k = \frac{V_B - V_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \cdot 2 jk\omega_0 M_k \quad (\text{II.25})$$

Dans le cas où $S_{\min} = 0$, nous aurons

$$I_k = \frac{V_B + \phi}{S_{\max}} 2jK\omega_0 M_k. \quad (\text{II.26})$$

A partir des équations (II.16) et (II.19), et sachant que les coefficients de Fourier de $S^2(t)$ peuvent être exprimés sous forme de produits des coefficients de Fourier de $s(t)$, nous pouvons obtenir chaque coefficient de Fourier de la tension V_k ($k \neq 0$):

$$V_k = R_s I_k + \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} (V_B - V_{\min}) \sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} M_r M_{k-r}. \quad (\text{II.27})$$

En particulier, pour la fréquence d'entrée $n\omega_0$, le rapport de l'équation (II.27) à l'équation (II.25) nous donne l'impédance d'entrée:

$$\begin{aligned} Z_e &= R_e + jX_e \\ &= V_n / I_n \\ &= R_s + \frac{R_s \omega_c}{2n\omega_0} \sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} M_r M_{k-r} / jM_n \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

où ω_c est la pulsation de coupure dynamique définie dans l'équation (I.4), et qu'on peut écrire:

$$\omega_c = \frac{S_{\max} - S_{\min}}{R_s} \quad (\text{II.29})$$

La partie réelle de l'équation (II.28) nous donne la résistance d'entrée:

$$R_e = R_s \left(1 + \frac{\omega_c}{2n\omega_0} \operatorname{Re} \left(\sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} M_r M_{n-r} / jM_n \right) \right) \quad (\text{II.30})$$

On n'a pas tenu compte des termes où $r=0$ et $r=n$ dans cette équation, parcequ'ils correspondent à la valeur moyenne S_0 de l'élastance. De ce fait, ils ne sont constitués que d'une partie imaginaire $S_0 / jn\omega_0$, qui correspond au point de polarisation.

II.3.3.3 Résistances de charge et d'Idler

Nous supposons que la diode varactor est terminée aux fréquences $k\omega_0$ ($k \neq 0$ et $k \neq \pm n$) par une charge adaptée Z_k , avec une partie réelle R_k , et une partie imaginaire $S_0 / k\omega_0$,

$$\begin{aligned}
 V_k &= -Z_k I_k \\
 &= -(R_k + jS_0/k\omega_0) I_k .
 \end{aligned}
 \tag{II.31}$$

Alors l'équation (II.38) devient

$$0 = (R_k + R_s) I_k + \frac{jS_0 I_k}{k\omega_0} + \frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} (V_B - V_{\min}) \sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} M_r M_{k-r}, \tag{II.32}$$

en utilisant l'équation (II.25), et en résolvant pour R_k , nous trouvons:

$$R_s + R_k = (R_s \omega_0 / 2k\omega_0) \sum_{r=-\infty}^{r=+\infty} jM_r jM_{k-r} / jM_k \tag{II.33}$$

où, dans la somme, les termes où $r=0$ et $r=k$ ne sont pas pris en compte.

L'équation (II.33) nous permet de calculer toutes les résistances d'Idlers R_k en fonction des coefficients M_k . Si $k=0$, cette équation nous donne la résistance de charge R_p .

II.3.3.4 Puissance d'entrée

La puissance d'entrée P_e peut être calculée de deux manières. A partir du courant d'entrée I_n et de la résistance d'entrée R_{in} :

$$\begin{aligned}
 P_e &= 2R_e \cdot |I_n|^2 \\
 &= 8 P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega_c^2} n^2 m_n^2 \frac{R_B}{R_s},
 \end{aligned}
 \tag{II.34}$$

où la puissance de normalisation P_{norm} est donnée par l'équation (I.7), ou, en faisant la somme des puissances dissipées dans les circuits Idlers, la résistance de charge, et la résistance série:

$$P_e = 8P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right) \frac{\omega_0^2}{\omega_c^2} \sum_{k=1}^{k=+\infty} k^2 m_k^2 (R_s + R_k) / R_s \tag{II.35}$$

où, dans la somme, $R_n=0$.

Pour arriver au résultat de l'équation (II.34), il faut utiliser l'équation (II.22) pour calculer les coefficients de Fourier I_n , puis à partir de ce résultat et de l'équation (II.23), calculer les coefficients I_k . L'équation (II.34) est d'une expression plus simple, mais l'équation (II.35) montre clairement les puissances dissipées dans la diode, les circuits Idlers, et la charge. On peut d'ailleurs démontrer l'égalité de ces deux équations (I4).

II.3.3.5 Puissance de sortie

La puissance de sortie est la puissance dissipée dans la résistance de charge R_L . Son expression est alors obtenue à partir de l'équation (II.35). Il s'agit du terme contenant R_L dans la somme:

$$P_s = 8P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2 \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 R_L / R_s \quad (\text{II.36})$$

II.3.3.6 Puissance dissipée

La puissance dissipée est donnée par la différence entre les équations (II.35) et (II.36), d'où:

$$P_d = 8P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \right)^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2 \left(\sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 + \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 R_k / R_s \right) \quad (\text{II.37})$$

Une partie de cette puissance est dissipée sous forme de chaleur dans la diode, c'est le premier terme de l'équation (II.37). Le deuxième terme représente la puissance dissipée dans les circuits Idlers.

II.3.3.7 Rendement

Le rendement η est le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée. Ainsi, à partir des équations (II.34), (II.36) nous obtenons

$$\begin{aligned} \eta &= P_s / P_e \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 R_L / \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 R_e \\ &= \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 R_L / \sum_{k=1}^{\infty} k^2 m_k^2 (R_k + R_s) \end{aligned} \quad (\text{II.38})$$

II.4 DOUBLEUR DE FREQUENCE

Dans le cas du doubleur de fréquence, seuls les deux courants aux fréquences d'entrée ω_0 et de sortie $2\omega_0$ existent. Ainsi, tous les I_k et S_k sont nuls, sauf pour $k = -2, -1, 0$ (pour S_k), $1, 2$. Le système d'équations (II.11) se réduit alors aux deux équations suivantes:

$$V_1 = (R_s + S_0 / j\omega_0) I_1 + I_1^* S_2 / j\omega_0 + I_2 S_1^* / j\omega_0 \quad (\text{II.39})$$

$$V_2 = (R_s + S_0 / j\omega_0) I_2 + I_1 S_1 / j2\omega_0 \quad (\text{II.40})$$

Comme l'élastance est proportionnelle à la charge qui est l'intégrale du courant, on peut écrire

$$\begin{aligned} S_1/S_2 &= (I_1/j\omega_0)(j2\omega_0/I_2) \\ &= 2I_1/I_2 \end{aligned} \quad (\text{II.41})$$

De même,

$$S_1^*/S_2 = -2I_1^*/I_2 \quad (\text{II.42})$$

Les équations (II.39) et (II.40) deviennent alors

$$V_1 = (R_s + S_o/j\omega_0)I_1 + S_1^*I_2/j2\omega_0 \quad (\text{II.43})$$

$$V_2 = (R_s + S_o/j2\omega_0)I_2 + S_1^2I_2/4jS_2\omega_0 \quad (\text{II.44})$$

Désignons l'impédance vue par la diode varactor à la fréquence

$2\omega_0$ par $Z_2 = R_2 + jX_2$: Alors,

$$V_2 = -Z_2I_2 \quad (\text{II.45})$$

Et l'équation (II.40) devient

$$0 = (Z_2 + R_s + S_o/j2\omega_0)I_2 + S_1I_1/j2\omega_0 \quad (\text{II.46})$$

Soit θ l'angle de phase de la quantité $Z_2 + R_s + S_o/j2\omega_0$. ALORS,

$$\begin{aligned} Z_2 + R_s + S_o/j2\omega_0 &= \frac{1}{\cos\theta} (Z_2 + R_s + S_o/j2\omega_0) \cos\theta \exp(j\theta) \\ &= (R_2 + R_s) \exp(j\theta) / \cos\theta \end{aligned} \quad (\text{II.47})$$

Pour avoir un bon rendement, il est toujours recommandé d'adapter la charge pour avoir $\theta = 0$. Cependant, pour généraliser, nous donnerons les résultats avec une valeur quelconque de θ .

II.4.1 Impédance de charge

En remplaçant V_2 de l'équation (II.44) par sa valeur de l'équation (II.45), puis en utilisant l'équation (II.47), et en prenant la valeur absolue du résultat, nous obtenons

$$R_2 = R_s \left(\frac{m_1^2}{2m_2} \frac{\omega_c}{2\omega_0} \cos\theta - 1 \right) \quad (\text{II.48})$$

En utilisant l'équation (II.47), nous obtenons l'équation donnant l'impédance de charge:

$$Z_2 = -R_s - S_o/j2\omega_0 + R_s \frac{m_1^2}{2m_2} \frac{\omega_c}{2\omega_0} \exp(j\theta) \quad (\text{II.49})$$

II.4.2 Impédance d'entrée

En éliminant I_2 de l'équation (II.43) en utilisant l'équation (II.46), nous obtenons

$$V_1 = Z_e I_1,$$

(II.50)

$$\text{où } Z_e = R_s + S_q / j\omega_0 + R_s (\omega_0 / 2\omega_c) 2m_2 \exp(-j\theta) \quad (\text{II.51})$$

Pour avoir la résistance d'entrée, nous prenons la partie réelle de l'équation (II.51),

$$R_e = R_s \left(1 + 2m_2 \frac{\omega_c}{2\omega_0} \cos\theta \right) \quad (\text{II.52})$$

II.4.3 Puissance d'entrée

Connaissant la résistance d'entrée, nous pouvons calculer la puissance d'entrée:

$$P_e = 2 \frac{1}{T} |I_1|^2 R_e \quad (\text{II.53})$$

Le coefficient de Fourier I_1 du courant peut-être calculé à l'aide de l'équation (II.22) comme suit:

$$\begin{aligned} I_1 &= j\omega_0 q_1 \\ &= j\omega_0 S_1 (q_B - q_{\min}) / (S_{\max} - S_{\min}) \\ &= j\omega_0 m_1 (q_B - q_{\min}) \end{aligned} \quad (\text{II.54})$$

A partir des équations (II.23) et (II.53), nous pouvons obtenir l'expression suivante:

$$2 \frac{1}{T} |I_1|^2 R_s = 8P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 (\omega_0 / \omega_c)^2 m_1^2 \quad (\text{II.54})$$

De même, pour les autres valeurs de k nous obtenons

$$2 \frac{1}{T} |I_k|^2 R_s = 8P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 (\omega_0 / \omega_c)^2 k^2 m_k^2 \quad (\text{II.56})$$

Cette équation représente la puissance dissipée dans la résistance série de la diode varactor, et relative au courant d'harmonique k . En utilisant les équations (II.52) et (II.55), nous pouvons établir l'expression donnant la puissance d'entrée définie dans l'équation (II.53):

$$P_e = 2P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 \left(\frac{2\omega_0}{\omega_c} \right)^2 m_1^2 \left(1 + 2m_2 \frac{\omega_c}{2\omega_0} \cos\theta \right) \quad (\text{II.57})$$

II.4.4 Puissance de sortie

De la même manière que pour la puissance d'entrée, nous pouvons établir l'expression de la puissance de sortie comme suit:

$$\begin{aligned}
P_s &= 2 \frac{1}{2} I_2^2 R_2 \\
&= 8 P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \right)^2 (2w_0/w_c)^2 m_2^2 R_2 / R_s \\
&= 8 P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \right)^2 (2w_0/w_c)^2 m_2^2 \left(\frac{m_1^2}{2m_2} \frac{w_c}{2w_0} \cos\theta - 1 \right) \quad (\text{II.58})
\end{aligned}$$

II.4.5 Puissance dissipée

La puissance dissipée représente les pertes dans la résistance série. Cette perte est causée par les deux courants I_1 et I_2 , nous aurons donc

$$P_d = 2R_s \left(\frac{1}{2} I_1^2 + \frac{1}{2} I_2^2 \right) \quad (\text{II.59})$$

Cette puissance est aussi la différence entre la puissance d'entrée et la puissance de sortie $P_d = P_e - P_s$.

Dans les deux cas nous obtenons

$$P_d = 2P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\text{max}} - S_{\text{min}}}{S_{\text{max}} + S_{\text{min}}} \right)^2 (2w_0/w_c)^2 (m_1^2 + 4m_2^2) \quad (\text{II.60})$$

II.4.6 Rendement

Le rendement d'un doubleur de fréquence peut être calculé de deux manières: en faisant le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée, ou en considérant les résistances de charge et d'entrée. En effet, la résistance d'entrée (équation II.52) est donnée par la résistance R_s à laquelle il faut ajouter un terme rendant compte de la puissance du deuxième harmonique. Alors, de la puissance d'entrée, seule une fraction $(R_e - R_s)/R_e$ est transmise à la diode à la fréquence $2w_0$. Et de cette puissance d'entrée, seule la fraction $R_2/(R_2 + R_s)$ atteint la charge; le reste est dissipé dans la résistance série. D'où,

$$\eta = \frac{R_e - R_s}{R_e} \frac{R_2}{R_2 + R_s} \quad (\text{II.61})$$

Calculée par les deux méthodes, l'expression du rendement est la suivante:

$$\eta = \frac{(w_c/2w_0) \cos\theta - 2m_2/m_1}{(w_c/2w_0) \cos\theta + 1/2m_2} \quad (\text{II.62})$$

II.4.7 Tension de polarisation

Si la résistance série est suffisamment faible, l'équation (II.15) se réduit à

$$(v + \phi)/(V_B + \phi) = (S/S_{\max})^2 \quad (\text{II.63})$$

La valeur moyenne de cette équation nous donne la tension de polarisation V_0 :

$$(V_0 + \phi)/(V_B + \phi) = \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max}}\right)^2 (m_0^2 + 2m_1^2 + 2m_2^2). \quad (\text{II.64})$$

II.4.8 Angle de phase

Les expressions donnant les résistances de charge et d'entrée, les puissances d'entrée et de sortie, et le rendement, dépendent toutes de l'angle θ défini dans l'équation (II.47).

Si l'impédance de charge Z_2 est accordée à la résonance, c'est à dire si elle est choisie telle que sa réactance X_2 annule la valeur moyenne de l'élastance $S_0/j2\omega_0$, l'angle de phase θ est nul. Alors pour des valeurs données de m_1 , m_2 et ω_0 , le rendement est maximum. C'est ainsi qu'il est toujours préférable que la charge soit accordée. Dans ce cas, les expressions (II.49), (II.51), (II.57), (II.58), (II.60), (II.62) et (II.64) se verront toutes simplifiées, puisque θ n'y figurera plus.

II.5 TAUX DE MODULATION m_1 ET m_2

II.5.1 Limite de rupture

La valeur de l'élastance $s(t)$ doit toujours être comprise entre S_{\max} et S_{\min} . Par conséquent, les valeurs des paramètres m_1 et m_2 ne peuvent pas être quelconques. Nous établissons dans ce paragraphe, les limites de ces paramètres.

Dans le cas du doubleur de fréquence, l'équation (I.28) s'écrit:

$$s(t)/(S_{\max} - S_{\min}) = m_0 + 2m_1 \sin(\omega_0 t) + 2m_2 \sin(2\omega_0 t) \quad (\text{II.65})$$

Pour accéder à de grandes valeurs de m_1 et m_2 , tout en conservant l'inégalité $S_{\min} \leq S(t) \leq S_{\max}$, nous devons choisir m_0 tel que

$$S_0 = (S_{\max} + S_{\min})/2, \quad (\text{II.66})$$

auquel cas, la restriction $S(t) \leq S_{\max}$ impose:

$$m_1 \sin(\omega_0 t) + m_2 \sin(2\omega_0 t) \leq 0,25 \quad (\text{II.67})$$

Pour trouver le temps t_0 auquel a lieu le maximum de $s(t)$, nous annulons la dérivée première de l'inégalité (II.67):

$$0 = m_1 \cos(\omega_0 t_0) + 2m_2 \cos(2\omega_0 t_0) \quad (\text{II.68})$$

En résolvant pour $\cos(\omega_0 t_0)$ nous obtenons

$$\cos(\omega_0 t_0) = (m_1/8m_2) (\sqrt{1+32m_2^2/m_1^2} - 1) \quad (\text{II.69})$$

L'inégalité (II.67) peut s'écrire

$$4m_1 (\sin(\omega_0 t) + m_2 \sin(2\omega_0 t)/m_1) \leq 1 \quad (\text{II.70})$$

La combinaison des relations (II.69) et (II.70) donne:

$$m_1 < \frac{1}{(3 + \sqrt{1+32m_2^2/m_1^2}) \sqrt{1/2 + (m_1^2/32m_2)} \sqrt{1+32m_2^2/m_1^2} - 1} \quad (\text{II.71})$$

La représentation graphique de cette inégalité est donnée dans la figure II.2, où seules les valeurs de m_1 et m_2 situées en dessous de la courbe sont permises (14).

Sur les axes, nous lisons m_1 et m_2 , mais réellement nous avons représenté m_1^2 et m_2 .

II.5.2 Résolution graphique

Tous les paramètres du doubleur de fréquence P_e , P_s , P_d , R_e , R_2 et η du paragraphe II.4 peuvent être déterminés dès que m_1 et m_2 sont connus. Ainsi, nous représentons dans les figures II.3 et II.4, les courbes correspondant à des valeurs constantes de chacun de ces six paramètres, dans le plan (m_1, m_2) (14). Il sera alors facile de trouver quelles combinaisons de puissances, résistances et rendement sont compatibles, et de déterminer les conditions opératoires désirées, dès qu'on connaît le rapport ω_0/ω_c . Les courbes des figures II.3 et II.4 sont données pour $\omega_0/\omega_c = 10^{-2}$. Pour la détermination des valeurs optimales de tous les paramètres, ces deux figures doivent être superposées.

Dans la figure II.3, la courbe en trait plein est la courbe d'optimum. Elle indique l'ensemble des points de fonctionnement pouvant donner les conditions optimales. Ce que nous allons voir

au paragraphe suivant.

II.5.3 Courbe d'optimum

Pour n'importe quel multiplicateur de fréquence, nous cherchons toujours à travailler avec: soit un rendement maximum, soit une puissance de sortie maximum, soit une puissance dissipée minimum.

Par exemple, pour une puissance dissipée, la figure II.3 montre que nous pouvons trouver le point de fonctionnement correspondant à une puissance de sortie maximum. C'est le point où la courbe de puissance dissipée est tangente à une courbe de puissance de sortie constante. En superposant la figure II.4 à la figure II.3, nous pouvons déterminer la valeur correspondant au rendement maximum. Ainsi, ce point sur la courbe de puissance dissipée est tangent non seulement à une courbe de puissance de sortie, mais aussi à une courbe de puissance d'entrée et une courbe de rendement. Nous remarquons alors que pour plusieurs valeurs de la puissance dissipée, l'ensemble de ces points décrit une courbe dans le plan (m_1, m_2) . Cette courbe permet d'optimiser les conditions de fonctionnement du doubleur de fréquence. Elle est appelée courbe d'optimum, et est donnée par l'expression suivante:

$$m_1^2 = 8m_2^2(1 + w_0/m_2w_c) \quad (\text{II.72})$$

Cette courbe est d'une grande utilité dans la résolution des doubleurs de fréquence. En effet, dès la connaissance d'un seul paramètre du doubleur, on peut déterminer son point de fonctionnement optimum. Il suffit pour cela de chercher le point d'intersection de cette courbe avec celle de ce paramètre (qui peut être P_s, η, \dots).

Cette courbe peut donc être utilisée pour n'importe quelle optimisation de ce genre. La seule restriction dans son utilisation est que le point de fonctionnement doit rester à l'intérieur de la courbe de la figure II.2 .

II.6 SCHEMAS DE MONTAGE

Le schéma de principe d'un étage multiplicateur le plus simple est celui du doubleur, car il ne nécessite aucun circuit auxiliaire.

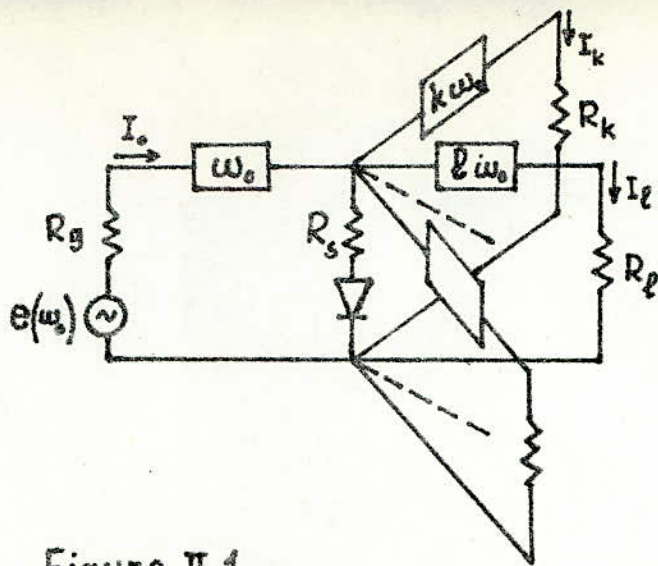


Figure II.1
 Représentation des circuits Idlers dans un multiplicateur de fréquence d'ordre L .

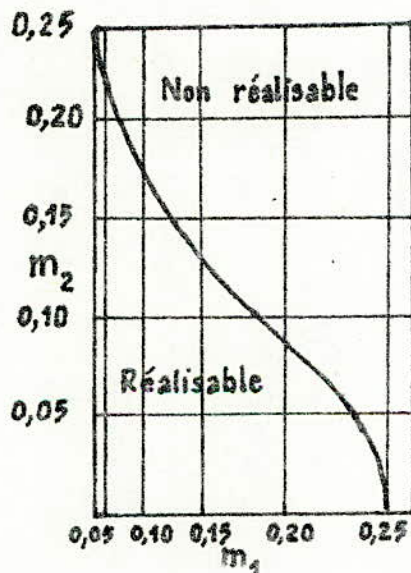


Figure II.2
 Courbe limite des valeurs de m_1 et/ou m_2 pour un doubleur de fréquence utilisant une diode varactor à jonction abrupte.

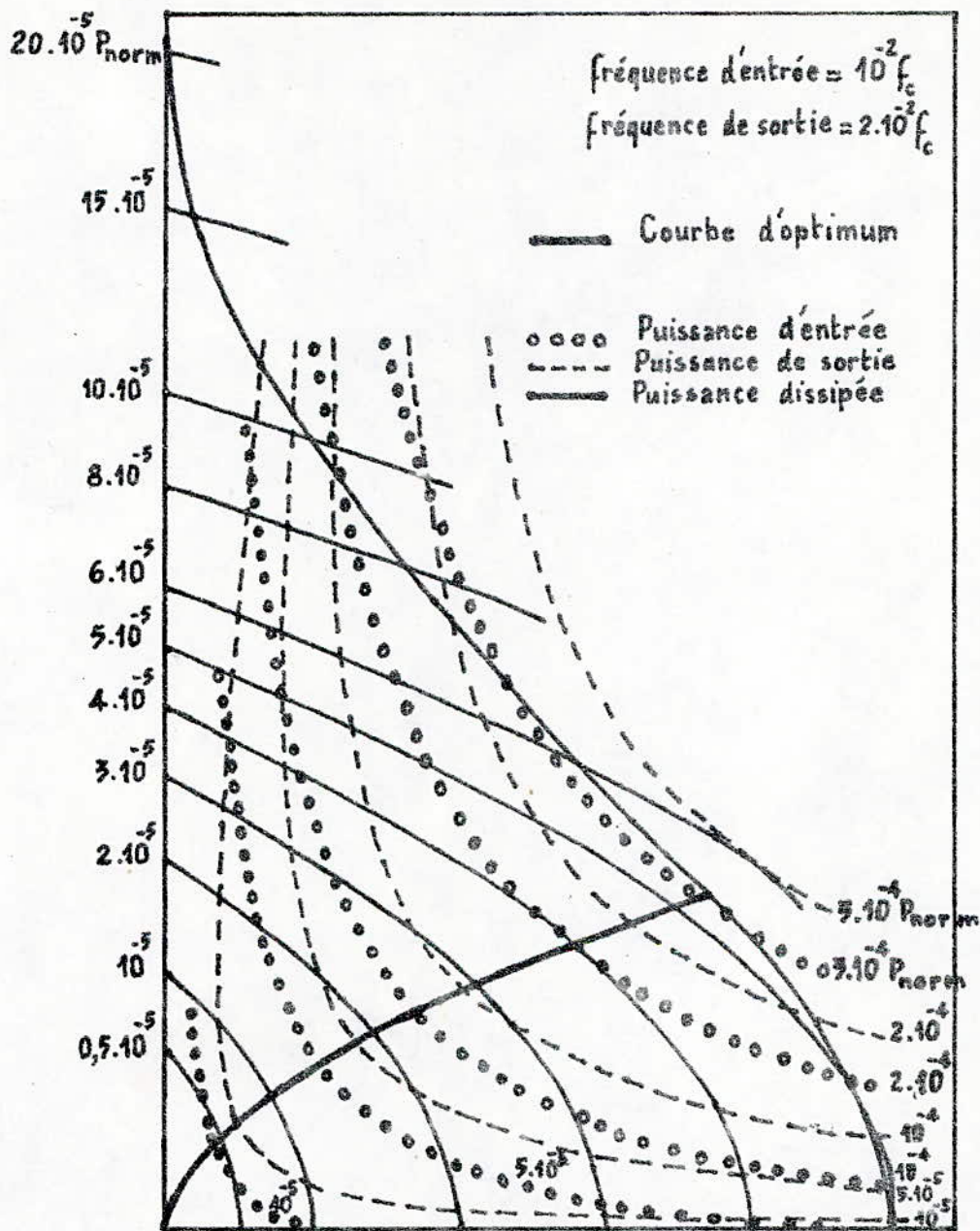


Figure II.3. Puissances d'entrée, de sortie et dissipée d'un doubleur de fréquence avec diode à jonction abrupte.

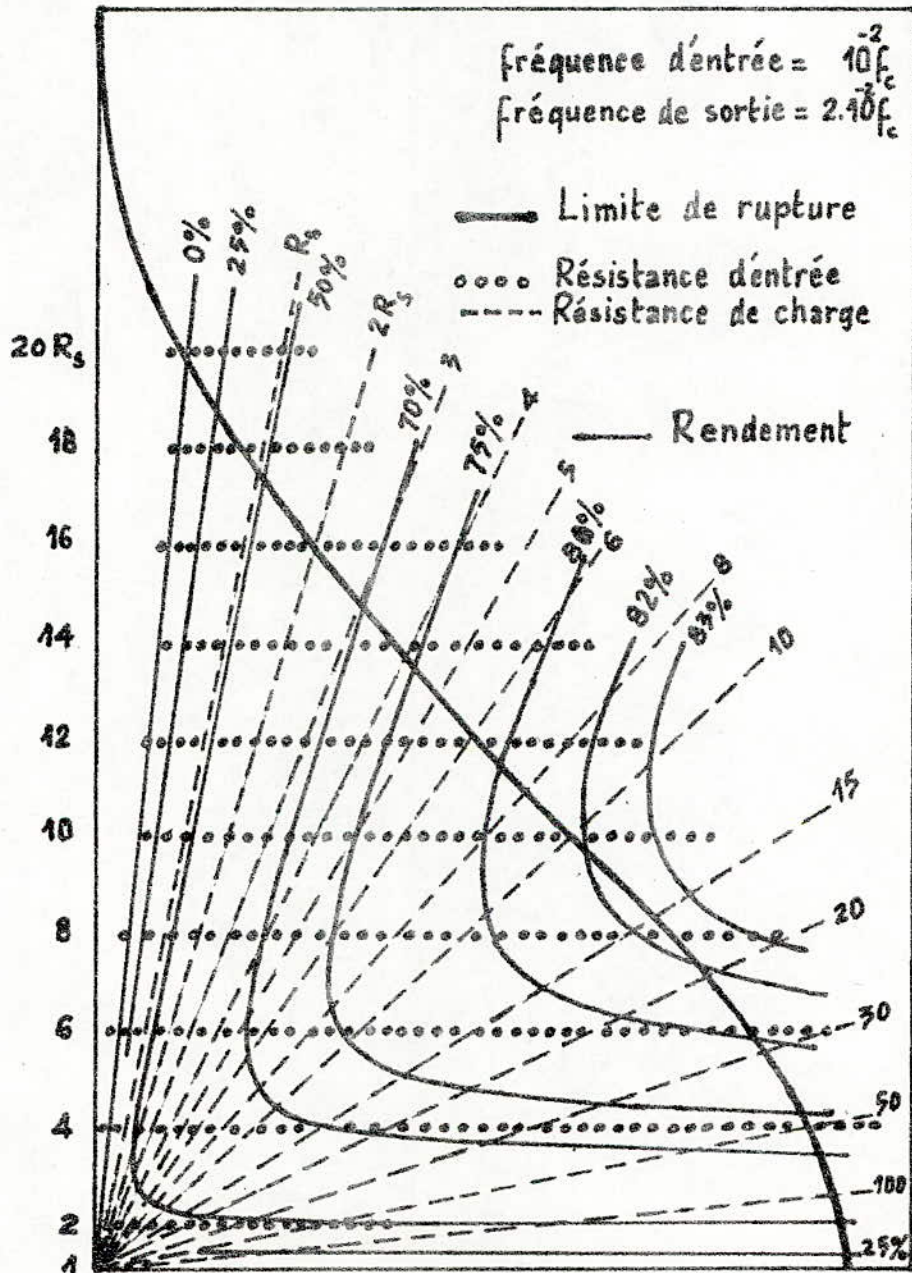


Figure II.4 Résistances de charge et d'entrée, et rendement d'un doubleur de fréquence avec diode varactor à jonction abrupte.

