

50376  
1989  
151

50376  
1989  
151

# THESE

présentée à

N° d'ordre 361

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE FLANDRES ARTOIS

pour obtenir le titre de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE**

Spécialité : Electronique

par

**Nathalie HAESE**

Ingénieur E.U.D.I.L.



**"Modélisation des circuits  
en guide d'onde rectangulaire pour la réalisation  
de fonctions électroniques en gamme millimétrique.  
Approche quasi-optique  
d'une tête d'émission-réception  
pour la réalisation de radars à courte portée"**

Soutenue le 7 juin 1989 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury : MM.	Y. GARULT	Président
	P.A. ROLLAND	Directeur de thèse
	P. DEGAUQUE	Rapporteur
	Ph. GELIN	Rapporteur
	E. CONSTANT	Examineur
	Y. DAVID	Examineur
	D. ESTEVE	Examineur
	G. SALMER	Examineur

*A ma mère,  
A mon père,  
A mon frère,*

*A David et Romain,*

*A tous les miens*

*Ce travail a été effectué au "Centre Hyperfréquences et Semiconducteurs" de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur SALMER.*

*Monsieur le Professeur Y. GARULT, Professeur de la Faculté des Sciences de Limoges, me fait l'honneur de présider la commission d'examen et de juger mon travail. Je l'en remercie.*

*Je voudrais exprimer toute ma gratitude envers Paul Alain ROLLAND qui a non seulement dirigé la totalité de cette étude, mais y a de plus participé très activement. Qu'il veuille bien trouver à travers ce mémoire, fruit d'un travail collectif, l'expression de ma très profonde reconnaissance.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur P. DEGAUQUE, Professeur à l'U.S.T.L.F.A. et Monsieur le Professeur Ph. GELIN, Professeur à l'EN.S.T. de Bretagne, qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs.*

*Je tiens à remercier Monsieur le Professeur E. CONSTANT, Professeur à l'U.S.T.L.F.A., Monsieur Y. DAVID, Directeur du C.R.E.S.T.A., Monsieur le Professeur D. ESTEVE, Professeur du L.A.A.S, Monsieur le Professeur G. SALMER, Professeur à l'U.S.T.L.F.A., qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen et de juger mon travail.*

*Je tiens à exprimer mes plus vifs remerciements à Marie-Renée FRISCOURT pour les discussions que nous avons eues, pour sa gentillesse et pour l'aide qu'elle m'a apportée.*

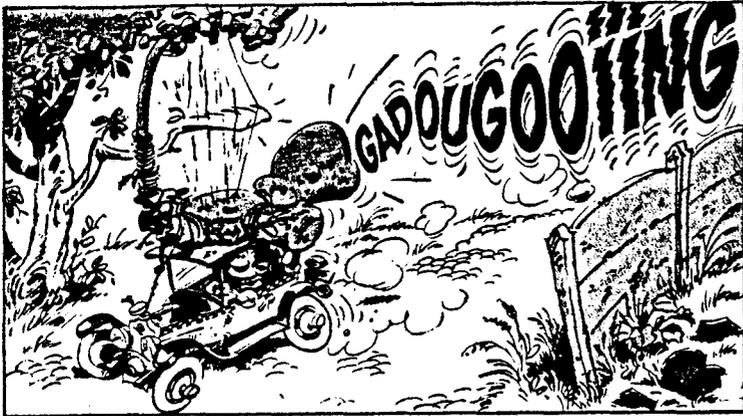
*La partie expérimentale de cette étude a fait appel de nombreuses fois aux compétences de l'ensemble du personnel du C.H.S.. Je tiens ici à leur exprimer toute ma gratitude et en particulier :*

- *à Madame E. DELOS, Madame S. LEPILLET, et Monsieur E. PLAYEZ de la Centrale de Caractérisation,*
- *à Messieurs J.C. ANDRIES, J.C. JENNEQUIN et P. MICHON de l'Atelier de Mécanique,*
- *à Monsieur D. VANDERMOERE de la microélectronique,*
- *à Monsieur J.P. DEHORTER du Service de reprographie.*

*Mes remerciements vont également à Madame I. DERUDDER du C.I.T.I. qui a assuré avec une grande efficacité la composition de ce mémoire.*

*Enfin, je tiens également à remercier tous mes amis du laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont prodiguée pendant ces trois années.*

## **Introduction**



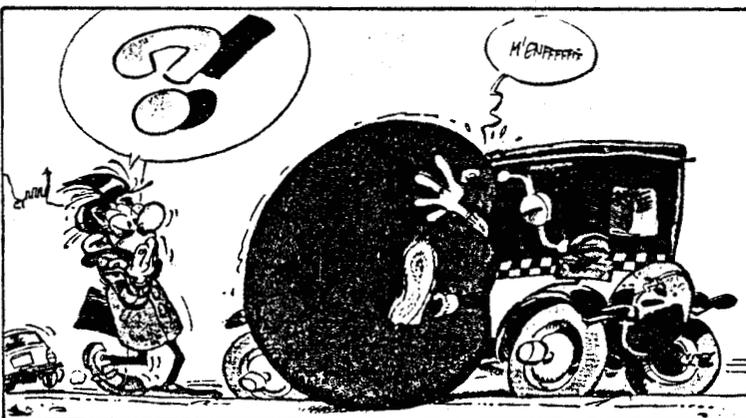
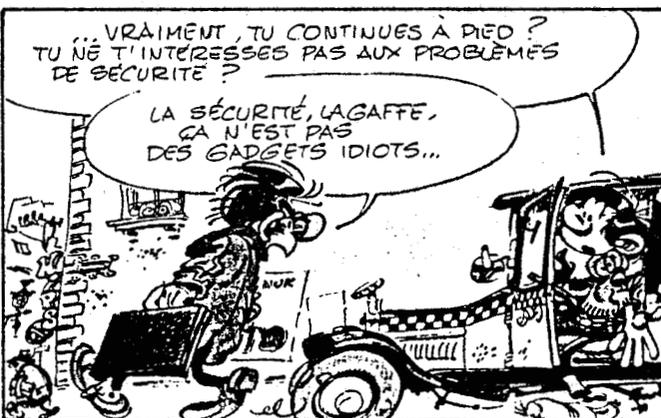
*Première génération de radar anti-collision : radar à ondes vibrantes et cornet amplificateur*

Nous assistons depuis quelques années à un développement croissant des systèmes microondes tant dans les domaines professionnels que grand public. Les buts à atteindre peuvent apparaître différents à l'heure actuelle : le premier domaine privilégie la technologie et les performances alors que le second ne connaîtra un développement réel que si les problèmes de production de masse et de coût sont maîtrisés. Néanmoins, dans les deux cas, il apparaît indispensable de disposer de logiciels souples et rapides permettant la conception optimale des diverses fonctions entrant dans un système. A terme ces logiciels doivent permettre de concilier la recherche de performances de haut niveau et des coûts compatibles avec une production de masse.

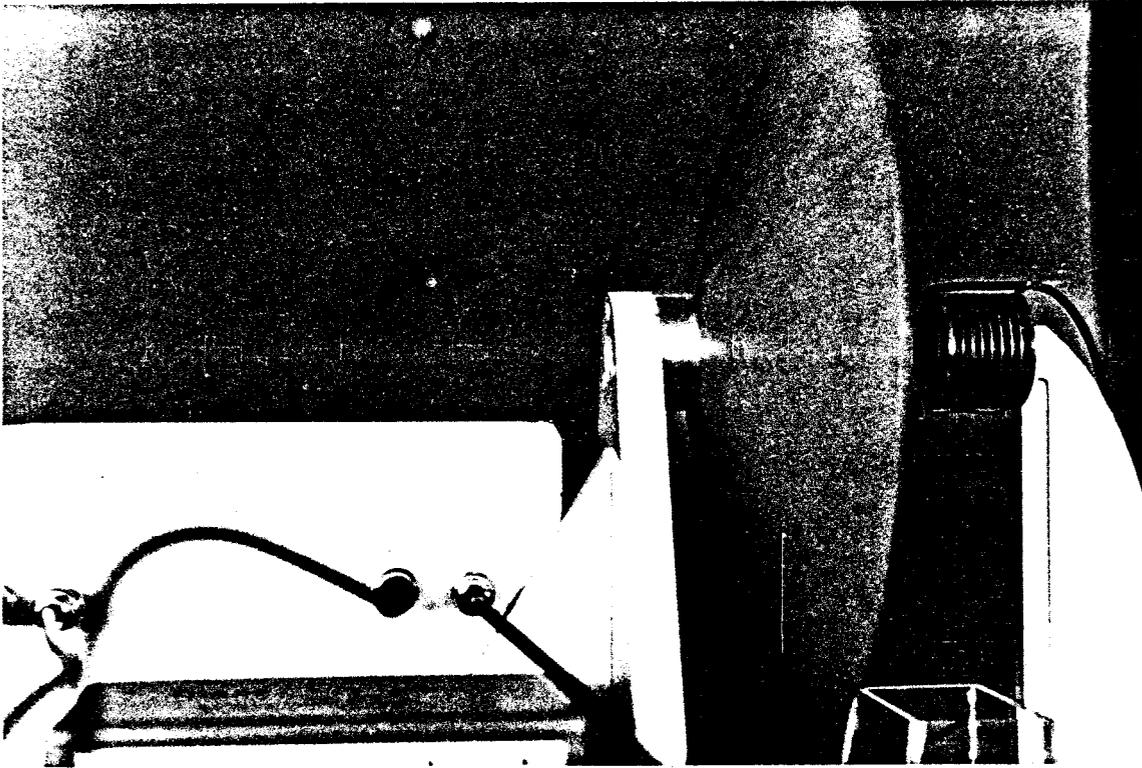
Notre travail s'inscrit dans cette perspective et concerne plus particulièrement la modélisation et la conception de circuits en technologie classique et en structure quasi-optique pour la réalisation de systèmes fonctionnant en gamme millimétrique (30 - 300 GHz).

*Deuxième génération : radar à émission percussive modulée en amplitude.*





Troisième génération : radar à détection d'onde de choc et dispositif pneumatique de sécurité.



*Quatrième génération : radar quasi-optique, moins bruyant, moins encombrant, moins dangereux (!), plus fiable...*

## Table des Matières

# Table des Matières

## **Modélisation des circuits à configuration : ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire, résonateur radial/guide d'onde rectangulaire**

1.1	Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire"	01
1.1.1	Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique"	06
1.1.1.1	Dérivation d'un schéma équivalent	06
1.1.1.2	Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent	06
1.1.1.3	Premier modèle simple	08
1.1.1.4	Second modèle prenant en compte l'influence des ouvertures dans les grands côtés du guide d'onde	10
1.1.1.5	Conclusion	14
1.1.2	Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique"	18
1.1.2.1	Dérivation d'un schéma équivalent	21
1.1.2.2	Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent	21
1.1.2.3	Hypothèses introduites dans le modèle	21
1.1.2.4	Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent	23
1.1.2.5	Validation du modèle	23
1.1.2.6	Conclusion	25
1.1.3	Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap"	27
1.1.3.1	Dérivation d'un schéma équivalent	27
1.1.3.2	Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent	27
1.1.3.3	Hypothèses introduites dans le modèle	28
1.1.3.4	Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent	28
1.1.3.5	Validation du modèle	28
1.1.3.6	Conclusion	31

1.1.4	Extension du modèle pour la simulation des configurations usuelles des circuits classiquement utilisés	32
1.1.4.1	Transition abrupte ou progressive en guide d'onde rectangulaire	34
1.1.4.2	Iris capacitif et selfique	34
1.1.4.3	Transformateur d'impédance quart-d'onde	34
1.1.4.4	Impédance vue dans le plan de la diode	37
1.1.5	Détermination du coefficient de qualité externe	37
1.1.6	Conclusion	42
1.2	Modélisation des circuits à résonateur radial	42
1.2.1	Première approche : calcul des champs électromagnétiques locaux	42
1.2.1.1	Détermination des champs électromagnétiques dans chacune des régions	44
1.2.1.2	Détermination de l'admittance vue dans le plan de la diode	51
1.2.1.3	Validation du modèle	52
1.2.2	Seconde approche - modèle matriciel	58
1.2.3	Détermination des différentes matrices	60
1.2.3.1	Formalisme des lignes de transmission appliqué aux lignes radiales	60
1.3	Application du formalisme des lignes de transmission à la détermination des différentes matrices [II], [III], [IV]	64
1.3.0.1	Détermination des matrices de couplage $[C_d]$ , $[C_2]$ , $[C_4]$	66
1.3.0.2	Détermination de l'admittance $Y_e$ vue dans le plan de la diode	69
1.3.0.3	Validation du modèle matriciel	70
1.3.1	Comparaison des deux modèles	71
1.3.2	Prise en compte du court-circuit mobile dans le modèle du résonateur radial inséré dans un guide d'onde rectangulaire	73
1.3.2.1	Validation de la modélisation du court-circuit mobile pour les circuits à résonateur radial	77
1.3.3	Extension du modèle matriciel aux configurations de circuits à résonateur radial les plus usuelles - Modèle à N régions	81
1.3.3.1	Les ruptures à symétrie de révolution	81
1.3.3.2	L'accord coaxial	83
1.3.3.3	Conclusion	85

## Application à l'étude des oscillateurs

2.1	Oscillateur à diode avalanche et temps de transit de forte puissance en bande Ku	88
2.1.1	Description des circuits utilisés	88
2.1.2	Dispositif expérimental de caractérisation	91
2.1.2.1	Mesure à l'analyseur de réseau	91
2.1.2.2	Dispositif de caractérisation des oscillateurs	97
2.1.2.3	Résultats expérimentaux et interprétation	97
2.2	Influence des différents paramètres d'accord pour les deux types de circuits envisagés	109
2.2.1	Analyse du circuit de type transition ligne coaxiale/guide d'onde	110
2.2.2	Analyse du circuit de type Kurokawa	116
2.2.3	Analyse des circuits à résonateur radial	122
2.2.4	Conclusion	128
2.2.5	Conception de modules préaccordés pour utilisation en gamme millimétrique	128

## Conception et réalisation d'une tête d'émission-réception en structure quasi-optique en intégration hybride

3.1	Principe	139
3.2	Conception de l'antenne active	139
3.2.1	Choix du mode de rayonnement	141
3.2.2	Dimensions géométriques de l'antenne active	142
3.2.3	Polarisation continue de l'élément actif	145
3.2.4	Réalisation de l'antenne active et mesure du diagramme de rayonnement	145
3.3	Intégration d'une commande électronique de la fréquence d'émission sur l'antenne active	146
3.4	Intégration quasi-optique du mélangeur sur l'antenne active	151
3.5	Réalisation d'un système d'émission-réception	154
3.6	Principe de fonctionnement de la lentille de Fresnel en structure plane	155
3.7	Réalisation d'une tête d'émission-réception pour radar doppler à courte portée	158

## Conclusion

## Bibliographie

## Annexes

## **Chapitre 1**

### **Modélisation des circuits à configuration :**

- ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire
- résonateur radial/guide d'onde rectangulaire

## **Chapitre 1**

### **Modélisation des circuits à configuration :**

- **ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire**
- **résonateur radial/guide d'onde rectangulaire**

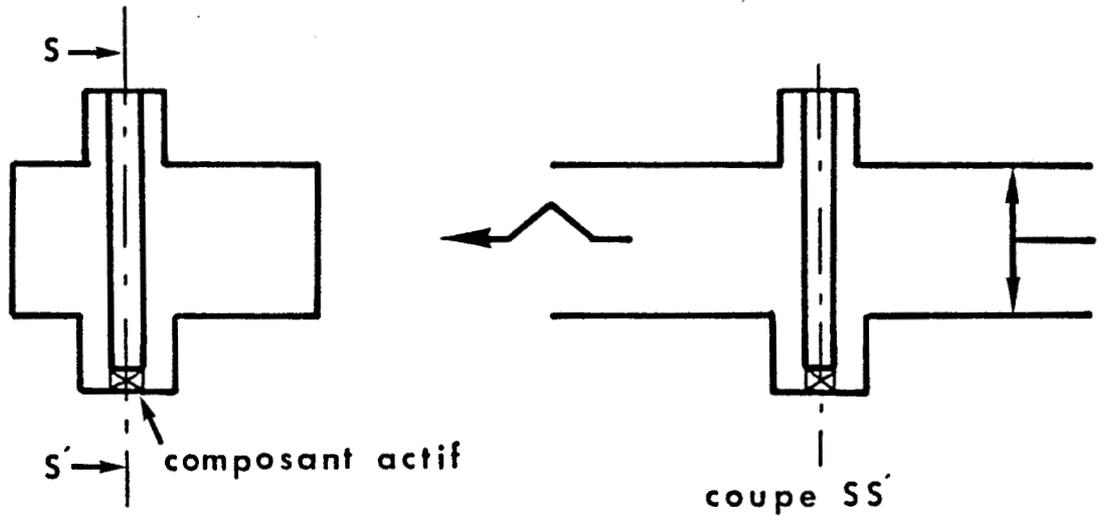


Figure 1a : Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde"

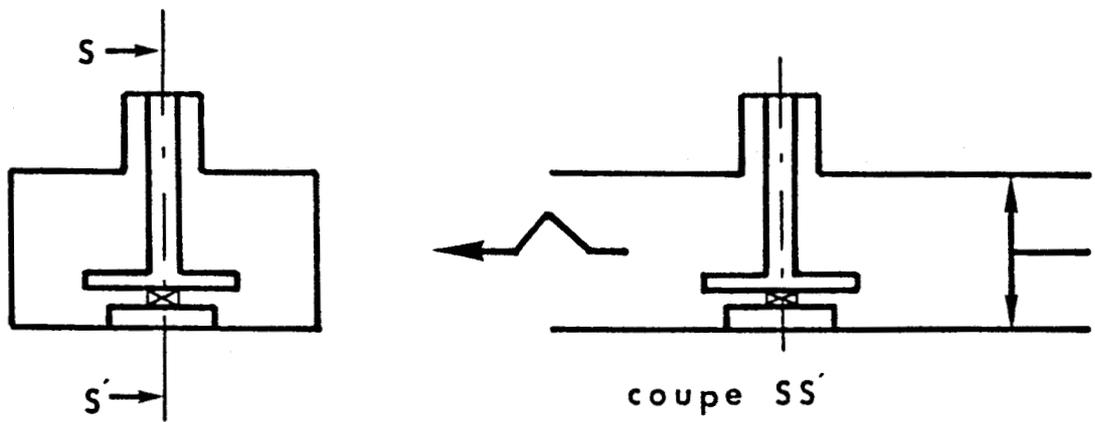


Figure 1b : Circuit à résonateur radial

## Introduction

Les circuits en structure guide d'onde sont encore de nos jours très utilisés pour la réalisation de sources hyperfréquences de forte puissance, tant dans les gammes de longueurs d'onde centimétriques que millimétriques, en régime d'oscillations continues comme en régime impulsionnel.

Les niveaux de résistance négative présentés, dans ces conditions de très forte puissance, par les composants actifs sont très faibles (de l'ordre, voire inférieurs, à 1 ohm). Cette caractéristique impose la réalisation de circuits à pertes minimales. Dans cette optique, les structures fermées de type guide d'onde apparaissent plus intéressantes que les structures ouvertes. Le guide d'onde le plus utilisé est encore le guide d'onde rectangulaire véhiculant un mode fondamental  $TE_{10}$ .

Les configurations de base des circuits de type guide d'onde utilisés pour les principales fonctions de l'électronique microonde (mélange, détection, génération de puissance directe ou harmonique, limitation, amplification ..... ) peuvent être classées en deux grandes catégories :

- les structures de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde", comme illustré figure 1a ;
- les structures à résonateur radial inséré dans le guide d'onde rectangulaire, plus communément appelées structures à "cap", comme schématisé figure 1b. Le résonateur radial ("cap") agit comme une ligne de basse impédance caractéristique permettant d'adapter le faible niveau d'impédance du composant à la forte valeur d'impédance caractéristique du guide d'onde.

Afin de mieux situer la grande variété de fonctions microondes qui peuvent être réalisées à partir de circuits en guide d'onde, nous avons dressé (tableau 1) une liste non exhaustive d'applications classiques de ces derniers.

Bien que ces circuits permettent l'introduction de paramètres ajustables par l'insertion mécanique de plongeurs ou contacts glissants, leur mise au point est souvent laborieuse et coûteuse. De plus leur reproductibilité peu satisfaisante nécessite encore un ajustage en fin de chaîne de fabrication.

Il apparaît donc particulièrement intéressant de développer un modèle électromagnétique simple de ces circuits en guide d'onde permettant notamment :

- de mieux comprendre le comportement électromagnétique du circuit afin de choisir la structure de circuit la plus adaptée à la fonction à réaliser ;
- d'optimiser cette fonction (CAO) ;
- de mettre en évidence les paramètres critiques, voire même les plages de réglage à éviter ;
- de minimiser les paramètres d'accord.

Or de nos jours, il existe peu de logiciels simples et rapides regroupant la modélisation de toutes les configurations des circuits en guide d'onde. Nous nous proposons donc de présenter dans ce chapitre un modèle de ces circuits. Rappelons que le but de ce travail n'est pas de développer une étude électromagnétique fondamentale, mais de réaliser une synthèse, une réactualisation et une extension de différents modèles déjà publiés dans la littérature, ou disponibles au laboratoire (CHS).

Notre objectif est d'aboutir à une formulation des paramètres électromagnétiques du circuit assez simple pour être insérée dans un logiciel de CAO rapide et transportable, tout en offrant une précision suffisante.

Dans une première partie, l'étude est consacrée à la modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde". Pour cette modélisation, nous nous sommes essentiellement inspirés des travaux de CHANG [1] et de WILLIAMSON [2], [3], [4], [5], qui sont parmi les plus récents et qui réactualisent certains travaux de base plus anciens, correspondant aux références [6], [7], [8], [9].

Dans une seconde partie, nous nous proposons de modéliser les circuits à résonateur radial/guide d'onde. Ce modèle s'inspire en partie des travaux récents de BIALKOWSKI [10], BEATES [11], WILLIAMSON [12] et DERYCKE [13].

Fonctions	Circuit à transition ligne coaxiale/guide d'onde	Circuit à résonateur radial/guide d'onde
Oscillateur en gamme centimétrique C W Impulsionnel	utilisé très utilisé	très utilisé utilisé
Oscillateur en gamme millimétrique C W Impulsionnel	utilisé très utilisé	très utilisé peu utilisé
Génération harmonique	très utilisé	utilisé pour extraction de l'harmonique deux
V C O	utilisé	utilisé
Mélangeur	très utilisé	-
Détecteur	très utilisé	-
Limiteur	très utilisé	-
Amplificateur	utilisé	utilisé

Tableau 1

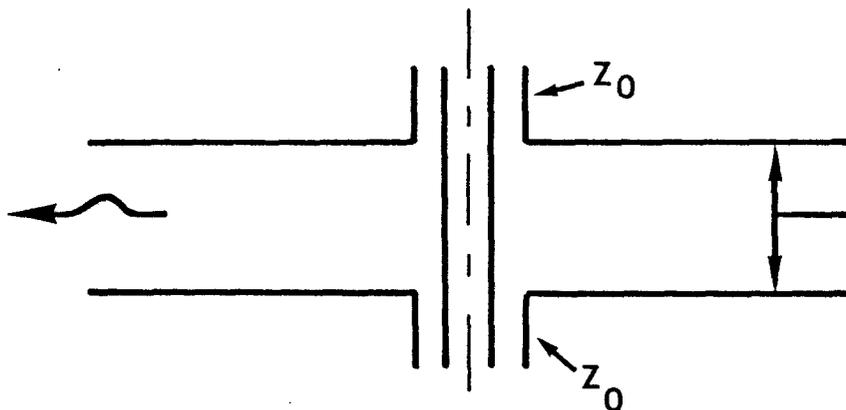


Figure 2a : Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique"

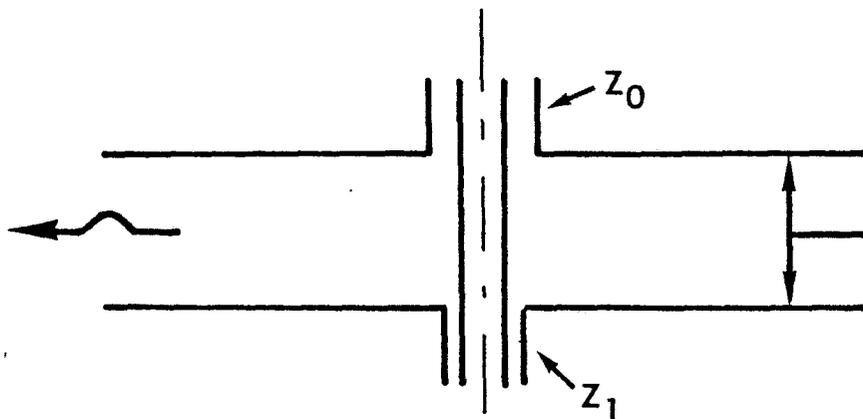


Figure 2b : Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique"

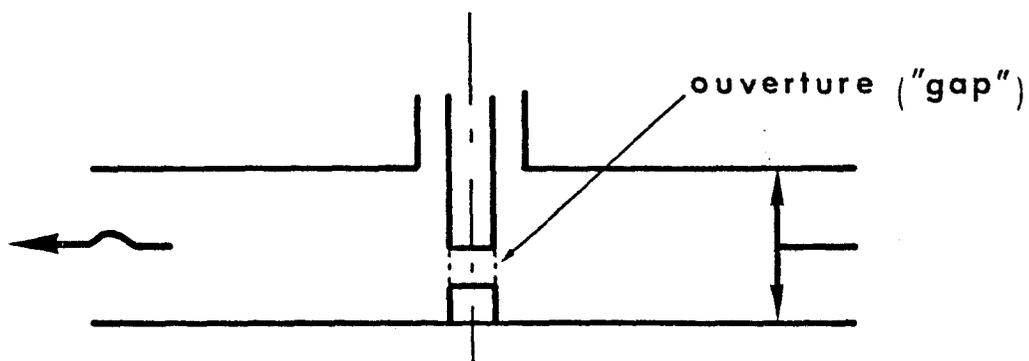


Figure 2c : Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap"

## Chapitre 1

### 1.1 Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire"

Pour plus de clarté, nous commencerons par définir les différentes configurations de circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde rectangulaire" que nous allons étudier.

- La première configuration est composée d'une même ligne coaxiale traversant les deux grands côtés du guide d'onde rectangulaire de façon identique, comme illustré figure 2a. Ce type de circuit est à configuration symétrique. Nous l'appellerons : "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique".
- La seconde configuration est formée d'une ligne coaxiale non uniforme traversant les deux grands côtés du guide d'onde rectangulaire de façon asymétrique, comme illustré figure 2b. Nous nommerons cette catégorie de circuit : "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique".
- La dernière configuration est constituée d'une ligne coaxiale ne traversant qu'un seul des grands côtés du guide d'onde rectangulaire et dont le conducteur central présente une ouverture ("gap") située dans le guide d'onde comme illustré figure 2c. Cette famille de circuits est communément appelée : "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap".

#### 1.1.1 Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique"

##### 1.1.1.1 Dérivation d'un schéma équivalent

A partir d'une synthèse des travaux développés dans les références [1], [2], [4], [5], [6], [8], [9], [14], nous avons établi un schéma équivalent possible de cette configuration de circuit. Ce schéma est illustré figure 3.

Le circuit équivalent a une configuration d'octopôle, dont les quatre accès sont définis de la façon suivante :

- les plans de référence des portes 1 et 2 de cet octopôle sont relatifs aux accès par les deux lignes coaxiales. Ils sont définis au niveau de la traversée des grands côtés du guide d'onde par la ligne coaxiale, comme illustré figure 4 ;
- les plans de référence des portes 3 et 4 de l'octopôle sont relatifs aux accès par le guide d'onde rectangulaire. Ils sont déterminés au niveau de l'axe  $SS'$  (axe central de la ligne coaxiale), comme illustré figure 4.

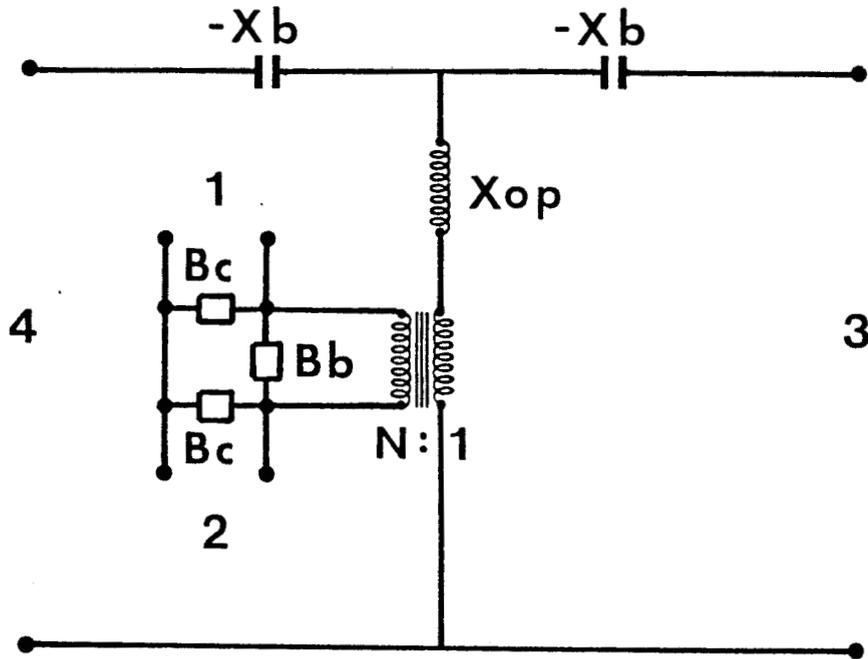


Figure 3 : Schéma équivalent des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique"

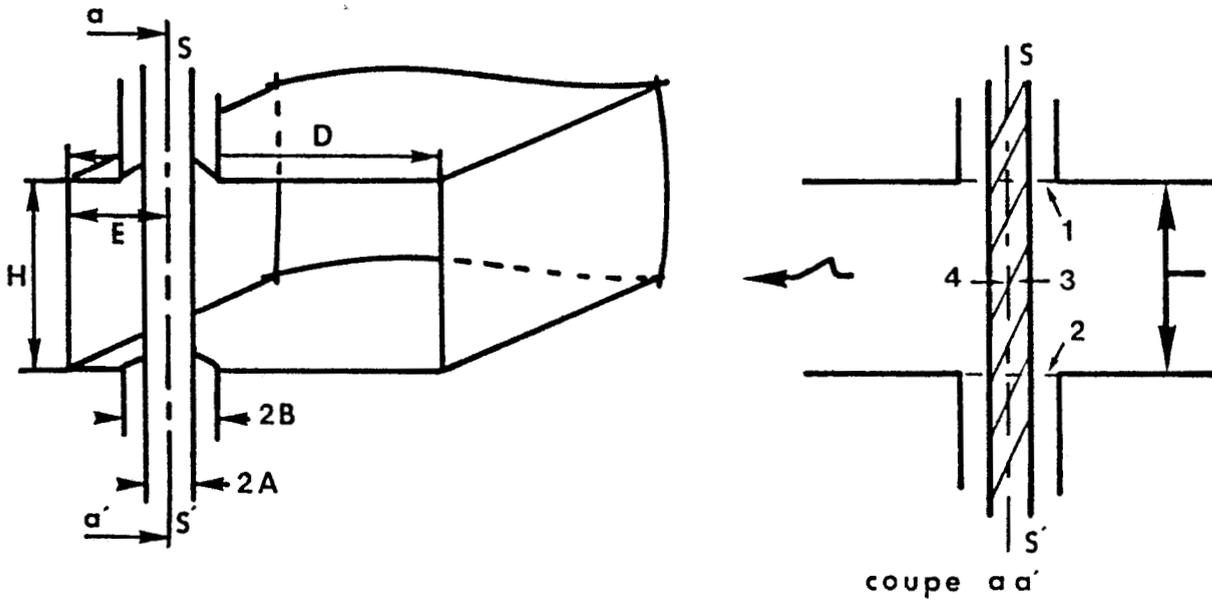


Figure 4 : Définition des accès de l'octopôle

Pour cette structure octopôle, nous pouvons déterminer l'impédance dans un plan quelconque de l'une des portes lorsque les autres accès sont chargés par des impédances connues, comme illustré figure 5 pour la porte 2, par exemple.

### 1.1.1.2 Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent

Le schéma équivalent illustré figure 3 est composé d'éléments localisés, dont la signification physique est la suivante :

- $X_b$  est une réactance capacitive traduisant l'épaisseur de la tige métallique constituant le conducteur central de la ligne coaxiale ;
- $X_{op}$  est une réactance selfique traduisant la traversée du guide d'onde rectangulaire par la tige métallique, comme illustré ci-dessous.

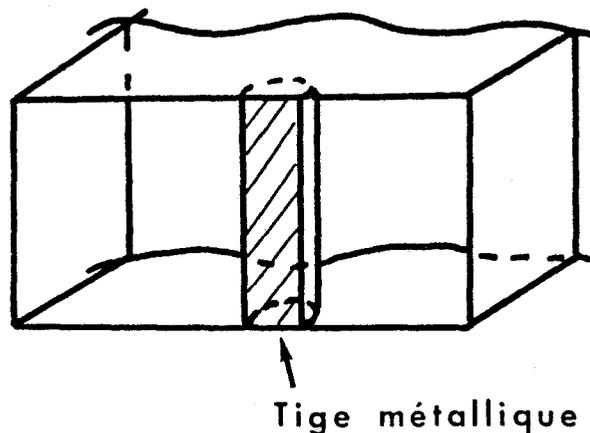
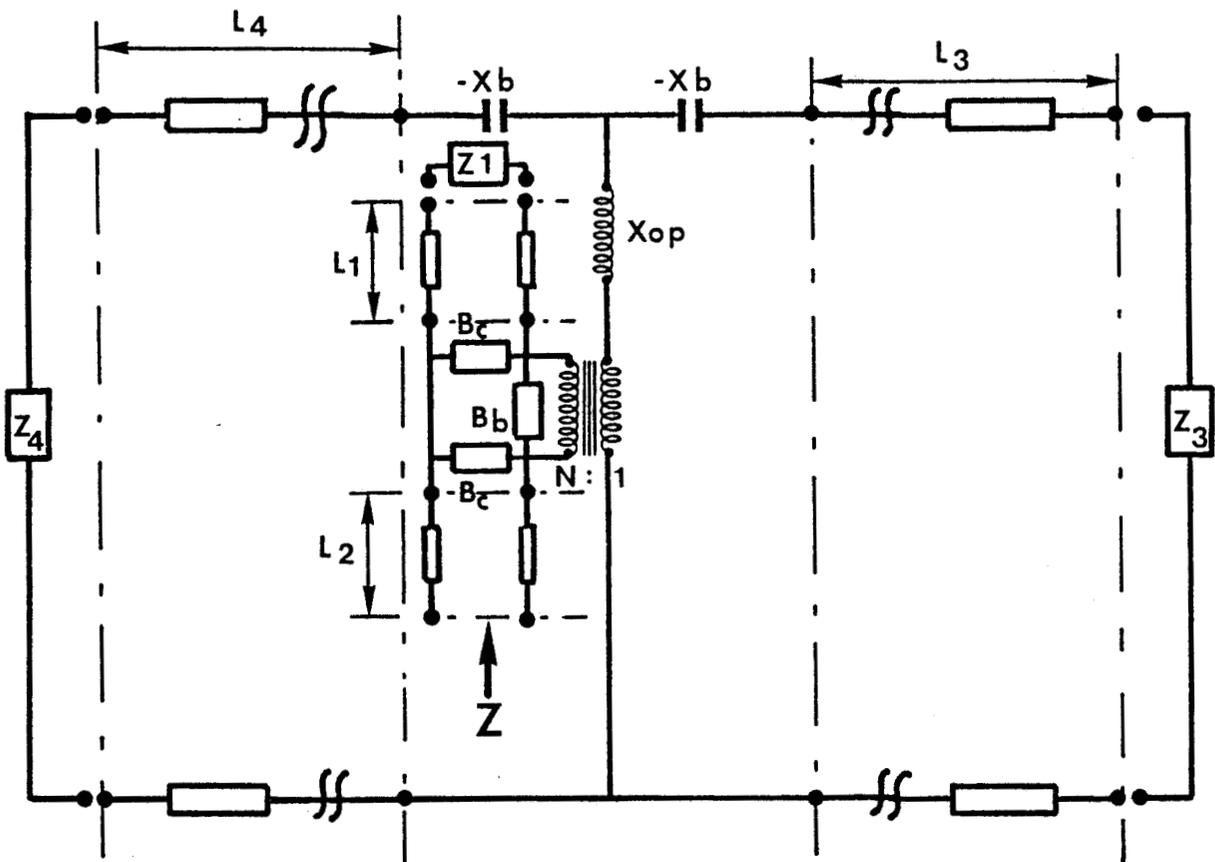
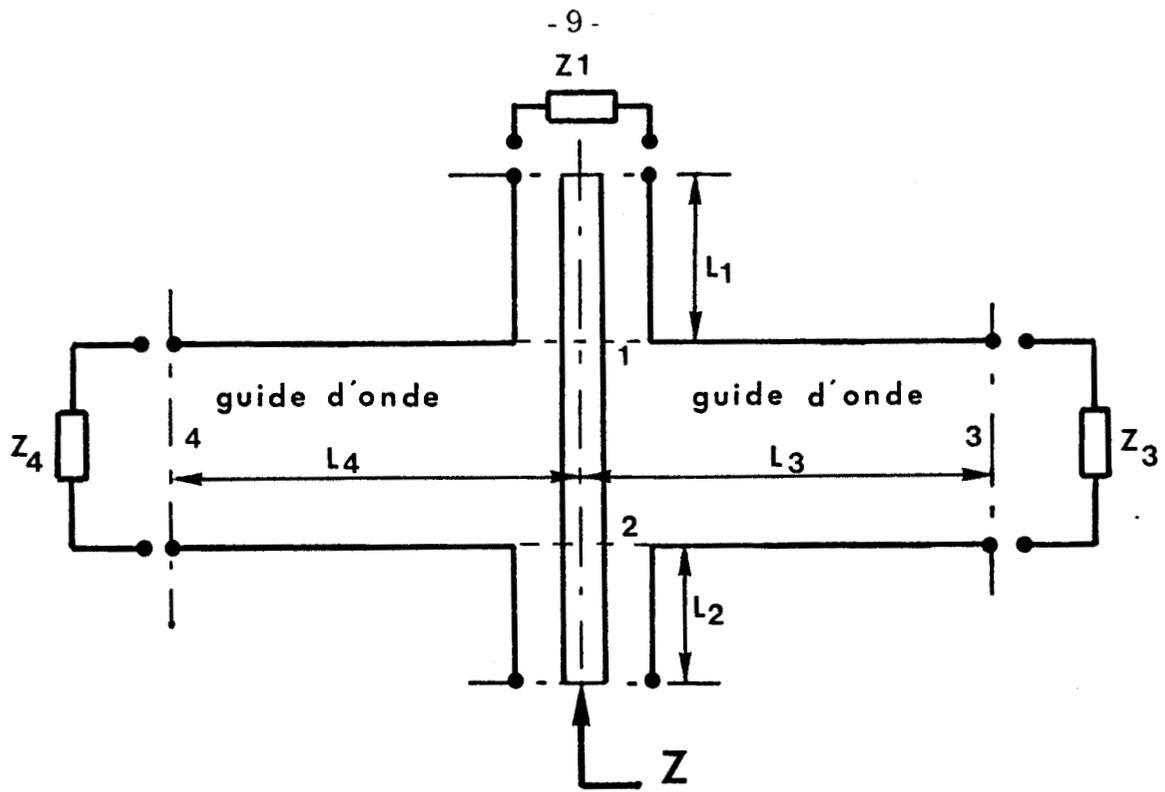


Figure 6

- le transformateur de rapport  $N:1$  traduit l'excentrage de la tige métallique par rapport au milieu des grands côtés du guide d'onde rectangulaire. Il permet de prendre en compte le couplage entre le mode dominant du guide d'onde rectangulaire  $TE_{10}$  et celui de la ligne coaxiale TEM ;
- $B_b$  est une susceptance traduisant l'énergie emmagasinée dans le guide d'onde, au voisinage du conducteur central, par les modes évanescents créés par les discontinuités introduites par les ouvertures coaxiales ;
- $B_c = B_{11} - B_b$



**Figure 5 :** Dérivation d'un schéma équivalent du circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique" permettant la détermination de l'impédance  $Z$  vue dans un plan de référence variable ( $L_2$ ) en porte 2.

où : -  $B_{11}$  est une susceptance traduisant l'énergie totale emmagasinée par les modes évanescents, au niveau de chaque ouverture coaxiale.