L_a diode peut être disposée en série ou en parallèle, ce qui conduit aux schémas respectifs des figures II.5a et II.5b (15). On notera la différence fondamentale qui existe entre les deux montages. Avec le montage série, les seules tensions qui peuvent apparaître sur la diode sont les tensions de fréquence w_0 et $2w_0$, tandis que les courants peuvent comporter toutes les fréquences harmoniques de w_0 . Quand la diode est en parallèle, ce sont les courants de fréquence w_0 et $2w_0$ qui sont imposés, tandis que les tensions composées des harmoniques supérieurs à deux peuvent apparaître.

Ces schémas doivent être complétés par les dispositifs de polarisation des diodes, et des réactances d'accord éventuelles en série sur l'entrée et sur la sortie, ainsi que le montre la figure II.6 (14). Dans cette figure, la diode est un circuit ouvert pour les fréquences $3w_0$ et $4w_0$.

La figure II.7 représente le schéma d'un doubleur utilisant des circuits symétriques à constantes localisées.

Le pont de diodes varactors sert à séparer automatiquement les courants d'harmoniques pairs et impairs.

Nous représentons dans la figure II.8, le schéma d'un doubleur utilisant des lignes de transmission. Dans ce schéma, la diode est montée à l'intérieur de la ligne (coaxiale ou plaquée). L'entrée et la sortie sont séparées à l'aide d'un filtre passe-haut (P.H).

Pour les multiplicateurs d'ordre supérieur à deux, nous avons expliqué comment l'utilisation des circuits Idlers s'imposait, si l'on utilise une diode à jonction abrupte. La figure II.9 représente deux montages de tripleurs de fréquence: pour la figure (a), il s'agit d'un montage à constantes localisées dans lequel l'ensemble L_0C_0 est accordé sur w_0 , l'ensemble L_3C_3 est accordé sur $3w_0$, et l'ensemble L_2C_2 est accordé sur $2w_0$. La figure (b) est une réalisation dans laquelle le circuit d'entrée utilise des éléments à constantes localisées, et le circuit de sortie utilise des lignes (coaxiales ou triplaques). Ce circuit comporte deux lignes quart d'onde formant filtre passe-bande. Le circuit d'entrée est également un filtre passe-bande (ensemble $L_0L_2C_0C_2$). Le circuit Idler accordé sur $2w_0$ est le circuit à lignes CAM qui se renferme à travers la diode (15).

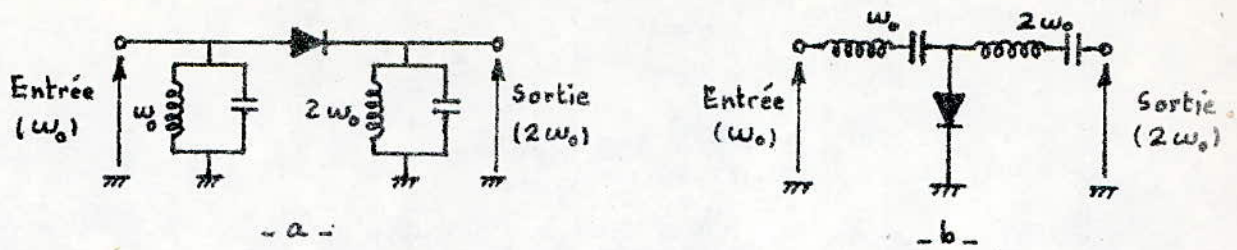


Figure II.5 Schéma de principe d'un doubleur de fréquence.
 a - Diode en série.
 b - Diode en parallèle.

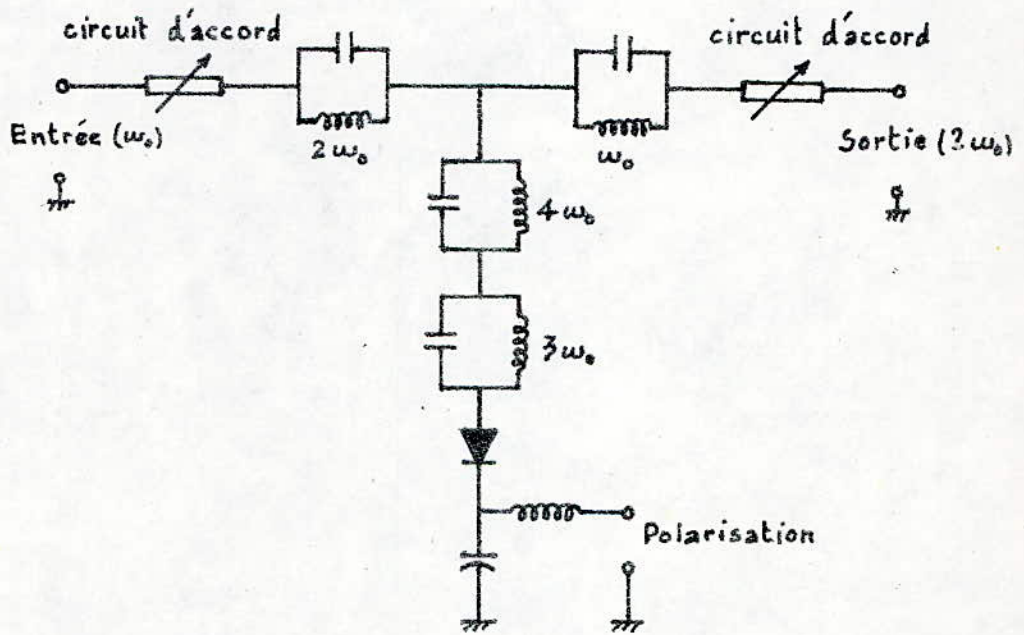


Figure II.6 Schéma d'un doubleur de fréquence utilisant des pièges pour les harmoniques $3\omega_0$ et $4\omega_0$.

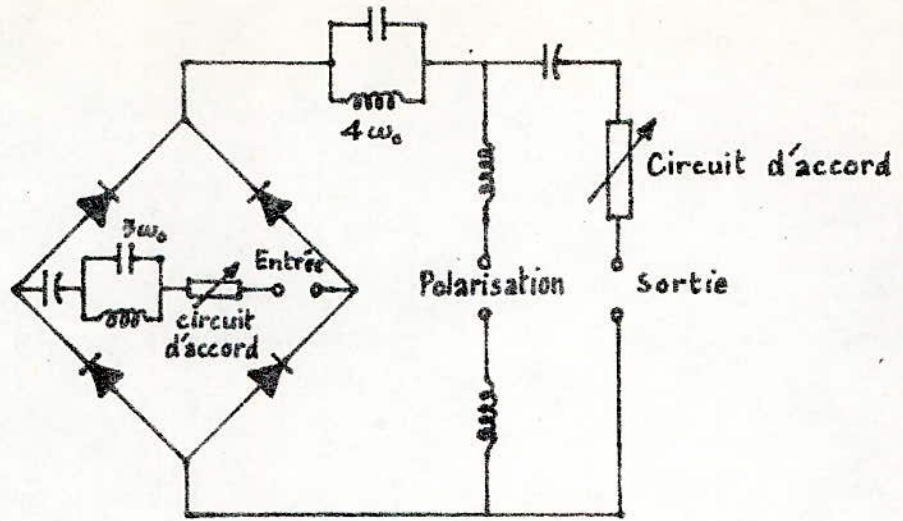


Figure II.7

Schéma d'un doubleur de fréquence utilisant des circuits symétriques.

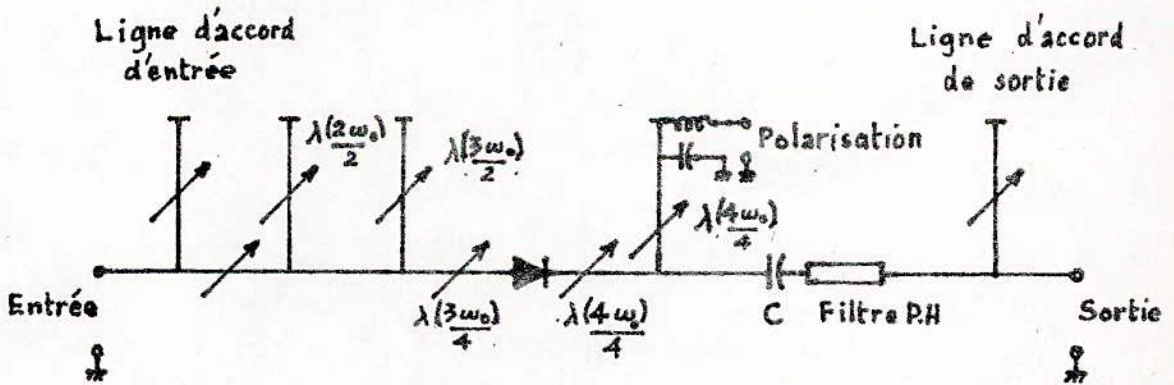
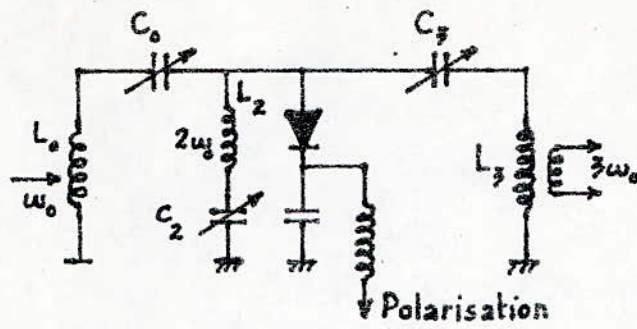
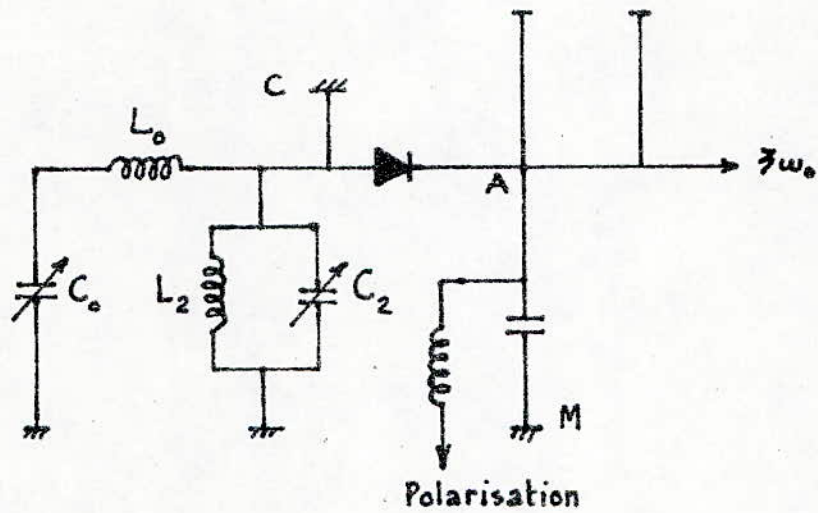


Figure II.8

Schéma d'un doubleur de fréquence utilisant des lignes de transmission.



-a-



-b-

Figure II.9

Schémas de montage d'un tripleur de fréquence.

a. à éléments discrets.

b. mixte.

II.7 METHODE DE RESOLUTION DEVELOPPEE

Il existe plusieurs méthodes de résolution des multiplicateurs de fréquence (14, 64, 65). Celle de PENFIELD et RAFUSE (14) semble être la meilleure. Cependant, elle présente deux inconvénients:

- Les courbes des figures (II.3) et (II.4) ne sont valables que pour une seule fréquence. Pour les utiliser à une autre fréquence, il faut faire une interpolation.
- Tous les paramètres du doubleur de fréquence sont donnés en fonction des taux de modulation m_1 et m_2 . On ne peut donc rien déterminer sans la connaissance de ces deux constantes. Dans la pratique, c'est le problème inverse qui se pose. En effet, pour réaliser un doubleur, on doit connaître la fréquence qu'on désire doubler, et les caractéristiques de la diode utilisée, donc sa fréquence de coupure.

Ainsi, pour réaliser notre doubleur de fréquence, nous avons été amené à éliminer m_1 de la relation (II.72) pour n'exprimer m_2 qu'en fonction du rapport w_0/w_c , à m_1 constant. Nous avons alors tracé la série de courbes de la figure II.10. Le rapport w_0/w_c étant nécessairement connu pour toute réalisation de ce genre, la figure II.10 nous permet donc de connaître la valeur de la constante m_2 pour n'importe quelle fréquence. Par conséquent, nous pouvons déterminer tous les paramètres du doubleur de fréquence, m_1 étant choisi au préalable.

Le choix de m_1 est évidemment limité par la relation (II.71), puisque la valeur choisie doit être une valeur permise. Afin d'être dans les conditions optimales de fonctionnement, il est préférable que cette valeur de m_1 vérifie aussi l'équation (II.72).

Pour notre part, nous avons veillé à choisir m_1 le plus proche possible de la limite de rupture, dans le but d'avoir un rendement maximum. En plus de la méthode de résolution graphique développée, nous proposons en annexe B, un organigramme de résolution analytique, dans lequel nous avons effectué une optimisation. Dans cet organigramme, nous avons exprimé la puissance d'entrée de l'équation (II.57) en fonction de m_2 . Nous obtenons alors un polynôme du troisième ordre en m_2 , que nous résolvons en utilisant la méthode de Newton (16).

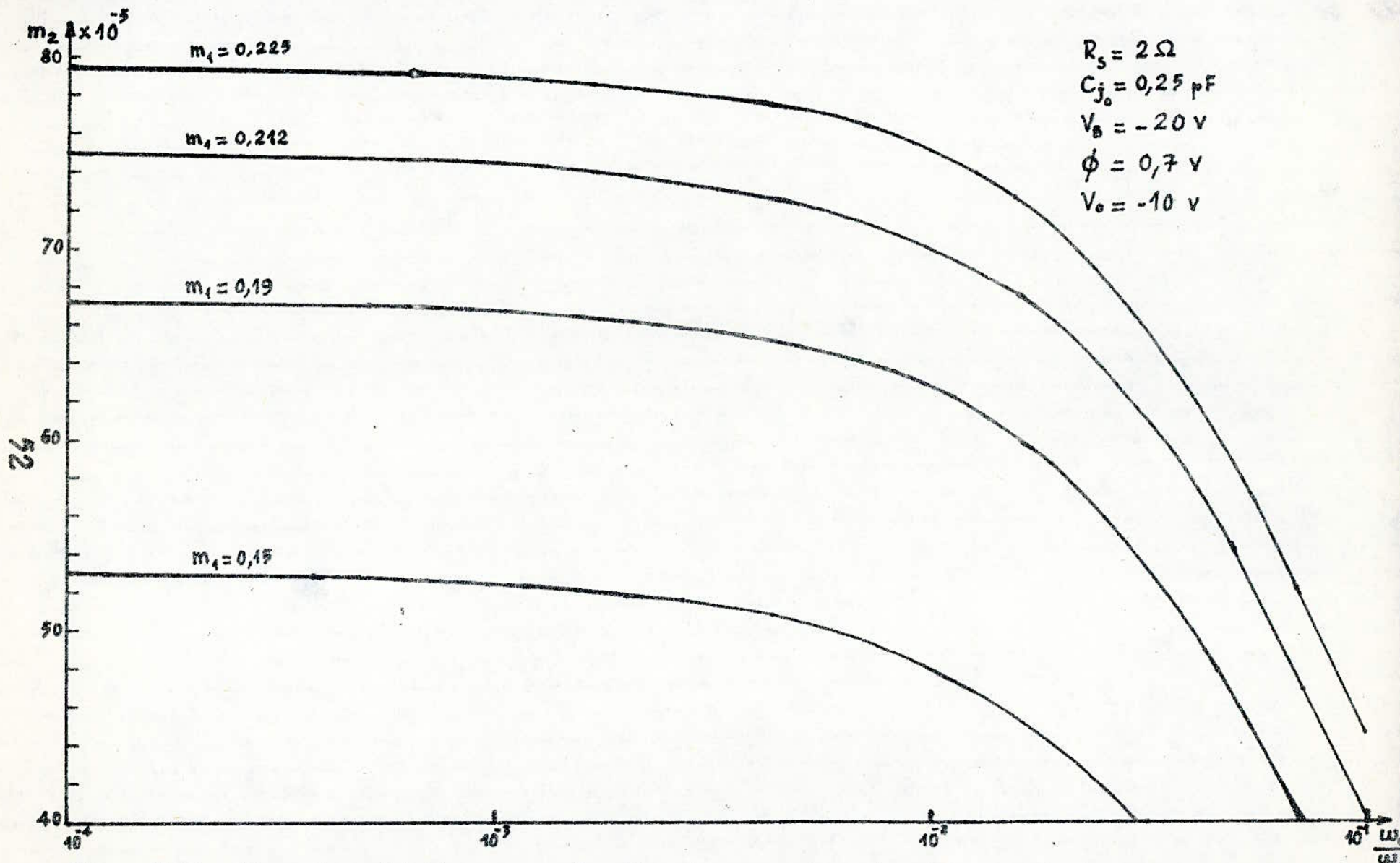


Figure II.10 Taux de modulation m_2 en fonction du rapport ω_0/ω_c à m_1 constant, pour un doubleur de fréquence avec diode varactor à jonction abrupte (DH267).

II.7.2 Résultats théoriques

Pour la résolution du doubleur de fréquence, nous avons utilisé deux diodes. La première est une diode varactor industrielle de THOMSON CSF, et la deuxième est une diode Schottky que nous avons réalisée et caractérisée dans le laboratoire de l'ENSEEIH. Les caractéristiques principales de ces diodes sont données par le tableau suivant:

Caractéristiques	$R_s (\Omega)$	$C_{jo} (pF)$	$V_B (v)$	$\phi (v)$
Diode THOMSON DH 267	2	0,25	20	0,7
Diode Schottky réalisée	4	2	12	0,4

Tableau II.2 Caractéristiques des deux diodes utilisées dans la réalisation du doubleur de fréquence.

A la lumière de ces données, et en utilisant les formules du paragraphe II.4, nous avons tracé les courbes des figures II.11, II.12, et II.13. Nous remarquons d'après la figure II.11 que la puissance de sortie passe par un maximum à une certaine fréquence. Ce maximum dépend des caractéristiques de la diode utilisée. En particulier, la fréquence à laquelle il se produit dépend de la fréquence de coupure de la diode. Nous voyons d'après la courbe II.11a, qu'à notre fréquence de travail ($f_0=8$ GHz), nous ne travaillons pas avec une puissance de sortie maximale à cause de la fréquence de coupure dynamique de la diode DH 267 qui est très élevée ($f_{cd}=1400$ GHz).

Cependant, nous voyons sur la courbe de la figure II.13a que nous devons travailler avec un rendement élevé (85%).

Les figures II.11b et II.13b, montrent qu'avec la diode que nous avons réalisée, nous avons la situation inverse. En effet, d'après la figure II.11b, nous travaillons au maximum de puissance de sortie, alors que la figure II.13b montre que le rendement est faible (22%).

Sur la figure II.12, nous pouvons constater que la pente de chaque droite représente le rendement du doubleur, à la fréquence correspondante.

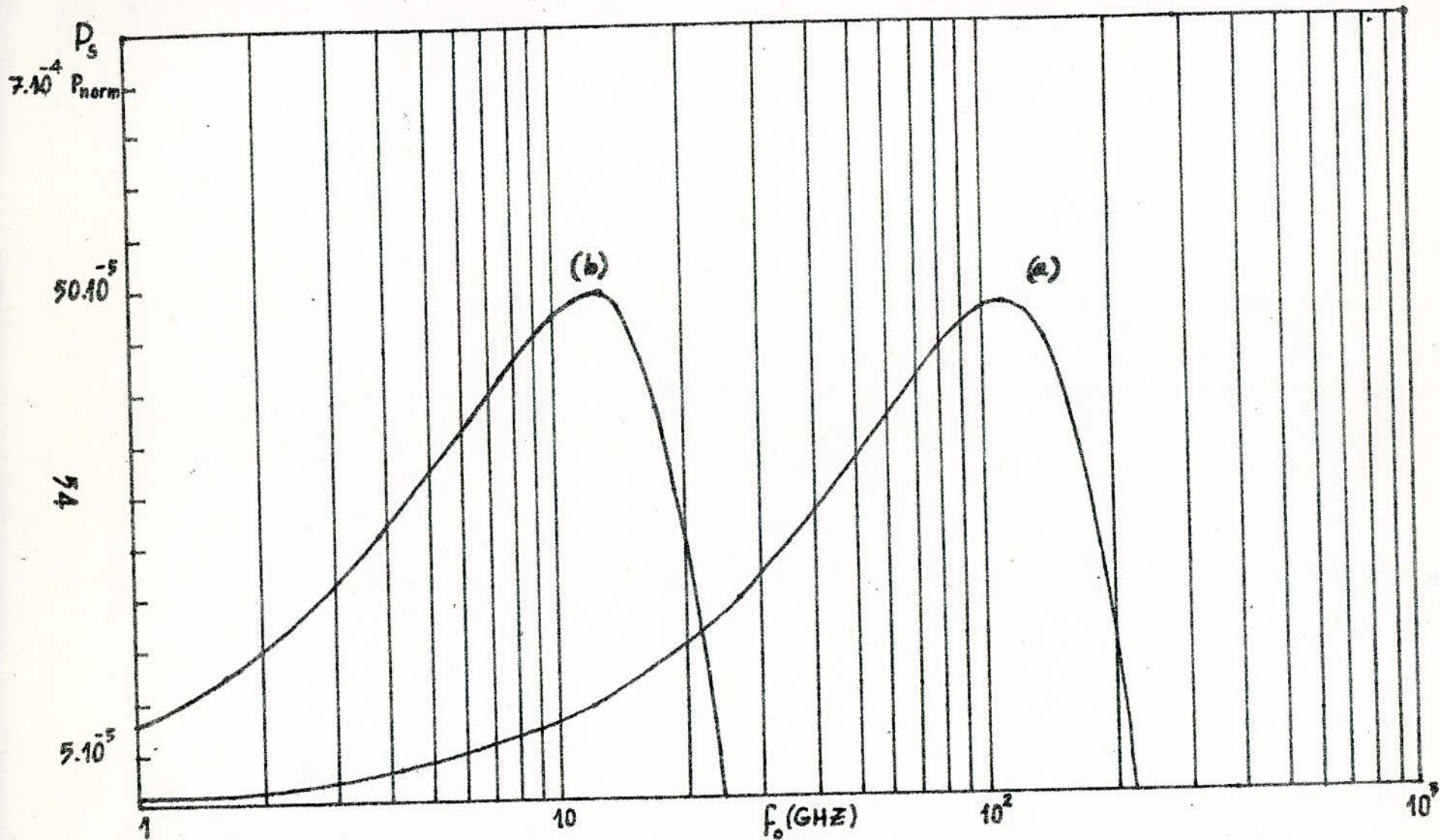


Figure II.11

Puissance de sortie normalisée en fonction de la fréquence pour un doubleur de fréquence.

- a- Avec diode varactor (DH 267). (Voir tableau II.2).
- b- Avec la diode Schottky réalisée. (Voir tableau II.2).

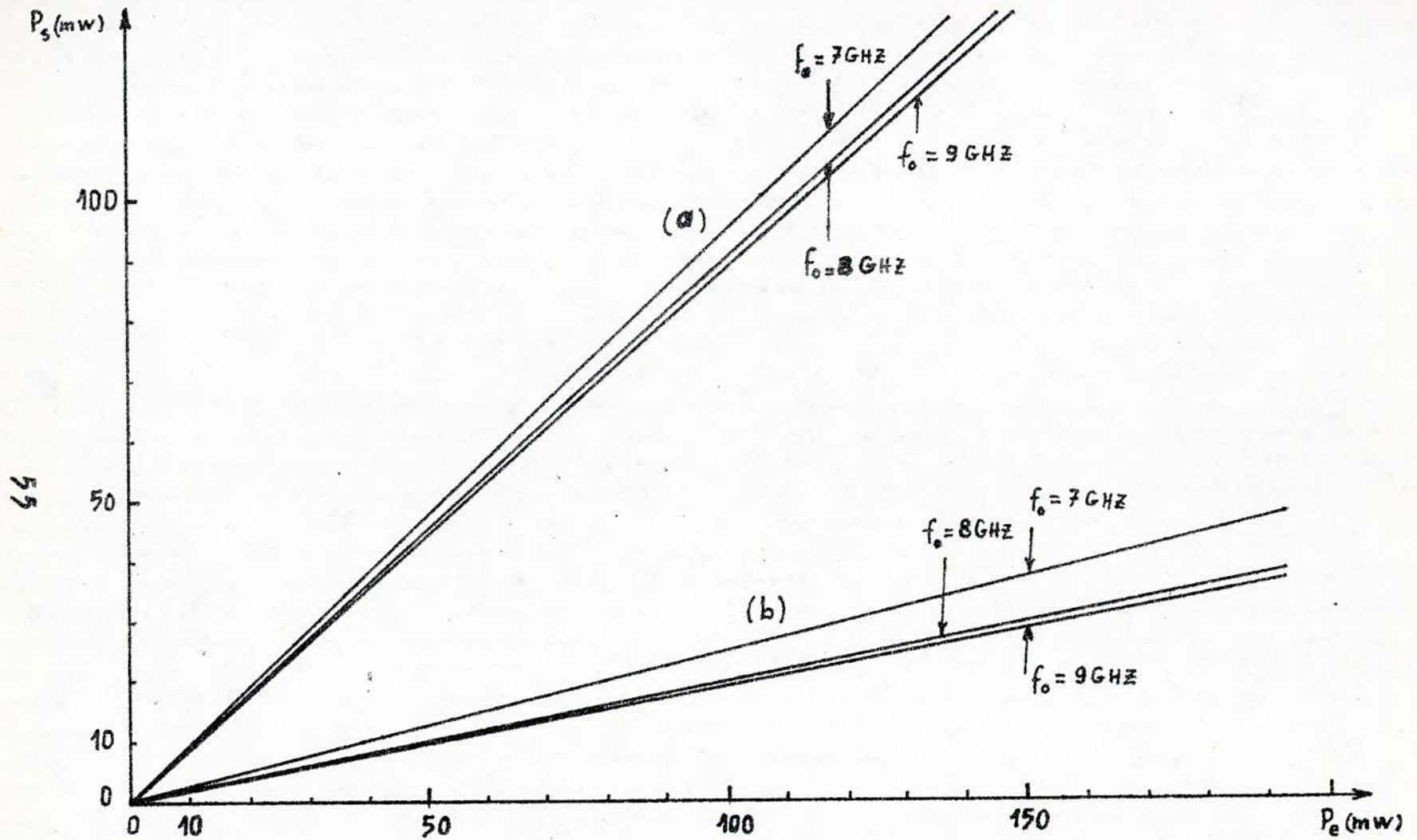


Figure II.12 Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée à fréquence constante, pour un doubleur de fréquence.

- a_ Avec diode varactor (DH 267). (Voir tableau II.2 pour les caractéristiques
 b_ Avec la diode Schottky réalisée. des diodes.)