Nous nous proposons maintenant de présenter et de comparer deux modèles basés sur des théories différentes et conduisant à des expressions analytiques elles-mêmes différentes des éléments localisés.

### 1.1.1.3 Premier modèle simple

Pour ce premier modèle, nous nous inspirons des travaux développés dans les références [1] et [14]. La théorie analytique utilisée dans ces références s'appuie sur les travaux de LEWIN [6]. Elle prend cependant en compte la variation de phase imposée au champ électrique par l'épaisseur de la tige métallique traversant le guide d'onde rectangulaire.

#### • Hypothèses introduites dans ce modèle

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- les métaux constitutifs de la ligne coaxiale et du guide d'onde rectangulaire sont considérés comme parfaitement conducteurs ;
- seul le mode dominant  $TE_{10}$  se propage dans le guide d'onde rectangulaire ;
- seul le mode dominant TEM se propage dans les lignes coaxiales ;
- le rapport  $\frac{2A}{D}$  est inférieur à 0,25 ;
- le rapport  $\frac{E}{D}$  est compris entre 0,2 et 0,8 ;

où : -  $D$  est la dimension du grand côté du guide d'onde rectangulaire ;

-  $2.A$  est le diamètre de la tige métallique traversant le guide d'onde rectangulaire (cf figure 7) ;

-  $E$  est la distance de la tige métallique par rapport à l'un des petits côté du guide d'onde rectangulaire.

#### • Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent

Les différents éléments du schéma équivalent sont des fonctions de la topologie du circuit étudié (cf figure 7) et leurs expressions analytiques sont données dans les références [1] et [14] :

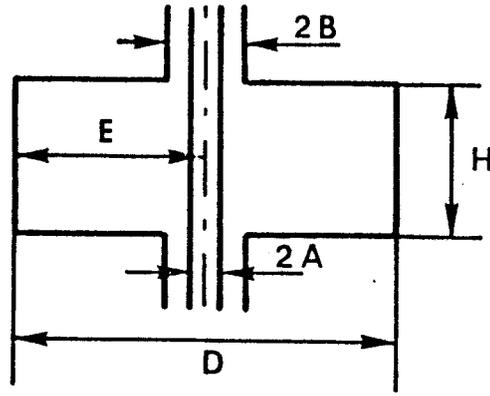


Figure 7 : Topologie du circuit étudié

$$X_b = Z_g \frac{D}{\lambda_g} \left[ \frac{2\Pi A}{D} \right]^2 \sin^2 \left( \frac{\Pi E}{D} \right)$$

$$X_{op} = \frac{X_b}{2} + Z_g \left[ \frac{D}{2\lambda_g \sin^2 \left( \frac{\Pi E}{D} \right)} \left( S_o - \frac{\Pi A}{\lambda} - \left( \frac{\Pi A}{D} \right)^2 \right) \left[ S_o \cot \left( \frac{\Pi E}{D} \right) - S_1 \right]^2 \right]$$

$$B_b = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{X_n} e^{-\frac{n\Pi A}{H}} \quad (1-1)$$

$$B_c = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{n\Pi A}{H}}}{X_n} - B_b \quad (1-2)$$

$$N = \left[ \sqrt{\sin \left( \frac{\Pi E}{D} \right) \sin \left[ \frac{\Pi}{D} (E \pm A) \right]} \right]^{-1} \quad (1-3)$$

$$S_o = L_n \left[ \frac{2D}{\Pi A} \sin \left( \frac{\Pi E}{D} \right) \right] - 2 \sin^2 \left( \frac{\Pi E}{D} \right) + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \sin^2 \left( \frac{n\Pi E}{D} \right) \left[ \frac{1}{\sqrt{n^2 - \left( \frac{2D}{\lambda} \right)^2}} - \frac{1}{n} \right]$$

$$S_1 = \frac{1}{2} \cot \left( \frac{\Pi E}{D} \right) - \sin \left( \frac{2\Pi E}{D} \right) + \sum_{n=2}^{\infty} \sin \left( \frac{2n\Pi E}{D} \right) \left[ \frac{n}{\sqrt{n^2 - \left( \frac{2D}{\lambda} \right)^2}} - 1 \right]$$

$$X_m = \frac{H}{4\Pi} \frac{\eta_o}{k_o} \Gamma_m^2 [K_o(\Gamma_m A) - K_o(2\Gamma_m E)]$$

$$\Gamma_m = \sqrt{\left(\frac{m\Pi}{H}\right)^2 - k_o^2} \quad \frac{m\Pi}{k_o H} \geq 1$$

$k_o = \frac{2\Pi}{\lambda}$  : nombre d'onde

$\lambda = \frac{C}{F}$  : longueur d'onde dans le vide

$\lambda_g = \frac{2\Pi}{\sqrt{k_o^2 - \left(\frac{\Pi}{D}\right)^2}}$  : longueur d'onde guidée

$Z_g = 2\eta_o \frac{H}{D} \frac{\lambda}{\lambda_g}$  : impédance du guide d'onde rectangulaire

$\eta_o = 120\Pi$  : impédance d'onde dans le vide

$K_o(x)$  : fonction de Bessel modifiée de seconde espèce

Ces expressions analytiques sont assez condensées et donc faciles à programmer. Toutefois les séries intervenant dans les expressions (1) et (2) sont divergentes. Une troncature adéquate s'avère nécessaire. De plus les expressions (1), (2) et (3) ne dépendent pas des dimensions de l'ouverture introduite dans les grands côtés du guide d'onde rectangulaire par la traversée de la ligne coaxiale ; il en résulte une limitation du modèle, comme nous le verrons ultérieurement.

Ce modèle simple implanté en Basic 5.1 non compilé sur un microordinateur HP 9000-330 permet la détermination des valeurs des éléments du schéma équivalent et de l'impédance vue d'un accès en moins de 5 secondes.

#### • Validation du modèle

Nous avons validé ce modèle simple par une série de comparaisons entre les résultats théoriques obtenus et les résultats expérimentaux publiés dans la littérature [2 ; figure 7, 8, 9, 10], [4 ; figure 5], [9 ; figure 10], [15 ; figure 2].

A titre d'exemple, nous présentons figure 8 les évolutions fréquentielles théoriques et expérimentales de l'impédance  $Z$  vue dans un plan défini en porte 2 pour la topologie de circuit décrite ci-dessous.

COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

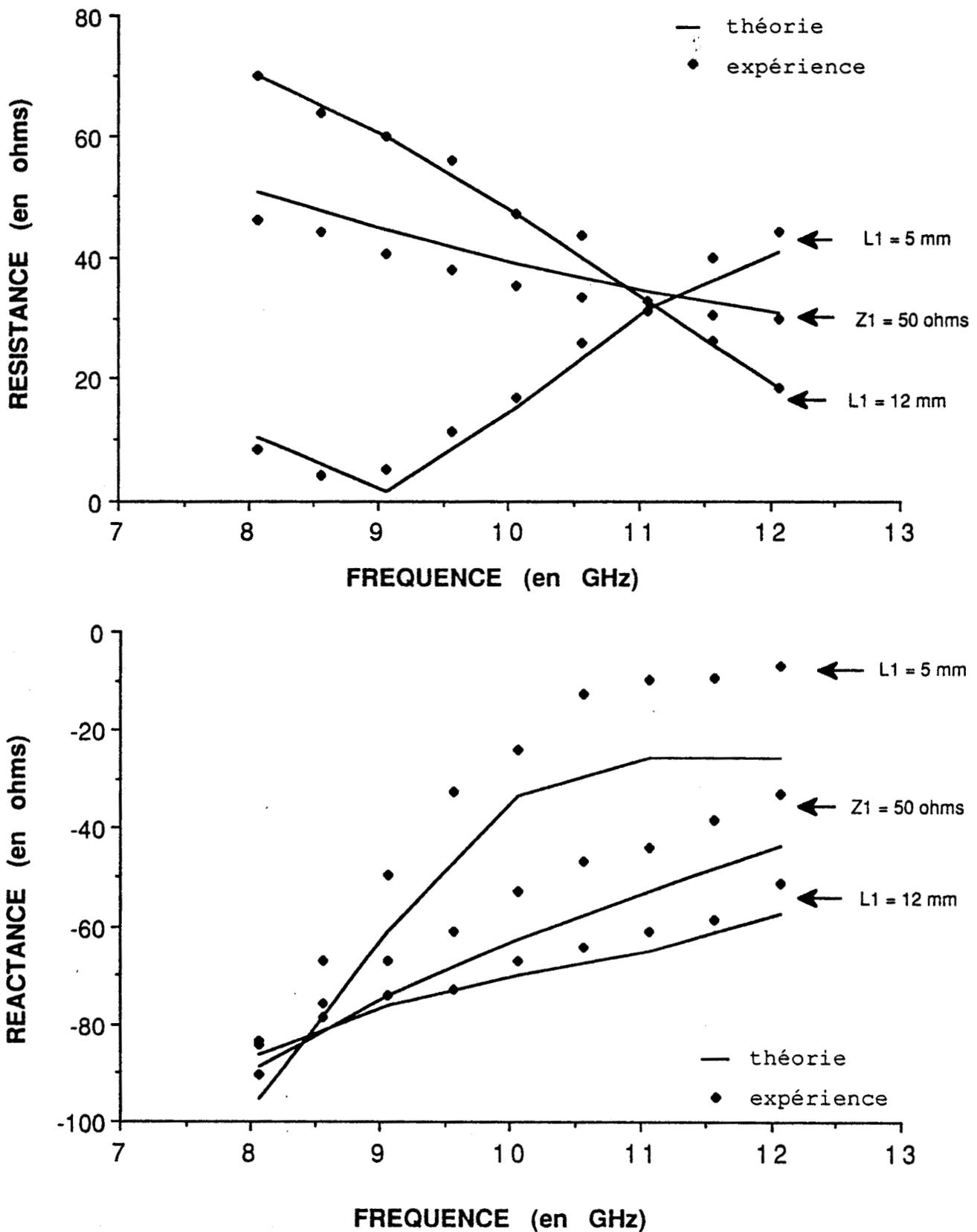


Figure 8 : Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  (cf figure 9) lorsque la ligne coaxiale (porte 1) est chargée :  
 - soit par une charge non réfléchissante ;  
 - soit par un court-circuit situé successivement à  $L_1$  égale à 5 mm et 12 mm .  
 Les portes 3 et 4 du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

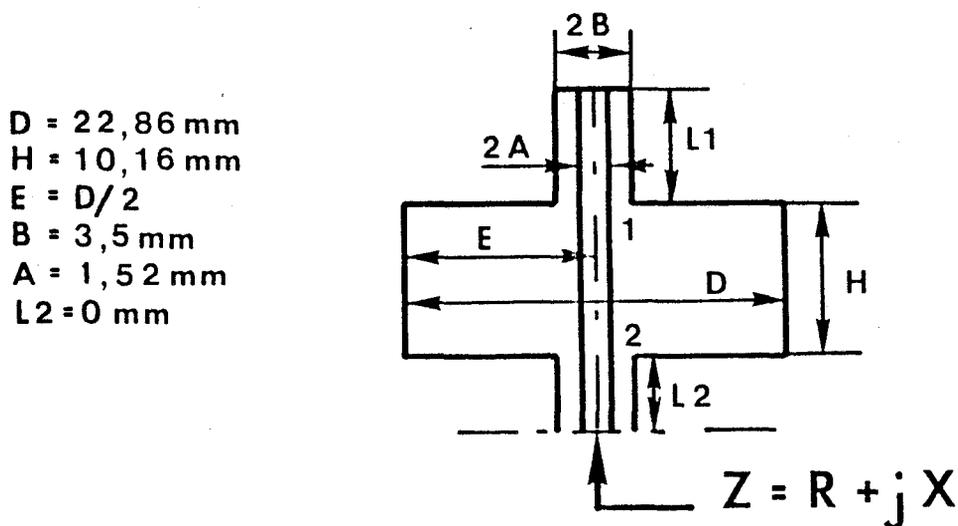


Figure 9

- On peut relever un assez bon accord entre la théorie et l'expérience pour les évolutions fréquentielles de la résistance. Toutefois les écarts observés sur les évolutions fréquentielles de la réactance sont relativement importants.

De plus, la figure 10 illustre la limitation principale de ce modèle concernant l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale. En effet, un désaccord croissant peut être observé entre les relevés expérimentaux et les résultats théoriques, lorsque cette impédance caractéristique ( $Z_0$ ) s'écarte de 50 ohms.

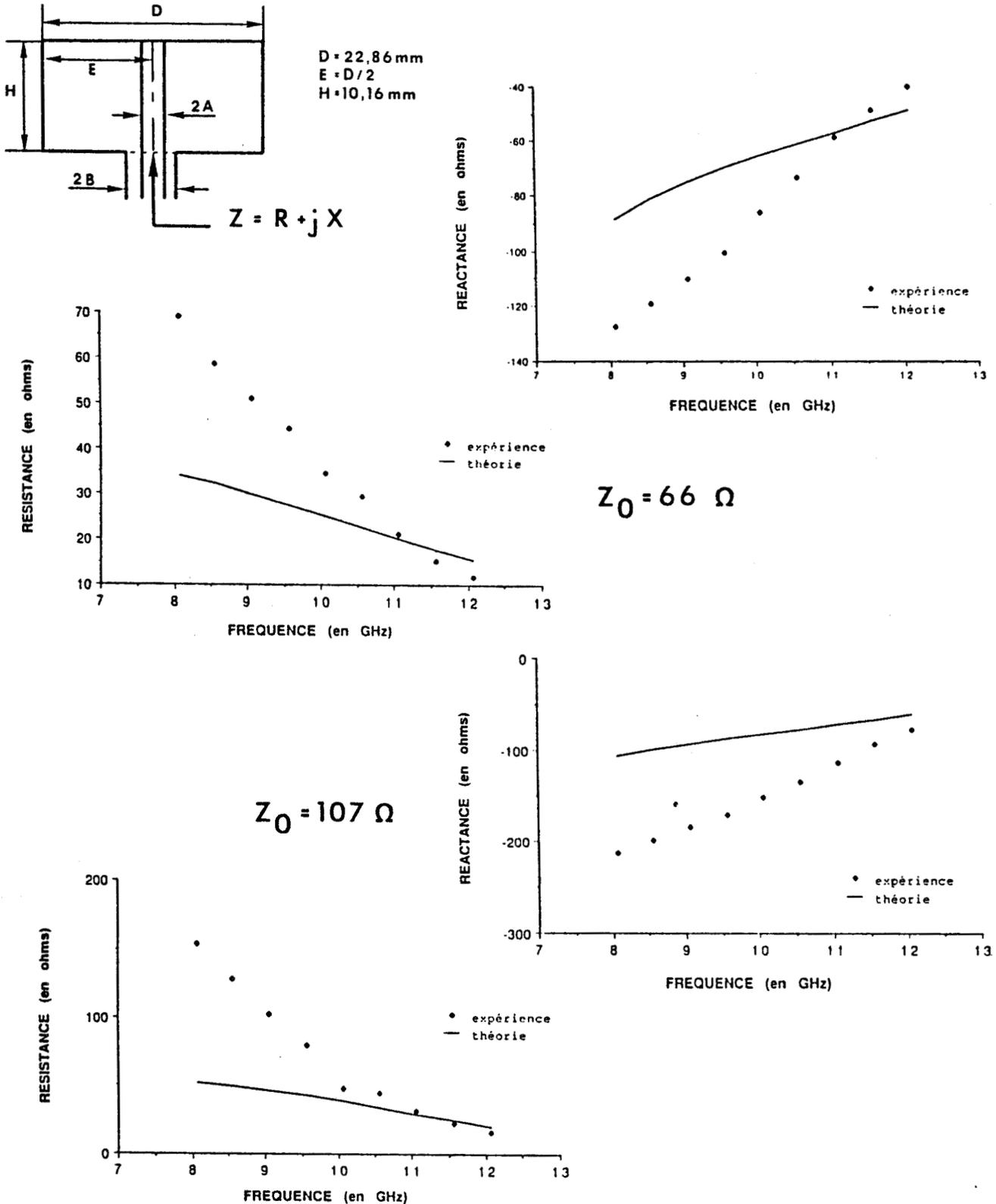
#### • Conclusion

Ce premier modèle théorique est simple à insérer dans un logiciel de CAO rapide. Cependant il ne s'est avéré être valable, en toute rigueur, que pour des lignes coaxiales d'impédance caractéristique égale à 50 ohms. Ceci peut constituer une limitation importante pour la conception des circuits tant en gamme centimétrique que millimétrique. De plus, la précision obtenue à l'aide de ce modèle pour la détermination de l'évolution fréquentielle de la réactance vue de l'une des portes du circuit n'est pas excellente.

#### 1.1.1.4 Second modèle prenant en compte l'influence des ouvertures dans les grands côtés du guide d'onde

Pour ce second modèle nous utilisons la théorie analytique développée par WILLIAMSON [2], [4], qui détermine l'admittance d'entrée dans le plan de référence d'une des lignes coaxiales par l'expression suivante :

COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE



**Figure 10 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  (cf la topologie du circuit en encart) lorsque la ligne coaxiale (porte 1) est chargée par un court-circuit. Les portes du guide d'onde rectangulaire (3 et 4) sont chargées par des charges non réfléchissantes. L'impédance caractéristique de la ligne coaxiale est égale :  
 - soit à 66 ohms ( $A = 2,375 \text{ mm}$  ;  $B = 7,15 \text{ mm}$ )  
 - soit à 107.3 ohms ( $A = 1,195 \text{ mm}$  ;  $B = 7,15 \text{ mm}$ )

$$Y = \frac{2 \Pi \int_{\text{ouverture}} H_{\phi}}{L_n \left( \frac{B}{A} \right) \int_{\text{ouverture}} E_r}$$

où :  $E_r, H_{\phi}$  sont les composantes du champ électromagnétique (dans le repère cylindrique) comme illustré figure 11 au niveau de la traversée du grand côté du guide d'onde rectangulaire par la ligne coaxiale

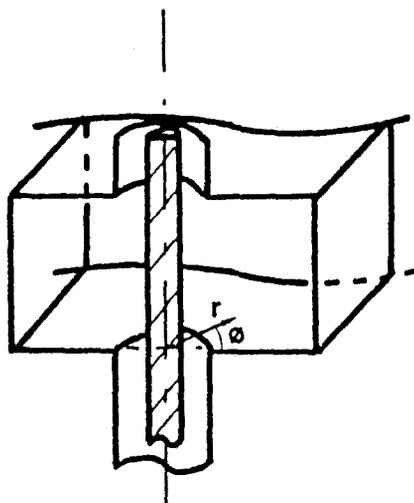


Figure 11

Le détail des calculs est développé dans les publications [2] et [4].

- **Hypothèses introduites dans ce modèle**

Les hypothèses de base de ce modèle sont identiques à celles du premier modèle.

- **Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent**

Comme précédemment les éléments du schéma équivalent sont des fonctions de la topologie du circuit étudié (cf figure 7) et leurs expressions analytiques développées dans les références [2], [4] et [14] sont les suivantes :

$$N = \frac{2}{\Pi} L_n \left( \frac{B}{A} \right) J_o(k_o A) \sin \left( \frac{\Pi E}{D} \right) \frac{1}{T_o}$$

$$B_b = \frac{-2\Pi}{\eta_o L_n \left(\frac{B}{A}\right) \sin(k_o H)} + \frac{2\Pi}{\eta_o L_n^2 \left(\frac{B}{A}\right) k_o H} \left[ 2 \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{21} + \frac{\Pi J_o(k_o B)}{2 J_o(k_o A)} T_o \right] \quad (1-4)$$

$$B_{11} = \frac{2\Pi}{\eta_o L_n \left(\frac{B}{A}\right)} \cot(k_o H) + \frac{2\Pi}{\eta_o L_n^2 \left(\frac{B}{A}\right) k_o H} \left[ 2 \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{11} + \frac{\Pi J_o(k_o B)}{2 J_o(k_o A)} T_o \right] \quad (1-5)$$

$$B_c = B_{11} - B_b$$

$$T_m = J_o(\Gamma_m A) Y_o(\Gamma_m B) - Y_o(\Gamma_m A) J_o(\Gamma_m B)$$

$$\Gamma_m = \begin{cases} -j \sqrt{\left(\frac{m\Pi}{H}\right)^2 - k_o^2} & \frac{m\Pi}{k_o H} \geq 1 \\ \sqrt{k_o^2 - \left(\frac{m\Pi}{H}\right)^2} & \frac{m\Pi}{k_o H} < 1 \end{cases}$$

$$D_m^{11} = \frac{\Pi T_m k_o^2}{2 \Gamma_m^2} \left[ \frac{J_o(\Gamma_m B)}{J_o(\Gamma_m A)} - j \frac{T_m}{J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} \right]$$

$$S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right) = H_o^{(2)}(\Gamma_m A) + J_o(\Gamma_m A) \left\{ \sum_{n=0}^{+\infty} H_o^{(2)}(2|n|\Gamma_m D) - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} H_o^{(2)} \left( 2 \left| n + \frac{E}{D} \right| \Gamma_m D \right) \right\}$$

$$D_m^{21} = (-1)^m D_m^{11}$$

Les expressions des éléments localisés  $X_{op}$  et  $X_b$  sont identiques à celles utilisées dans le modèle précédent.

$J_o(x), Y_o(x)$  sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce.

$H_0^{(2)}(x)$  est la fonction de Hankel de seconde espèce.

- Contrairement au premier modèle, les expressions des éléments localisés  $B_b, B_c, N$  sont des fonctions de l'ouverture coaxiale. Il sera donc possible de prendre en compte l'influence de l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale, comme nous le verrons ultérieurement.
- Ces expressions sont plus complexes que celles utilisées dans le premier modèle, mais restent néanmoins faciles à programmer. Les séries intervenant dans les expressions (4) et (5) sont divergentes. Une troncature simple est effectuée quand le terme  $D_m^{11}$  s'annule.

Ce programme implanté, comme précédemment, en basic 5.1 non compilé sur un microordinateur HP 9000-330 permet la détermination des valeurs des éléments du schéma équivalent et de l'impédance vue d'un accès du circuit étudié en moins de 10 secondes.

#### • Validation du modèle

Nous avons utilisé les résultats expérimentaux précédents pour effectuer une comparaison systématique entre les résultats théoriques obtenus par ce second modèle et les résultats de mesure.

A titre d'exemple, nous présentons figure 12, les évolutions fréquentielles théoriques et expérimentales de l'impédance  $Z$  vue en porte 2 pour la topologie de circuit décrite figure 9.

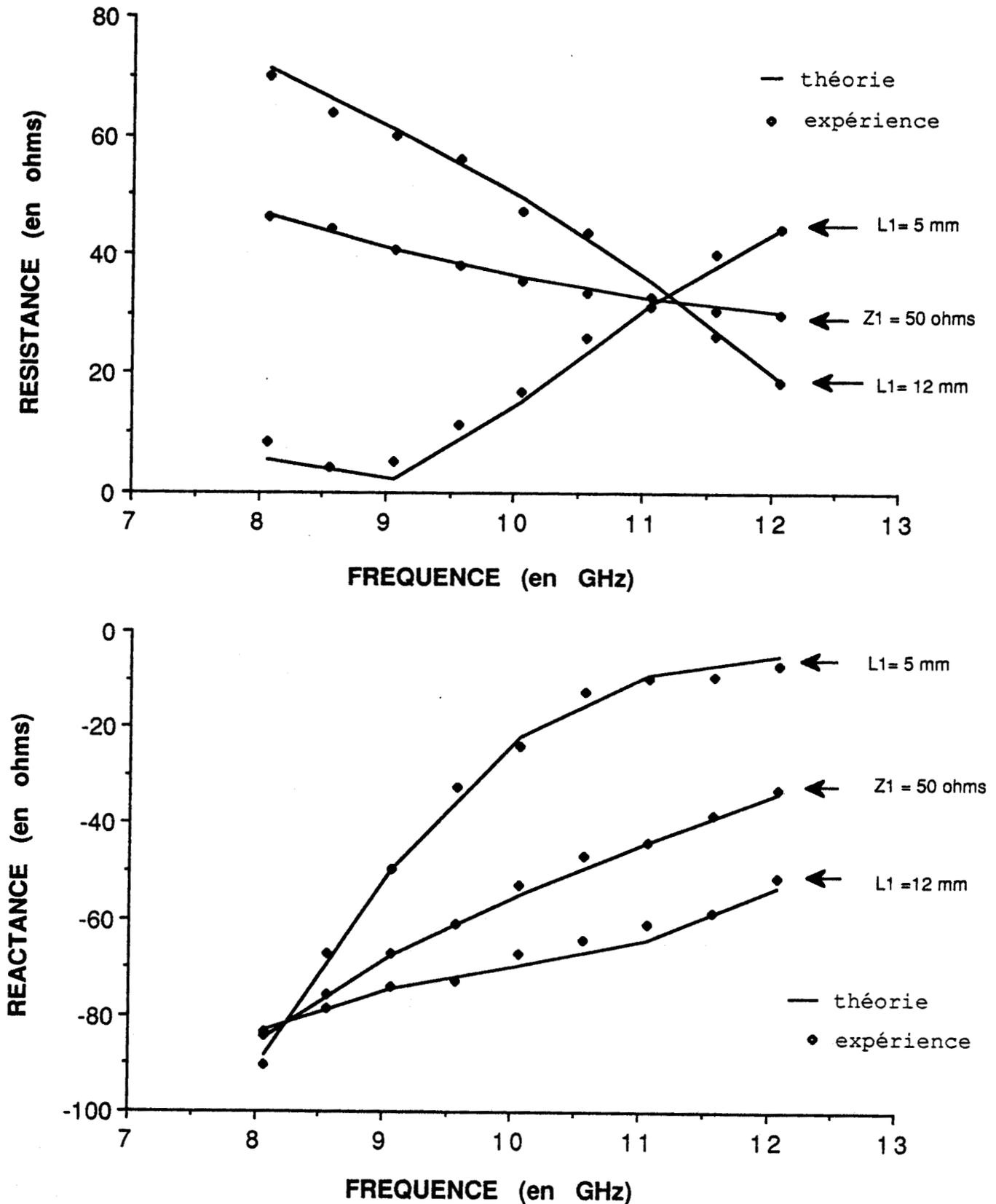
On peut relever un très bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux. En outre, et contrairement au modèle précédent, ce modèle donne des résultats précis même pour des lignes coaxiales d'impédance caractéristique différente de 50 ohms comme illustré figure 13.

#### 1.1.1.5 Conclusion

A titre de comparaison, nous regroupons dans le tableau ci-dessous les caractéristiques des deux modèles.

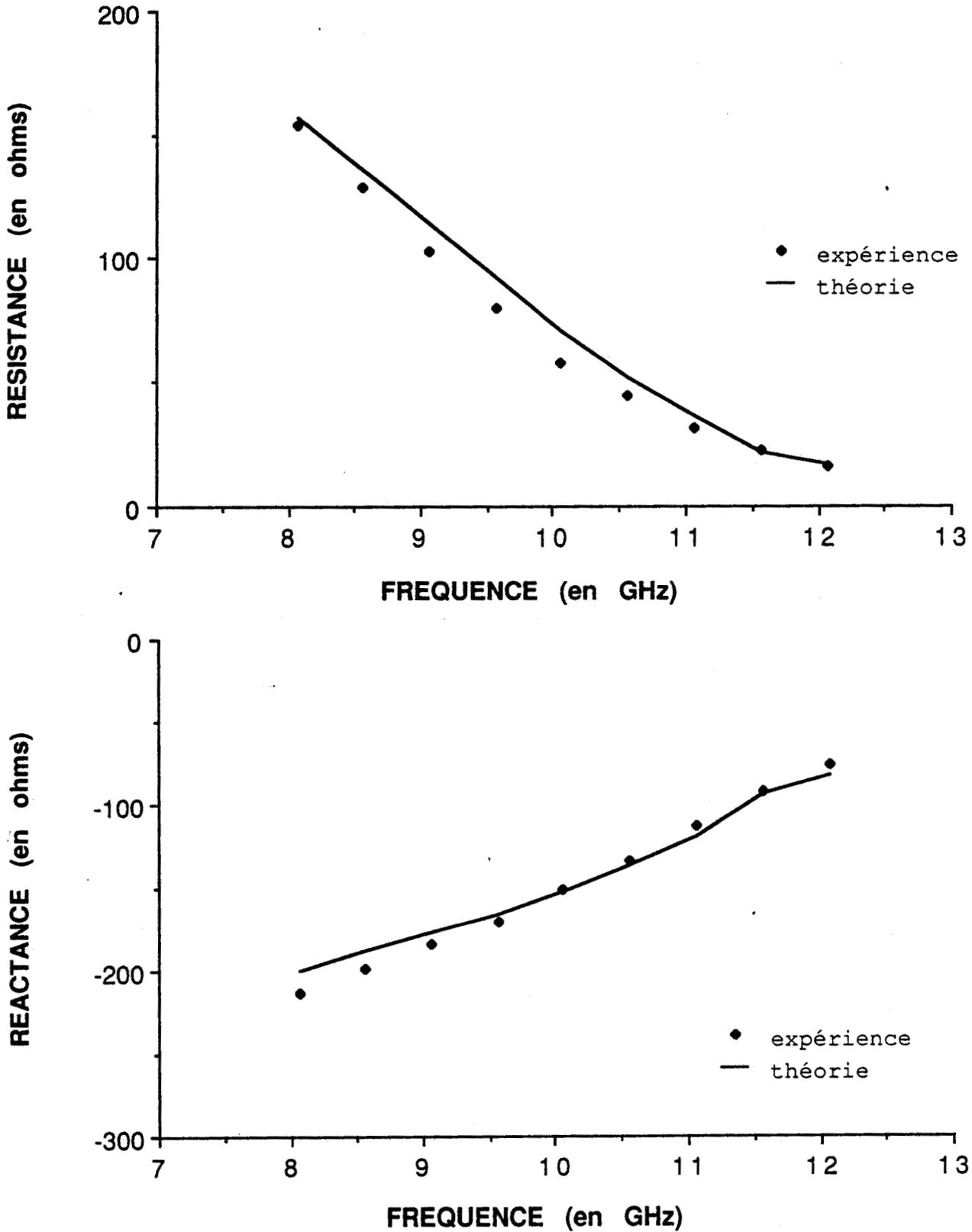
Caractéristique	premier modèle	second modèle
Temps de calcul en Basic 5.1 non compilé	< 5 secondes	< 10 secondes
Insertion dans un logiciel de CAO rapide	facile	facile
Précision	la précision sur la réactance est faible	bonne
Limite de validité	L'impédance caractéristique de la ligne coaxiale doit être égale à 50 ohms	aucune, dans le cadre des hypothèses faites

### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE



**Figure 12 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  vue en porte 2 lorsque la ligne coaxiale supérieure est chargée :  
- soit par une charge non réfléchissante ;  
- soit par un court-circuit situé successivement à  $L_1$  égale à 5 mm et 12 mm.  
Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE



**Figure 13 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  lorsque la ligne coaxiale supérieure est chargée par un court-circuit. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes. La topologie de ce circuit est illustrée en encart. L'impédance caractéristique de la ligne coaxiale est égale à 107.3 ohms ( $A = 1,195$  mm ;  $B = 7,15$  mm)

Cette comparaison fait apparaître une nette supériorité du second modèle sur le premier. De ce fait, la suite de notre étude sur les circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde" sera basée sur la théorie analytique développée par WILLIAMSON.

### 1.1.2 Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique"

Pour de multiples raisons (mécanique, adaptation d'impédance, ...) on peut être conduit à utiliser une configuration de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique". C'est pourquoi nous nous proposons d'établir un modèle de ces circuits.

#### 1.1.2.1 Dérivation d'un schéma équivalent

Le schéma équivalent établi par WILLIAMSON pour ce type de circuit est illustré figure 14.

Le circuit équivalent a naturellement une configuration d'octopôle. La définition des quatre accès est identique à celle du modèle précédent, et est rappelée figure 15.

#### 1.1.2.2 Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent

Le schéma équivalent illustré figure 14 est composé d'éléments localisés dont la signification physique est la suivante :

- les transformateurs de rapport  $N_1 : 1$  et  $N_2 : 1$  traduisent l'excentrage des lignes coaxiales par rapport au milieu du grand côté du guide d'onde rectangulaire. Ils tiennent compte du couplage entre le mode dominant du guide d'onde rectangulaire ( $TE_{10}$ ) et celui de chacune des lignes coaxiales (TEM) ;
- $B_{c1} = B_{11} - B_b$
- $B_{c2} = B_{22} - B_b$   
où :
  - $B_{11}$  est une susceptance traduisant l'énergie emmagasinée par les modes évanescents créés par l'ouverture introduite par la ligne coaxiale 1 ;
  - $B_{22}$  est une susceptance traduisant l'énergie emmagasinée par les modes évanescents créés par l'ouverture introduite par la ligne coaxiale 2 ;
- $X_b, X_{op}, B_b$  ont la même signification physique que pour le modèle précédent.

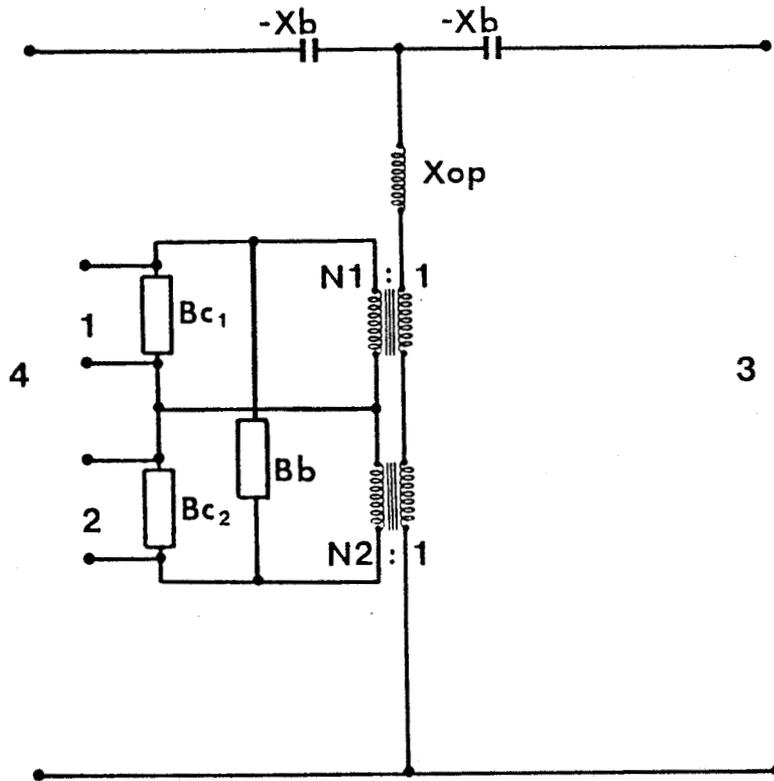


Figure 14 : Schéma équivalent des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/asymétrique"

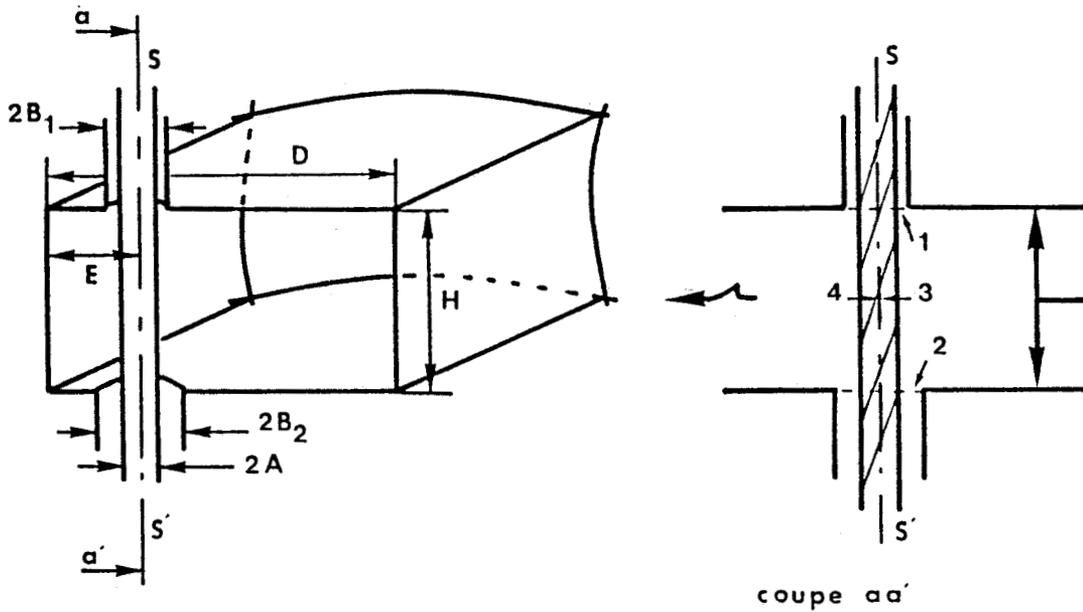


Figure 15 : Définition des accès de l'octopôle

### 1.1.2.3 Hypothèses introduites dans le modèle

Les hypothèses établies pour le second modèle sont applicables pour ce nouveau modèle, puisque tous deux sont basés sur la même approche théorique. Pour des raisons de simplicité, nous ajouterons une hypothèse supplémentaire, à savoir que le conducteur central des deux lignes coaxiales est identique entre les deux plans de référence 1 et 2 (cf figure 15).