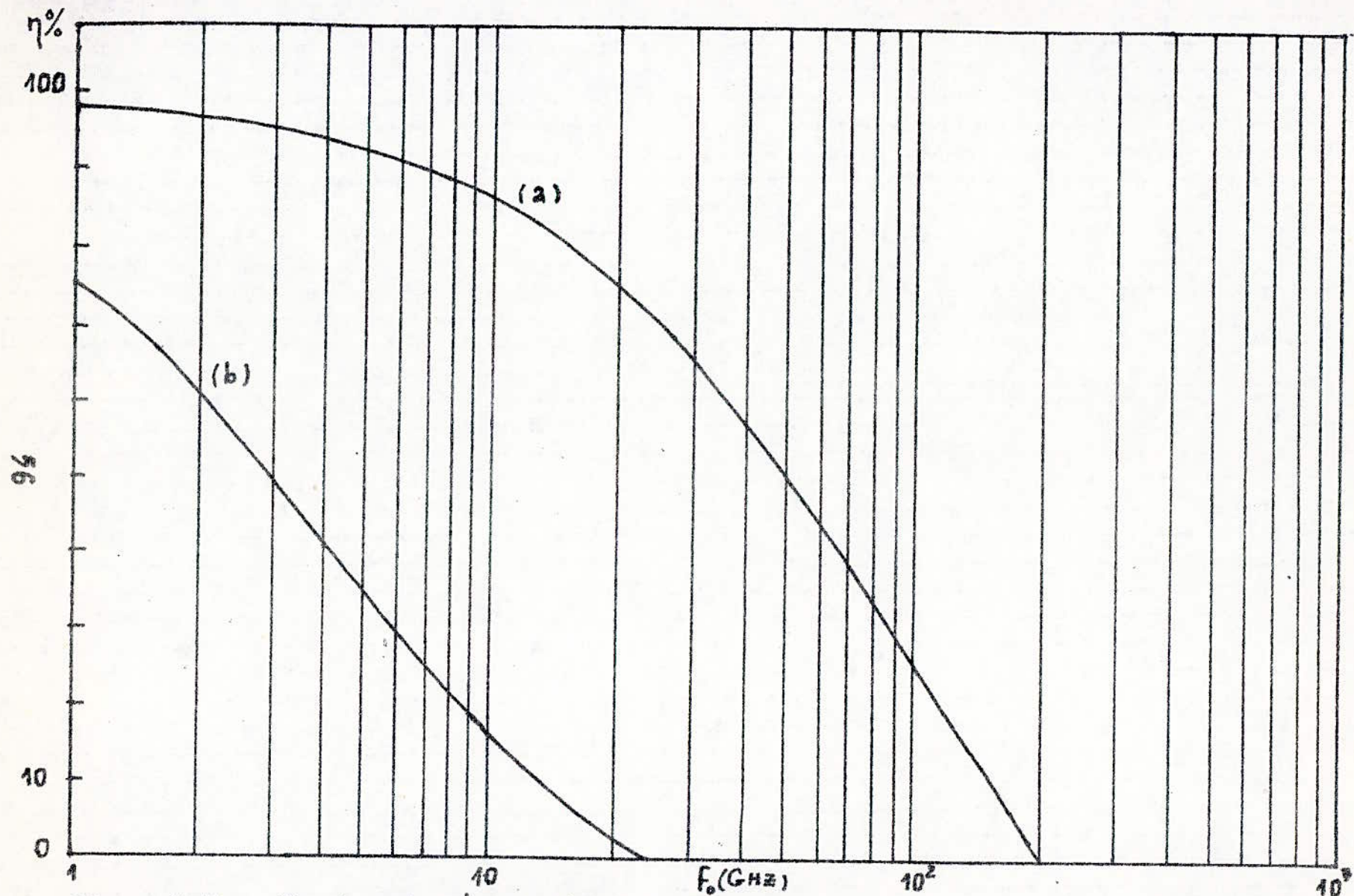


Figure II.13 Rendement d'un doubleur de fréquence.

a - Avec diode varactor (DH267).

b - Avec la diode Schottky réalisée.

(Voir tableau II.2 pour les caractéristiques des diodes)

CHAPITRE III

LIGNES PLAQUEES

III.1 INTRODUCTION

Dans le domaine des microondes, on utilise des signaux de fréquence de plus en plus élevée, et des impulsions de plus en plus courtes, dont les durées et les temps de montée et de descente sont de l'ordre de grandeur de la picoseconde. On comprend alors qu'à ces fréquences, il n'est plus possible de négliger certains retards et d'autres perturbations dus aux liaisons même très courtes entre divers composants d'un ensemble électronique, ni même de continuer à utiliser la technique des lignes coaxiales et des guides d'ondes dans certaines applications . Pour cette raison, l'intégration des circuits microondes devenait de plus en plus nécessaire . La technique des circuits imprimés, universellement utilisée pour la réalisation des interconnexions, a alors conduit à un type de ligne de transmission particulier, connu sous le nom de lignes plaquées ou lignes planes .

Les circuits microondes peuvent être intégrés sous forme hybride ou monolithique . La technologie de la forme monolithique n'étant pas très développée, la plupart des circuits intégrés microondes se présentent sous forme hybride, où les connexions sont réalisées par des rubans conducteurs sur des substrats diélectriques . Les dispositifs actifs sont alors réalisés à partir d'un matériau autre que celui des substrats, et sont fixés sur ceux-ci par des points de soudure . Les composants passifs peuvent être à constantes localisées ou réparties (17), et peuvent être fabriqués séparément, puis fixés sur le substrat comme pour les composants actifs.

Ainsi, dans un circuit intégré microonde, les circuits passifs sont : la ligne plane utilisée, les composants discrets (résistance, capacité et inductance) ainsi que d'autres éléments tels que les circulateurs, les isolateurs, et les coupleurs directifs .

III.2 DIFFERENTES STRUCTURES DES LIGNES PLAQUÉES

Plusieurs structures de ce type de lignes ont été conçues (fig III.1). Les principales caractéristiques des neuf lignes de la figure III.1 sont données au tableau III.1 . Nous représentons dans la figure III.1 en gros trait noir tout ce qui est métallique, alors que tout ce qui est hachuré représente le diélectrique . Dans la plupart des cas, le rôle principal du diélectrique est de supporter les rubans conducteurs . Mais, il est évident que sa présence modifiera la structure du champ électromagnétique,

sauf dans le cas de la ligne image, où c'est le substrat diélectrique qui assure la propagation .

III.2.1 Ligne ruban (18) (Fig III.1.a)

Cette ligne est constituée d'un ruban conducteur placé entre deux couches de diélectrique, placées à leur tour entre deux plans métalliques de masse . Si le diélectrique est à faibles pertes, il ne sert qu'à supporter le ruban métallique très fin . Même si cette ligne n'est pas blindée sur les cotés, il ne se produit pas de rayonnement . C'est ainsi qu'on l'identifie souvent à la ligne coaxiale . En effet, le ruban est tellement fin par rapport au diélectrique, qu'on suppose qu'il n'y-a qu'un seul milieu de permittivité ϵ . Ainsi, le mode de propagation sera du type TEM . L'inconvénient de cette ligne est qu'elle se prête mal aux manipulations de laboratoire, du fait que son ruban conducteur n'est pas directement accessible .

III.2.2 Ligne microruban (Fig III.1.b)

La ligne microruban est très utilisée en technologie intégrée microonde, d'une part parcequ'on peut l'utiliser à des fréquences allant de 1 GHz jusqu'à quelques dizaines de GHz, et d'autre part parcequ'elle se prête bien à l'utilisation dans les circuits hybrides, du fait que son conducteur central est facilement accessible . A des fréquences plus élevées, particulièrement dans la gamme des ondes millimétriques, les pertes augmentent considérablement, des modes d'ordre supérieur apparaissent, et les tolérances de fabrication deviennent excessivement difficiles à atteindre .

Quoique la structure de la ligne microruban est très simple, la configuration du champ électromagnétique est assez compliquée . Une analyse précise de cette structure est aussi fastidieuse que difficile, car elle nécessite l'utilisation de méthodes numériques assez élaborées (55) . Néanmoins, nous avons essayé de rechercher parmi ces méthodes, celle qui s'adapte le mieux à notre cas, pour en exploiter les résultats . Les méthodes numériques les plus courantes sont :

- 1- La méthode des différences finies qui est une technique numérique pour déterminer la distribution du champ dans une section droite de la ligne (55) .

- 2- La méthode variationnelle (57) qui utilise une combinaison de la technique variationnelle, et de la transformée de Fourier.
- 3- La méthode de l'intégrale, où interviennent les fonctions de GREEN (19, 58), et qui est une des méthodes les plus précises puisqu'elle tient compte de l'épaisseur "t" du ruban.
- 4- La méthode de la transformée de Fourier combinée avec la méthode de GALERKIN (55), qui fait partie des méthodes des éléments finis. Cette méthode, aussi appelée méthode spectrale, a été originalement développée par MITTRA et ITOH (61) (pour le cas isotrope), puis généralisée par BORBURGH (62) (cas anisotrope).
- 5- La méthode de l'adaptation des modes (63) (mode matching technique), qui est une méthode très puissante, puisqu'elle prend en compte le cas le plus général. Cette méthode consiste à partager le milieu de propagation en plusieurs milieux homogènes pour y résoudre l'équation de HELMHOLTZ. Les équations correspondant à ces différents milieux sont alors combinées en tenant compte des conditions aux limites séparant les différents milieux. Seulement, cette méthode demande une grande capacité d'ordinateur, et un temps de résolution très grand.

Toutes ces méthodes donnent des résultats sous forme de séries, qu'on arrête à un ordre n, choisi selon la précision désirée. La méthode n° 4 est la plus efficace quant à la convergence la plus rapide de la série.

Dans notre cas, nous avons utilisé une autre méthode appelée méthode des transformations conformes modifiée, développée par WHEELER (56). Cette méthode donne les résultats sous forme de fonctions approximées. C'est une méthode simple qui est assez précise (de 0,5% à 10%). Elle est d'une utilisation très commode en pratique. Son principal inconvénient est qu'elle n'est valable que pour les modes quasi-TEM.

III.2.3 Ligne microruban inversée (Fig III.1c)

Du point de vue structure, la seule différence entre cette ligne et la ligne microruban est l'absence du plan de masse sur la face arrière du substrat. Pour cette ligne, le plan de masse se trouve du même côté du substrat que le ruban central. Dans ce cas, le substrat sert principalement à supporter les lignes microruban, puisque la grande partie du champ électromagnétique se trouve dans l'air qui sépare le ruban et le plan de masse.

Ainsi, pour cette structure, la longueur d'onde sera plus grande que dans le cas de la structure microruban, à la même fréquence de travail. A des fréquences beaucoup plus élevées ($> 60\text{GHZ}$), la ligne microruban inversée peut donner des résultats plus satisfaisants que la ligne microruban classique (21). De même, pour une impédance caractéristique donnée, le ruban conducteur est plus large dans le cas de la structure microruban. Il en résulte de plus faibles pertes dans le conducteur, et des tolérances de fabrication meilleures.

III.2.4 Ligne microruban inversée blindée (Fig III.1d)

Cette ligne représente une structure microruban inversée, dont le plan de masse recouvre totalement le ruban central. Cette structure permet d'éliminer certains modes d'ordre supérieur pouvant autrement se propager.

De même que la ligne microruban inversée, cette ligne peut être utilisée jusqu'à des fréquences de l'ordre de grandeur de la centaine de GHz (c'est à dire pour des applications dans la gamme des ondes millimétriques). Cependant, ce type de lignes présente encore beaucoup de difficultés de réalisation, vu le peu de travaux de recherche qui lui ont été consacrés (22).

III.2.5 Ligne ruban suspendue (Fig III.1e)

Dans cette structure, les pertes sont relativement faibles. Mais à certaines fréquences, les modes TE et TM peuvent être facilement excités. On peut remédier à cela en modifiant et en réduisant un peu les dimensions du blindage (23), et/ou en introduisant d'autres structures pouvant éliminer ces modes. Ce qui ne fait que compliquer la réalisation de ce type de ligne. Le deuxième inconvénient de cette structure est qu'elle ne s'adapte pas au montage en parallèle des composants semi-conducteurs.

Le principal avantage de cette ligne est qu'il n'y a pas de pertes par rayonnement à cause du blindage.

III.2.6 Ligne coplanaire (24) (Fig III.1f)

Cette ligne de transmission a une seule face du substrat qui est métallisée. Les deux métallisations du bord constituent le plan de masse, alors que le ruban central assure la transmission. Ainsi, par rapport à la ligne microruban, le champ qui pénètre dans le substrat

est beaucoup plus faible . Dans cette structure, il n'est pas nécessaire de percer le substrat pour implanter des composants . Il suffit simplement de les relier entre les deux métallisations .

Aux fréquences très élevées ($f \geq 60\text{GHz}$), il se produit beaucoup de pertes par rayonnement . L'utilisation de cette ligne sera alors déconseillée à ces fréquences .

III.2.7 Guide image (25) (Fig III.1g)

Un mince ruban de diélectrique, disposé sur une plaque métallique, constitue un guide image . Cette structure se comporte comme un guide d'onde diélectrique qui propage un certain nombre de modes TE et TM . Les diélectriques utilisés sont le Nitride de Bore, l'alumine et le Silicium haute résistivité . Cette ligne pourrait être utilisée à des fréquences supérieures à 100 GHz, avec un coefficient de qualité dans le vide très élevé (plusieurs centaines) . Cependant, elle présente une faible compatibilité avec les dispositifs à composants actifs, un couplage mutuel, et des pertes par rayonnement dues aux discontinuités . D'autre part, la colle utilisée est à l'origine de beaucoup de pertes, elle réduit donc le coefficient de qualité . Ainsi, plusieurs problèmes restent à examiner pour que cette structure soit réellement utilisable à des fréquences supérieures à 100GHz ; Jusqu'à des fréquences de 40 GHz, cette ligne donne des résultats très satisfaisants .

III.2.8 Ligne en fente (24) (Fig III.1h)

Cette ligne est constituée d'un substrat diélectrique dont une seule face est métallisée . Une fente étroite, constituant la ligne de transmission est alors ouverte dans cette métallisation . Cette structure se présente bien pour la connexion d'impédances en parallèle . La réalisation d'impédances de faibles valeurs ($< 60\Omega$) est pratiquement impossible dans ce type de ligne de transmission . Le coefficient de qualité dans le vide de cette structure est le plus faible de toutes celles que nous avons déjà citées (Voir tableau III.1) .

III.2.9 Ligne en fente suspendue (26, 27) (Fig III.1i)

Sur un substrat diélectrique métallisé d'un côté, on ouvre une fente qui constitue la ligne de transmission . Ce substrat est alors suspendu au centre de deux parois d'une boîte métallique en forme de

guide d'onde, dans laquelle les modes de guide d'onde doivent être éliminés. Ce type de ligne présente une bonne compatibilité avec les dispositifs à semi-conducteurs. Cette structure étant placée dans le plan E, les circuits s'y rapportant sont appelés "circuits intégrés plan E".

Structure	Impédance caractéristique Z_0 (Ω)	coefficient de qualité dans le vide Q	Mode de propagation quasi-TEM
Ruban	20 - 150		oui
Microruban	20 - 125	260	oui
Microruban inversée	25 - 130	390	oui
Microruban inversée blindée	30 - 140	410	oui
Ruban suspendue ($r=2,3$)	40 - 150	500	oui
Ligne coplanaire	40 - 150	150	oui
Guide image	≈ 26	2500	non
Ligne en fente	60 - 200	170	non
Ligne en fente suspendue	10 - 400	510	non

Tableau III.1 Principales caractéristiques des lignes plaquées.

III.3 SUBSTRATS UTILISES DANS LES CIRCUITS INTEGRES MICROONDES

Pour le choix d'un substrat diélectrique destiné à être utilisé en microonde, plusieurs paramètres sont à considérer : le prix de ce substrat, la fréquence à laquelle il peut être utilisé (son épaisseur h et sa permittivité relative ϵ_r), la rugosité de sa surface, sa rigidité, sa conductivité thermique etc...

Dans le tableau III.2, nous résumons les principales propriétés des diélectriques les plus utilisés (28).

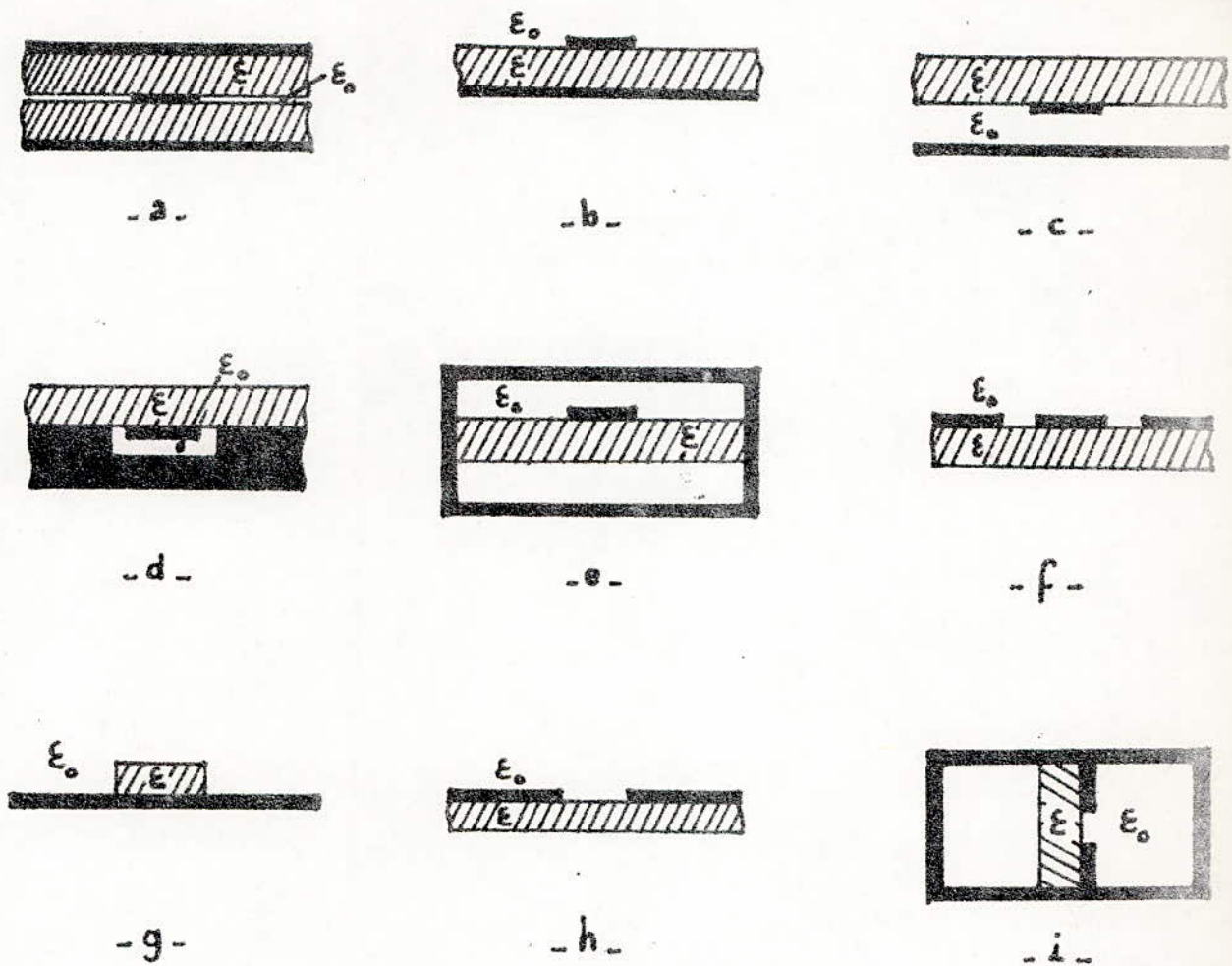


Figure III.1

Différentes structures des lignes plaquées .

- a. Ligne ruban .
- b. Ligne microruban .
- c. Ligne microruban inversée .
- d. Ligne microruban inversée blindée .
- e. Ligne ruban suspendue .
- f. Ligne coplanaire .
- g. Guide image .
- h. Ligne en fente .
- i. Ligne en fente suspendue .

Matériau	Rugosité de surface (μm)	$tg \delta \times 10^{-4}$ (à 10GHz)	ϵ_r	Conductivité thermique K ($W/cm^2/^\circ c$)	Rigidité diélectrique (KV/cm)
Alumine					
99,5%	2,8	1 - 2	10	0,3	4×10^3
96 %	20	6	9	0,28	4×10^3
85 %	50	15	8	0,2	4×10^3
Saphire	1	1	9,4 et 11,6	0,4	4×10^3
Verre	1	20	5	0,01	-
Polyoléfin (irradié)	1	1	2,3	0,001	≈ 300
Quartz (fondu)	1	1	3,8	0,01	10×10^3
Rutile	10 - 100	4	100	0,02	-
Ferrite	10	2	13 - 16	0,03	4×10^3
GaAs (haute résistivité)	1	6	13	0,3	350
Si (haute résistivité)	1	10 - 100	12	0,9	300
Air sec	-	≈ 0	1	0,00024	30

Tableau III.2 Principales propriétés de quelques matériaux diélectriques utilisés dans les circuits intégrés microondes .

III.4 LIGNE MICRORUBAN

A cause de la simplicité de sa structure, et de sa capacité de travailler à des fréquences assez élevées (jusqu'à 60GHz), la ligne microruban est la plus utilisée en technologie intégrée microonde (particulièrement dans les circuits intégrés hybrides) .

La structure microruban est représentée à la figure III.2 .

Les caractéristiques géométriques de ce système sont :

la largeur W du ruban et son épaisseur t , l'épaisseur h du diélectrique solide, et la largeur du plan de masse qui est supposée beaucoup plus large que celle du ruban .

Electriquement, la ligne microruban se caractérise par la nature du ruban conducteur (généralement en cuivre) et du plan de masse, et la nature du diélectrique (Voir tableau III.2) caractérisé par sa permittivité relative ϵ_r .

III.4.1 Paramètres statiques et conception aux fréquences basses .

III.4.1.1 Mode de propagation

La théorie classique des lignes de transmission nous apprend qu'entre deux conducteurs parfaits séparés par un diélectrique homogène et isotrope, le mode de propagation est du type TEM . Ceci, jusqu'à une certaine fréquence à partir de laquelle d'autres modes peuvent apparaître.

En toute rigueur, le mode de propagation TEM pur ne peut pas exister dans le cas de la ligne microruban, car les champs électrique et magnétique subissent des phénomènes de réfraction aux surfaces de séparation entre les deux diélectriques (Le substrat et l'air), ainsi que le montre la figure III.3. Cependant, la propagation reste très voisine du type TEM si les dimensions latérales de la ligne sont petites par rapport à la longueur d'onde du signal . On dira alors que le mode de propagation est quasi-TEM . En première approximation, les vecteurs \vec{E} et \vec{H} entre le ruban et le plan de masse sont perpendiculaires entre-eux, et le plan est perpendiculaire (transversal) à la direction de propagation. Le mode de propagation (dominant) est alors bien du type TEM, ceci suppose toutefois que la distance h soit inférieure à la demi-longueur d'onde, à la fréquence la plus élevée que la ligne aura à transmettre .

III.4.1.2 Permittivité effective ϵ_{reff} .

La permittivité effective ϵ_{reff} est définie pour toute ligne à diélectrique hétérogène .

Lorsque la configuration de la ligne microruban à diélectrique hétérogène est telle que :

$$W \text{ et } h < \lambda/40\sqrt{\epsilon_r} , \quad (\text{III.1})$$

(où λ est la longueur d'onde correspondant à la fréquence à transmettre) les équations de propagation sur lignes homogènes constituent une approximation valable si l'on introduit la notion de permittivité effective (ou équivalente) ϵ_{reff} (qui est toujours inférieure à ϵ_r) du substrat, qui est fonction du rapport W/h .

Ainsi, pour des largeurs W très grandes, le champ électrique est presque totalement confiné dans le diélectrique . La structure ressemble à un condensateur plan, et la valeur de ϵ_{reff} tendra vers celle de ϵ_r . Alors que pour des largeurs W très faibles, une partie du

champ électrique sera dans l'air ($\epsilon_r=1$), et une partie dans le diélectrique, alors :

$$\epsilon_{\text{reff}} \approx 1/2(\epsilon_r + 1) .$$

on aura donc

$$1/2(\epsilon_r + 1) \leq \epsilon_{\text{reff}} \leq \epsilon_r . \quad (\text{III.2})$$

Nous pouvons alors exprimer ϵ_{reff} comme suit :

$$\epsilon_{\text{reff}} = 1 + q(\epsilon_r - 1) \quad (\text{III.3})$$

où q est un facteur dépendant du rapport W/h (29) .

$$q = 0,63(W/h)^{0,1255} \quad W/h \gg 0,6 \quad (\text{III.4})$$

$$q = 0,6 (W/h)^{0,0297} \quad W/h \leq 0,6 \quad (\text{III.5})$$

Signalons que dans la littérature, il existe d'autres relations approchées (21, 30) mais équivalentes aux expressions (III.4) et (III.5) .

III.4.1.3 Impédance caractéristique

Dans le cas d'une ligne microruban, l'impédance caractéristique est donnée par :

$$Z_c = Z_{c1} / \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}} \quad (\text{III.6})$$

$$\text{ou } Z_c = 1 / c_1 \sqrt{\epsilon_{c1}} \quad (\text{III.7})$$

où Z_{c1} et C_1 sont respectivement l'impédance caractéristique et la capacité linéique d'une ligne microruban de même géométrie, mais dans laquelle le substrat diélectrique est remplacé par l'air, c est la vitesse de la lumière,

et C est la capacité linéique de la ligne microruban .

La structure asymétrique de la ligne microruban, rend le calcul rigoureux de l'impédance caractéristique extrêmement fastidieux . On se contente le plus souvent de formules d'approximation .

A- Formules de synthèse (Z_0 et ϵ_r donnés) (29)

$$W = 4h(1/2 \cdot \exp(A) - \exp(-A))^{-1}, \quad W/h \leq 2 \quad (\text{III.8})$$

$$\text{où } A = \pi \sqrt{2(\epsilon_r + 1)} (Z_0/Z_0) + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} (0,23 + 0,11/\epsilon_r)$$

$$W = \frac{\epsilon_r - 1}{\pi \epsilon_r} h(\ln(B-1) + 0,39 - 0,61/\epsilon_r) + \frac{2h}{\pi} (B - 1 - \ln 2B), \quad W/h > 2 \quad (\text{III.9})$$

$$\text{où } B = \frac{\pi}{2\sqrt{\epsilon_r}} \frac{Z_0}{Z_c} \quad \text{et } Z_0 = 120\pi .$$

B- Formules d'analyse (W/h et ϵ_r donnés) (29, 53)

$$Z_c(\Omega) = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} \ln(8h/W + W/4h) \quad W/h \leq 1 \quad (\text{III.10})$$

$$Z_c(\Omega) = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} (W/h + 1,393 + 0,667 \ln(W/h + 1,44))^{-1} \quad W/h \geq 1 \quad (\text{III.11})$$

Pour $W/h \geq 0,1$ et $2 \leq \epsilon_r \leq 10$.

Il existe dans la littérature, plusieurs expressions équivalentes, et pour d'autres valeurs de W/h et ϵ_r (21, 28, 29, 30, 31) .

Pour les besoins courants, on peut se servir de la famille de courbes donnant Z_c en fonction du rapport W/h, pour différentes valeurs de ϵ_r (Figure III.4) .

III.4.1.4 Influence de la hauteur du boîtier

Le blindage des dispositifs intégrés microondes offre plusieurs avantages : Il minimise les pertes par rayonnement, il protège les micro-circuits contre les chocs et facilite leur manipulation, il permet le montage des connecteurs etc... Néanmoins, il modifie les valeurs de l'impédance caractéristique et de la permittivité effective .

En effet, Z_c et ϵ_{reff} sont diminuées à cause de l'augmentation de la proportion du flux électrique dans l'air . L'impédance modifiée Z_{cm} est alors donnée par (32) :

$$Z_{\text{cm}} = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} (8h/W + 0,25W/h) - P, \quad W/h \leq 1 \quad (\text{III.12})$$

$$Z_{\text{cm}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{reff}}}} (W/h + 1,393 + 0,667 \ln(W/h + 1,44))^{-1} - (1 - \text{th}(1 + \frac{0,48\sqrt{W/h - 1}}{(1 + h'/h)^2})) \cdot P, \quad W/h \geq 1 \quad (\text{III.13})$$

$$\text{où } P = 270(1 - \text{th}(0,28 + 1,2\sqrt{h'/h})) \quad (\text{III.14})$$

et h' est la hauteur du boîtier .

Tandis que ϵ_{reff} sera donnée par (32) :

$$\epsilon_{\text{reff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + (\frac{\epsilon_r - 1}{2} F(W/h)) \text{th}(0,18 + 0,237 \frac{h'}{h} - 0,415/(h'/h)^2) \quad (\text{III.15})$$

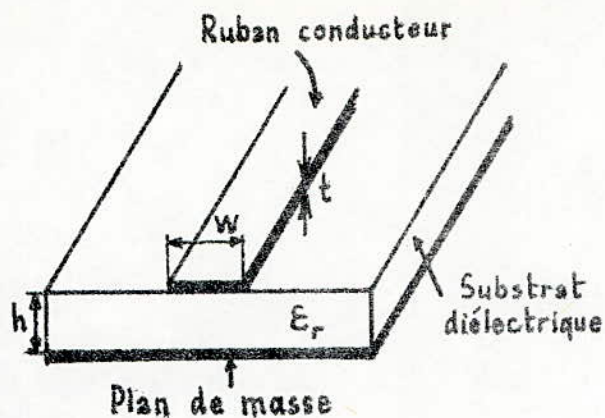


Figure III.2
Structure d'une ligne microruban.

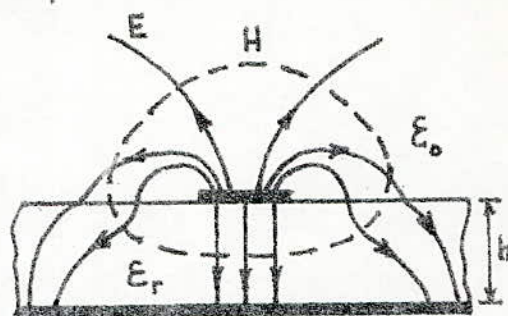


Figure III.3
Configuration des champs électrique E et magnétique H dans une structure microruban.