### 1.1.2.4 Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent

Les différents éléments du schéma équivalent illustré figure 14 sont des fonctions de la topologie du circuit étudié (cf figure 16) et leurs expressions analytiques données dans les références [5] et [14] sont les suivantes :

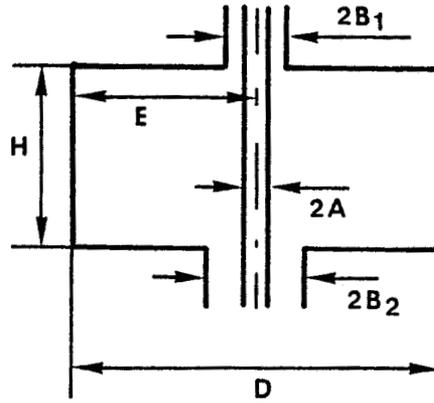


Figure 16 : Topologie du circuit étudié

$$N_1 = \frac{2}{\Pi} L_n \left( \frac{B_1}{A} \right) J_o(k_o A) \sin \left( \frac{\Pi E}{D} \right) \frac{1}{T_{10}}$$

$$N_2 = \frac{2}{\Pi} L_n \left( \frac{B_2}{A} \right) J_o(k_o A) \sin \left( \frac{\Pi E}{D} \right) \frac{1}{T_{20}}$$

$$B_o = \frac{-2\Pi}{\eta_o L_n \left( \frac{B_2}{A} \right) \sin(k_o H)} + \frac{2\Pi}{\eta_o k_o H L_n \left( \frac{B_1}{A} \right) L_n \left( \frac{B_2}{A} \right)} \left[ 2 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m D_m^{21} + \frac{\Pi J_o(k_o B_2)}{2 J_o(k_o A)} T_{10} \right]$$

pour  $B_2 > B_1$

(1-6)

$$B_{11} = \frac{-2\Pi}{\eta_o L_n \left(\frac{B_1}{A}\right)} \cot(k_o H) + \frac{2\Pi}{\eta_o k_o H L_n^2 \left(\frac{B_1}{A}\right)} \left[ 2 \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{11} + \frac{\Pi J_o(k_o B_1)}{2 J_o(k_o A)} T_{10} \right] \quad (1-7)$$

$$B_{22} = \frac{-2\Pi}{\eta_o L_n \left(\frac{B_2}{A}\right)} \cot(k_o H) + \frac{2\Pi}{\eta_o k_o H L_n^2 \left(\frac{B_2}{A}\right)} \left[ 2 \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{22} + \frac{\Pi J_o(k_o B_2)}{2 J_o(k_o A)} T_{20} \right] \quad (1-8)$$

$$B_{c1} = B_{11} - B_b$$

$$B_{c2} = B_{22} - B_b$$

$$T_{1m} = J_o(\Gamma_m A) Y_o(\Gamma_m B_1) - Y_o(\Gamma_m A) J_o(\Gamma_m B_1)$$

$$T_{2m} = J_o(\Gamma_m A) Y_o(\Gamma_m B_2) - Y_o(\Gamma_m A) J_o(\Gamma_m B_2)$$

$$D_m^{11} = \frac{\Pi T_{1m} k_o^2}{2 \Gamma_m^2} \left\{ \frac{J_o(\Gamma_m B_1)}{J_o(\Gamma_m A)} - j \frac{T_{1m}}{J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} \right\}$$

$$D_m^{22} = \frac{\Pi T_{2m} k_o^2}{2 \Gamma_m^2} \left\{ \frac{J_o(\Gamma_m B_2)}{J_o(\Gamma_m A)} - j \frac{T_{2m}}{J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} \right\}$$

$$D_m^{21} = \frac{\Pi T_{1m} k_o^2}{2 \Gamma_m^2} \left\{ \frac{J_o(\Gamma_m B_2)}{J_o(\Gamma_m A)} - j \frac{T_{2m}}{J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} \right\}$$

pour  $B_2 > B_1$

$X_b, X_{op}, S^* \Gamma_n$  ont les mêmes expressions analytiques que celles du second modèle décrit précédemment.

Remarques : En changeant  $B_2$  en  $B_1$  dans l'expression de  $B_{22}$  on obtient l'expression de  $B_{11}$  précédente.

De plus, en prenant  $B_2 = B_1$ , nous obtenons  $B_{c1} = B_{c2}$  et  $N_1 = N_2$ . On retrouve alors le même schéma équivalent et les expressions analytiques des éléments localisés sont identiques à celles du modèle des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique".

Comme précédemment, ces expressions sont relativement complexes, mais restent néanmoins faciles à programmer. Les séries intervenant dans les expressions (6), (7) et (8) sont divergentes. Toutefois une troncature simple peut être effectuée quand le premier des termes  $D_m^{22}$  ou  $D_m^{11}$  s'annule.

Ce programme implanté, comme précédemment, en Basic 5.1 non compilé sur un microordinateur HP 9000-330 permet la détermination des valeurs des éléments du schéma équivalent et de l'impédance vue d'un accès du circuit en moins de 12 secondes.

### 1.1.2.5 Validation du modèle

Nous avons validé ce modèle par des comparaisons entre les résultats théoriques obtenus et les résultats expérimentaux publiés dans la littérature [5 ; figure 3, figure 4].

A titre d'exemple, nous présentons figure 17 les évolutions fréquentielles théoriques et expérimentales de l'impédance  $Z$  vue en porte 1 pour la topologie de circuit décrite ci-dessous.

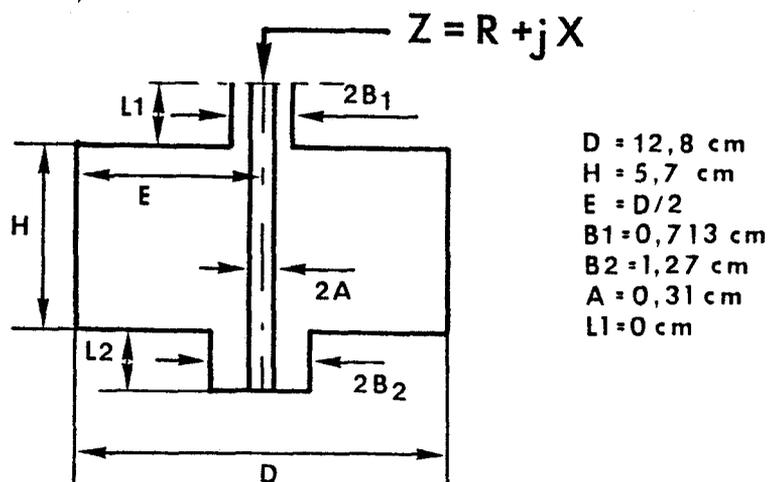
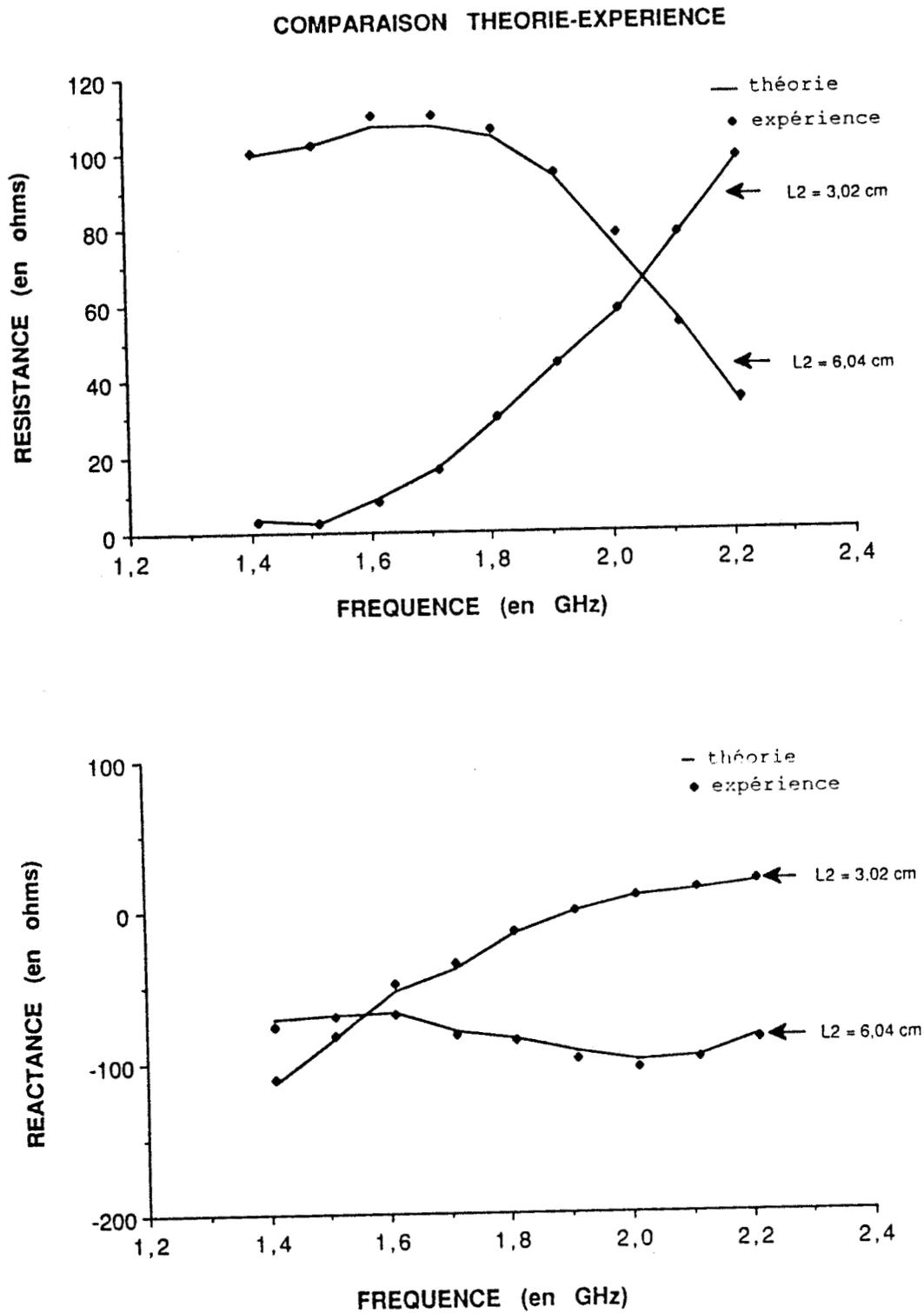


Figure 18 : Topologie du circuit étudié

On peut relever un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.



**Figure 17 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  lorsque la ligne coaxiale inférieure est chargée par un court-circuit situé successivement à  $L_2$  égale à 3.02 cm et 6.04 cm. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

### 1.1.2.6 Conclusion

Comme les précédents, ce dernier modèle est facile à insérer dans un logiciel de CAO rapide. Il permet de modéliser presque toutes les configurations de circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/symétrique ou asymétrique" avec une bonne précision et des temps de calcul très raisonnables.

### 1.1.3 Modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap"

Dans la gamme millimétrique, les circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap" (cf figure 19), sont très utilisés pour la réalisation d'oscillateurs à diode avalanche ou à diode Gunn. De ce fait, nous nous proposons d'établir un modèle de cette configuration de circuit.

#### 1.1.3.1 Dérivation d'un schéma équivalent

Le schéma équivalent établi par WILLIAMSON [3] pour ce type de circuit est illustré figure 20. Ce schéma est similaire à celui du dernier modèle décrit précédemment. Néanmoins les expressions des éléments localisés  $N_2, B_b, B_{c_2}$  sont différentes, comme nous le verrons ultérieurement (cf § 1.1.3.4). Cette similitude nous rappelle la modélisation proposée par EINSENHART [9], qui considère l'ouverture coaxiale à travers les grands côtés du guide d'onde rectangulaire comme un "gap" équivalent ; ceci est illustré ci-dessous.

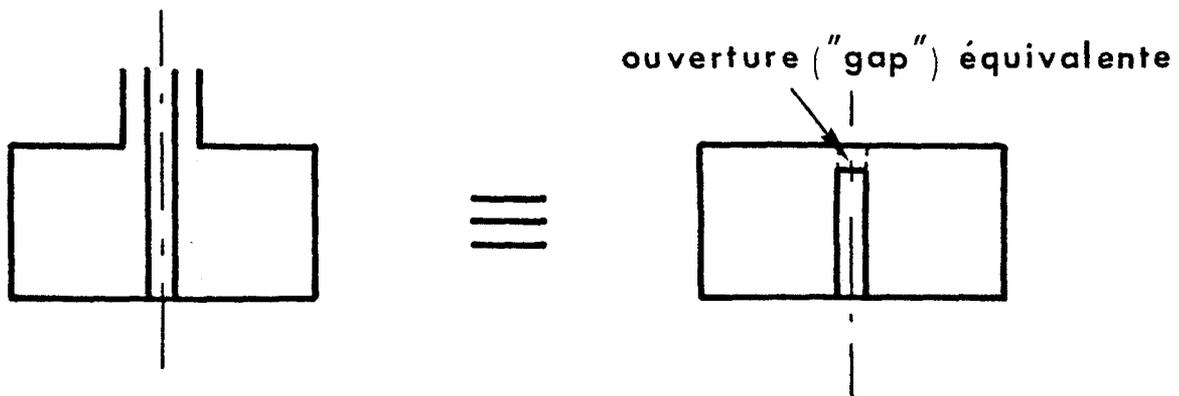


Figure 21

Le schéma équivalent a encore une structure d'octopôle dont les quatre accès sont définis de la façon suivante : (cf figure 19)

- le plan de référence de la porte 1 de cet octopôle est relatif à l'accès par la ligne coaxiale. Il est défini au niveau de la traversée du grand côté du guide d'onde par la ligne coaxiale ;
- le plan de référence de la porte 2 de cet octopôle est relatif au nouvel accès au circuit introduit par l'ouverture du conducteur central ("gap"). Il est défini au niveau de la discontinuité du conducteur central ;
- les plans de référence des portes 3 et 4 de cet octopôle sont relatifs aux accès par le guide d'onde rectangulaire. Ils sont définis au niveau de l'axe SS', comme précédemment.

### 1.1.3.2 Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent

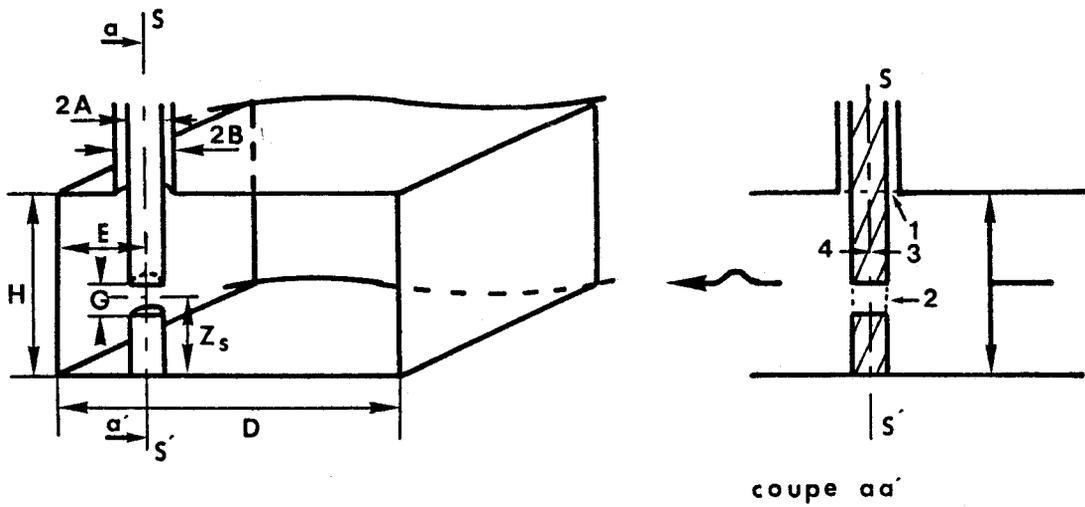
La signification physique des éléments localisés qui composent le schéma équivalent illustré figure 20 est la suivante :

- le transformateur de rapport  $N_2 : 1$  traduit le couplage entre le mode dominant du guide d'onde rectangulaire ( $TE_{10}$ ) et le champ électrique uniforme dans l'ouverture du conducteur central ("gap") ;
- $B_g = B_{33} - B_b$   
où :
  - $B_{33}$  est une susceptance traduisant l'énergie emmagasinée par les modes évanescents au niveau de l'ouverture du conducteur central ;
  - $B_b$  est une susceptance traduisant l'énergie emmagasinée dans le guide d'onde au voisinage du conducteur central par les modes évanescents créés par les discontinuités introduites par les ouvertures.
- $B_{cl} = B_{11} - B_b$
- $X_b, X_{op}, B_{11}$  ont la même signification physique que pour le schéma équivalent précédent.

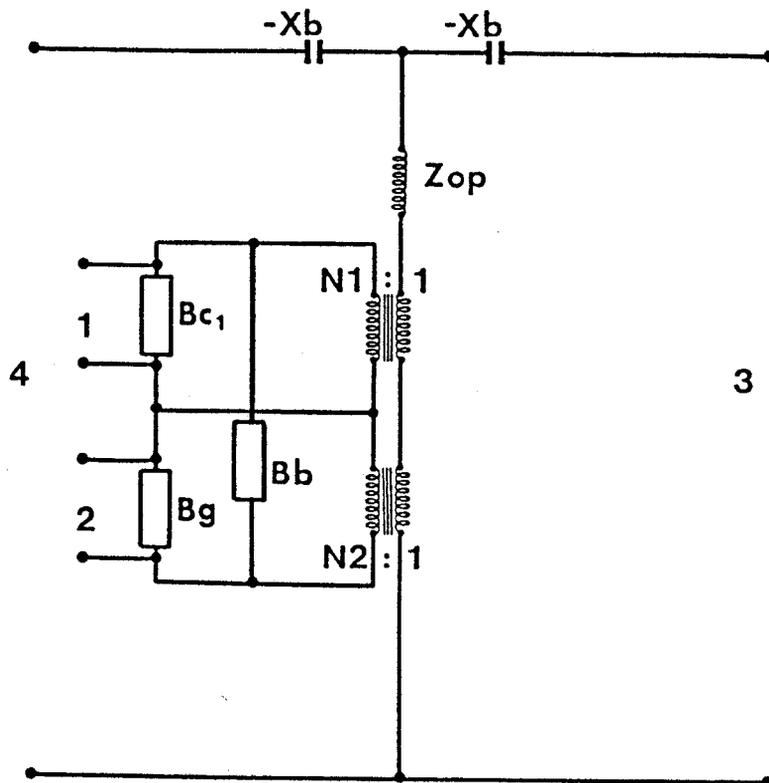
### 1.1.3.3 Hypothèses introduites dans le modèle

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- les métaux constitutifs de la ligne coaxiale et du guide d'onde rectangulaire sont considérés comme parfaitement conducteurs ;
- seul le mode dominant  $TE_{10}$  se propage dans le guide d'onde rectangulaire ;
- seul le mode dominant TEM se propage dans la ligne coaxiale ;
- le rapport  $\frac{2A}{D}$  est inférieur à 0,25 (comme précédemment) ;
- le rapport  $\frac{E}{D}$  est compris entre 0,2 et 0,8 (comme précédemment) ;
- la dimension du "gap" est très petite devant la longueur d'onde, puisque l'on suppose le champ électrique uniforme dans l'ouverture. Cette hypothèse est justifiée dans les cas usuels.



**Figure 19 :** Description d'un circuit classique de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap".  
Définition des accès de l'octopôle.



**Figure 20 :** Schéma équivalent des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap"

### 1.1.3.4 Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent

Les différents éléments du schéma équivalent sont comme précédemment des fonctions de la topologie du circuit étudié (cf figure 22) et leurs expressions analytiques développées dans les références [3] et [14] sont les suivantes :

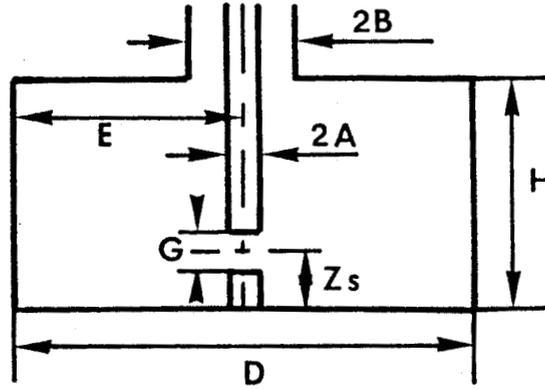


Figure 22 : Topologie du circuit étudié

$$N_2 = J_0(k_o A) \sin\left(\frac{\Pi E}{D}\right)$$

$$B_b = \frac{2\Pi}{\eta_o k_o H L_n \left(\frac{B}{A}\right)} \left[ -\cos\left(k_o H \left\{1 - \frac{Z_s}{H}\right\}\right) \frac{k_o H}{\sin(k_o H)} \frac{\sin(k_o G)}{k_o G} - 2 \sum_{m=1}^{\infty} D_m^{21} \beta_m + \frac{J_0(k_o B)}{J_0(k_o A)} \right]$$

$$B_{33} = \frac{2\Pi}{k_o \eta_o H} \left[ -k_o A \frac{J_1(k_o A)}{J_0(k_o A)} + 2 \sum_{m=0}^{\infty} D_m^{33} \beta_m^2 \right]$$

$$B_g = B_{33} - B_b$$

$$B_{cl} = B_{11} - B_b$$

$$\beta_m = \cos\left(\frac{m\Pi Z_s}{H}\right) \frac{\sin\left(\frac{m\Pi G}{2H}\right)}{\left(\frac{m\Pi G}{2H}\right)}$$

$$D_m^{33} = - \left\{ \frac{2j}{\Pi J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} + \Gamma_m A \frac{J_1(\Gamma_m A)}{J_o(\Gamma_m A)} \right\} \frac{k_o^2}{\Gamma_m^2}$$

$$D_m^{21} = - \left\{ \frac{J_o(\Gamma_m B)}{J_o(\Gamma_m A)} + j \frac{[J_o(\Gamma_m B) Y_o(\Gamma_m A) - J_o(\Gamma_m A) Y_o(\Gamma_m B)]}{J_o(\Gamma_m A) S^* \left( \Gamma_m A, \Gamma_m D, \frac{E}{D} \right)} \right\} \frac{k_o^2}{\Gamma_m^2}$$

$$\Gamma_m = \begin{cases} -j \sqrt{\left( \frac{m\Pi}{H} \right)^2 - k_o^2} & \frac{m\Pi}{k_o H} \geq 1 \\ \sqrt{k_o^2 - \left( \frac{m\Pi}{H} \right)^2} & \frac{m\Pi}{k_o H} < 1 \end{cases}$$

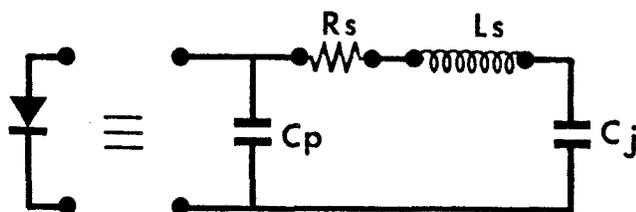
Les expressions analytiques des éléments localisés  $X_b, X_{op}, N_1, B_{11}, S^*$  sont identiques à celles du modèle précédent.

$J_1(x)$  est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre 1.

Remarque : La programmation est similaire au modèle précédent, ainsi que le temps de calcul.

### 1.1.3.5 Validation du modèle

Nous présentons figure 23, les évolutions fréquentielles théoriques et expérimentales de l'impédance  $Z$  vue en porte 1 lorsque le gap est chargé par une diode à capacité variable (variap) polarisée en inverse successivement à 0 volt et -30 volts pour la topologie de circuit décrite ci-dessous.



$$\begin{aligned} Z_s &= 6,96 \text{ mm} \\ G &= 0,449 \text{ mm} \\ L_s &= 0,45 \text{ nH} \\ R_s &= 0,95 \text{ } \Omega \\ C_p &= 0,2 \text{ pF} \\ C_j(0 \text{ v}) &= 1,9 \text{ pF} \\ C_j(-30 \text{ v}) &= 0,45 \text{ pF} \end{aligned}$$



### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

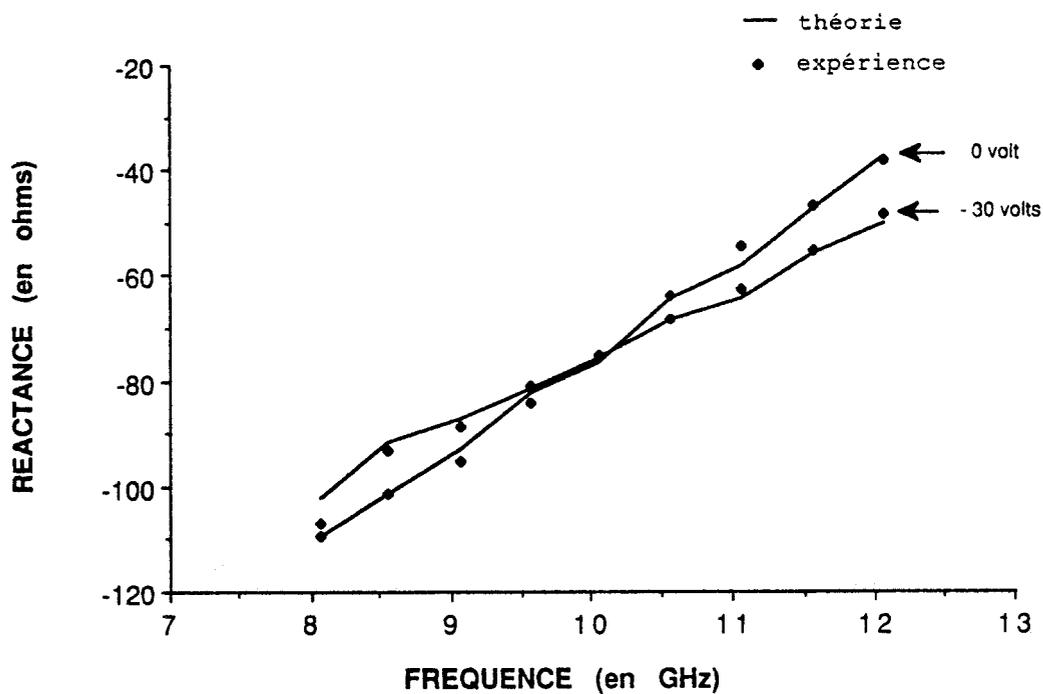
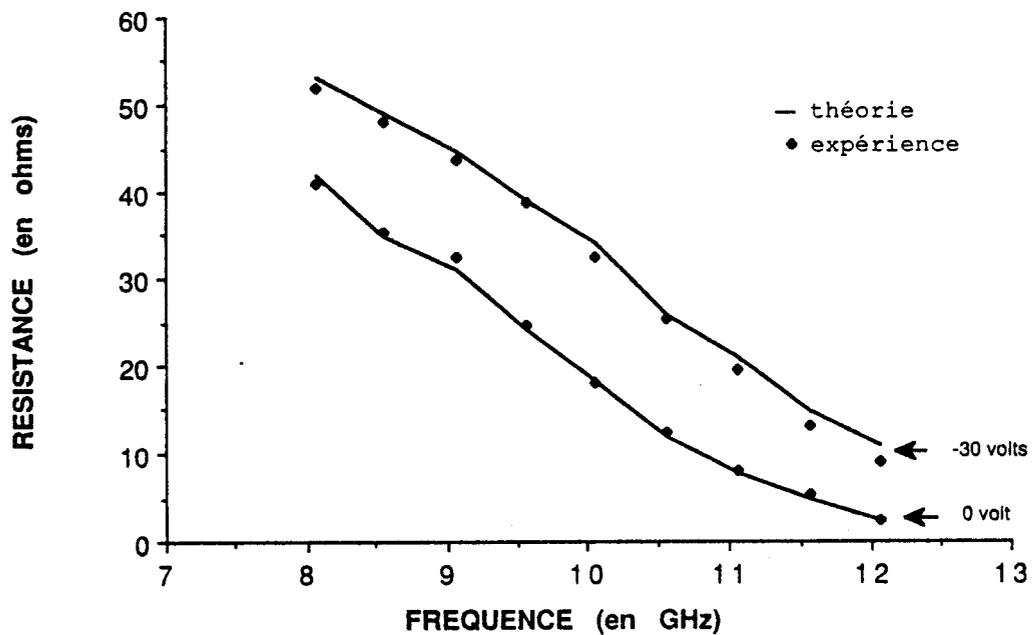


Figure 23 : Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z$  vue en porte 1 lorsque le "gap" est chargé par une diode varicap polarisée successivement à 0 volt et - 30 volts. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

### 1.1.4 Extension du modèle pour la simulation des configurations usuelles des circuits classiquement utilisés

Le modèle de base décrit précédemment nous permet d'aborder maintenant la modélisation complète des configurations usuelles de circuits pouvant faire intervenir les éléments additionnels suivants :

- variation abrupte ou progressive des dimensions transversales du guide d'onde rectangulaire,
- iris selfique ou capacitif,
- transformateur d'impédance quart-d'onde en ligne coaxiale,
- adapteur en ligne coaxiale,
- filtre en ligne coaxiale.

Ces éléments sont illustrés figure 25.

#### 1.1.4.1 Transition abrupte ou progressive en guide d'onde rectangulaire

La transition entre les guides d'ondes rectangulaires standard et réduit, peut être soit abrupte, soit progressive, comme illustré figure 26. La transition abrupte est schématisée classiquement par une capacité traduisant l'énergie emmagasinée par les modes évanescents créés par la discontinuité. L'expression analytique de cette capacité est classiquement développée dans la littérature [14]. Pour la transition progressive, nous admettons qu'elle ne crée pas d'éléments localisés supplémentaires dans le schéma équivalent de base.

#### 1.1.4.2 Iris capacitif et selfique

Les iris constituent des obstacles réactifs. Ces obstacles réfléchissent les ondes progressives, ce qui peut conduire à une structure résonnante. La cavité ainsi réalisée permet d'augmenter le coefficient de qualité externe du circuit.

Les iris capacitifs sont réalisés en modifiant localement la dimension du petit côté du guide d'onde, c'est-à-dire que localement on réalise une fenêtre rectangulaire perpendiculaire au champ électrique du mode propagé dans le guide d'onde rectangulaire ( $TE_{10}$ ), comme illustré figure 27a.

Les iris selfiques sont réalisés, par contre, en modifiant localement la dimension du grand côté du guide d'onde. Cela signifie que localement on réalise une fenêtre rectangulaire parallèle au champ électrique du mode propagé dans le guide d'onde rectangulaire, comme illustré figure 27b.

Remarque : on peut aussi réaliser localement une fenêtre circulaire ou elliptique perpendiculairement à la direction de propagation. Suivant les dimensions de l'ouverture, ce type d'iris est soit capacitif, soit selfique.

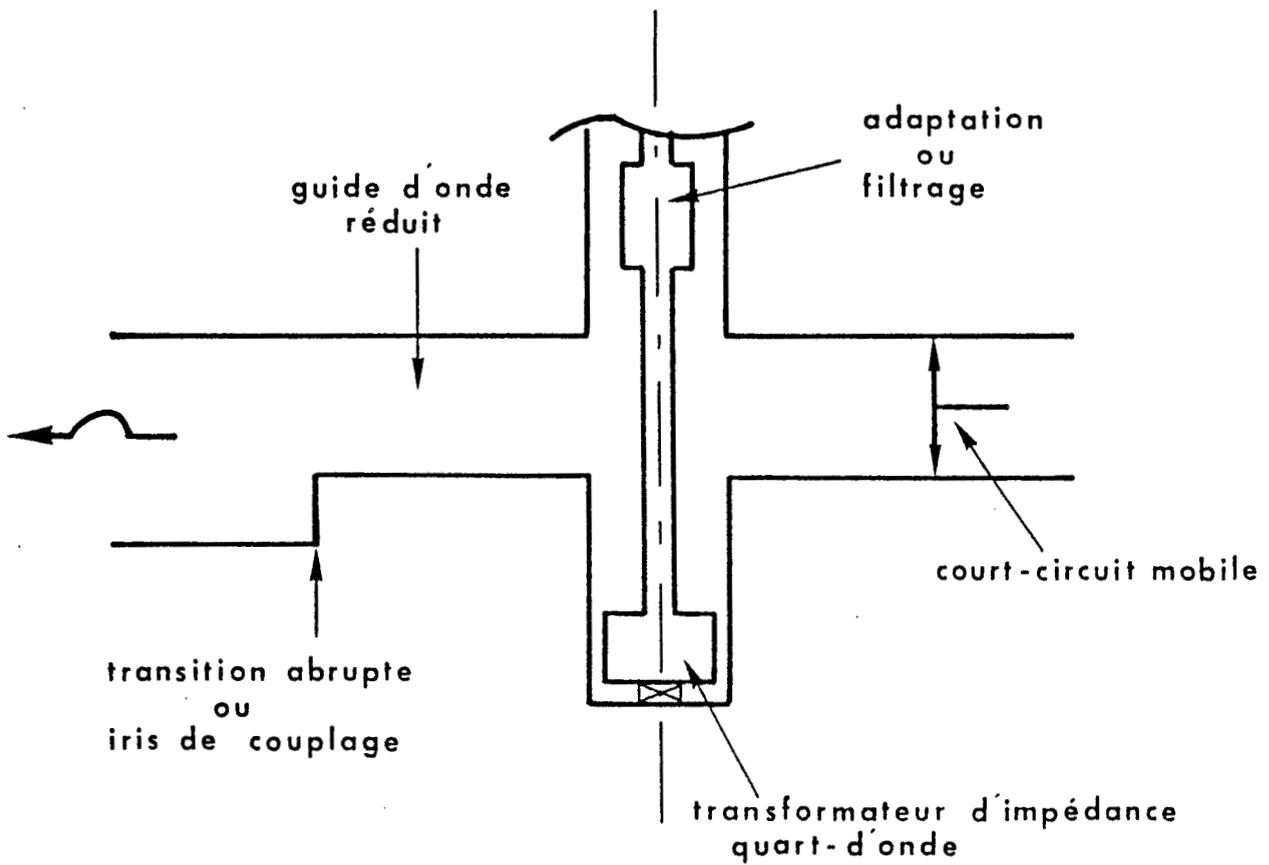


Figure 25 : Description des différents éléments additionnels

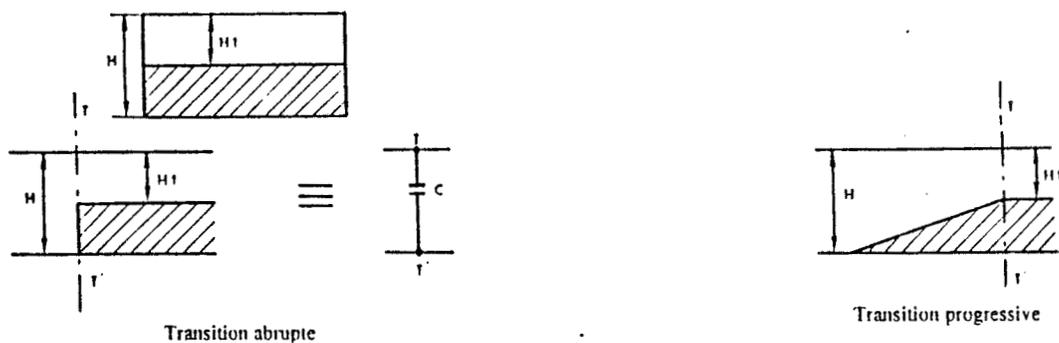


Figure 26 : Transition abrupte ou progressive en guide d'onde rectangulaire.

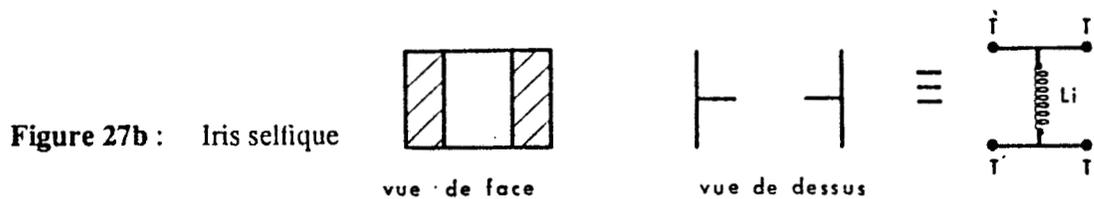
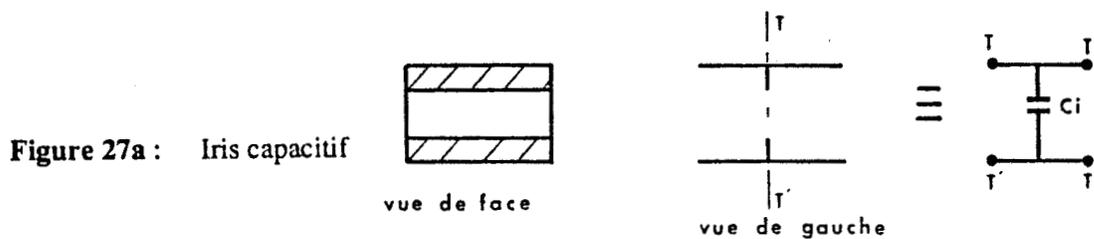


Figure 27 : Iris capacitif ou selfique

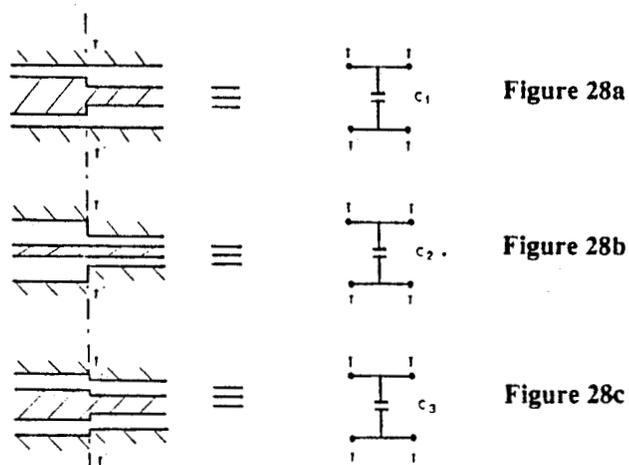


Figure 28 : Transformateur d'impédance quart-d'onde

Les expressions analytiques de ces différents type d'iris sont classiquement développées dans la littérature [14].

#### 1.1.4.3 Transformateur d'impédance quart-d'onde

Le transformateur d'impédance quart-d'onde est réalisé :

- soit en modifiant le diamètre intérieur de la ligne coaxiale (cf figure 28a) ;
- soit en modifiant le diamètre extérieur de la ligne coaxiale (cf figure 28b) ;
- soit en modifiant les deux diamètres de la ligne coaxiale (cf figure 28c).

Ces ruptures sont schématisées par des éléments localisés capacitifs, comme illustré figure 28. Les formules analytiques déterminant ces capacités sont développées dans la littérature [14].

#### 1.1.4.4 Impédance vue dans le plan de la diode

Le modèle de base des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde" permet, entre autre, de déterminer l'impédance  $Z_1$  vue dans un plan quelconque de la ligne coaxiale, comme présenté figure 29a. Or, pour réaliser un couplage optimal entre le circuit et le composant actif, il est nécessaire de connaître l'impédance  $Z_d$  vue dans le plan de la diode, comme illustré figure 29b. Cette impédance  $Z_d$  est déterminée en ramenant l'impédance  $Z_1$  dans le plan de référence de la diode. Ce changement de plan de référence ( $1 \rightarrow 2$ ) peut être décomposé en deux transformations. La première transformation  $T_1$  correspondant à la région  $W_1$  traduit la transition entre la ligne coaxiale et la ligne radiale. La seconde transformation  $T_2$  correspondant à la région  $W_2$  est équivalente à l'introduction de la ligne radiale de hauteur  $Hd$ .

Nous présentons figure 29c, le schéma équivalent de ces deux régions. Il est déterminé à partir de la théorie développée par GETSINGER [7] [16].