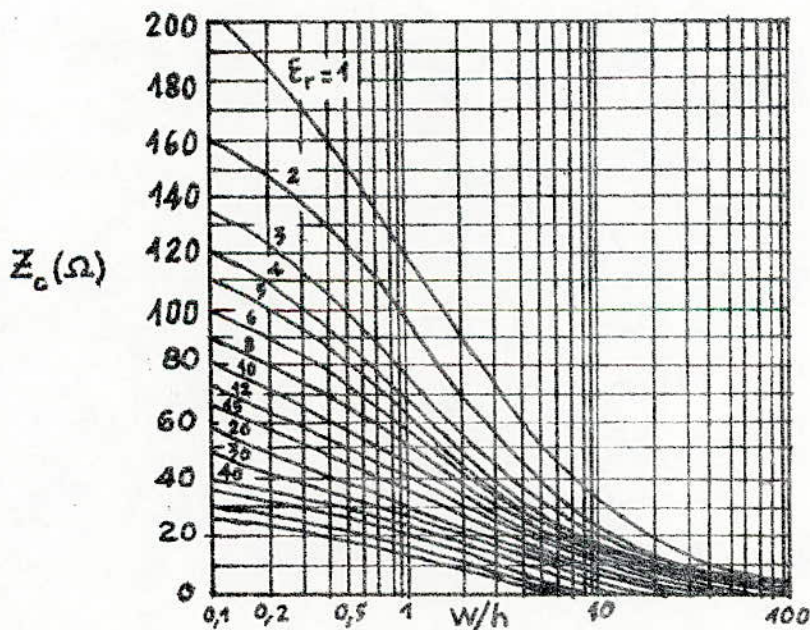


Figure III.4
Abaque donnant la valeur de l'impédance caractéristique Z_c en fonction du rapport W/h pour différentes valeurs de ϵ_r , et pour une épaisseur t négligeable.

$$\text{où } F(W/h) = \begin{cases} (1 + 12(h/w))^{-0,5} + 0,04(1 - (w/h))^2 & W/h \leq 1 \\ (1 + 12(h/w))^{-0,5} & W/h \geq 1 \end{cases}$$

FARRAR et ADAMS (33) ont vérifié que l'effet du boîtier peut être négligé à partir de $h'/h = 4$ pour l'impédance caractéristique, et à partir de $h'/h = 9$ pour la permittivité effective .

III.4.1.5 Influence de l'épaisseur t du ruban (53, 54) .

Bien que très faible, l'épaisseur du ruban conducteur n'est pas nulle . On peut en tenir compte dans les relations ci-dessus, en substituant à la largeur réelle W du ruban, une largeur équivalente W_e un peu plus grande, donnée par :

$$W_e = W + \frac{t}{\pi} \left(1 + \ln \frac{2x}{t} \right) \quad (\text{III.16})$$

avec :

$$x = h \quad \text{si } W > h/2\pi,$$

$$\text{et } x = 2\pi W \quad \text{si } h/2\pi > W > 2t$$

La prise en compte de l'épaisseur du ruban, affecte aussi la valeur de l'impédance caractéristique . Pour en tenir compte, il suffit de remplacer dans les expressions (III.10) et (III.11) W par W_e de la relation (III.16)

III.4.2 Comportement aux fréquences élevées (Dispersion) .

III.4.2.1 Effet de la dispersion sur la permittivité effective

Lorsque la fréquence d'un signal transmis par une ligne microruban est doublée, le nombre d'onde β n'est pas exactement doublé . Ce phénomène se manifeste dans plusieurs types de lignes de transmission, aux fréquences ultra hautes . Il est appelé " Dispersion ", et a pour conséquence une distorsion du signal transmis .

L'approximation qui consiste à admettre que le mode de propagation sur ligne microruban est du type TEM, fournit pour ϵ_{reff} une constante indépendante de la fréquence . Lorsque la fréquence des signaux à transmettre devient élevée, cette approximation n'est plus valable à cause de l'apparition d'autres modes de propagation . En effet, ϵ_{reff} n'est plus constante, mais elle varie en fonction de la fréquence, conformément à la figure III.5 . On constate que ϵ_{reff} tend vers ϵ_r ,

à mesure que la fréquence croît .

Aux fréquences élevées ($f \geq 20$ GHz), la distribution du courant dans le ruban et dans le plan de masse prend l'aspect de la figure III.6 . On remarquera que la densité de courant J dans le plan de masse est maximum sous le ruban, et qu'elle diminue assez rapidement pour $|x| > \frac{1}{2} W$.

Dans le microruban, l'effet pelliculaire refoule le courant vers les bords, y faisant apparaître une densité de courant maximum .

Il est donc important d'avoir des rubans de section (Largeur W et épaisseur t) bien constante et à bords très nets et homogènes, afin d'éviter un affaiblissement excessif du signal .

Ainsi, si l'on veut tenir compte rigoureusement de la dispersion des vitesses de propagation en fonction de la fréquence, il faut nécessairement faire appel aux équations de Maxwell qui conduisent à des calculs très difficiles, et dont l'interprétation physique est délicate .

EDWARDS ET OWEN (34) donnent les relations approchées suivantes :

$$\xi_{\text{reff}}(f) = \xi_r - \frac{\xi_r - \xi_{\text{reff}}}{1 + G(f/f_p)^2} \quad (\text{III.17})$$

$$\text{avec } G = \sqrt{(\xi_r - 5)/60} + 0,004Z_c \quad (\text{III.17bis})$$

$$f_p(\text{GHz}) = 15,66/h(\text{mm}) \quad (\text{III.18})$$

Le modèle de GETSINGER (35), fournit des expressions beaucoup plus précises, mais aussi plus complexes .

III.4.2.2 Effet de la dispersion sur l'impédance caractéristique

Le phénomène de dispersion que nous venons de signaler, a également un effet sur l'impédance caractéristique Z_c de la ligne microruban . Contrairement à ce que laisserait supposer la relation (III.6) combinée avec la courbe de la figure III.5, l'impédance caractéristique augmente à fréquence croissante, car la valeur de Z_c doit se calculer en partant des équations de propagation des ondes sur la ligne (36, 37) .

L'expression de l'impédance caractéristique en fonction de la fréquence est la suivante (28) :

$$Z_c(f) = Z_{cT} - \frac{Z_{cT} - Z_c}{1 + G(f/f_p)^2} \quad (\text{III.19})$$

où Z_{CT} représente l'impédance caractéristique d'une ligne triplaque (ruban) ayant la même largeur W du ruban que la ligne microruban considérée. Z_{CT} peut être déterminé à partir des abaques (18). Pratiquement, l'effet de dispersion est négligeable pour des fréquences relativement basses (jusqu'à 15GHZ à 20GHZ). Cependant, aux hyperfréquences, les pertes dans le diélectrique croissent très vite et s'ajoutent aux pertes par effet pelliculaire dans les conducteurs, d'où une atténuation importante.

III.4.3 Pertes dans une ligne microruban

L'atténuation dans une ligne microruban est principalement due aux pertes dans le conducteur, et dans le substrat diélectrique.

III.4.3.1 Pertes dans le conducteur (α_c)

Des relations approchées donnant les pertes dans le conducteur d'une ligne microruban ont été développées par R.VOGEL (29). Elles s'écrivent :

$$\alpha_c \text{ (dB/m)} = \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}} \frac{4,34R_s Z_{c1}}{7200\pi^2 h} \left(1 + \frac{0,44h^2}{W^2} + \frac{6h^2}{W^2} \left(1 + \frac{h}{W}\right)^5\right) \left(1 + \frac{W}{h} + \frac{\partial W}{\partial t}\right), \quad W/h \geq 1 \quad \text{(III.20)}$$

$$\alpha_c \text{ (dB/m)} = \sqrt{\epsilon_{\text{reff}}} \frac{4,34R_s}{\pi Z_{c1} h} \frac{\left(\frac{8h}{W} - \frac{W}{4h}\right) \left(1 + \frac{h}{W} + \frac{h}{W} \frac{\partial W}{\partial t}\right)}{\exp(Z_{c1}/60)}, \quad W/h \leq 1 \quad \text{(III.21)}$$

$$\text{où } \frac{\partial W}{\partial t} = \begin{cases} 1/\pi \ln(2h/t) & W/h \geq 1 \\ 1/\pi \ln(4\pi W/t) & W/h \leq 1/2\pi \end{cases}$$

L'impédance Z_{c1} est calculée à partir de l'expression (II.10) ou (II.11) pour $\epsilon_{\text{reff}} = 1$, et R_s est la résistance de surface du ruban conducteur. D'autres expressions tenant compte de la rugosité du substrat et de l'épaisseur de peau sont disponibles (28).

III.4.3.2 Pertes dans le diélectrique (α_d)

Les pertes dans le diélectrique, exprimées en dB/m pour une ligne microruban sont données par (29) :

$$\begin{aligned} \alpha_d &= 27,3 (tg \delta)_{\text{eff}} / \lambda_g \\ &= 27,3 q_d tg \delta / \lambda_g \end{aligned} \quad \text{(III.22)}$$

$$\text{où } q_d = q \epsilon_r / \epsilon_{\text{reff}},$$

q est donné par l'expression (III.4) ou (III.5),

et λ_g est la longueur d'onde dans la ligne .

Nous pouvons trouver dans la littérature (24, 28, 53) d'autres expressions équivalentes donnant α_c .

Dans la pratique, α_d est généralement négligeable devant α_c .

III.4.4 Discontinuités dans les lignes microruban (28, 49, 50)

Dans n'importe quelle ligne de transmission (ou guide d'onde), les discontinuités sont inévitables, à cause de la nécessité de réaliser des jonctions . En effet, dans la pratique, la ligne de transmission doit obligatoirement être coupée ou interrompue, puisqu'elle ne forme qu'une partie d'un ensemble électronique . Les effets parasites qui se produisent alors au niveau de ces discontinuités sont équivalents à de très faibles valeurs d'inductance ou de capacité (souvent $< 0,1 \mu\text{F}$ et $< 0,1 \text{nH}$) . Mais, aux fréquences élevées ($> 10 \text{GHz}$), les réactances de ces éléments parasites deviennent particulièrement importantes, et les performances des circuits microélectroniques se trouvent considérablement affectées .

III.4.4.1 Capacité de bout

A l'extrémité d'une ligne microruban ouverte, se produisent des rayonnements (Fig III.7) . Pour tenir compte expérimentalement de cet effet de bord, nous devons écourter la longueur de la ligne d'une longueur $\Delta \ell_0$ (Fig III.8) . En effet, ce rayonnement est équivalent à une capacité de bout C_0 , qui est à son tour équivalente à un tronçon de ligne additionnel $\Delta \ell_0$. Ainsi que le montre la figure III.8, la longueur réelle de la ligne n'est pas ℓ , mais $\ell + \Delta \ell_0$.

La réactance d'entrée du tronçon de ligne additionnel est donnée par :

$$1/jC_0\omega = -jZ_c \cotg(\beta \Delta \ell_0) . \quad (\text{III.23})$$

Si $\Delta \ell_0 \ll \lambda_g$, nous obtenons une expression générale pour $\Delta \ell_0$:

$$\Delta \ell_0 = C_0 c Z_c / \sqrt{\epsilon} r_{\text{eff}} \quad (\text{III.24})$$

Pour les lignes microruban, la relation approchée (III.25) donne directement la longueur du tronçon de ligne $\Delta \ell_0$ (28) :

$$\Delta \ell_0 = 0,412h \left(\frac{\epsilon_{\text{reff}} + 0,3}{\epsilon_{\text{reff}} - 0,3} \right) \left(\frac{W/h + 0,262}{W/h + 0,813} \right) \quad (\text{III.25})$$

$$\text{où } W/h \geq 0,2 \quad \text{et} \quad 2 \leq \epsilon_r \leq 50$$

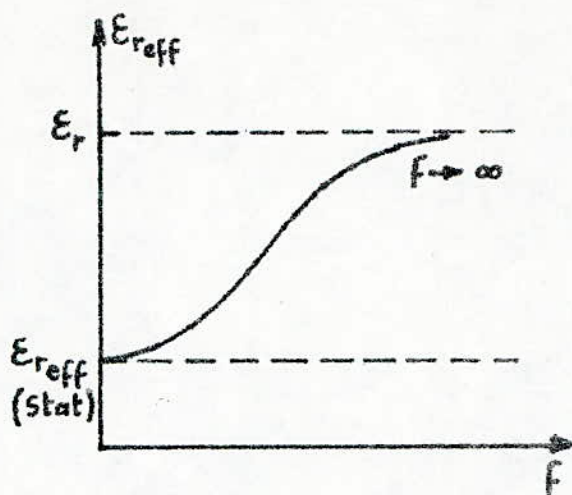


Figure III.5

Variations de la permittivité effective en fonction de la fréquence, dues à l'effet de dispersion.

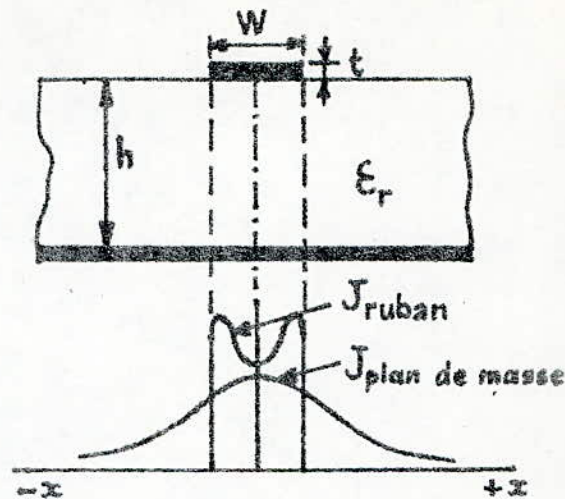


Figure III.6

Aspect de la densité de courant dans le ruban et dans le plan de masse, aux fréquences élevées.

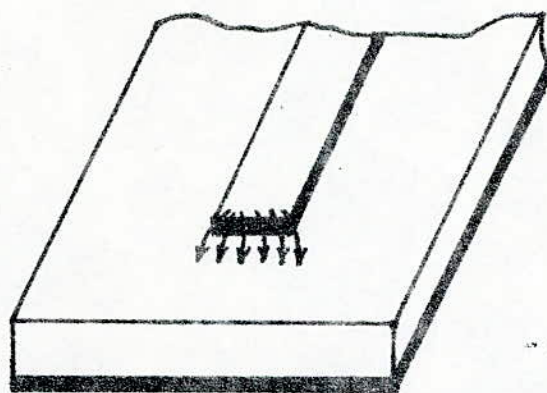


Figure III.7

Rayonnement d'une ligne microruban ouverte à son extrémité.

Cette expression donne une erreur d'environ 5%. Dans certaines applications industrielles, où la précision doit être meilleure, on peut se servir de la relation beaucoup plus précise (III.24), mais dont l'utilisation nécessite un calcul numérique élaboré (24, 38).

III.442 Capacité du Gap en ligne microruban

La capacité de gap peut être considérée comme deux capacités de bout de deux lignes microruban couplées (Fig III.9). Mais, pour qu'il y ait couplage, les charges des capacités C_{g1} aux extrémités des deux lignes doivent être égales et de signes opposés. Une autre capacité C_{g2} peut alors exister à travers le gap d'air (Fig III.10). Les capacités C_{g1} représentent les lignes de champ entre l'extrémité ouverte de la ligne, et le plan de masse. La relation (III.24) nous permet de déduire la longueur du tronçon de ligne additionnel Δl_g , dû au gap :

$$\Delta l_g \approx cZ_c(C_{g1} + C_{g2})/\sqrt{\epsilon_{r_{\text{eff}}}} \quad (\text{III.26})$$

L'utilisation de cette expression (III.26) suppose la connaissance préalable de C_{g1} et C_{g2} . Ceci ne peut être vrai que pour certains résonateurs, ou d'autres structures simples, où le degré de couplage donnant un gap g est fixé arbitrairement.

Les expressions suivantes (39) nous permettent de déterminer Δl_g , pour $\epsilon_r = 9,6$ et $0,5 \leq W/h \leq 2$:

$$\Delta l_g/h = \frac{C_{g1}}{W} \frac{cZ_c W/h}{\sqrt{\epsilon_{r_{\text{eff}}}}} \quad (\text{III.27})$$

où $C_{g1} = (1/2) C_e$

et $C_e = W(g/W)^{m_e} \exp(K_e)$ (pF/m) (III.28)

avec $m_e = 0,8675$
 $K_e = 2,043(W/h)^{0,12}$ } $0,1 \leq g/W \leq 0,3$

$m_e = \frac{1,565}{(W/h)^{0,16}} - 1$
 $K_e = 1,97 - \frac{0,03}{W/h}$ } $0,3 \leq g/W \leq 1$

Pour d'autres valeurs de ϵ_r , on utilise la relation suivante :

$$C_e(\epsilon_r) = C_e(9,6)(\epsilon_r/9,6)^{0,9} \quad (\text{III.29})$$

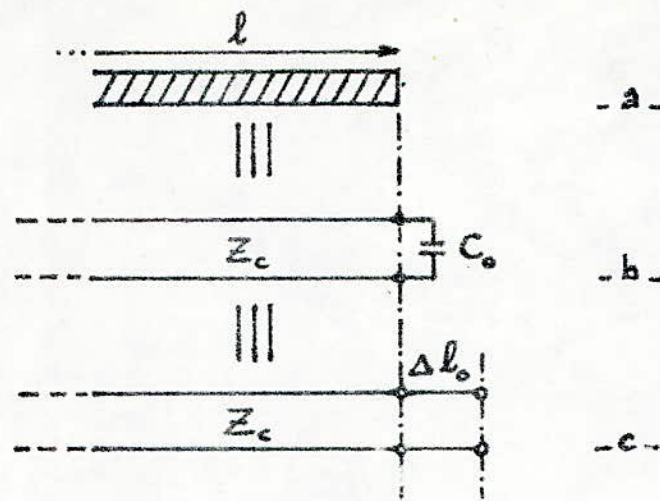


Figure III.8

Illustration de l'effet de bord dans une ligne microruban.

a. Ligne microruban.

b. Ligne de transmission avec la capacité de bout C_0 , rendant compte de la discontinuité.

c. Ligne de transmission avec le tronçon de ligne Δl_0 , équivalent à la capacité C_0 .

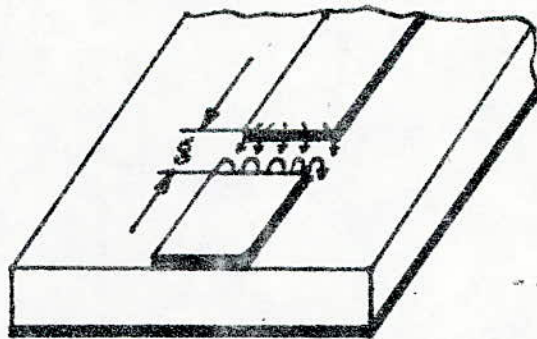


Figure III.9

Gap dans la ligne microruban.

III.4.4.3 Coudes en lignes microruban

Le schéma équivalent d'un coude en ligne microruban est donné par la figure III.11 (38). Dans le cas où l'angle formé par le coude est un angle droit, les valeurs des éléments du schéma équivalent sont données par les expressions (III.30), (III.31) et (III.32).

$$\frac{C}{W} c(pF/m) = \frac{(14 \xi_r + 12,5)W/h - (1,83 \xi_r - 2,25)}{(W/h)^{0,5}}, \quad W/h < 1 \quad (\text{III.30})$$

$$\frac{C}{W} c(pF/m) = (9,5 \xi_r + 1,25)W/h + 5,2 \xi_r + 7, \quad W/h \geq 1 \quad (\text{III.31})$$

$$\frac{L}{h} c(nH/m) = 100(4(W/h)^{0,5} - 4,21) \quad (\text{III.32})$$

La précision des relations (III.30) et (III.31) est de 5%, pour $2,5 \leq \xi_r \leq 15$ et $0,1 \leq W/h \leq 5$. Celle de l'expression (III.32) est de 3%, pour $0,5 \leq W/h \leq 2$, par rapport aux résultats théoriques (38).

ANDERS et ARNDT (40) ont démontré qu'il est préférable de tailler les angles en biseau, que ce soit pour des angles droits ou pour des angles quelconques ($30^\circ \leq \phi \leq 120^\circ$).

III.4.4.4 Changement de largeur en ligne microruban

Ainsi que tous les autres types de discontinuités, le changement de largeur se traduit par un rayon de ligne additionnel, comme le montre la figure III.12.

Les valeurs des éléments du circuit équivalent sont données par les expressions suivantes (39) :

$$\frac{C_1}{(W_1 W_2)^{0,5}} c(pF/m) = (10,1 \log \xi_r + 2,33)W_2/W_1 - 12,6 \log \xi_r - 3,17 \quad (\text{III.33})$$

$$\text{pour } \xi_r \leq 10$$

$$\text{et } 1,5 \leq W_2/W_1 \leq 3,5$$

$$\frac{C_2}{(W_1 W_2)^{0,5}} c(pF/m) = 130 \log(W_2/W_1) - 44 \quad (\text{III.34})$$

$$\text{pour } \xi_r = 9,6$$

$$\text{et } 3,5 \leq W_2/W_1 \leq 10$$

$$\frac{L}{h} c(nH/m) = 40,5(W_1/W_2 - 1) - 75W_1/W_2 + 0,2(W_1/W_2 - 1)^2 \quad (\text{III.35})$$

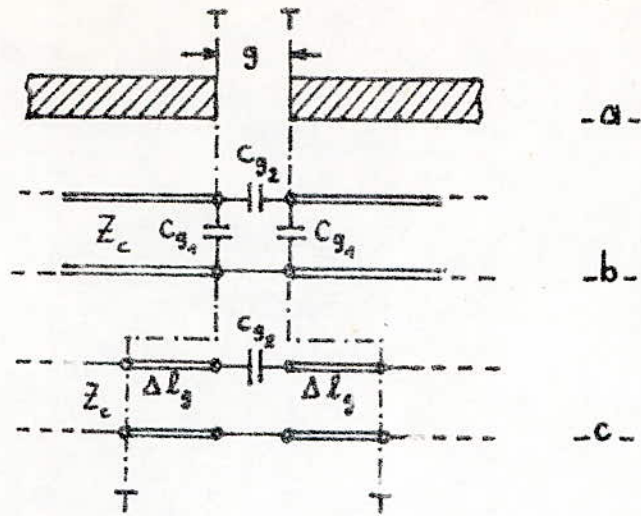


Figure III.10

- Illustration du gap d'air dans une ligne microruban.
- a. Ligne microruban.
 - b. Ligne de transmission avec les trois capacités dues au gap.
 - c. Ligne de transmission avec les tronçons de ligne équivalents aux deux capacités C_{g_1} .

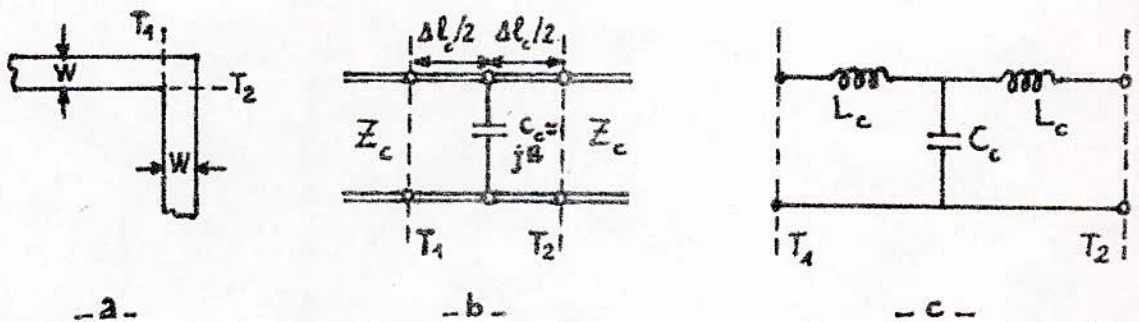


Figure III.11

- Coude en ligne microruban.
- a. Structure microruban en coude.
 - b. Tronçon de ligne équivalent (l_c).
 - c. Schéma équivalent du coude.

$$\text{où } L_1 = \frac{L_{W1}}{L_{W1} + L_{W2}} L$$

$$L_2 = \frac{L_{W2}}{L_{W1} + L_{W2}} L$$

$$L_{W1} = \frac{Z_{c1}(\xi_{\text{reff1}})^{0,5}}{c} (H/m)$$

$$L_{W2} = \frac{Z_{c2}(\xi_{\text{reff2}})^{0,5}}{c} (H/m)$$

où c est la vitesse de la lumière .

Les longueurs de tronçons de lignes équivalentes sont données par :

$$\Delta E/2 = \Delta E_1 = \Delta E_2 = \frac{L}{L_{W1} + L_{W2}} \quad (\text{III.36})$$

Les précisions de ces relations sont de 10% pour (III.33), de 0,5% pour (III.34) et de 5% pour (III.35), si $W_1/W_2 \leq 5$ et $W_2/h = 1$.

III.4.4.5 Jonction T en lignes microruban (28, 29)

En plus du tronçon de ligne additionnel par lequel se traduisent les différentes discontinuités, la jonction T fait intervenir un autre élément dans son schéma équivalent (Fig III.13b), c'est le transformateur idéal de rapport de transformation n .

Dans la figure III.13a, nous pouvons voir la structure de cette jonction, avec les différents plans de référence .

Le rapport de transformation est donné par :

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{2D_1}{\lambda_m} \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}}\right)}{\frac{\pi}{2} \frac{2D_1}{\lambda_m} \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}}} \quad (\text{III.37})$$

$$\text{où } D_1 = 120 \pi h / Z_{o1}$$

$$D_2 = 120 \pi h / Z_{o2}$$

λ_m est la longueur d'onde moyenne $(\lambda_{g1} + \lambda_{g2})/2$.

Tandis que d_1 et d_2 , ils sont donnés par :

$$d_1/D_2 = 0,05 n^2 Z_{c1}/Z_{c2} \quad (\text{III.38})$$

$$d_2/D_1 = 0,5 - 0,16(1 + (2D_1/\lambda_m)^2 - 2 \ln(Z_{c1}/Z_{c2})) \frac{Z_{c1}}{Z_{c2}} \quad (\text{III.39})$$

Dans la relation III.39, si le rapport $Z_{c1}/Z_{c2} > 2$, il est remplacé par Z_{c2}/Z_{c1} .

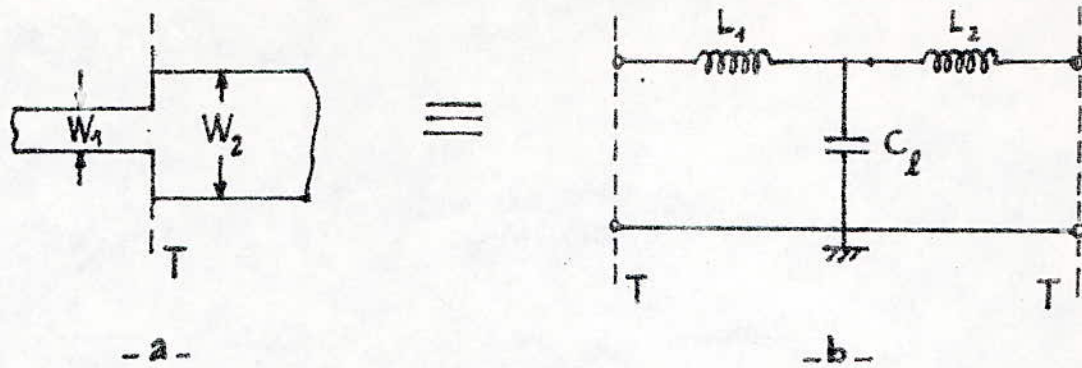


Figure III.12

Changement de largeur en ligne microruban.
 a. Structure.
 b. Schéma équivalent.

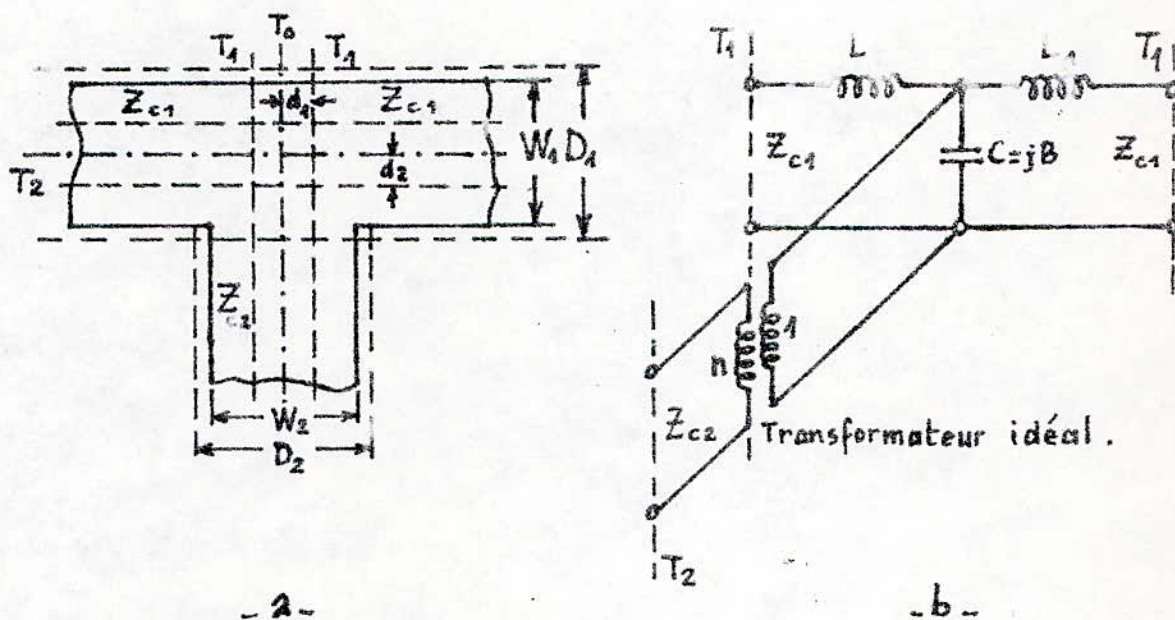


Figure III.13

Jonction T en ligne microruban.
 a. Structure de la jonction avec les différents plans de référence.
 b. Schéma équivalent.

Pour le calcul de la réactance B, on utilise l'expression suivante :

$$B \lambda_m / Y_{c1} D_1 = \begin{cases} -(1-2D_1/\lambda_m) Z_{c1}/Z_{c2} , & \text{pour } Z_{c1}/Z_{c2} \leq 0,5 \\ (1-2D_1/\lambda_m)(3Z_{c1}/Z_{c2} - 2), & Z_{c1}/Z_{c2} \geq 0,5 \end{cases} \quad (\text{III.40})$$

III.4.5 Lignes microruban couplées

De la même manière que les lignes microruban isolées, les lignes microruban couplées (Fig III.14a) présentent un mode de propagation quasi-TEM . Cependant, comme pour toutes les lignes couplées, il existe deux modes de propagation désignés par les termes "mode commun" (Fig III.14b) et "mode différentiel" (Fig III.14c) .

III.4.5.1 Couplage magnétique

Le flux magnétique engendré par le courant i_1 qui se propage sur la ligne a, induit une tension dans la ligne b . Aussi, l'existence d'un courant i_2 dans cette dernière, induit dans la ligne a une tension, dont la valeur instantanée s'ajoute en chaque point à celle qui y existerait en l'absence de la ligne b . Ceci revient à dire qu'il existe un coefficient d'induction mutuelle M (par unité de longueur) entre les deux rubans . Selon que les courants i_1 et i_2 sont de même sens ou de sens opposés, M sera positif ou négatif (Figure III.15) .

III.4.5.2 Couplage capacitif

Si nous considérons la configuration des lignes du champ électrique de la figure III.14b, nous remarquons que dans le cas du mode commun, la tension entre le ruban et le plan de masse en tout point de la ligne, est égale à la tension entre le ruban b et le plan de masse en tout point homologue sur le ruban b . Il n'existe alors aucune différence de potentiel entre les rubans a et b .

Les champs électriques sur chacun des conducteurs ont même polarité, et les lignes de force représentatives de ces deux champs sont presque totalement confinées à l'intérieur du diélectrique solide .

Dans la figure III.14c, les ondes de courant et de tension ont la même amplitude , mais sont de signes opposés sur les lignes a et b .

Les lignes de force du champ électrique ont des polarités opposées sur les deux conducteurs . Le champ électrique passe partiellement dans l'air entre les deux rubans, et la concentration des lignes de

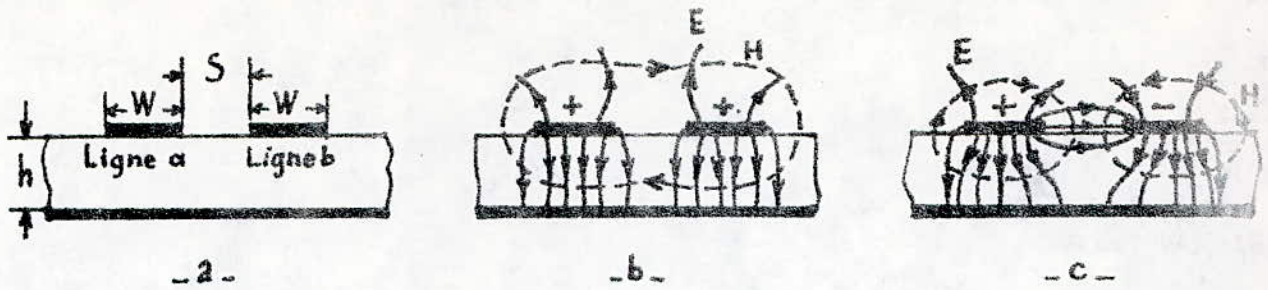


Figure III.14

Lignes microruban couplées.

- a. Section droite d'une structure de deux lignes microruban couplées.
- b. Configuration des lignes de champ pour le mode commun.
- c. Configuration des lignes de champ pour le mode différentiel.

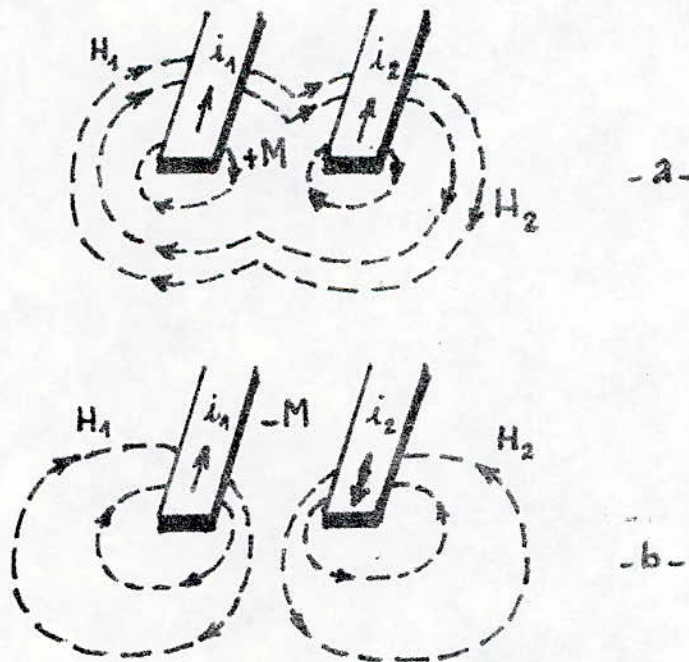


Figure III.15

Couplage magnétique entre deux lignes microruban.

- a. mode commun.
- b. mode différentiel.

force dans le diélectrique solide est moins grande que dans le cas précédent . Dans la figure III.16, nous représentons les différentes capacités de couplage, pour les deux modes de propagation .

La capacité totale pour chaque cas, représente la somme de tous les types de capacités :

$$C_{mc} = C_p + C_b + C'_b \quad (\text{III.41})$$

$$\text{et } C_{md} = C_p + C_b + C_a + C_d \quad (\text{III.42})$$

La capacité C_p est due au condensateur plan formé par le ruban conducteur et le plan de masse, elle vaut :

$$C_p = \epsilon_0 \epsilon_r W/h \quad (\text{III.43})$$

La capacité C_b est la capacité de bord de chaque ruban pris à part, sa valeur est :

$$2C_b = \frac{(\epsilon_{r\text{eff}})^{0,5}}{cZ_0} - C_p \quad (\text{III.44})$$

La capacité C'_b est due à l'effet de bord de chaque ruban en présence de l'autre, son expression est donnée par :

$$C'_b = \frac{C_b}{1 + A(h/S)\text{th}(8S/h)} (\epsilon_r/\epsilon_{r\text{eff}})^{0,5} \quad (\text{III.45})$$

où $A = \exp(-0,1 \exp(2,33 - 2,53 W/h))$

Enfin, C_a et C_d représentent les capacités dues au gap d'air entre les deux rubans, respectivement à travers l'air et à travers le diélectrique solide .

Leurs expressions sont données par les relations suivantes (28) :

$$C_a = \epsilon_0 K(k')/K(k) \quad (\text{III.46})$$

$$C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\pi} \ln(\coth(\frac{\pi S}{4h})) + 0,65 C_b (\frac{0,02}{S/h} \epsilon_r^{0,5} - 1 - \epsilon_r^{-2}) \quad (\text{III.47})$$

où $k = \frac{S/h}{S/h + 2W/h}$

$$k' = (1 - k^2)^{0,5}$$

Le rapport des fonctions elliptiques K donne :

$$K(k')/K(k) = \frac{1}{\pi} \ln(2 \frac{1+(k')^{0,5}}{1-(k')^{0,5}}), \quad 0 \leq k \leq 0,5 \quad (\text{III.48})$$

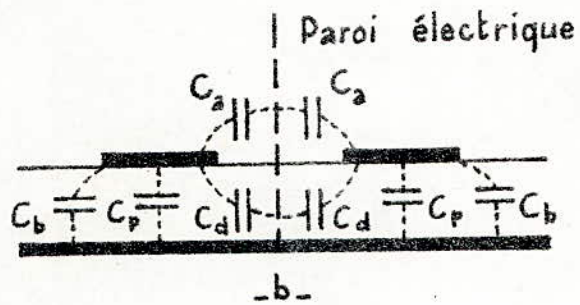
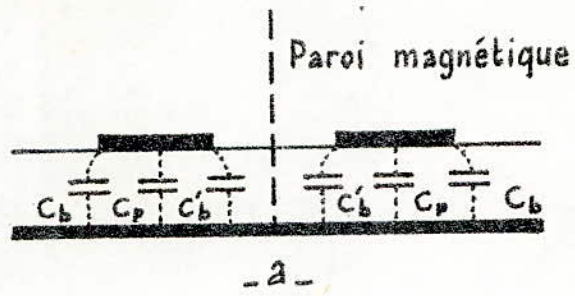


Figure III.16

Différentes capacités de couplage entre deux lignes microruban couplées.

a- Mode commun.

b- Mode différentiel.

$$K(k')/K(k) = \pi / \ln(2(1+k^{0,5})/(1-k^{0,5})) , \quad 0,5 \leq k^2 \leq 1 \quad (\text{III.49})$$

III.4.5.3 Impédance caractéristique

Pour les lignes couplées, on définit l'impédance caractéristique de la ligne équivalente aux deux lignes a et b (41) . Elle est notée Z_{cc} pour le mode commun, et Z_{cd} pour le mode différentiel . Sachant que pour une ligne microruban isolée, la permittivité effective est donnée par

$$\epsilon_{\text{reff}} = c/c_1 , \quad (\text{III.50})$$

La relation (III.7) nous donne l'expression suivante pour l'impédance caractéristique :

$$Z_c = 1/cC_1 (\epsilon_{\text{reff}})^{0,5} . \quad (\text{III.51})$$

Nous aurons alors pour les deux modes de propagation

$$Z_{cc} = 1/cC_{1c} (\epsilon_{\text{reff}_c})^{0,5} \quad (\text{III.52})$$

$$\text{et} \quad Z_{cd} = 1/cC_{1d} (\epsilon_{\text{reff}_d})^{0,5} \quad (\text{III.53})$$

En fonction du facteur de couplage C' , ces deux expressions sont données par (41) :

$$Z_{cc} \cong Z_c \left(\frac{1 + 10^{C'/20}}{1 - 10^{C'/20}} \right)^{0,5} \quad (\text{III.54})$$

$$\text{et} \quad Z_{cd} \cong Z_c \left(\frac{1 - 10^{C'/20}}{1 + 10^{C'/20}} \right)^{0,5} \quad (\text{III.55})$$

$$\text{où} \quad C'(\text{dB}) = 20 \text{ Log} \left| \frac{Z_{cc} - Z_{cd}}{Z_{cc} + Z_{cd}} \right| \quad (\text{III.56})$$

$$\text{et} \quad Z_c^2 \cong Z_{cc} Z_{cd} \quad (\text{III.57})$$

CHAPITRE IV
FILTRÉS MICROONDES

Ainsi que nous l'avons expliqué au paragraphe I.1, et compte tenu de la figure I.1, le fonctionnement d'un multiplicateur de fréquence nécessite l'utilisation de deux filtres. Aussi, ce chapitre fera l'objet de l'étude des filtres microondes, et du choix de la méthode utilisée pour la réalisation de ces filtres.

IV.1 INTRODUCTION

Depuis leur invention, les filtres sont devenus pratiquement inséparables des circuits électroniques, aussi bien en basse fréquence qu'en microondes. Et leur usage a été rendu plus systématique grâce au développement de méthodes de synthèse des filtres (43, 44, 46). Quel que soit le type de filtre à calculer (Passe-bas, passe haut, passe-bande ou coupe-bande), on doit transposer les exigences de ce filtre sur le filtre prototype passe-bas, avant de procéder au calcul du filtre réel.

Dans la synthèse des filtres, des approximations sont souvent utilisées pour simplifier les calculs. Ces approximations se font selon des courbes connues (Tchebycheff, Butterworth, fonction elliptique...).

Le développement rapide des filtres microondes date de la deuxième guerre mondiale. Initialement, c'étaient des constructions en guide d'onde à bande étroite. Les méthodes de calcul basées sur les schémas équivalents attribués aux configurations physiques, ne pouvaient qu'être approximatives. En conséquence, la réalisation de filtres large bande était quasiment impossible. La découverte de RICHARDS en 1948 (42) permit d'appliquer aux filtres hyperfréquences, les méthodes exactes de synthèse basées sur les paramètres effectifs et élaborées pour les filtres classiques à constantes localisées.

IV.2 ETAPES DE REALISATION D'UN FILTRE MICROONDE

Les étapes de réalisation d'un filtre microonde sont données par l'organigramme de la figure IV.1. Dans ce qui suit, nous discutons toutes les étapes de cette figure.

IV.2.1 Détermination des exigences (cahier de charges)

Selon le besoin, le filtre à réaliser doit répondre à certaines exigences :

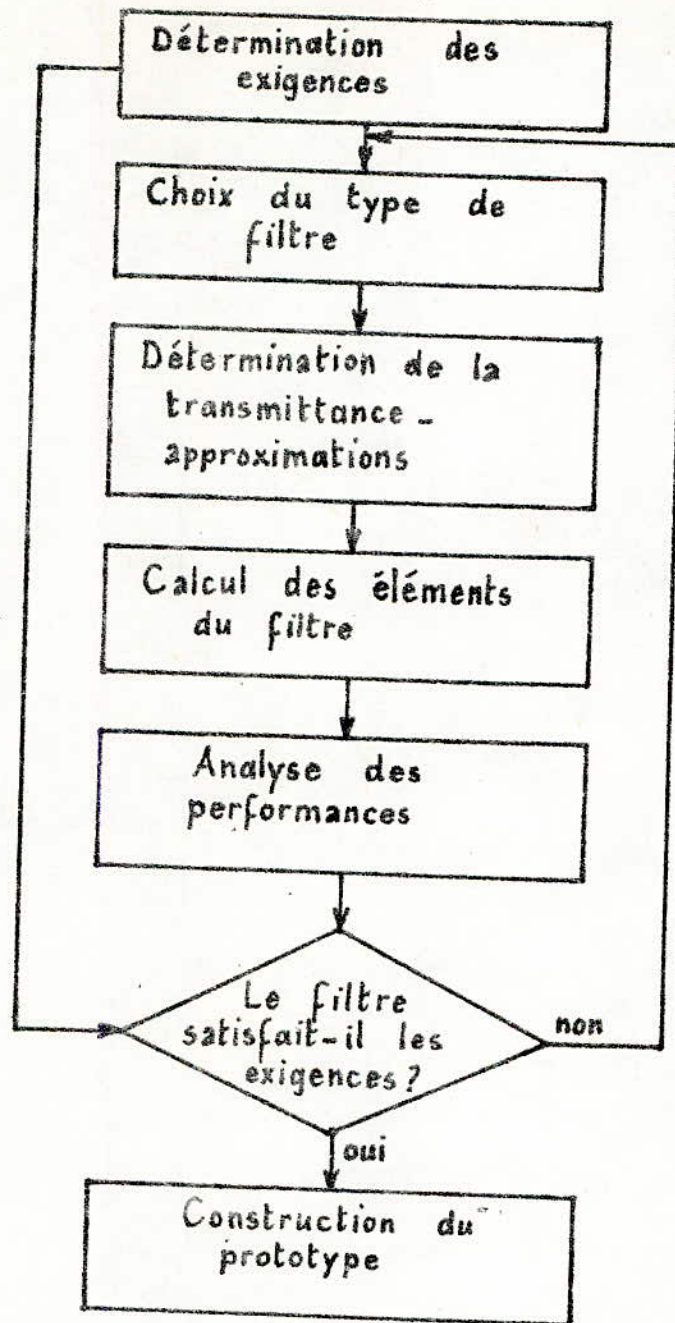


Figure IV.1

Organigramme d'élaboration d'un filtre microonde.

IV.2.1.1 Caractéristique d'atténuation

Ainsi que le montre la figure IV.2, les paramètres définissant la caractéristique d'atténuation sont :

- La fréquence centrale f_0 .
- Les fréquences de coupure f_{c1} et f_{c2} , qui correspondent à une atténuation A_m , souvent de -3dB , sauf pour l'approximation de Tchebycheff .
- Les fréquences d'atténuation spécifiées f_{s1} et f_{s2} qui correspondent à une atténuation A_s .
- La largeur relative de la bande de fréquence F , définie comme suit :

$$F = (f_{c2} - f_{c1})/f_0$$

IV.2.1.2 Impédances d'entrée et de sortie (Z_{e} , Z_s)

Pour les lignes TEM, les impédances d'entrée et de sortie du filtre sont souvent égales à 50Ω . Mais, dans certains cas où l'adaptation du filtre à certains dispositifs du circuit est nécessaire, il faut calculer ces impédances .

IV.2.1.3 Paramètres physiques

Les paramètres physiques d'un filtre microonde, sont aussi importants pour sa réalisation, que ses paramètres électriques . En effet, avant d'entamer la construction d'un filtre, on doit toujours connaître ses dimensions, son poids, la technologie dans laquelle il doit être réalisé , son prix etc...

IV.2.2 Choix du type de filtre

Ce choix doit être effectué à la base des critères suivants :

- Bande de fréquence (la largeur relative et la position de la bande dans le spectre des hyperfréquences) .
- Degré de selectivité .
- Possibilité de réalisation des impédances caractéristiques très faibles ou très élevées .

IV.2.3 Détermination de la transmittance du filtre

Chaque classe de filtres exige une approche spécifique, mais, le procédé commun consiste à essayer d'utiliser des approximations déjà existantes: fonctions Butterworth, Tchebycheff ou elliptique, dont les

transmittances correspondantes sont constituées par des réactances en échelle . Les réactances sont données sous forme normalisée, et le filtre correspondant est appelé prototype normalisé .

Afin de satisfaire les exigences, le prototype doit être soumis à une transformation de fréquence qui transforme la caractéristique du prototype en celle du filtre réel . Plusieurs transformations peuvent être appliquées au prototype afin d'obtenir une version de filtre qui soit réalisable .

IV.2.4 Calcul des éléments du filtre

Ce calcul est effectué à partir de la normalisation, et en tenant compte de la transformation appliquée . Les valeurs réelles des composants du filtre sont alors obtenues .

IV.2.5 Analyse des performances

L'analyse est nécessaire afin de vérifier l'exactitude des calculs, et la validité des approximations appliquées dans le processus de synthèse. En effet, la fabrication d'un filtre hyperfréquence est coûteuse, et l'analyse numérique permet d'éviter des dépenses inutiles . En outre, l'analyse permet de prendre en compte les effets des discontinuités physiques, des pertes et des tolérances de fabrication .

IV.2.6 Construction du filtre prototype .

Les modèles mathématiques des filtres hyperfréquences sont satisfaisants, et la construction du prototype sert plutôt à l'étape de mise au point avant la phase de production .

IV.3 PROTOTYPE NORMALISE

Un prototype normalisé passe-bas est un réseau composé de réactances /susceptances en échelle (Fig IV.3) qui ont été normalisées par rapport à l'impédance / admittance de charge adaptée ($Z_0 = 50 \Omega$), et par rapport à la fréquence de coupure Ω_0 .

Le schéma équivalent du filtre prototype est obtenu à partir de la connaissance de l'ordre du filtre .

Pour chaque type d'approximation (Tchebycheff, Butterworth...), les valeurs des réactances /susceptances normalisées (g'_k) sont tabulées en fonction de l'ordre N du filtre, et des atténuations A_m et A_s (43, 44) .

Le filtre prototype de la figure IV.3 est relatif à une approximation du type Tchebycheff ou Butterworth . Dans la figure IV.4 , nous représentons

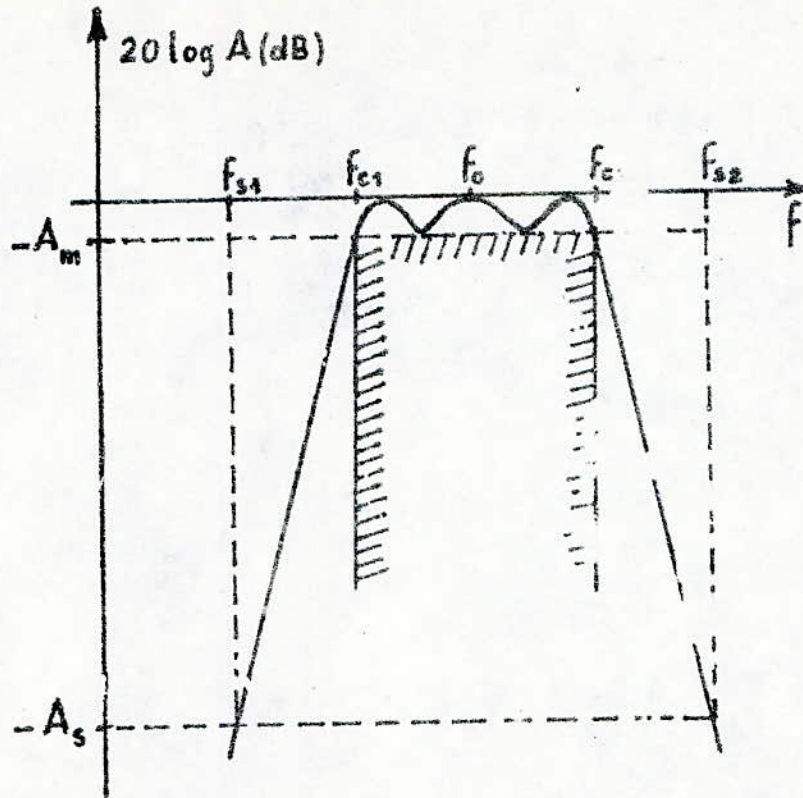


Figure IV.2

Caractéristique d'atténuation d'un filtre passe-bande.

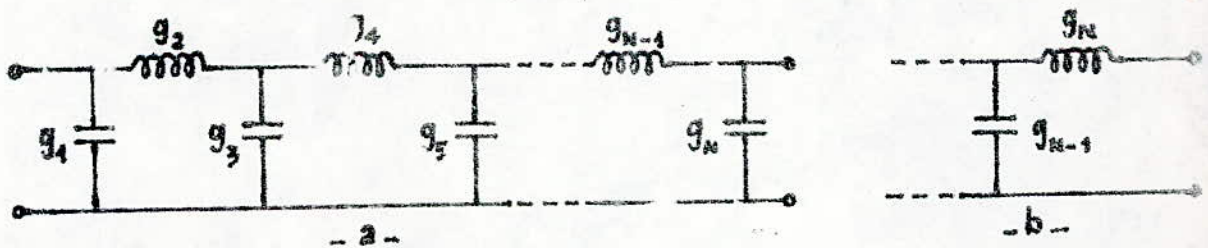


Figure IV.3

Filtre prototype passe-bas normalisé, du type Tchebycheff ou Butte worth.

a- N impair.

b- N pair.

le schéma équivalent d'un prototype à fonction elliptique .

Les caractéristiques d'atténuation pour les trois types d'approximations sont représentées dans la figure IV.5 . Dans cette figure, Ω' représente la pulsation normalisée :

$$\Omega' = \Omega / \Omega_c .$$

IV.4 SYNTHÈSE DES FILTRES MICROONDES

Les filtres microondes (Tchebycheff, Butterworth, à fonction elliptique) peuvent être synthétisés de façon exacte par l'application de la transformation de RICHARDS (42) au prototype passe-bas, et des identités de KURODA (44) pour la séparation des stubs . Seulement, dans le cas des filtres à bande étroite, la synthèse approximative peut s'avérer nécessaire afin d'obtenir un filtre qui soit réalisable physiquement . Pour toutes les catégories de filtres (passe-haut, passe bande, coupe-bande), il existe plusieurs méthodes de synthèse (éléments inverseurs, stubs ouverts ou court-circuités, lignes couplées, lignes interdigitées...) (43, 44) . Nous détaillerons dans ce qui suit, la synthèse des filtres passe-bande du type Tchebycheff, utilisant des transformateurs quart-d'onde .

IV.4.1 Filtres passe-bande du type Tchebycheff

La caractéristique d'un filtre passe-bande du type Tchebycheff est représentée dans la figure IV.2, et la relation permettant le calcul de l'ordre de ce filtre est la suivante :

$$N = \frac{\cosh^{-1} \left[\sqrt{(10^{A_s}/10 - 1) / (10^{A_m}/10 - 1)} \right]}{\cosh^{-1}(1/\Omega_s)} \quad (IV.1)$$

Le schéma de la figure IV.3 nous permet d'obtenir le prototype passe-bas de n'importe quel filtre dont l'ordre N est connu . Tandis que la figure IV.6 nous permet d'obtenir le filtre passe-bande correspondant, utilisant les transformateurs quart-d'onde $J_{k,k+1}$ (43) .

La structure de la figure IV.6 présente l'avantage d'avoir des résonateurs B_j en parallèle . Ceci facilite la réalisation du filtre en technologie des lignes plaquées .

G_A et G_B sont respectivement les conductances d'entrée et de sortie du filtre .

Les résonateurs B_j représentent des lignes ouvertes, de longueurs $n \lambda_g/2$,

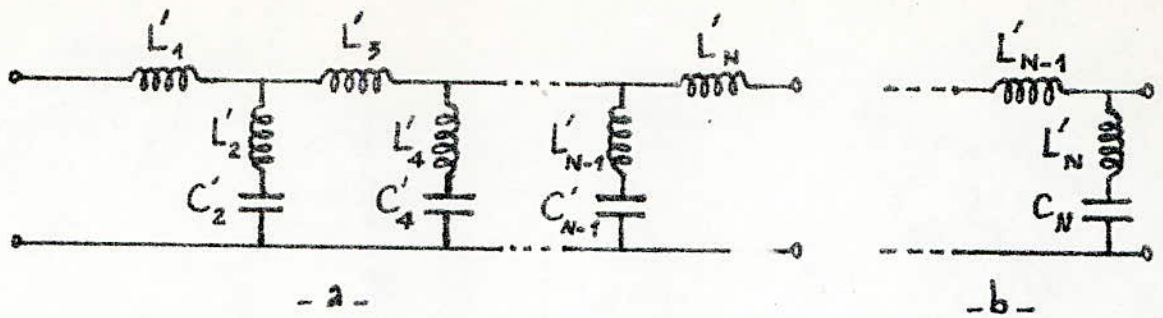


Figure IV.4

Filtre prototype passe-bas à fonction elliptique.

a - N impair.

b - N pair.

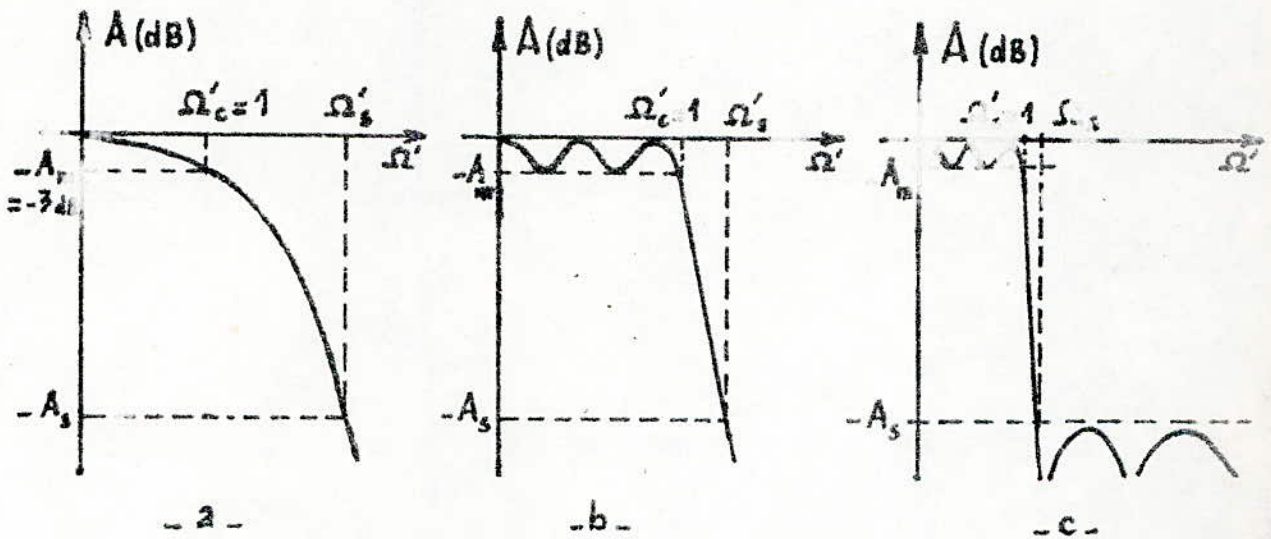


Figure IV.5

Caractéristiques d'atténuation des filtres prototypes normalisés, du type :

a - Butterworth.

b - Tchebycheff.

c - à fonction elliptique.

dont la susceptance s'écrit :

$$B_j = Y_c \tan \beta L \quad (IV.2)$$

A la résonance, la conductance du résonateur B_j s'écrit :

$$b_j = \frac{w_0}{2} \left. \frac{dB_j(w)}{dw} \right|_{w=w_0} \quad (IV.3)$$

Sachant que

$$v = w / \beta = w \lambda / 2\pi,$$

et que $\ell = \pi \lambda / 2$,

la dérivée de l'équation (IV.3) par rapport à la fréquence nous donne :

$$dB_j(w)/dw = Y_c n \pi / w_0 \quad (IV.4)$$

où $n = 1, 2, 3 \dots$

La valeur b_j des résonateurs s'écrit alors

$$b_j = Y_c n \pi / 2 \quad (IV.5)$$

Quant aux transformateurs quart-d'onde $J_{k,k+1}$, ils sont donnés par les expressions suivantes (43) :

$$J_{0,1} = (G_A b_1 F / g_0 g_1 w_1')^{0,5} \quad (IV.6)$$

$$J_{j,j+1} \Big|_{j=1 \dots n-1} = (F/w_1') (b_j b_{j+1} / g_j g_{j+1})^{0,5} \quad (IV.7)$$

$$J_{n,n+1} = (G_B b_n F / w_1' g_n g_{n+1})^{0,5} \quad (IV.8)$$

où w_1' est la fréquence normalisée (à $w=w_0$),

$F = (w_{c2} - w_{c1}) / w_0$ est la largeur de bande relative, et les g_k sont les paramètres normalisés du filtre prototype de la figure IV.3.