##### • Signification physique des éléments localisés du schéma équivalent

La signification physique des éléments localisés composant le schéma équivalent illustré figure 29c est la suivante :

- $Cf_1$  est une capacité d'effet de bord traduisant l'énergie emmagasinée entre le conducteur central et le conducteur extérieur par les modes évanescents créés par la rupture du conducteur central ;
- $Cf_2$  est une capacité d'effet de bord traduisant l'énergie emmagasinée entre le conducteur central et son image (d'après la théorie des images) ;
- $L_s$  est une inductance traduisant la longueur de la ligne coaxiale équivalente à la hauteur  $Hd$

Figure 29a

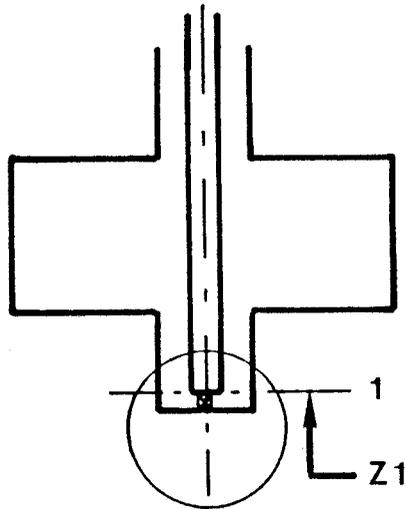


Figure 29b

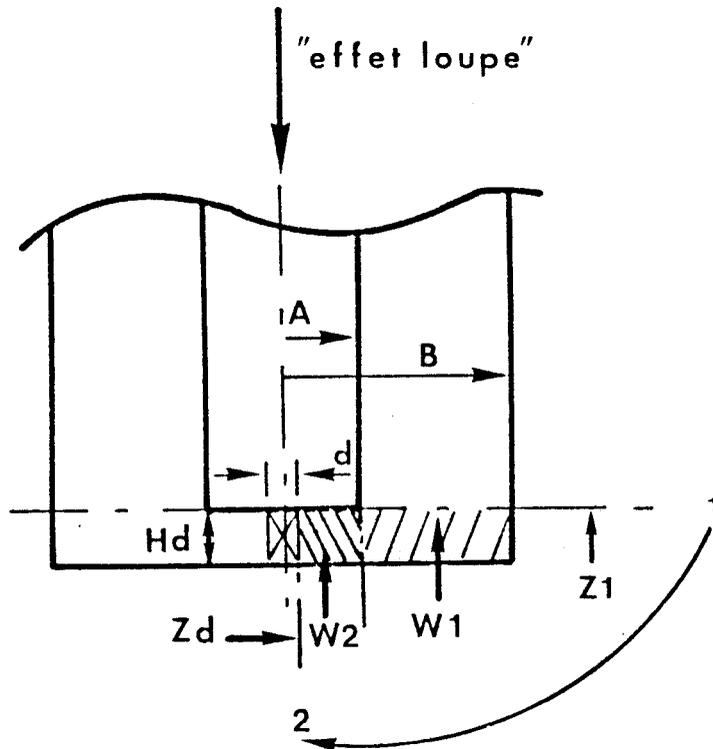


Figure 29c

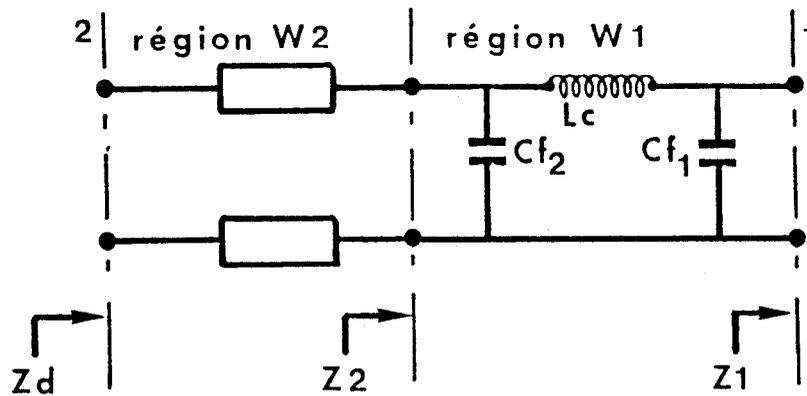


Figure 29 : Détermination de l'impédance  $Z_d$  vue dans le plan de la diode

Remarque : Les caractéristiques de la ligne radiale sont déterminées en appliquant le formalisme de la "ligne de transmission" que l'on verra ultérieurement (cf § 1.2)

- **Expressions analytiques des éléments localisés du schéma équivalent**

Les expressions analytiques des éléments localisés illustrés figure 29c sont les suivantes :

$$C_{f_1} = 2 \Pi B \epsilon \frac{Cf_e}{\epsilon} \left( \frac{s}{b}, \frac{t}{b} \right)$$

$$C_{f_2} = 2 \Pi A \epsilon \frac{\Delta C}{\epsilon} \left( \frac{s}{b}, \frac{t}{b} \right)$$

$$L_s = \frac{\mu_0 H_d}{2 \Pi} L_n \left( \frac{B}{A} \right)$$

$$\frac{s}{b} = \frac{2H_d}{2B - d}$$

$$\frac{t}{b} = \frac{2A - d}{2B - d}$$

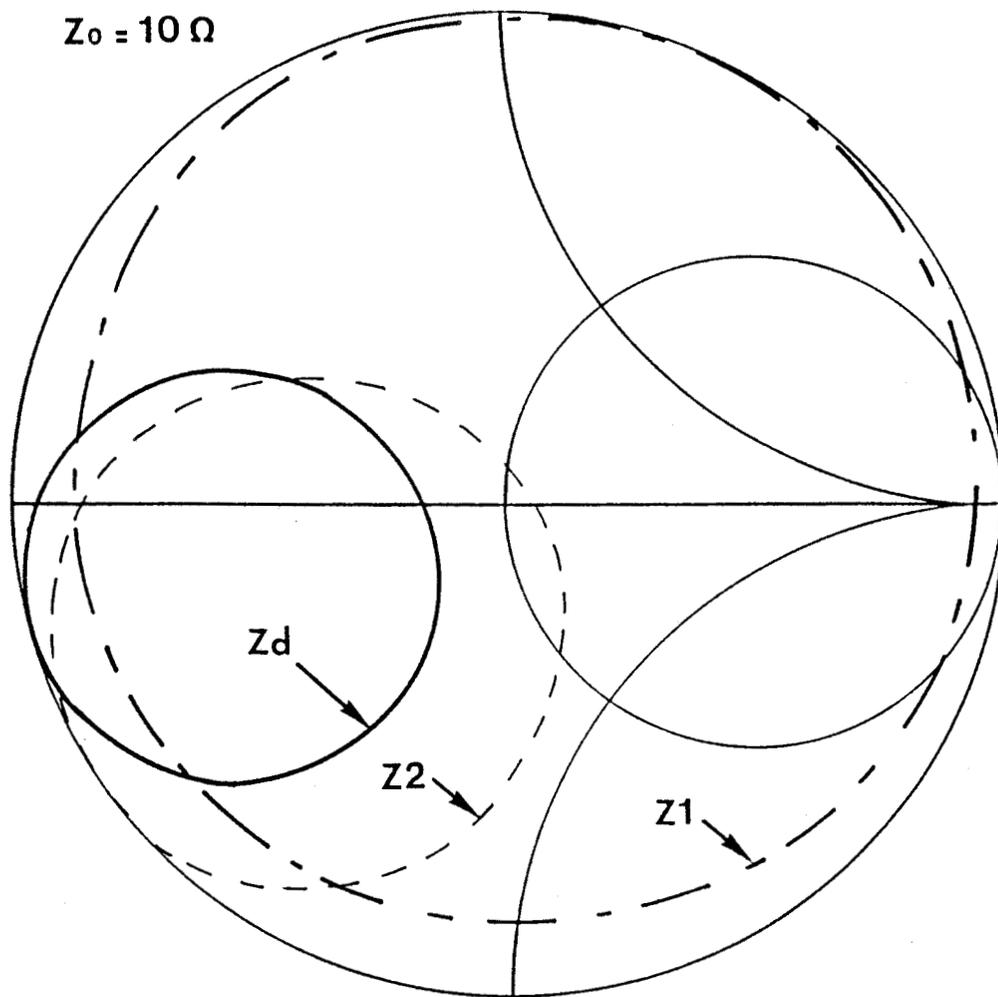
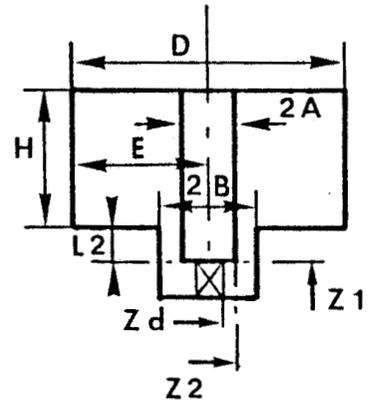
Les valeurs des fonctions  $\frac{Cf_e}{\epsilon} \left( \frac{s}{b}, \frac{t}{b} \right)$  et  $\frac{\Delta C}{\epsilon} \left( \frac{s}{b}, \frac{t}{b} \right)$  sont déterminées à partir des abaques publiés par GETSINGER [16].

- **Influence du changement de plan de référence**

Nous présentons figure 30 une évolution typique des impédances  $Z_1, Z_2$  et  $Z_d$  en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire, pour le circuit décrit en encart.

Nous relevons une grande différence entre l'évolution de l'impédance  $Z_1$  et les évolutions des impédances  $Z_2$  et  $Z_d$ . La figure 30 illustre l'importance de la transformation  $T_1$  sur l'adaptation d'impédance entre le circuit et le composant actif.

$D = 15,8 \text{ mm}$   
 $H = 7,9 \text{ mm}$   
 $E = D/2$   
 $B = 3,5 \text{ mm}$   
 $A = 1,5 \text{ mm}$   
 $L2 = 0,1 \text{ mm}$



**Figure 30 :** Evolution des impédances  $Z_1$ ,  $Z_2$  et  $Z_d$  à la fréquence 14 GHz en fonction de la position, dans le guide d'onde rectangulaire, du court-circuit mobile.  
La topologie du circuit est décrite en encart. (boîtier de diode  $W_4$  décrit figure 64)

### 1.1.5 Détermination du coefficient de qualité externe

Le coefficient de qualité externe est déterminé par l'expression :

$$Q_{ext} = \frac{F_o}{2R_o} \left( \frac{\partial X}{\partial F} \right)_{F=F_o}$$

où :

- $F_o$  est la fréquence d'oscillation ;
- $R_o$  et  $X_o$  constituent l'impédance vérifiant les conditions d'oscillation.

Une étude de l'évolution fréquentielle de l'impédance  $Z$  vue dans le plan de la diode autour de la fréquence  $F_o$ , nous permet donc de déterminer le coefficient de qualité externe du circuit.

La connaissance de ce coefficient de qualité externe nous permet :

- de déterminer à partir de l'expression de HOBSON, une valeur approchée du "pulling" de l'oscillateur ;
- de déduire le comportement de l'oscillateur en bruit de modulation d'amplitude (M A) et de modulation de fréquence (M F) si l'on connaît le facteur d'excès de bruit du composant par rapport au bruit thermique ("noise measure" : M)

Remarque : Expression de HOBSON :

$$\Delta F_{\text{pulling total}} = \frac{2F_o}{Q_{ext}} \left( S - \frac{1}{S} \right)$$

où : -  $S$  est le taux d'onde stationnaire lié à l'impédance de charge.

### 1.1.6 Conclusion

Dans cette première partie, nous avons établi un modèle relativement complet permettant de décrire le comportement électromagnétique des configurations les plus usuelles de circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde", comme par exemple :

- les circuits large bande utilisés pour réaliser des mélangeurs ou des amplificateurs en réflexion ;
- les circuits résonnants de type Kurokawa [23] utilisés pour réaliser des oscillateurs stables à une ou plusieurs diodes.

## 1.2 Modélisation des circuits à résonateur radial

La première partie de ce chapitre a été consacrée à la modélisation des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde". Nous nous proposons dans cette seconde partie de modéliser les circuits à résonateur radial, très largement utilisés pour la réalisation d'oscillateurs et d'amplificateurs à dipôles à résistance négative, spécialement en gamme millimétrique. Nous allons présenter plusieurs modèles de complexité croissante, de façon à permettre, comme précédemment la caractérisation de presque toutes les configurations de circuit à résonateur radial couramment utilisées. Ces configurations sont illustrées figure 31.

La caractérisation de tels circuits ne peut se faire de façon précise à l'aide d'un simple schéma équivalent, dans la mesure où ils font intervenir un grand nombre de zones couplées entre-elles d'un point de vue électromagnétique, ce qui nécessite la prise en compte localement de nombreux modes évanescents.

Notre étude est basée sur la décomposition du circuit en un certain nombre de régions, comme illustré figure 31a, ce qui nous conduit à calculer les champs électromagnétiques dans chacune de ces régions et à les raccorder. Il existe plusieurs méthodes pour traiter et chaîner ces différentes régions.

Nous présentons deux approches possibles, et suivant le degré de complexité de la configuration du circuit considéré nous choisirons la plus appropriée.

### 1.2.1 Première approche : calcul des champs électromagnétiques locaux

Cette première approche s'inspire des travaux de BIALKOWSKI [10]

- Dans une première étape, nous déterminons analytiquement les champs électromagnétiques à l'intérieur de chacune des régions, comme illustré ci-dessous.
- Dans une seconde étape, nous raccordons ces champs électromagnétiques aux différentes interfaces pour aboutir à l'admittance  $Y_e$  vue dans le plan de la diode.
- Dans une troisième étape, nous validons cette première approche par des comparaisons avec des résultats expérimentaux.

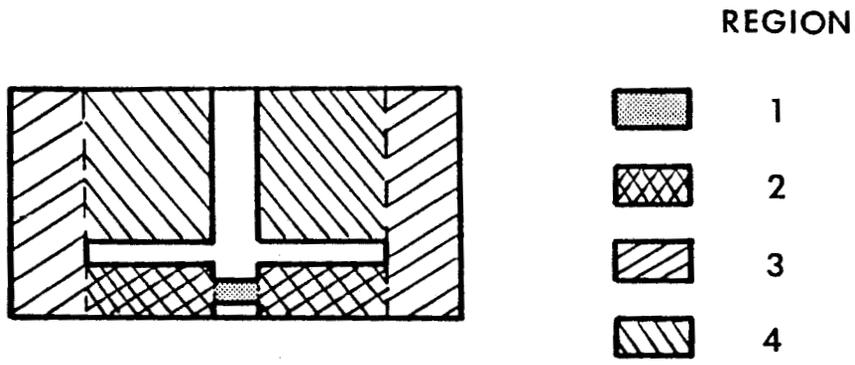


Figure 31 a : Configuration de base. Modèle à 4 régions

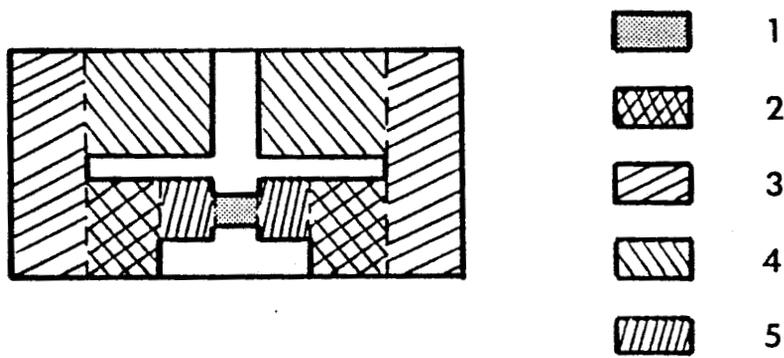


Figure 31 b : Configuration à hauteur de ligne radiale variable. Modèle à 5 régions.

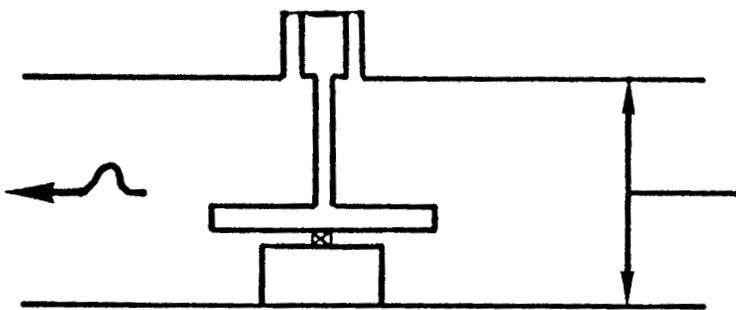


Figure 31 c : Configuration générale.

Figure 31 : Présentation des principales configurations de circuit à résonateur radial

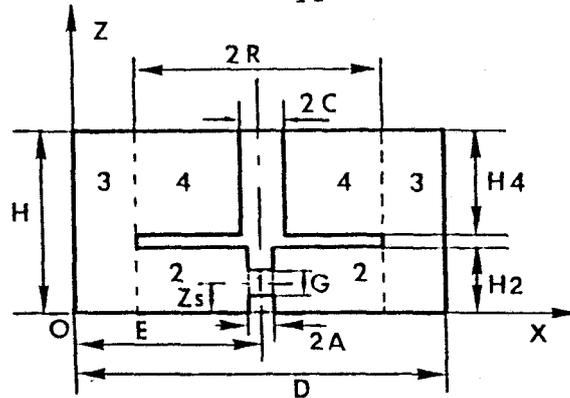


Figure 32 : Détermination des régions constituant le circuit à résonateur radial

### 1.2.1.1 Détermination des champs électromagnétiques dans chacune des régions

#### • Région 1

Nous supposons que les dimensions de cette région sont très petites devant la longueur d'onde. De ce fait, nous pouvons admettre que le champ électrique qui y règne est uniforme et s'écrit :

$$\vec{E}_z = \frac{-V}{G} \vec{u}_z$$

où : -  $V$  est la différence de potentiel aux bornes de l'ouverture ("gap") définissant la région 1 ;

-  $G$  est la hauteur de cette ouverture ;

-  $\vec{u}_z$  est le vecteur unitaire de l'axe vertical  $oz$  (cf figure 32).

#### • Région 2

La région 2 peut être considérée comme une ligne radiale de hauteur  $H_2$ .

Nous pouvons admettre que seul le mode radial  $TM_{(0)}$  se propage dans cette région, puisque le circuit possède une symétrie de révolution autour de l'axe verticale  $o_z$  et que la hauteur  $H_2$  est inférieure à la demi-longueur d'onde.

Par contre, nous prenons en compte les modes évanescents créés par la discontinuité introduite par l'extrémité du disque.

#### • Champ électrique dans la région 2

En appliquant le théorème de superposition, le champ électrique dans la région 2 peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\vec{E}_z^{(2)}(r) = \vec{E}_{s2}(r) - \vec{E}_{d2}(r) \quad (1-9)$$

où : -  $\vec{E}_{d2}$  est le champ électrique appelé direct ou primaire. L'excitation de ce champ électrique se situe dans la région 1 ;

-  $\vec{E}_{s2}$  est le champ électrique appelé secondaire, qui existerait en l'absence d'ouverture ("gap").

• Détermination du champ électrique direct

En supposant que la ligne radiale constituant la région 2 est infinie et en écrivant la condition de passage des champs électromagnétiques sur la surface cylindrique  $r = A$ , nous obtenons l'expression suivante du champ électrique direct : (Le détail des calculs est développé dans l'annexe 1).

$$\vec{E}_{d2}(r) = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) VS_n(r) \right\} \vec{u}_z$$

où :  $\epsilon_{on}$  est la constante de Neumann

$$\epsilon_{on} = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2 & n \neq 0 \end{cases}$$

$$VS_n(r) = -V \cos\left(\frac{n\Pi z_s}{H_2}\right) \frac{\sin\left(\frac{n\Pi G}{2H_2}\right)}{\left(\frac{n\Pi G}{2H_2}\right)} \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r)}{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}A)}$$

$$\Gamma_n^{(2)} = \begin{cases} -j \sqrt{\left(\frac{n\Pi}{H_2}\right)^2 - k_2^2} & \frac{n\Pi}{k_2 H_2} \geq 1 \\ \sqrt{k_2^2 - \left(\frac{n\Pi}{H_2}\right)^2} & \frac{n\Pi}{k_2 H_2} < 1 \end{cases}$$

$$k_2 = \frac{2\Pi}{\lambda_2} \quad ; \quad \lambda_2 = \frac{C}{F\sqrt{\epsilon_{r2}}}$$

$\epsilon_{r2}$  : permittivité relative du milieu constituant la région 2

• Détermination du champ électrique secondaire  $\vec{E}_{s2}$

Le champ électrique secondaire  $\vec{E}_{s2}$  est calculé en supposant que l'ouverture ("gap") n'existe pas. Nous obtenons dans ce cas la configuration schématisée ci-dessous.