IV.5 ETUDE DES FILTRES PAR LES PARAMETRES DE DISPERSION

La matrice de dispersion (S) est un outil très puissant dans l'étude des circuits électroniques en général, et des circuits microondes en particulier (45). Aussi, avons nous jugé utile de donner en plus de la méthode de synthèse classique, la méthode de synthèse des filtres par les paramètres de dispersion (46), qui pourrait s'avérer nécessaire dans certains cas.

IV.5.1 Paramètres de dispersion

Soit le quadripôle Q de la figure IV.7, où le paramètre a est

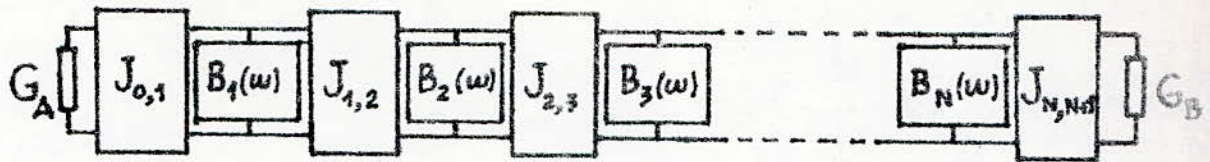


Figure IV.6

Configuration d'un filtre microonde passe-bande, utilisant des transformateurs quart-d'onde.

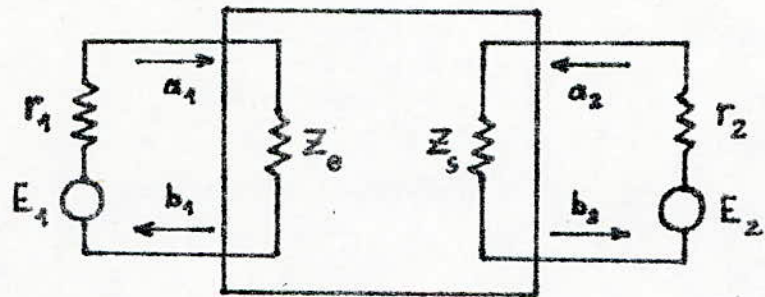


Figure IV.7

Représentation d'un quadripôle avec les différents paramètres qui le caractérisent.

une variable normalisée dite incidente, qui représente le courant et la tension incidents. De même, b est appelée variable réfléchie normalisée. Elle désigne le courant et la tension réfléchis.

Nous pouvons alors écrire pour tout quadripôle :

$$(b) = (S)(a) \quad (IV.9)$$

où (S) , la matrice de dispersion du quadripôle s'écrit :

$$(S) = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \quad (IV.10)$$

Dans cette matrice, $|S_{21}|$ représente la caractéristique d'atténuation du filtre considéré.

On définit pour tout quadripôle, une matrice impédance (normalisée) qui s'écrit :

$$(Z_n) = \begin{bmatrix} Z_{11}/r_1 & Z_{12}/(r_1 r_2)^{0,5} \\ Z_{21}/(r_1 r_2)^{0,5} & Z_{22}/r_2 \end{bmatrix} \quad (IV.11)$$

Les impédances d'entrée et de sortie normalisées s'écrivent alors :

$$Z_{ne} = Z_e/r_1 = Z_{n11} - Z_{n12}Z_{n21}/(Z_{n22} + 1) \quad (IV.12)$$

$$Z_{ns} = Z_s/r_2 = Z_{n22} - Z_{n12}Z_{n21}/(Z_{n11} + 1) \quad (IV.13)$$

Lorsqu'il y-a adaptation à l'entrée et à la sortie, on obtient :

$$Z_{ne} = Z_{ns} = 1$$

Nous pouvons démontrer que pour un quadripôle passif, le gain en puissance s'écrit :

$$P_2^r/P_1^i = 1 - |r_1 - Z_e|^2/|r_1 + Z_e|^2 = |S_{21}(j\omega)|^2 \quad (IV.14)$$

Sachant que pour un filtre sans pertes

$$\left| \frac{r_1 - Z_e}{r_1 + Z_e} \right|^2 = \left| \frac{Z_{ne} - 1}{Z_{ne} + 1} \right|^2 = |S_{11}(j\omega)|^2, \quad (IV.15)$$

nous obtenons

$$|S_{11}(j\omega)|^2 = 1 - |S_{21}(j\omega)|^2 \quad (IV.16)$$

Cette relation (IV.22) fondamentale est le point de départ de la synthèse

des quadripôles réactifs adaptés à la fréquence centrale .

IV.5.2 Processus de synthèse

La synthèse de tout quadripôle réactif s'effectue à partir de la relation (IV.16) qui peut s'écrire encore :

$$S_{11}(p)S_{11}(-p) + S_{21}(p)S_{21}(-p) = 1 \quad (\text{IV.17})$$

où $p = a + jw$.

Les principales étapes de la synthèse sont alors :

- 1 - On se donne une fonction $S_{21}(p)$ choisie parmi celles qui donnent l'approximation souhaitée .
- 2 - On détermine $S_{11}(p)$ à partir de la relation (IV.16), pour en chercher les zéros .
- 3 - La relation (IV.15) donne deux valeurs de l'impédance d'entrée normalisée $Z_{ne}(p)$:

$$Z_{ne} = (1 \pm S_{11}(p))/(1 \mp S_{11}(p))$$

- 4 - Effectuer la synthèse de $Z_{ne}(p)$, pour déterminer les éléments du réseau, en appliquant la méthode " Cauer décroissant " (46) .

IV.5.3 Conclusion

Cette méthode de synthèse est généralement utilisée pour les circuits multiportes (59) (par exemple un amplificateur à transistors), dont les impédances d'entrée et de sortie $Z=f(w)$ sont quelconques . La synthèse par les paramètres de dispersion est alors la méthode la plus efficace pour chercher le filtre pouvant réaliser l'adaptation entre ce multiporte et les autres étages du circuit . C'était notre cas avant de constater que la réactance de la diode était très grande devant sa résistance (voir paragraphe V.3) . Nous nous sommes ainsi retrouvés dans un cas qui nous a permis de simplifier le problème de synthèse, par l'utilisation de la méthode du filtre prototype (43) .

C H A P I T R E V

CONCEPTION ET REALISATION DU
DOUBLEUR DE FREQUENCE

V.1 INTRODUCTION

Afin de vérifier expérimentalement la théorie développée, et pour pouvoir conclure quant au choix de la technologie utilisée et les différentes possibilités de réalisation, nous avons conçu et réalisé un doubleur de fréquence (8-16 GHz) en technologie intégrée .

La diode Schottky (47) utilisée dans ce doubleur de fréquence a été entièrement réalisée dans le laboratoire de l'ENSEEIH. Ainsi, afin de pouvoir comparer les performances de cette diode, nous avons réalisé un deuxième doubleur, dans lequel nous avons utilisé une diode industrielle très performante de THOMSON CSF .

Nous présentons dans ce qui suit, tous les détails de ces réalisations .

V.2 REALISATION DE LA DIODE

Avant de procéder à la réalisation de la diode, on doit définir ses spécifications techniques (Type de substrat, R_s , C_j , V_B et ϕ) . Pour cela, plusieurs problèmes sont à considérer .

V.2.1 Choix du substrat

Ainsi que nous l'avons dit dans le chapitre I, les semi-conducteurs utilisés dans la réalisation des diodes microondes sont: Si, GaAs et Ge . Ne disposant dans le laboratoire que de substrats de Silicium, il ne restait qu'à définir la résistivité du substrat à utiliser .

En première approximation, la résistance série de la diode est donnée par

$$R_s = \rho \frac{l}{S} \quad (V.1)$$

où l est l'épaisseur du substrat (cm) et S la surface de la diode (cm^2) .

R_s est alors directement proportionnelle à la résistivité ρ . D'autre part, la fréquence de coupure de la diode est inversement proportionnelle au produit de sa résistance série, et sa capacité de jonction (voir expression I.3) . Il faudrait donc choisir un substrat de faible résistivité .

Nous avons utilisé un substrat dont la résistivité vaut $0,5 \Omega.cm$.

Ce substrat étant très difficile à manipuler à cause de sa très faible épaisseur ($l = 10 \mu m$), il est superposé à un deuxième substrat beaucoup plus épais ($300 \div 400 \mu m$), qui lui sert de support (fig V.1) . A cause de sa très faible résistivité ($10^{-3} \Omega.cm$), ce substrat ne modifie pas la valeur de la résistance série de la diode .

Dans la figure V.1 , d représente l'épaisseur de la zone dépletée, et R la résistance série due à l'épaisseur de la couche de Silicium de très faible résistivité .

V.2.2 Calcul de la capacité de jonction C_j , et la résistance série R_s (48).

Pour le calcul de C_j , nous utilisons la formule du condensateur plan :

$$C_j = \xi S/d \quad (V.2)$$

où $\xi = 10^{-12}$ F/cm pour le Silicium,

S est la surface de la diode et

d l'épaisseur de la zone dépletée, donnée par :

$$d = \lambda_D (2v/U_T)^{0,5} \quad (V.3)$$

où $U_T = 25$ mv ,

v est la tension de polarisation de la diode et

$$\lambda_D = (\epsilon U_T / \rho_o)^{0,5} \quad (V.4)$$

avec $\rho_o = 1/\mu \rho$

$$(V.5)$$

où μ (la mobilité) est donnée en (cm^2/vsec) .

Nous avons déjà expliqué qu'il fallait que la capacité de jonction soit aussi faible que possible . Ainsi, d'après l'expression (V.2), la surface de la diode doit être réduite au maximum . Les possibilités de réalisation imposent un diamètre minimal de $100 \mu\text{m}$.

Signalons d'autre part que l'épaisseur du substrat intervenant dans les calculs n'est pas l , mais $l' = l - d$. En effet, d'après la figure V.1 , R_s est la résistance série de la zone l' uniquement .

Sachant que la tension de polarisation est de 5v, et que pour le Silicium, $\mu = 1500 \text{ cm}^2/\text{v sec}$, les expressions (V.1) jusqu'à (V.4) donnent :

$$C_{j0} \approx 1 \text{ pF}$$

$$R_s \approx 5,8 \Omega$$

V.2.3 Résultats obtenus

Le masque réalisé a été prévu pour un échantillon d'une soixantaine de diodes . Plusieurs échantillons ont été alors réalisés, et l'une des meilleures diodes a donné les résultats du tableau II.2 . Les mesures de la résistance série R_s et de la capacité de jonction C_{j0} ont été effectuées à

l'aide d'un pont d'impédances déjà calibré au préalable, en tenant compte des connexions . Tandis que la tension de rupture V_B , et la tension de barrière de potentiel ϕ sont directement relevées sur la caractéristique $I = f(v)$, donnée par un oscilloscope (Fig V.2) .

Nous avons également tracé la caractéristique $C_j = f(v)$ (fig V.3), pour en déterminer la valeur de C_{j0} (correspondant à $v = 0$) .

V.3 REALISATION DES FILTRES

Les filtres utilisés dans les multiplicateurs de fréquence doivent avoir une atténuation importante en dehors de la bande passante . A cause de la raideur de sa pente, la caractéristique de Tchebycheff se prête bien à ce type d'application . Nous avons donc à réaliser deux filtres passe-bande du type Tchebycheff . Cependant, la théorie des filtres micro-ondes (à constantes réparties) développée dans la littérature (43, 44, 46) suppose que le filtre à réaliser est terminé par une résistance pure, ce qui n'est pas vrai dans notre cas . En effet, les expressions (II.60) et (II.62) nous montrent que les impédances d'entrée et de sortie de la diode présentent une partie réactive . Ainsi, pour réaliser une bonne adaptation, il faudra que le filtre présente dans la bande de fréquence de travail, la même valeur de réactance mais de signe opposé .

Pour remédier à cet inconvénient, nous avons envisagé deux solutions :

- 1- Réaliser une susceptance (par exemple un stub en parallèle) à la sortie du filtre, égale et opposée à celle présentée par la diode .

L'impédance d'entrée de la diode s'écrit alors :

$$Z_e = R_e + jX_e \quad (V.6)$$

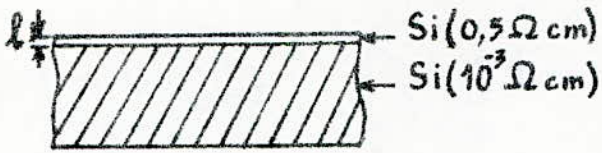
d'où l'admittance :

$$Y_e = \frac{R_e + jX_e}{R_e^2 + X_e^2} = G_e + j B_e \quad (V.7)$$

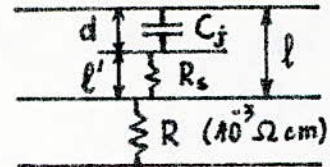
Il s'agit dans ce cas de réaliser $-B_e$. Ainsi, on ne réalise pas R_e donné par la théorie, mais R'_e qui s'écrit

$$R'_e = 1/G_e = \frac{R_e^2 + X_e^2}{R_e} = R_e + X_e^2/R_e \quad (V.8)$$

Mais, étant donné la grande valeur de X_e^2/R_e de la diode par rapport à R_e (voir tableau V.1), on dit que $R'_e \approx R_e$.



- a -



- b -

Figure V.1

Substrat de Silicium.
 a - Structure.
 b - Schéma équivalent.

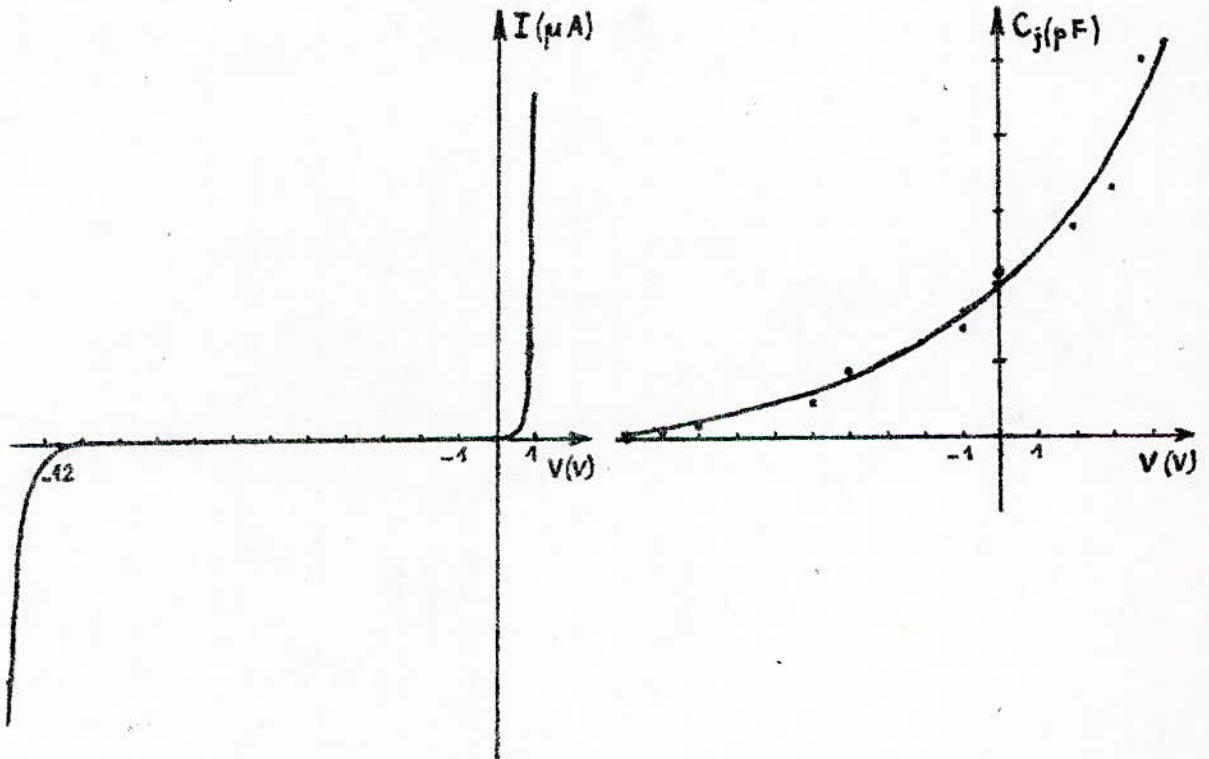


Figure V.2

Caractéristique expérimentale
 $I = f(v)$ de la diode réalisée.

Figure V.3

Caractéristique expérimentale
 $C_j = f(v)$ de la diode réalisée.

2- Réaliser l'adaptation à l'aide d'un stub (pour annuler la partie réactive de la diode) et un tronçon de ligne (pour adapter la partie résistive) .

L'inconvénient de cette solution est que pour le premier filtre, la longueur du tronçon ne dépasse pas 100 μ m dans le meilleur des cas . Or, l'erreur causée par le coordinographe est du même ordre de grandeur . Alors, pour le deuxième filtre où les dimensions sont réduites de moitié, il serait insensé d'envisager une pareille correction avec le matériel disponible .

Paramètre (Ω)	R_e	X_e	X_e^2/R_e	R_2	X_2	X_2^2/R_2
Diode varactor DH 267 :	27	300	124 R_e	50	160	11 R_2
Diode Schottky réalisé :	6	40	45 R_e	7	20	8,5 R_2

Tableau V.1 Valeurs des résistances et réactances d'entrée et de sortie, présentées par les diodes utilisées .

A la base de ces considérations, nous avons omis intentionnellement de faire cette correction . Cette approximation ne serait plus valable si la réactance de la diode était du même ordre de grandeur que sa résistance (d'entrée ou de sortie) . Mais, ceci ne risque pas de se produire pour ce type d'application, sinon, la diode choisie ne serait pas de bonne qualité .

V.3.1 Calcul du premier filtre ($f_0 = 8$ GHz)

Le filtre à réaliser doit avoir les caractéristiques suivantes (voir figure IV.2) :

$$\begin{array}{lll}
 f_0 = 8 \text{ GHz} & f_{s1} = 6 \text{ GHz} & |A_m| = 0,5 \text{ dB} \\
 f_{c1} = 7 \text{ GHz} & f_{s2} = 10 \text{ GHz} & |A_s| = 40 \text{ dB} \\
 f_{c2} = 9 \text{ GHz} & &
 \end{array}$$

L'expression IV.1 nous permet de calculer l'ordre du filtre . On trouve $N = 5$. La figure IV.3 se réduit alors à la figure V.4 . Les tableaux (43, 44) nous donnent :

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 = \varepsilon_5 &= 1,7050 \\ \varepsilon_2 = \varepsilon_4 &= 1,2296 \\ \varepsilon_3 &= 1,5408 \\ \varepsilon_0 = \varepsilon_6 &= 1 \end{aligned}$$

D'après la figure IV.6, la configuration du filtre microonde d'ordre 5 à réaliser est celle de la figure V.5 . En se fixant :

$$J_{0,1} = J_{1,2} = J_{2,3} = J_{3,4} = J_{4,5} = 1/50 \Omega$$

et sachant que l'impédance d'entrée du premier filtre vaut :

$$1/G_A = 50 \Omega$$

$$\text{et } F = (w_{c2} - w_{c1})/w_0 = 1/4 ,$$

l'expression (IV.6) nous permet de calculer b_1 (conductance du résonateur $B_1(w)$ à $w = w_0$) .

De même, l'expression (IV.7) nous permet de calculer b_2, b_3, b_4 et b_5 . Quant à $J_{5,6}$, nous le calculons en utilisant la relation (IV.8), dans laquelle $1/G_B = R_e$ (résistance d'entrée de la diode) . La résistance d'entrée est calculée à l'aide de l'expression (II.52) avec $\theta = 0$, où w_c est donnée par la relation (II.29) .

Les résultats obtenus sont les suivants :

$$\begin{aligned} b_1 = b_5 &= 0,1364 \\ b_2 = b_4 &= 0,0983 \\ b_3 &= 0,1232 \\ 1/J_{5,6} &= 37 \end{aligned}$$

Les impédances caractéristiques de ces stubs, calculées à partir de la relation (IV.5) avec $n = 1$, ne sont pas réalisables en technique microruban. Elles sont alors réalisées sous forme de deux stubs dont l'impédance caractéristique sera donnée par l'expression :

$$Z_c = \pi/b_j \tag{V.9}$$

Les résultats obtenus sont :

$$\begin{aligned} Z_{cb1} = Z_{cb5} &= 23 \Omega \\ Z_{cb2} = Z_{cb4} &= 32 \Omega \\ Z_{cb3} &= 25,5 \Omega \end{aligned}$$

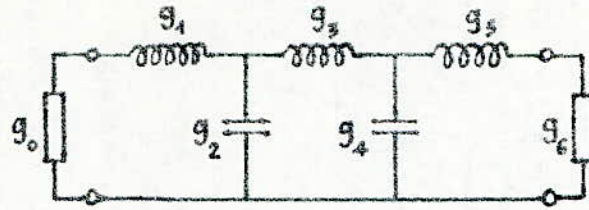


Figure V.4

Filtre prototype passe-bas d'ordre 5.

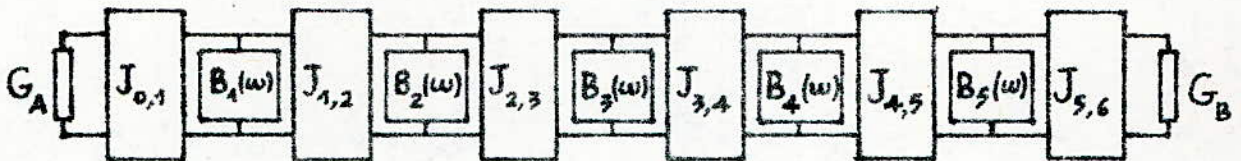


Figure V.5

Configuration du filtre microonde passe-bande d'ordre 5, avec transformateurs quart-d'onde.

Connaissant l'impédance de chacun des stubs et de chacun des transformateurs quart d'onde, il s'agit maintenant de déterminer leurs dimensions. Pour cela, il faudra calculer pour chaque tronçon de ligne, la longueur d'onde λ_g qui est donnée par :

$$\lambda_g = c/f_0 (\xi_{\text{reff}})^{0,5} \quad (\text{V.10})$$

Le substrat utilisé est le DUROID 6010, dont les caractéristiques sont :

$$\xi_r = 10, \quad h = 635 \mu\text{m}, \quad t = 17 \mu\text{m}.$$

Ainsi, les expressions (III.3), (III.4) et (III.5) nous permettent de calculer les permittivités effectives ξ_{reff} , relatives à chaque largeur de ruban, donnée par la relation (III.8) ou (III.9).

Aussi, après avoir effectué toutes les corrections dues aux différents effets parasites décrits dans le paragraphe III.4, et sachant que la longueur des stubs vaut $\lambda_g/2$, et celle des transformateurs $\lambda_g/4$, nous obtenons les dimensions (en μm) du premier filtre dont la structure est donnée par la figure V.6 où :

$W_{J_{0,1}}$	= 610	$L_{J_{0,1}}$	= 2856	L_{b1}	= 6812
W_{b1}	= 2175	$L_{J_{1,2}}$	= 2395	L_{b2}	= 7293
W_{b2}	= 1321	$L_{J_{2,3}}$	= 2503	L_{b3}	= 7391
W_{b3}	= 1878	$L_{J_{3,4}}$	= 2503	L_{b4}	= 7293
W_{b4}	= 1321	$L_{J_{4,5}}$	= 2285	L_{b5}	= 6964
W_{b5}	= 2175	$L_{J_{5,6}}$	= 2514		
$W_{J_{5,6}}$	= 2711				

Nous remarquons qu'il y-a une certaine symétrie :

$$W_{b1} = W_{b5}, \quad W_{b2} = W_{b4}, \quad L_{b2} = L_{b4} \quad \text{et} \quad L_{J_{2,3}} = L_{J_{3,4}}.$$

Cette dernière n'est pas respectée pour $L_{b1} - L_{b5}$, $L_{J_{1,2}} - L_{J_{4,5}}$ et $L_{J_{0,1}} - L_{J_{5,6}}$ à cause de la dernière jonction T qui n'est pas régulière.

V.3.2 Calcul du deuxième filtre ($f_0 = 16$ GHz)

La fréquence étant de 16 GHz, les dimensions de ce filtre sont réduites de moitié par rapport au premier.

En suivant les mêmes étapes de calcul que pour la premier filtre, et sachant que la structure est la même que celle de la figure V.6, nous obtenons les résultats suivants (en μm) :

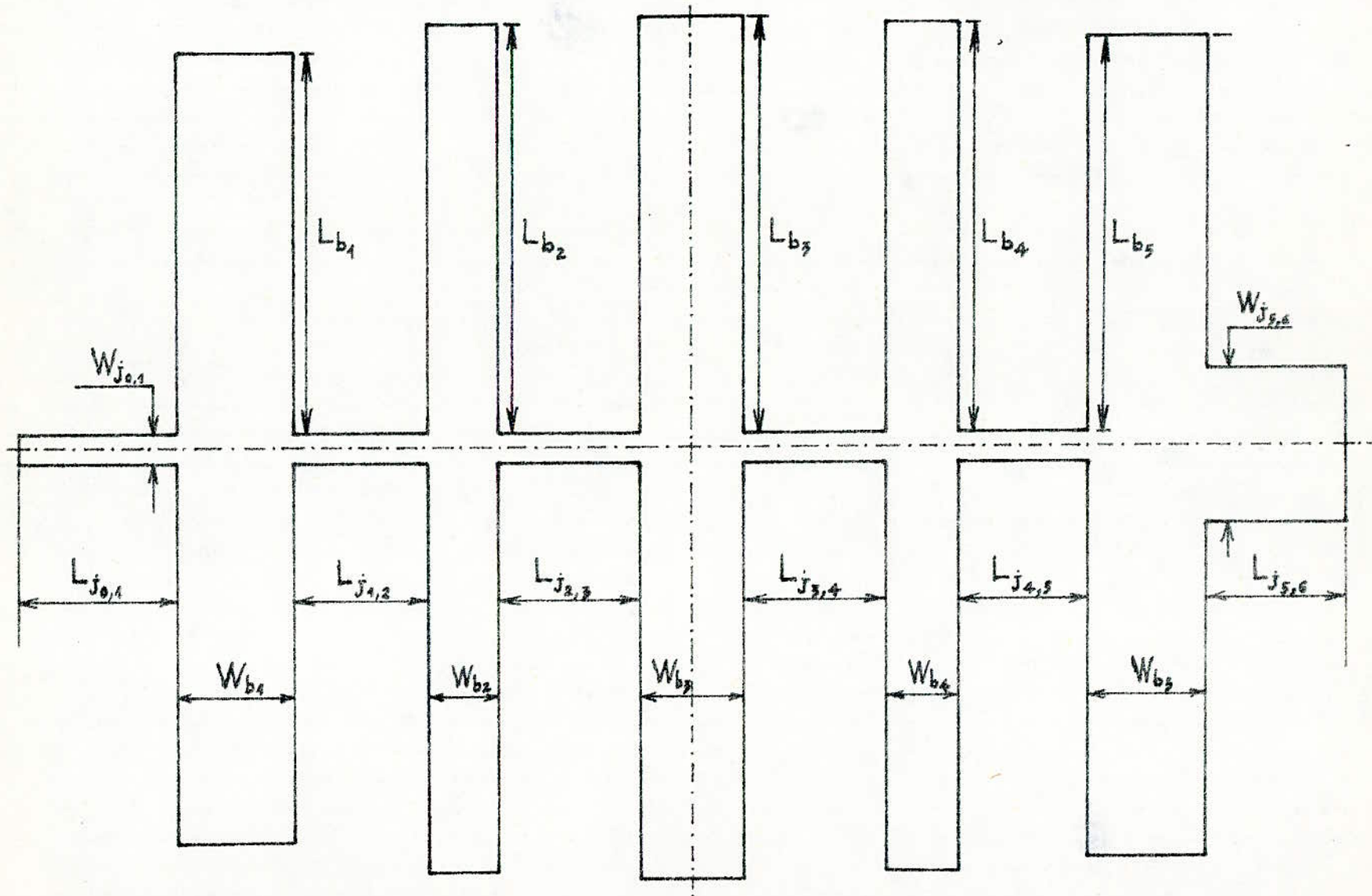


Figure V.6 Structure du premier filtre passe-bande (Echelle 10).

$W_{J_{0,1}} =$	2265	$L_{J_{0,1}} =$	771	$L_{b1} =$	3570
$W_{b1} = W_{b5} =$	2175	$L_{J_{1,2}} =$	268	$L_{b2} = L_{b4} =$	3708
$W_{b2} = W_{b4} =$	1321	$L_{J_{2,3}} = L_{J_{3,4}} =$	465	$L_{b3} =$	3846
$W_{b3} =$	1878	$L_{J_{4,5}} =$	309	$L_{b5} =$	3387
		$L_{J_{5,6}} =$	900		

V.4 CIRCUIT DE POLARISATION

Afin de polariser la diode, nous utilisons le circuit représenté dans la figure V.7 . La capacité C_1 qui est un court circuit pour les microondes, permet de bloquer le passage du courant continu vers le générateur . La capacité C_2 permet de court-circuiter les microondes qui peuvent passer vers l'alimentation stabilisée, et elle constitue un circuit ouvert pour le courant continu . Le rôle du premier tronçon de ligne quart d'onde est de permettre le passage du courant de polarisation vers la diode, et de bloquer le passage des microondes dans le sens inverse . Enfin, le deuxième tronçon de ligne quart d'onde assure le retour à la masse du courant continu .

La valeur des capacités C_1 et C_2 est de 4,7 pF, et leurs dimensions sont de 1 mm² environ .

V.5 DETAILS DE REALISATION

Les dimensions du doubleur (échelle 10) étant supérieures à la surface utile du réducteur utilisé, nous n'avons pas pu graver d'un seul coup la totalité du circuit sur le substrat . La gravure a été faite en deux temps, avec un alignement préalable des deux masques, sur lesquels nous avons prévu des points de repères .

Pour réaliser le retour à la masse, nous avons percé le substrat aux extrémités des lignes quart d'onde à l'aide d'un foret de 100µm de diamètre, puis nous avons fait passer un fil conducteur très fin que nous avons soudé de part et d'autre du substrat .

Afin de fixer la diode sur le circuit, et d'assurer le contact ohmique arrière, nous avons utilisé de la laque d'argent . Quant au contact ohmique avant, il a été réalisé au moyen d'une microsoudieuse par thermocompression, ainsi que le montre la figure V.8 .

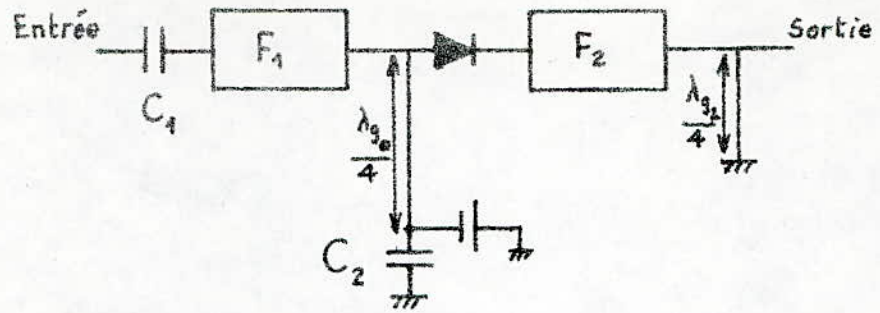


Figure V.7

Schéma synoptique du doubleur de fréquence, avec son circuit de polarisation.

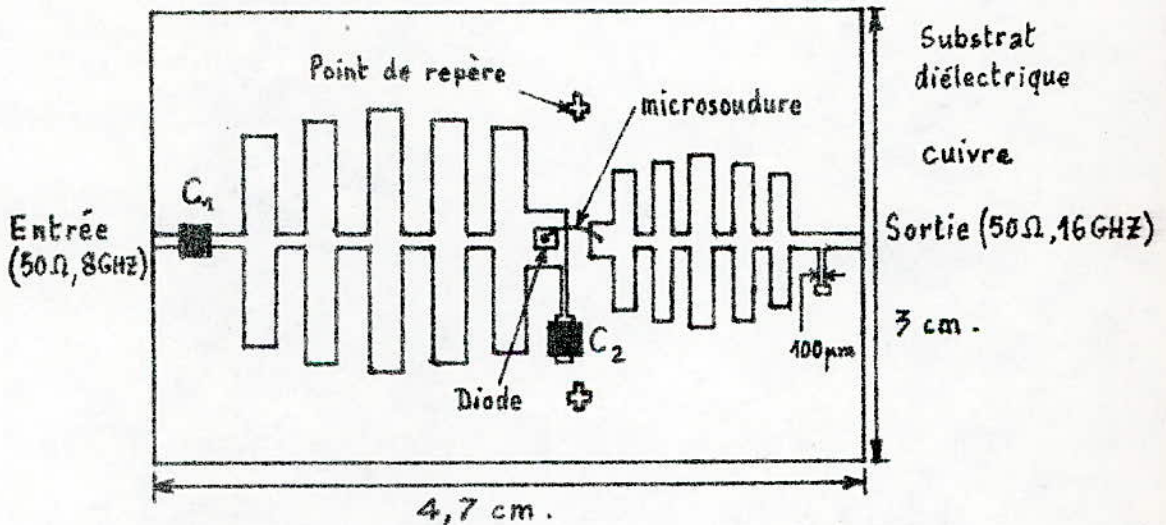


Figure V.8

Structure du doubleur de fréquence réalisé.

V.6 REALISATION DU BOITIER

Dans le but de protéger le doubleur de fréquence contre les chocs, et d'améliorer ses performances, nous l'avons monté sur un boîtier en laiton. Celui-ci, dont les différentes vues sont données en figure V.9 a été usiné à la taille du substrat, et équipé de trois prises (OSM mâles) (entrée, sortie et polarisation) .

V.7 REALISATION DU DOUBLEUR AVEC LA DIODE DH 267 .

Les caractéristiques de la diode DH 267 de Thomson CSF sont données au tableau II.2 . Les impédances d'entrée et de sortie des deux diodes étant différentes, les dimensions des filtres utilisés dans chaque doubleur sont différentes . Ainsi, le calcul des filtres pour ce deuxième doubleur donne pour le premier filtre (les dimensions sont en μm) :

$W_{J_{0,1}} = 610$	$L_{J_{0,1}} = 2856$	$L_{b1} = 6812$
$W_{b1} = 2175$	$L_{J_{1,2}} = 2395$	$L_{b2} = 7293$
$W_{b2} = 1321$	$L_{J_{2,3}} = 2503$	$L_{b3} = 7391$
$W_{b3} = 1878$	$L_{J_{3,4}} = 2503$	$L_{b4} = 7293$
$W_{b4} = 1321$	$L_{J_{4,5}} = 2285$	$L_{b5} = 7308$
$W_{b5} = 2175$	$L_{J_{5,6}} = 2670$	
$W_{J_{5,6}} = 610$		

et pour le deuxième filtre :

$W_{J_{0,1}} = 537$	$L_{j_{0,1}} = 947$	$L_{b1} = 3393$
$W_{b1} = 2175$	$L_{J_{1,2}} = 268$	$L_{b2} = 3708$
$W_{b2} = 1321$	$L_{J_{2,3}} = 465$	$L_{b3} = 3846$
$W_{b3} = 1878$	$L_{j_{3,4}} = 465$	$L_{b4} = 3708$
$W_{b4} = 1321$	$L_{J_{4,5}} = 309$	$L_{b5} = 3387$
$W_{b5} = 2175$	$L_{J_{5,6}} = 900$	
$W_{J_{5,6}} = 610$		

La structure de ces deux filtres est identique à celle de la figure V.6 . Comme la diode DH 267 est blindée, il n'a pas été nécessaire de faire une microsoudure . Nous avons utilisé la laque d'argent qui sert aussi bien à fixer la diode qu'à réaliser les contacts ohmiques .

Pour faire les mesures, nous avons utilisé le même circuit de polarisation et le même boîtier, déjà utilisés pour la diode Schottky .

V.8 TECHNOLOGIE

V.8.1 Introduction

Pour la mise au point du doubleur de fréquence, nous avons dû faire appel à plusieurs techniques (photogravure, métallisation sous vide...) qui nécessitent un équipement technologique très performant (coordinographe, insoleuse à ultra-violet, banc de réduction photographique...) . Aussi, avons-nous jugé utile de décrire les principales étapes de ces réalisations technologiques des microcircuits .

V.8.2 Réalisation technologique des filtres

Après avoir défini ses caractéristiques, et calculé le filtre pour déterminer sa structure finale et ces dimensions, nous procédons à sa réalisation dont les principales étapes sont les suivantes :

- 1- Dessin du filtre sur papier pelliculable à l'échelle 10 .
- 2- Reproduction photographique du pelliculable sur une plaque photosensible de verre à haute résolution, avec une réduction de 10 .
- 3- Développement de la plaque à haute résolution pour avoir le masque, qui est le négatif du pelliculable .
- 4- Nettoyage du substrat découpé à la taille du circuit, dépôt d'une couche de résine photosensible sur les deux faces du substrat et étuvage .
- 5- Illumination sélective du substrat superposé au masque .
- 6- Développement du substrat pour ne garder que la résine qui protège le motif .
- 7- Gravure par attaque chimique des parties non insolées du substrat .
- 8- Nettoyage final .

V.8.2.1 Dessin du filtre sur papier pelliculable

Ce dessin est réalisé à l'aide d'un coordinographe dont la surface utilisable est de 1000mmx1000mm, et la précision de positionnement du trait est de 0,01 mm en coordonnées cartésiennes et 1' en coordonnées polaires . Le papier pelliculable est constitué d'un support en polyester transparent, recouvert d'un film orange autocollant et découpable au moyen d'un stylet . Ce film est aisément découpé et pelé pour reproduire le motif désiré à l'échelle 10 .

V.8.2.2 Réduction photographique

Pour obtenir une photographie du circuit à l'échelle réelle, on utilise un banc de réduction de facteur de réduction 10, dont la surface utile est de 300 mm x 300 mm. Le motif du papier pelliculable est alors reproduit sur une plaque de verre à haute résolution (environ 2000 traits par millimètre). La dimension de ces plaques est de 2" x 2". Ce banc est équipé d'un objectif donnant 500 traits par millimètre, et d'une table éclairante avec des lampes à mercure.

V.8.2.3 Développement de la plaque à haute résolution

Une fois la sensibilisation de la plaque effectuée, on la développe en utilisant le révélateur et le fixateur appropriés, pour obtenir le masque du filtre.

V.8.2.4 Nettoyage des substrats

Cette opération de nettoyage, généralement effectuée pour des substrats non métallisés, est constituée des phases suivantes :

- a- Trempage des substrats dans le trichloréthylène bouillant pendant 10^{mn}.
- b- Nettoyage du R.B.S 25 à 50%. C'est un tensio actif en solution alcaline qui ne présente aucun danger pour la peau et les vêtements. Ce nettoyage s'effectue aux ultra-sons pendant 30^{mn}. Le R.B.S est porté à ébullition.
- c- Rinçage abondant à l'eau courante.
- d- Rinçage à l'eau désionisée.
- e- Rinçage à l'alcool isopropylique pur et passage aux ultra-sons pendant 15^{mn}.
- f- Rinçage à l'alcool isopropylique pur.
- g- Etuvage à 300°C sous vide.

Pour des substrats déjà métallisés, il suffit de faire un nettoyage avec de l'acétone, puis un rinçage à l'eau désionisée.

V.8.2.5 Insolation

A l'aide d'une tournette, on dépose par centrifugation une couche de résine photosensible sur les deux faces du substrat. Après chaque dépôt de résine on fait un étuvage. La vitesse de la tournette, et le temps d'application sont propres à chaque type de résine. Le dépôt du

photorésist est effectué au moyen d'une seringue hypodermique équipée d'un filtre spécial comportant deux cartouches millipore .

L'ensemble masque-substrat superposés, est alors exposé aux rayons ultraviolets . Le temps d'exposition est déterminé en fonction de l'épaisseur de la couche de résine à déposer . Le substrat et la plaque haute résolution sont maintenus sur la table d'exposition par des prises de vide . Le positionnement du substrat par rapport à la plaque se fait par l'intermédiaire d'une table en X et Y avec vis micrométriques .

V.8.2.6 Développement

Si le photorésist est positif, les parties insolées sont solubles dans le développeur, et s'il est négatif, les parties exposées se polymérisent . Selon le type de résine utilisée, le masque sera alors positif ou négatif .

V.8.2.7 Gravure

La gravure s'effectue par attaque chimique des parties non protégées, à l'aide du solvant approprié . Pour le cuivre, on utilise le perchlorure de Fer . L'attaque doit être surveillée de près à l'oeil nu, puis au microscope . Si la découpe n'est pas nette, on reprend l'attaque . Enfin, un nettoyage grossier est pratiqué, et un contrôle des côtes imposées est fait au projecteur de profil .

V.8.2.8 Nettoyage final

On rince le substrat abondamment à l'eau courante, on le plonge dans un bain d'acétone, et on effectue un dernier rinçage à l'eau désionisée avec séchage à l'air comprimé filtré .

V.8.3 Réalisation technologique de la diode

A partir des caractéristiques imposées, on choisit le substrat, et on détermine les dimensions de la diode . Les étapes de réalisation sont les suivantes :

- 1- Réalisation du masque .
- 2- Nettoyage du substrat .
- 3- Oxydation .
- 4- Ouverture des fenêtres dans l'oxyde .
- 5- Nettoyage .
- 6- Métallisation avant .
- 7- Gravure des électrodes .

8- Métallisation arrière .

9- Nettoyage final .

Ces étapes de réalisation technologique de la diode sont représentées dans la figure V.10 .

V.8.3.1 Réalisation du masque

Cette opération s'effectue de la même manière que pour les filtres (paragraphe V.8.2.1, V.8.2.2 et V.8.2.3) . Seulement, la diode étant très petite ($\phi = 100 \mu\text{m}$), nous réalisons un masque d'une soixantaine de diodes .

V.8.3.2 Nettoyage (voir paragraphe V.8.2.4) .

V.8.3.3 Oxydation

Sur le substrat semi-conducteur, on dépose une couche d'oxyde par évaporation thermique sous vide . A cet effet, on utilise un banc d'évaporation équipé d'un dispositif automatique de contrôle des différents paramètres de l'évaporation (épaisseur du dépôt, vitesse d'évaporation...) .

V.8.3.4 Ouverture des fenêtres dans l'oxyde

La jonction étant du type métal-semi-conducteur, nous devons éliminer l'oxyde aux endroits d'implantation des diodes (le rôle de l'oxyde ici, n'est que de réduire les effets de bord) . Pour cela, on utilise le procédé de photogravure décrit aux paragraphes V.8.2.5, V.8.2.6 et V.8.2.7 .

V.8.3.5 Nettoyage (voir paragraphe V.8.2.4) .

V.8.3.6 Métallisation avant

Cette opération est effectuée de la même manière que pour l'oxydation (V.8.3.3), sauf que le métal évaporé dans ce cas est de l'or .

V.8.3.7 Gravure

L'attaque chimique (voir paragraphe V.8.2.7) doit éliminer tout l'or déposé, sauf au niveau des fenêtres ouvertes dans l'oxyde . Nous obtenons ainsi à ces niveaux, l'électrode avant de la diode .

V.8.3.8 Métallisation arrière

Afin d'assurer le contact ohmique arrière qui constitue la deuxième électrode de la diode, on dépose une couche d'Indium (V.8.3.3) .

V.8.3.9 Nettoyage final

A l'issue de toutes ces opérations, nous effectuons un nettoyage final (paragraphe V.8.2.8), avant de tester les diodes, et de les découper à l'aide d'un diamant .

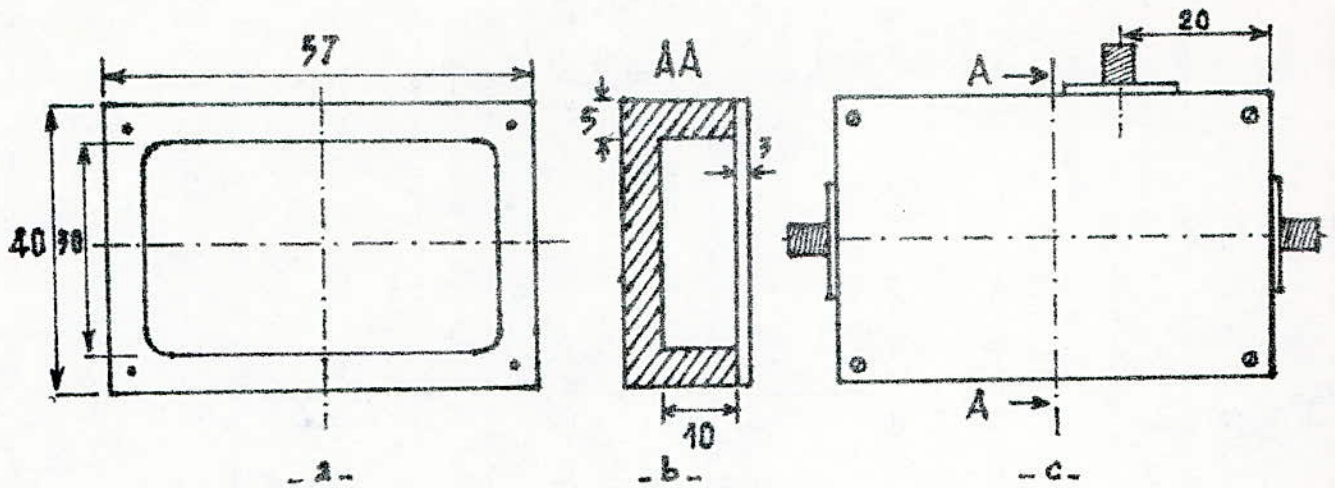


Figure 7.9

Différentes vues du boîtier (Echelle réelle).
 a - vue de dessus.
 b - vue de côté en coupe AA
 c - vue de dessus avec prises et couvercle.

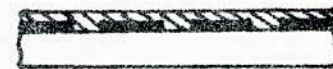
a - Dépôt de la couche d'oxyde de Silicium.



b - Ouverture des fenêtres dans l'oxyde.



c - Métallisation avant (dépôt de la couche d'or).



d - Gravure des électrodes.



e - Métallisation arrière (dépôt d'une couche d'Indium).



Figure 7.10

Etapes technologiques de la réalisation d'une diode Schottky.

CHAPITRE VI
MESURES

VI.1 INTRODUCTION

Dans ce chapitre, nous décrivons les moyens de mesure utilisés, et nous donnons les résultats obtenus, aussi bien pour les filtres que pour le doubleur de fréquence . Nous comparons ensuite les résultats obtenus avec la diode Schottky réalisée, à ceux obtenus avec la diode DH 267 .

VI.2 FILTRES

Afin de pouvoir mesurer la caractéristique de chaque filtre, nous les avons réalisés séparément, chacun sur un morceau de substrat découpé à sa taille . La mesure de la caractéristique d'atténuation est automatique. En effet, cette dernière est directement visualisée sur l'écran d'un analyseur de réseau .

Les résultats obtenus pour les deux filtres sont donnés dans la figure VI.1.

VI.3 DOUBLEUR DE FREQUENCE

Pour le doubleur de fréquence, nous avons relevé une série de courbes donnant la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée à fréquence constante, et une autre série de courbes donnant la puissance de sortie en fonction de la fréquence, à puissance d'entrée constante . Le banc de mesure utilisé est donné par la figure VI.2 . Ne disposant pas de générateur pouvant couvrir la totalité de la bande de fréquence, nous avons utilisé deux générateurs, le premier travaillant de 4 à 8GHZ et le second de 8 à 20 GHZ . La puissance de sortie maximale de ces deux générateurs est de 60 mW .

Le Wattmètre utilisé mesure des puissances allant de 10mW à 10mW . Celui-ci est équipé d'une sonde dont la caractéristique atténuation-fréquence est donnée en figure VI.3 . Ce Wattmètre est branché tantôt à l'entrée, tantôt à la sortie du doubleur . Pour des puissances d'entrée dépassant 10 mW, nous avons utilisé un atténuateur .

L'adaptation entre les différentes prises utilisées est assurée par un jeu de connecteurs . Quant au fréquencemètre utilisé , il peut afficher des fréquences mesurées allant de 1HZ jusqu'à 18GHZ .

Les résultats obtenus sont donnés par les figures VI.4 et VI.5 pour la diode Schottky réalisée, et par les figures VI.6 et VI.7 pour la diode DH 267 .

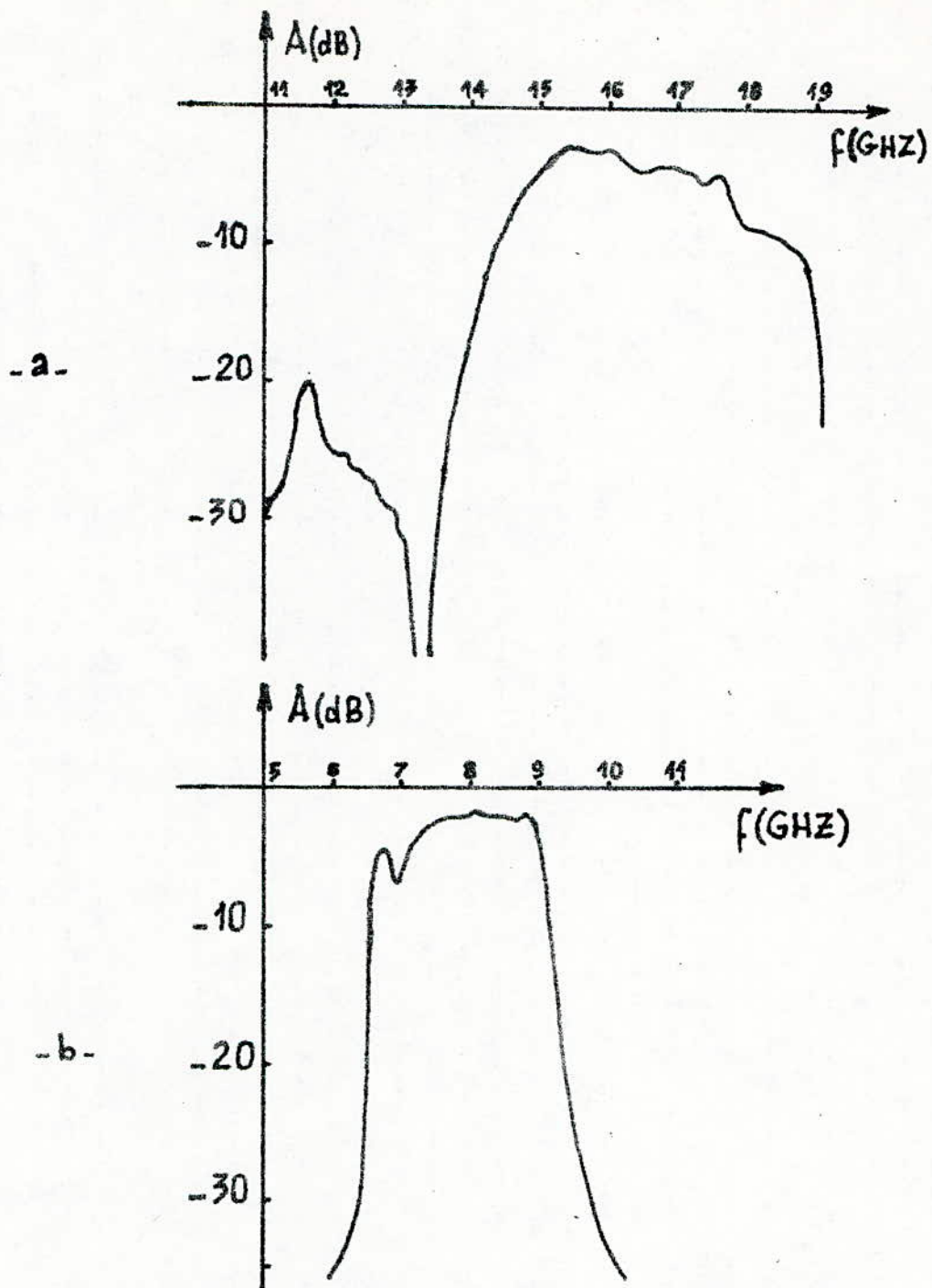


Figure VI.1

Caractéristiques expérimentales d'atténuation
des deux filtres passe-bande.

a - Filtre de sortie (16 GHz).

b - Filtre d'entrée (8 GHz).

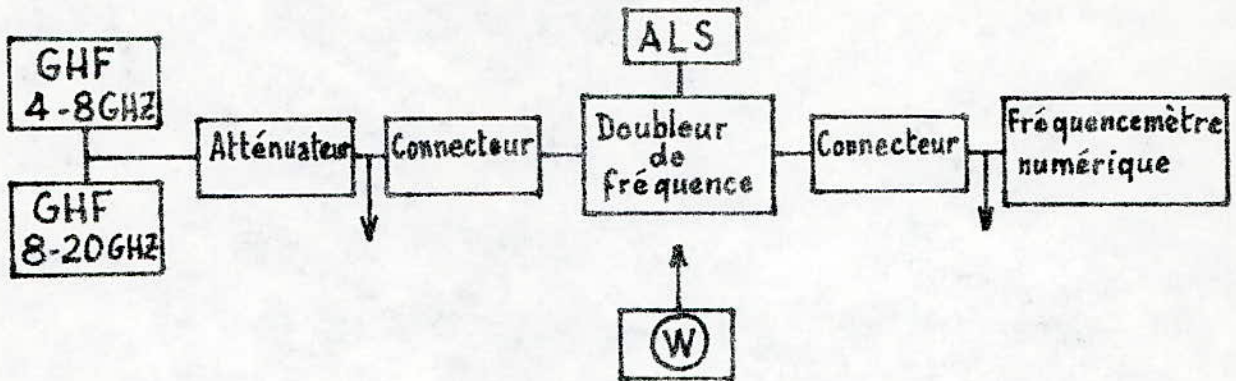


Figure VI.2
Banc de mesure.

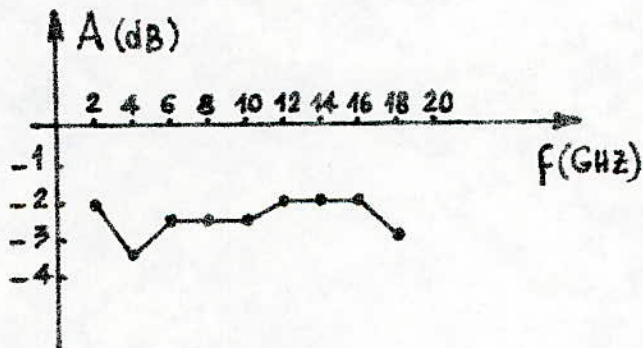


Figure VI.3
Caractéristique d'atténuation de la sonde
du wattmètre utilisé.

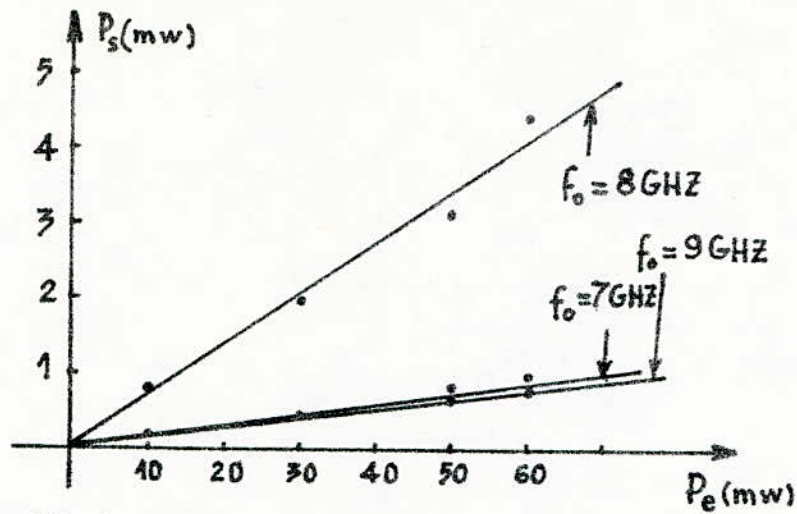


Figure VI.4

Courbes expérimentales donnant la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, à fréquence constante, pour le doubleur de fréquence avec la diode Schottky réalisée.

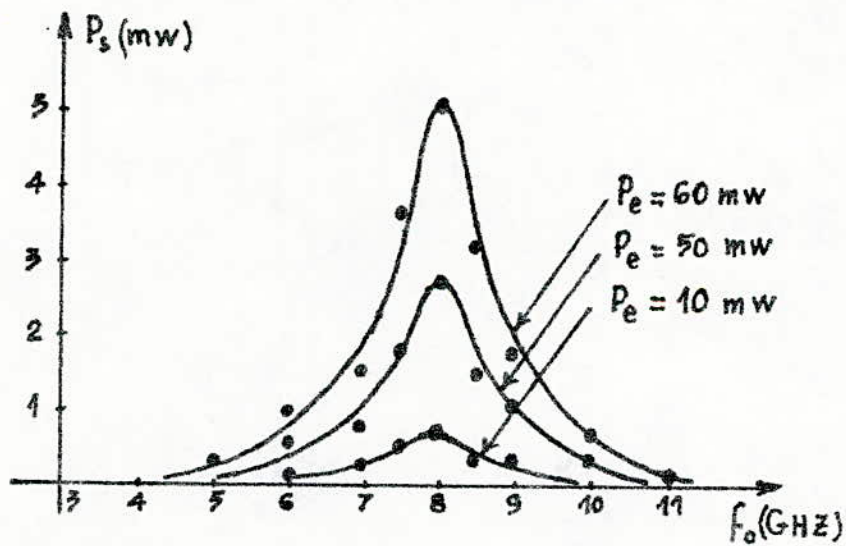


Figure VI.5

Courbes expérimentales donnant la puissance de sortie en fonction de la fréquence, à puissance d'entrée constante, pour le doubleur de fréquence avec la diode Schottky réalisée.

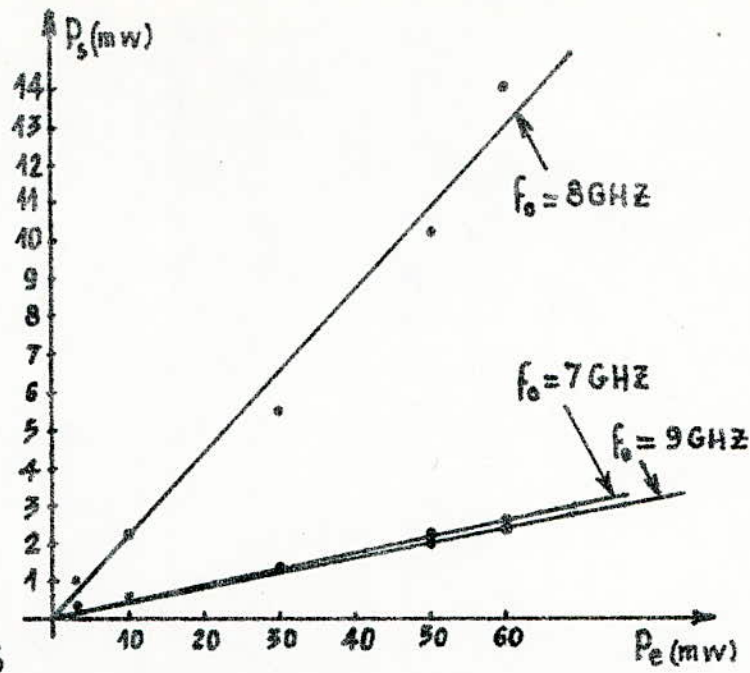


Figure VI.6

Courbes expérimentales donnant la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée à fréquence constante, pour le doubleur de fréquence avec la diode varactor DH267.

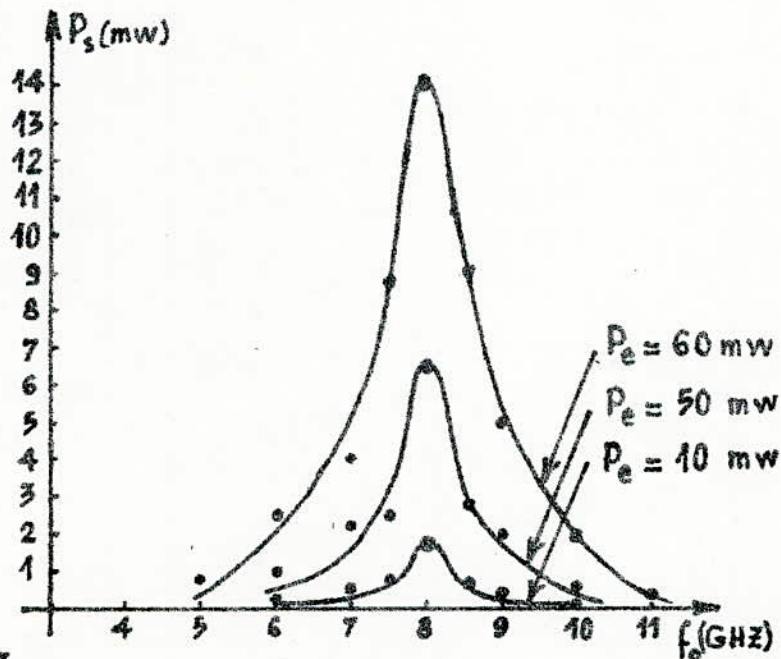


Figure VI.7

Courbes expérimentales donnant la puissance de sortie en fonction de la fréquence à puissance d'entrée constante, pour le doubleur de fréquence avec la diode varactor DH267.

VI.4 INTERPRETATION DES RESULTATS

Avec la diode Schottky que nous avons réalisée, il n'a pas été possible de satisfaire entièrement aux exigences du cahier de charges . Ainsi, nous avons été limité par les moyens de mesure utilisés, en obtenant 2pF pour la capacité de jonction, au lieu de 1pF . Cette valeur de la capacité à elle seule (sans tenir compte de la résistance série R_g), fait diminuer la fréquence de coupure de moitié . En effet, le materiel utilisé imposait un diamètre minimal de la diode de 100 μ m, alors que pour atteindre les résultats escomptés, il faut des diamètres beaucoup plus petits (51, 52).

Le fait de n'avoir pas tenu compte de la partie réactive des impédances d'entrée et de sortie des filtres, pourrait expliquer la faible valeur de rendement obtenue . En effet, la mauvaise adaptation à la sortie et à l'entrée de la diode peut causer des reflexions, donc des pertes .

Les caractéristiques expérimentales des filtres réalisés, ne correspondent pas très exactement au modèle de Tchebycheff . Nous constatons que l'atténuation dans la bande passante est d'une forme aléatoire, contrairement à celle de la figure IV.2 . Cependant, l'amplitude maximale de cette atténuation dans la bande passante demeure acceptable, et la pente de la caractéristique est très raide en dehors de la bande passante . Cette anomalie peut être attribuée aux transitions diverses qui ont été utilisées pour adapter les différents appareils de mesure .

Ainsi que le montre la figure II.11a, nous constatons que la fréquence de coupure de la diode DH267 est beaucoup plus élevée que la fréquence de travail du multiplicateur de fréquence . En effet, à cette dernière qui vaut 8GHZ, nous ne travaillons pas avec le maximum de puissance de sortie .

Par contre, la diode que nous avons mise au point nous permet de travailler très près du point de puissance maximale (fig.II.11b) . De façon plus précise, nous avons choisi de travailler un peu à gauche du maximum, à cause de la raideur de la pente de cette courbe à droite du maximum . Notons cependant que le rendement de cette diode qui est de l'ordre de 10%, est plus faible que celui de la diode DH267 (à 8GHZ, le rendement de cette diode est d'environ 25%) .

C O N C L U S I O N

De façon générale, ce travail a permis de montrer la complexité de la réalisation des systèmes intégrés microondes, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental . Ainsi, la mise au point de la méthode d'analyse des doubleurs de fréquence a nécessité des calculs préalables assez élaborés . On a abouti à une méthode simple qui offre l'avantage de pouvoir s'appliquer à n'importe quel doubleur de fréquence microonde, et pour n'importe quelle fréquence . Elle est par conséquent d'une grande utilité dans la gamme des ondes millimétriques, où plusieurs problèmes se posent encore .

Pour mettre au point la réalisation expérimentale, nous avons dû faire appel à plusieurs techniques microondes très récentes, que nous avons brièvement présentées .

Pour le calcul des microcircuits, nous avons utilisé des relations approchées, dans lesquelles on a tenu compte de toutes les discontinuités pouvant influencer la transmission, (Gap, capacité de bout, coude...) et habituellement négligées dans ce genre de réalisations . Les résultats obtenus sont satisfaisants .

Cette partie expérimentale nous a permis de maîtriser une technique de réalisation des diodes Schottky microondes en couche mince, et de vérifier les résultats de notre calcul . Les performances de la diode Schottky réalisée ont été comparées à celles d'une diode DH 267 de Thomson CSF . Les principaux résultats sont discutés au chapitre VI .

Une question intéressante serait de faire une étude plus systématique des problèmes de désadaptation (prise en compte de la partie réactive des filtres) .

Un autre problème est de voir comment réduire la valeur de la capacité de jonction en essayant de réduire ses dimensions .

Enfin, la conception de notre dispositif est valable quelle que soit la gamme de fréquence microonde . Aussi, on pourrait envisager dans une étape ultérieure, la mise au point d'un doubleur de fréquence pouvant effectivement fonctionner dans la gamme des ondes millimétriques, avec un rendement très élevé .

A N N E X E A

ETABLISSEMENT DES EQUATIONS DE MANLEY ET ROWE

Considérons la figure A.1, dans laquelle la capacité non linéaire est connectée à un circuit externe constitué de réseaux sélectifs de fréquence. Chacun de ces réseaux contient une résistance de charge, et un filtre passe bande idéal. Les deux réseaux se trouvant à l'entrée du circuit, contiennent chacun un générateur de tension à la fréquence appropriée, puisque pour certaines applications (mélangeurs, convertisseurs,...) il est nécessaire d'avoir deux sources de puissance à deux fréquences différentes .

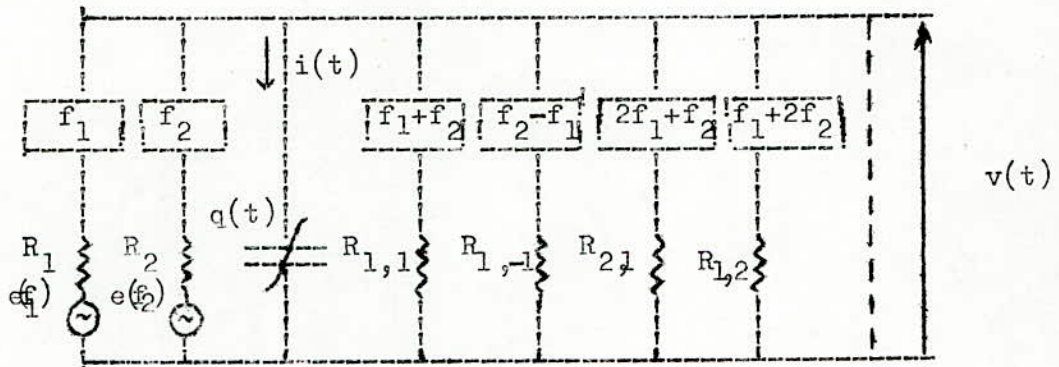


Figure A.1 Schéma de principe illustrant les équations de MANLEY et ROWE.

Ainsi, à la sortie du circuit, toutes les fréquences de la forme:

$$f_{m,n} = mf_1 + nf_2 \quad (A.1)$$

peuvent exister. m et n étant des nombres entiers.

La charge et le courant dans la capacité non linéaire, ainsi que la tension à ses bornes peuvent s'écrire de la façon suivante:

$$q(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} Q_{m,n} \exp(j\omega_{m,n}t) \quad (A.2)$$

$$i(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} I_{m,n} \exp(j\omega_{m,n}t) \quad (A.3)$$

$$v(t) = \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} V_{m,n} \exp(j\omega_{m,n}t) \quad (A.4)$$

où $\omega_{m,n} = m\omega_1 + n\omega_2$

Puisque q , i et v sont des fonctions réelles du temps, les

coefficients $Q_{m,n}$, $I_{m,n}$ et $V_{m,n}$ doivent vérifier les relations (II.9) et (II.10). D'autre part, la puissance moyenne $P_{m,n}$ dans la réactance non linéaire aux fréquences $\pm \{ mf_1 + nf_2 \}$ s'écrit:

$$P_{m,n} = (1/T_{m,n}) \int_0^{T_{m,n}} V_{m,n}(t) I_{m,n}(t) dt \quad (A.5)$$

Le résultat de cette intégrale est:

$$P_{m,n} = 2\text{Re}(V_{m,n} I_{m,n}^*) \quad (A.6)$$

Sachant que le courant i est la différentielle totale de la charge par rapport au temps, nous pouvons écrire:

$$I_{m,n} = j\omega_{m,n} Q_{m,n} \quad (A.7)$$

En portant cette expression de $I_{m,n}$ dans l'équation (A.6), nous obtenons:

$$P_{m,n} = -2\omega_{m,n} \text{Re}(jV_{m,n} Q_{m,n}^*) \quad (A.8)$$

D'autre part, puisque la capacité non linéaire est supposée sans pertes, la puissance totale moyenne dans la capacité doit être nulle:

$$\sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} P_{m,n} = 0 \quad (A.9)$$

où, les indices m et n doivent être choisis tels que chaque puissance n'est comptée qu'une seule fois.

Cette équation (A.9) peut être écrite sous la forme suivante :

$$\omega_1 \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{mP_{m,n}}{m\omega_1 + n\omega_2} + \omega_2 \sum_{m=-\infty}^{m=+\infty} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \frac{nP_{m,n}}{m\omega_1 + n\omega_2} = 0 \quad (A.10)$$

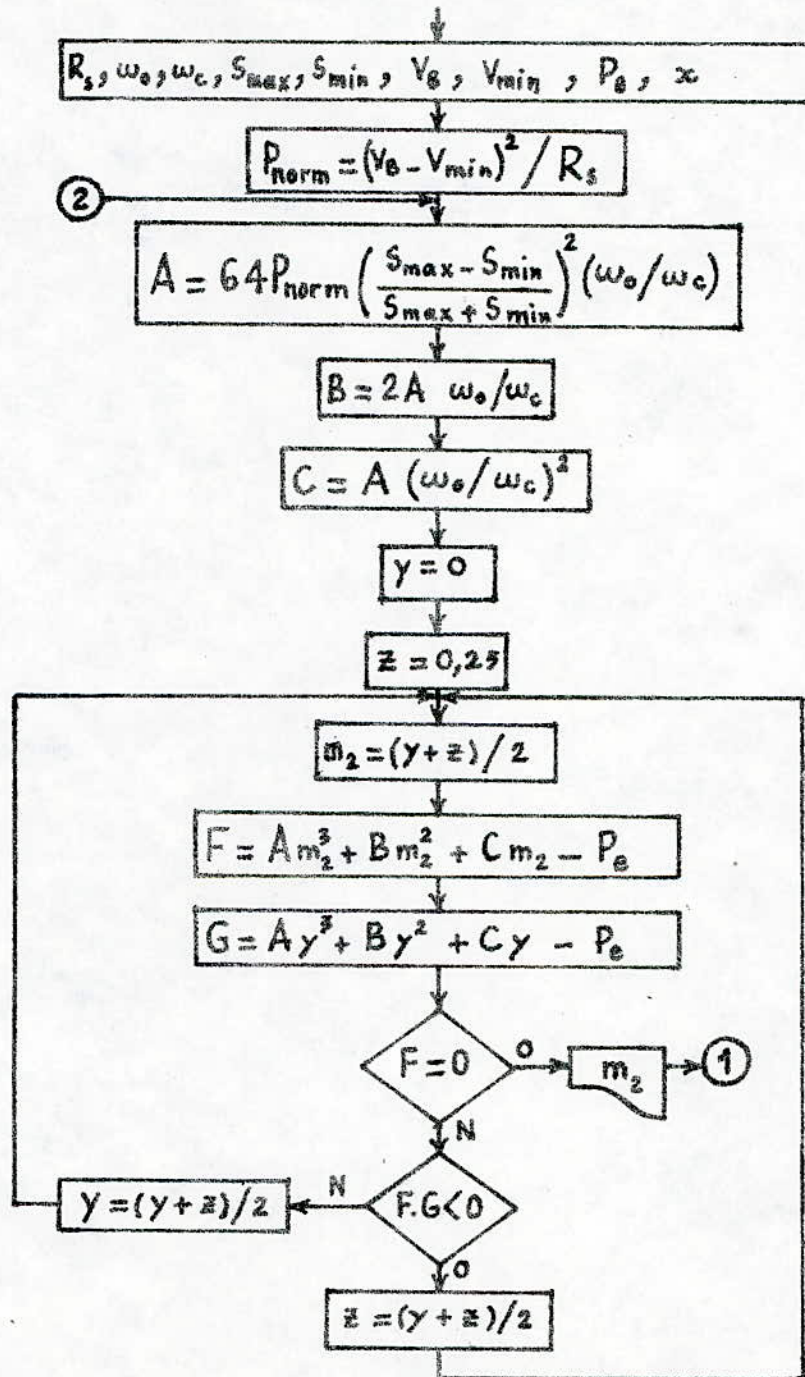
Nous voyons d'après l'équation (A.8) que le rapport

$P_{m,n}/(m\omega_1 + n\omega_2)$ ne dépend pas de la fréquence. Il ne dépend que des indices m et n , et de la non linéarité de la caractéristique $q = f(c)$.

Aussi, les pulsations ω_1 et ω_2 peuvent être quelconques, donc, chaque terme de l'équation (A.10) doit être nul. D'où, les équations de MANLEY et ROME données par les expressions (II.1) et (II.2).

ANNEXE B

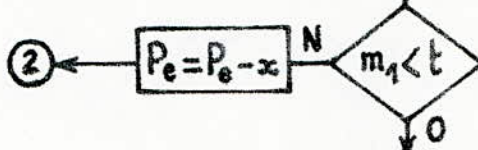
Organigramme de résolution d'un doubleur de fréquence avec diode à jonction abrupte.



①

$$m_1 = \sqrt{8 m_2^2 \left(1 + \frac{\omega_0}{m_2 \omega_c}\right)}$$

$$t = \frac{1}{\left(3 + \sqrt{1 + 32 \frac{m_2^2}{m_1^2}}\right) \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{m_1^2}{32 m_2^2} \left(\sqrt{1 + 32 \frac{m_2^2}{m_1^2}} - 1\right)}}$$



$$m_0 = \frac{S_{\max} + S_{\min}}{2(S_{\max} - S_{\min})}$$

$$R_2 = R_s \left(\frac{m_1^2}{2 m_2} \frac{\omega_c}{2 \omega_0} - 1 \right)$$

$$R_e = R_s \left(2 m_2 \frac{\omega_c}{2 \omega_0} + 1 \right)$$

$$\eta = \frac{\omega_c / 2 \omega_0 - 2 m_2 / m_1^2}{\omega_c / 2 \omega_0 + 1 / 2 m_2}$$

$$P_s = 8 P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 \left(\frac{2 \omega_0}{\omega_c} \right)^2 m_2^2 \left(\frac{m_1^2}{2 m_2} \frac{\omega_c}{2 \omega_0} - 1 \right)$$

$$P_d = 2 P_{\text{norm}} \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max} + S_{\min}} \right)^2 \left(\frac{2 \omega_0}{\omega_c} \right)^2 (m_1^2 + 4 m_2^2)$$

$$P = \frac{V_o + \phi}{V_B + \phi} = \left(\frac{S_{\max} - S_{\min}}{S_{\max}} \right)^2 (m_0^2 + 2 m_1^2 + 2 m_2^2)$$

$$\begin{matrix} R_2, R_e, \eta \\ P_s, P_d, P \end{matrix}$$

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

- (1) - STEPHEN.F.ADAM
Microwave theory and applications.
Prentice-Hall inc-New jersey 1969.
- (2) - H.A.WATSON (Editor)
Microwave semiconductor devices and their circuit applications.
Mc Graw Hill - New york 1969.
- (3) - B.J.LEVIN
The modified series model for an abrupt-junction varactor frequency doubler.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-14 N°4. april 1966 pp.184-188.
- (4) - K.S.GRABOWSKI
Amplificateurs et melangeurs paramétriques à diode varactor.
W.N.T Varsovie 1968 (En Polonais).
- (5) - W.SCHOCKLEY
The theory of P-N junction in semi-conductors and P-N junction transistors. B.S.T.J Vol 28, july 1949 pp.435-489.
- (6) - P.N.MARINOS
A note on varactor diodes.
Proc of the IEEE, vol 51 N°3. feb 1963 pp.388-389.
- (7) - E.T.WHITTAKER et al
A course of model analysis.
Cambridge University Press, London 1958.
- (8) - T.LOWAN
Tables of associated Legendre functions.
National Bureau of Standards. Columbian University Press, New york 1945.
- (9) - MORSE & FESHBACH
Methods of Theoretical Physics.
Mc Graw Hill, New york 1953.
- (10) - A.ANGOT
Complément de mathématiques. Paris 1957.
- (11) - T.TAKADA & M.HIRAYAMA
Hybrid Integrated Frequency Multipliers at 300 and 450 GHz.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-26 N°10. oct 1978 pp.733-737.

- (12) - J.W.ARCHER
Millimeter Wavelength Frequency Multipliers.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-29 N°6. june 1981 pp.552-557.
- (13) - J.W.ARCHER
A High Performance Frequency Doubler for 80 to 120 GHz.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-30 N°5. may 1982 pp.824-825.
- (14) - P.PENFIELD,Jr - R.P.RAFUSE
Varactor Applications.
The MIT Press , Cambridge, Massachussetts 1962.
- (15) - L.THOUREL
Cours d'hyperfréquences.
Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace. 1972.
- (16) - B.DEMIDOVITCH & I.MARON
Eléments de calcul numérique. Editions MIR, Moscou 1973.
- (17) - K.C.GUPTA - A.SINGH
Microwave Integrated Circuits. Wiley Eastern, New Delhi 1974.
- (18) - M.HOWE
Stripline Circuit Design. Artech House 1974.
- (19) - R.CRAMPAGNE
Méthodes d'analyse de structures microondes réalisées en technique microélectronique. Thèse de Doctorat es-sciences; nov 1977. INPToulouse.
- (20) - H.J.CARLIN
A simplified circuit model for microstrip.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-21 N°9. sept 1973 pp.589-591.
- (21) - M.V.SCHMEIDER
Microstrip lines for microwave integrated circuits.
The B.S.T.J, may-june 1969 pp.1421-1444.
- (22) - A.K.CANGULY & B.E.SPIELMAN
Dispersion characteristics for arbitrarily configured transmission media.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-25 N°12. dec 1977.
- (23) - J.P.VILLOTTE - M.AUBOURG - Y.GARAULT
Modified suspended striplines for microwave integrated circuits.
Electronics-Letters - 14, N°18. 31 Aug 1978 pp.602-603.
- (24) - K.C.GUPTA - R.GARG - I.J.BAHL
Microstrip lines and slot lines.
Artech house inc, Dedham, Massachussetts 1979.

- (25) - R.M.KNOX
Dielectric waveguide microwave integrated circuits.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-24 N°11. Nov 1977 pp.801-814.
- (26) - P.J.MEIER
Integrated finline millimeter components.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-22 N°12. dec 1974 pp.1209-1216.
- (27) - P.J.MEIER
Millimeter integrated circuits suspended in the E-plane of rectangular waveguide.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-26 N°10. Oct 1978 pp.726-733.
- (28) - T.C.EDWARDS
Conception des circuits microondes-microélectronique. Masson 1984.
- (29) - A.JELENSKI (Editeur)
Electronique des corps solides en hyperfréquences. (En Polonais).
Lignes microruban. Par R.VOGEL;chap 2.22. P.W.N Varsovie 1976.
- (30) - H.R.KAUP
Characteristics of microstrip transmission lines.
IEEE ; Trans on Computer, april 1967.
- (31) - H.A.WHEELER
Transmission line properties of a strip on a dielectric sheet on a plane. IEEE ; T-MTT,vol.MTT-25 N°8. Aug 1977 pp.631-647.
- (32) - I.J.BAHL
Use exact methods for microstrip design.
Microwaves, dec 1978 pp.61-62.
- (33) - A.FARRAR - A.T.ADAMS
A potentiel theory method for covered microstrip.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-21 N°7. July 1973 pp.494-499.
- (34) - T.C.EDWARDS - R.P.OWEN
2-18 GHz Dispersion measurements on 10-100 ohms microstrip line on sapphire. IEEE ; T-MTT , vol.MTT-24 N°8. Aug 1976 pp.505-513.
- (35) - W.J.GETSINGER
Microstrip dispersion model.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-21 N°1. Jan 1973 pp.589-591.
- (36) - B.BIANCO, et al
Some consideration about the frequency dependance of the characteristic impedance of uniform microstrip.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-26 N°3. Mar 1978 pp.182-185.

- (37) - D.MIRSHEKAR.SYAHKAL - J.B.DAVIES
 Accurate solution of microstrip and coplanar structures for dispersion and for dielectric and conductor losses.
 IEEE ; T-MTT , vol.MTT-27 N°7. July 1979. pp.694-699.
- (38) - P.SILVESTER - P.BENEDEK
 Microstrip discontinuity capacitances for right-angle bends, T junctions, and crossings.
 IEEE ; T-MTT , vol.MTT-21 N°5. May 1973 pp.341-346.
- (39) - R.GARG - I.J.BAHL
 Microstrip discontinuities. Int.J,Electronics, 45 N°1, 1978 pp.81-87.
- (40) - P.ANDERS - F.ARNDT
 Moment method of designing matched microstrip bends.
 1979 European Microwave Conference, Brighton, England digest of paper pp.430-434.
- (41) - T.G.BRYANT - J.A.WAISS
 Parameters of microstrip transmission lines and of coupled pairs of microstrip lines.
 IEEE ; T-MTT , vol.MTT-16 N°12. Dec 1966 pp.1021-1027.
- (42) - P.I.RICHARDS
 Resistor-Transmission-line circuits.
 Proc-IRE , vol.36. Feb 1948 pp.217-220.
- (43) - G.L.MATTAHEI - L.YOUNG - E.M.T.JONES
 Microwave filters, impedance matching networks and coupling structures.
 Mc Graw Hill, New york 1964.
- (44) - J.A.G.MALHERBE
 Microwave transmission lines.
 Artech house, Dedham, Massachussetts 1980.
- (45) - E.RIVIER - R.SARDOS
 La matrice S, Masson 1982.
- (46) - A.CARRIERE
 Synthèse des circuits passifs. Masson & Cie, Paris 1974.
- (47) - J.ROSS MAC DONALD
 Accurate solution of an idealized on-carrier metal-semiconductor junction problem. Pergamon press 1962 pp.11-37.

- (48) - P.LETURCO - G.REY
Physique des composants à semi-conducteurs. Dunod Université 1978.
- (49) - P.ANDERS and F.ARNDT
Microstrip discontinuity capacitances and inductances for double steps, mitered bends with arbitrary angle, and asymmetric right-angle bends. IEEE ; T-MTT , vol.MTT-28 N°11. Nov 1980 pp.1213-1217.
- (50) - K.C.GUPTA - R.GARG - R.CHADHA
Computer aided design of microwave circuits. Artech house 1981.
- (51) - E.BAVA - G.P.BAVA - A.GODONE and G.RIETTO
Analysis of Schottky-barrier millimetric varactor doublers. IEEE ; T-MTT , vol.MTT-29 N°11. Nov 1981 pp.1145-1149.
- (52) - T.TAKADA - T.MAKIMURA and M.OHMORI
Hybrid integrated frequency doublers and triplers to 300 and 450 GHz. IEEE ; T-MTT , vol.MTT-28 N°9. Sept 1980 pp.966-973.
- (53) - P.F.COMBES
Transmission en espace libre et sur les lignes.
Dunod Université 1983.
- (54) - I.J.BAHL - R.GARG
Simple and accurate formulas for microstrip with finite strip thickness. Proc- IEEE, 65, 1977, pp.1611-1612.
- (55) - L.YOUNG - H.SOBOL (Editeurs)
Advances in microwaves vol 8.
Analysis of microstrip transmission lines pp.67-141.
By R.MITTRA - T.ITOH. Academic press 1974.
- (56) - H.A.WHEELER
Transmission-line properties of parallel strips separated by a dielectric sheet.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-13 , 1965 pp.172-185.
- (57) - E.YAMASHITA - R.MITTRA
Variational method for the analysis of microstrip lines.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-16, 1968 pp.251-256.
- (58) - H.E.GRIEN
The numerical solution of some important transmission-line problems.
IEEE ; T-MTT , vol.MTT-13 , 1965 pp.676-692.

- (59) - TRI.T.HA
Solid state microwave amplifier design. John Wiley, New York 1981.
- (60) - M/A Com (Catalogue)
Microwave journal . Oct 1982.
- (61) - R.MITTRA - T.ITOH
A new technique for analysis of the dispersion characteristics of microstrip lines .
IEEE; T.MTT, vol.MTT - 19 N2 1, Jan 1971 pp.47-56 .
- (62) - J.BORBURGH
The Behaviour of guided modes on the ferrite filled microstrip line with the magnetisation perpendicular to the ground-plane .
Archiv für Elektrische Übertragung
(AEU) , Band 31, Heft 2, 1977 pp. 73-77 .
- (63) - R.MITTRA - Y.L.HOU - V.JAMNEJAD
Analysis of open dielectric waveguides using mode matching technique and variational methods .
IEEE; T.MTT, vol.MTT-28 N2 1 . Jan 1980. pp.36-43 .
- (64) - C.H. TANG
An Exact Analysis of Varactor Frequency Multipliers .
IEEE; T.MTT, vol.MTT-14 N24 .April 1966 pp.210-212 .
- (65) - E.W. SARD
Closed-Form Analysis of the Abrupt Junction Varactor Doubler .
IEEE ; T.MTT , vol.MTT - 27 N26 . June 1979 pp.604-611 .