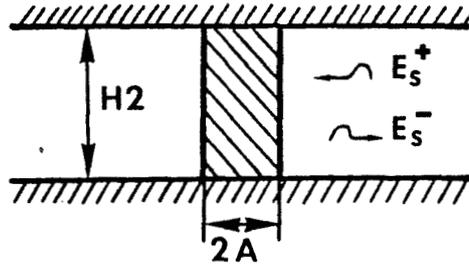


Figure 33

L'expression générale donnant le champ électrique dans une ligne radiale de hauteur  $H_2$  où seul le mode  $TM_{00}$  se propage s'écrit : [18]

$$\vec{E}_{s2} = \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \left\{ X_n H_o^{(1)}(\Gamma_n^{(2)} r) + Y_n H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} r) \right\}$$

où : -  $X_n, Y_n$  sont des constantes à déterminer.

En écrivant la condition de continuité du champ électrique tangential sur la surface cylindrique  $r = A$  (c'est-à-dire :  $E_z = 0$  en  $r = A$ ), nous obtenons l'expression du champ électrique secondaire suivante :

$$\vec{E}_{s2} = \left[ \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \left\{ H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} r) J_o(\Gamma_n^{(2)} A) - J_o(\Gamma_n^{(2)} r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} A) \right\} \right] \vec{u}_z$$

où : -  $A_n$  est une constante que l'on calculera ultérieurement.

Une fois déterminées les expressions des champs électriques primaire et secondaire dans la région 2, le champ électrique total dans cette région s'écrit : (cf 9)

$$\vec{E}_z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \left[ A_n \left\{ H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} r) J_o(\Gamma_n^{(2)} A) - J_o(\Gamma_n^{(2)} r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} A) \right\} + VS_n(r) \right] \vec{u}_z$$

où :

$$VS_n(r) = V \cos\left(\frac{n\Pi z_s}{H_2}\right) \frac{\sin\left(\frac{n\Pi G}{2H_2}\right) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} r)}{\frac{n\Pi G}{2H_2} H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} A)}$$

• **Champ magnétique dans la région 2**

La relation générale reliant le champ magnétique au champ électrique pour une ligne radiale de hauteur  $H$  s'écrit : [18]

$$H_{\Phi}(r) = -j \frac{\omega \epsilon}{[\Gamma_n]^2} \frac{\partial E_z(r)}{\partial r} \quad (1-10)$$

où :

- $\omega$  est la pulsation
- $\epsilon$  est la permittivité relative du milieu

Le champ magnétique dans la région 2 peut donc s'écrire :

$$H_{\Phi}^{(2)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{0n}}{H_2} \cos\left(\frac{n\pi z}{H_2}\right) \frac{jk_2}{Z_2 \Gamma_n^{(2)}} \left[ A_n \left\{ H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} r) J_0(\Gamma_n^{(2)} A) - J_1(\Gamma_n^{(2)} r) H_0^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} A) \right\} - \frac{1}{\Gamma_n^{(2)}} \frac{\partial(VS_n(r))}{\partial r} \right] \quad (1-11)$$

où :

- $Z_{o2} = \frac{\eta_o}{\sqrt{\epsilon_{r2}}}$ ;
- $\eta_o$  impédance d'onde

• **Région 3**

La région 3 est définie comme indiqué figure 32 en supposant que la surface cylindrique de rayon  $R$  et de hauteur  $H$  est infiniment conductrice.

Considérons tout d'abord le cas où le guide d'onde rectangulaire est fermé à ses deux extrémités par des charges non réfléchissantes. L'introduction du court-circuit mobile sera étudiée ultérieurement (cf §1.3.2).

• **Champ électrique**

Dans un repère de coordonnées cylindriques le champ électrique peut s'écrire en  $r = R$  de la façon suivante :

$$E_z^{(3)}(R) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n \frac{\epsilon_{on}}{H} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H}\right) \quad (1-12)$$

où : -  $F_n$  est une constante que l'on déterminera ultérieurement en  $r=R$ .

• **Champ magnétique**

Pour obtenir l'expression analytique du champ magnétique dans cette région en  $r=R$ , nous considérons les champs électromagnétiques rayonnés en mode transverse magnétique avec une symétrie axiale et excités par le courant circulant à la surface du cylindre de rayon  $R$  et dont la distribution suivant l'axe vertical ( $oz$ ) est supposée sinusoïdale :

$$I(z) = I_n \left(\frac{\epsilon_{on}}{H}\right) \cos\left(\frac{n\Pi z}{H}\right)$$

Pour ces ondes transverses magnétiques rayonnées, l'expression générale reliant le champ électrique au champ magnétique sur la surface cylindrique ( $Sc$ ) en  $r=R$  est : [10]

$$\tau_n \int_0^{2\Pi} H_{\Phi}(R) d\Phi = -j \frac{k_o}{\Gamma_n^2} \int_0^{2\Pi} \left(\frac{\partial E_z}{\partial r}\right)_{r=R} d\Phi$$

où : -  $\tau_n$  est l'impédance d'onde en mode radial  $TM_{on}$ .

Dans ces conditions d'excitation, le champ électrique peut s'écrire de la façon suivante : (cf annexe 2)

$$E_z(r) = C(z) H_o^{(2)}(\Gamma_n r)$$

où : -  $C(z)$  est une fonction de la cote  $z$  ;

soit en dérivant par la variable  $r$  :

$$\frac{\partial E_z}{\partial r}(r) = \Gamma_n \frac{H_1^{(2)}(\Gamma_n r)}{H_0^{(2)}(\Gamma_n r)} E_z(r)$$

D'où l'impédance en mode radial  $\tau_n$  en  $r = R$  :

$$\tau_n = -j \frac{k_o}{\Gamma_n} \frac{H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{H_0^{(2)}(\Gamma_n R)} \frac{\int_0^{2\pi} E_z(R) d\Phi}{\int_0^{2\pi} H_\Phi(R) d\Phi} \quad (1-13)$$

En utilisant la théorie des images ([18], [33]) nous pouvons maintenant déterminer l'expression analytique des champs électromagnétiques  $E_z^{(3)}$  et  $H_\Phi^{(3)}$  en  $r = R$ , (cf annexe 2). Pour le guide d'onde rectangulaire adapté à ses deux extrémités, l'expression de  $\tau_n$  est la suivante :

$$\tau_n = \eta_o \frac{H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{H_0^{(2)}(\Gamma_n R)} \frac{H_0^{(2)}(\Gamma_n R) + J_0(\Gamma_n R) \Sigma}{H_1^{(2)}(\Gamma_n R) + J_1(\Gamma_n R) \Sigma}$$

où :

$$\Sigma = \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{+\infty} H_0^{(2)}(2|m|\Gamma_n D) - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_0^{(2)}\left(2\left|m + \frac{E}{D}\right|\Gamma_n D\right)$$

Des équations (12) et (13), on peut déduire l'expression analytique du champ magnétique dans la région 3 :

$$H_\Phi^{(3)}(R) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n \frac{\epsilon_{on}}{H} \cos\left(\frac{n\Pi}{H} z\right) \frac{jk_o H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{\tau_n \Gamma_n H_0^{(2)}(\Gamma_n R)} \quad (1-14)$$

Remarques : L'utilisation de la théorie des images suppose que le diamètre de la tige ( $2R$ ) soit inférieur au tiers de la dimension du grand côté du guide d'onde rectangulaire. Or, pour la plupart des circuits étudiés nous constatons que cette hypothèse n'est pas vérifiée. De ce fait, il faudrait introduire un terme correctif dans l'expression ana-

lytique de  $\tau_n$ . Cependant par des comparaisons théorie-expérience, nous montrons ultérieurement que ce terme correctif est négligeable.

• **Région 4**

La région 4 peut être considérée comme une ligne radiale de hauteur  $H_4$ .  
Le traitement analytique est identique à celui de la région 2.

• **Champ électrique**

En écrivant la condition de continuité du champ électrique tangentiel en  $r = C$  ( $E_z^{(4)}(C) = 0$ ), nous obtenons l'expression analytique du champ électrique dans le région 4 :

$$E_z^{(4)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_{on}}{H_4} \cos\left(\frac{n\Pi}{H_4} [Z - (H - H_4)]\right) D_n \left\{ H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(4)} r) J_o(\Gamma_n^{(4)} C) - J_o(\Gamma_n^{(4)} r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(4)} C) \right\}$$

$$\Gamma_n^{(4)} = \begin{cases} -j \sqrt{\left(\frac{n\Pi}{H_4}\right)^2 - k_4^2} & \frac{n\Pi}{H_4 k_4} \geq 1 \\ \sqrt{k_4^2 - \left(\frac{n\Pi}{H_4}\right)^2} & \frac{n\Pi}{H_4 k_4} < 1 \end{cases}$$

$$k_4 = \frac{2\Pi}{\lambda_4} \quad ; \quad \lambda_4 = \frac{C}{F\sqrt{\varepsilon_{r4}}}$$

$\varepsilon_{r4}$  : permittivité relative du milieu constituant la région 4

• **Champ magnétique**

La forme générale (cf 10) nous conduit, pour le champ magnétique à l'expression analytique suivante.

$$H_{\Phi}^{(4)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_{on}}{H_4} \cos\left(\frac{n\Pi}{H_4} [Z - (H - H_4)]\right) \frac{jk_4}{Z_{o4} \Gamma_n^{(4)}} D_n \left\{ H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(4)} r) J_o(\Gamma_n^{(4)} C) - J_1(\Gamma_n^{(4)} r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(4)} C) \right\}$$

où :  $Z_{o4} = \frac{\eta_o}{\sqrt{\varepsilon_{r4}}}$

### 1.2.1.2 Détermination de l'admittance vue dans le plan de la diode

L'admittance  $Y_e$  vue dans le plan de la diode (c'est à dire le plan  $r = A$  de la région 1) peut s'écrire :

$$Y_e = \frac{\int \int (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_1) \cdot \vec{ds}}{V^2}$$

- où
- $\vec{E}_1, \vec{H}_1$  sont les champs électromagnétiques dans la région 1 ;
  - $V$  la tension aux bornes de l'ouverture constituant la région 1 (car les champs électromagnétiques dans cette région sont supposés uniformes cf § 1.2.1.a) ;
  - $ds = 2 \Pi A \vec{dz}$ .

Les expressions analytiques décrivant les champs électromagnétiques de la région 1 sont les suivantes

- $\vec{E}_1 = - \frac{V}{G} \vec{u}_z$
- $H_1 = H_{\Phi}^1 (r = A)$  (champ uniforme)

En appliquant les conditions aux limites en  $r = A$  nous obtenons l'égalité suivante :

$$H_1 = H_{\Phi}^{(1)}(r = A) = H_{\Phi}^{(2)}(r = A)$$

Pour déterminer l'admittance  $Y_e$  il faut donc connaître le champ magnétique  $H_{\Phi}^{(2)}(r = A)$  qui fait intervenir la constante  $A_n$  (cf 11).

Cette constante peut être calculée en écrivant les différentes conditions aux limites en  $r = R$  :

$$\begin{cases} E_z^{(3)}(R) = E_z^{(2)}(R) + E_z^{(4)}(R) \\ H_{\Phi}^{(2)}(R) = H_{\Phi}^{(3)}(R) \\ H_{\Phi}^{(4)}(R) = H_{\Phi}^{(3)}(R) \end{cases}$$

### 1.2.1.3 Validation du modèle

Pour valider cette première approche, nous devons connaître théoriquement et expérimentalement l'admittance vue dans l'ouverture. Or, expérimentalement nous ne pouvons pas accéder facilement à cette admittance, du fait de l'utilisation d'une "sonde" qui nous impose le plan de référence comme illustré ci-dessous.

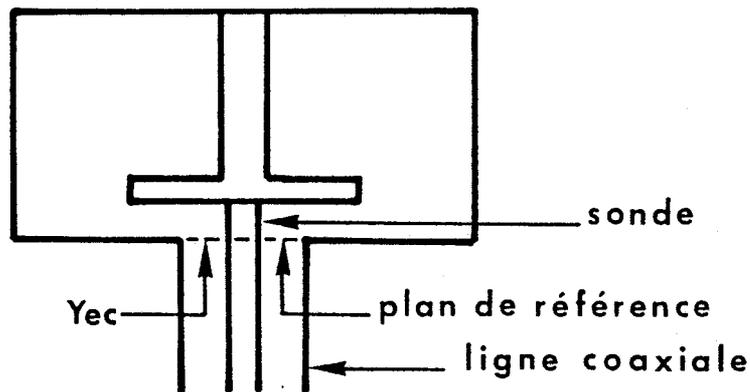


Figure 34 : Description de la sonde de mesure

Pour le type de circuit illustré figure 35, les expressions analytiques des champs électromagnétiques des régions 1 et 2 sont différentes de celles développées dans le modèle théorique précédent ("gap"). En effet dans la région 1 coexistent le mode TEM de la ligne coaxiale et le mode radial  $TM_{00}$ . Ceci nous conduit à calculer de nouveau les champs électromagnétiques dans ces régions.

- **Région 1**

Nous supposons que le mode TEM de la ligne coaxiale se propage sans modification dans la région 1. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la hauteur  $H_2$  est très petite devant la longueur d'onde.

Avec cette hypothèse l'expression analytique du champ électrique dans la région 1 s'écrit :

$$\vec{E}_z(r) = \frac{-V}{\text{Log}\left(\frac{B}{A}\right)} \frac{1}{r} \vec{a}_r$$

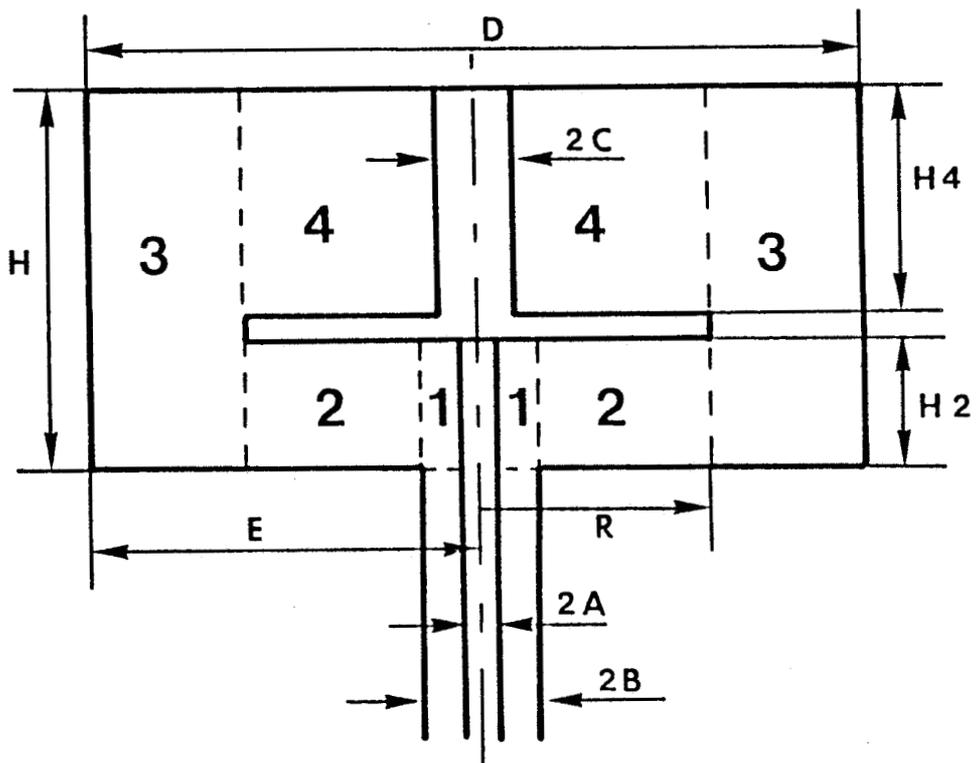


Figure 35 : Description de la topologie du circuit expérimental

- où -  $V$  est la tension aux bornes de l'ouverture constituant la région 1 ;  
 -  $B, A$  sont les rayons extérieur et intérieur de la ligne coaxiale.

• **Région 2**

Dans cette région, nous utilisons les résultats précédents. Seules les conditions aux limites différent et conduisent à l'expression du champ électrique suivante :

$$\vec{E}_z^{(2)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \left[ A_n \left\{ H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r) J_o(\Gamma_n^{(2)}A) - J_o(\Gamma_n^{(2)}r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}A) \right\} + VS_n(r) \right] \vec{u}_z$$

où :

$$VS_n(r) = \begin{cases} \frac{V}{2\Pi B \Gamma_n^{(2)}} \frac{Z_{o2}}{Z_c} \left[ \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - J_o(\Gamma_n^{(2)}r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B)}{H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_1(\Gamma_n^{(2)}B)} \right] & B < r \leq R \\ 0 & A \leq r \leq B \end{cases}$$

-  $Z_c$  est l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale

Remarques : Les calculs sont développés plus en détail dans l'annexe 1.

• **Champ magnétique**

L'expression analytique du champ magnétique est obtenue à partir de la relation générale (cf 10).

$$H_{\Phi}^{(2)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \frac{jk_2}{Z_{o2} \Gamma_n^{(2)}} \left[ A_n \left\{ H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r) J_o(\Gamma_n^{(2)}A) - J_1(\Gamma_n^{(2)}r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}A) \right\} - \frac{1}{\Gamma_n^{(2)}} \frac{\partial}{\partial r} [VS_n(r)] \right]$$

**Détermination de l'admittance  $Y_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde**

L'admittance  $Y_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde (c'est à dire dans le plan d'entrée de la ligne coaxiale (cf figure 34)) peut s'écrire :

$$Y_{ec} = \frac{\iint (\vec{E}_1 \wedge \vec{H}_1) ds}{V^2}$$

où  $-\vec{E}_1, \vec{H}_1$  sont les champs électromagnétiques dans la région 1 ;  
 $-ds = 2\pi r dr \vec{z}$ .

Nous déterminons cette admittance de la même manière que précédemment. Nous sommes maintenant en mesure de procéder à une comparaison théorie-expérience. Pour cela nous avons utilisé à la fois les résultats expérimentaux publiés dans la littérature [10, fig. 2, 3] et ceux que nous avons nous-mêmes obtenus pour des configurations de circuits plus réalistes et à plus haute fréquence.

A titre d'exemple, nous présentons figure 36 les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde pour le circuit décrit ci-dessous.

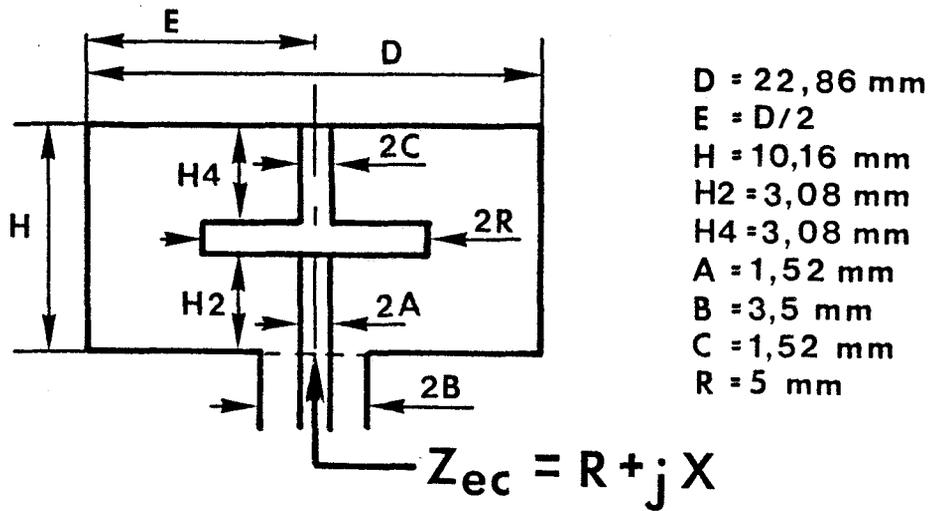


Figure 37 : Topologie du circuit étudié

On peut relever un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Pour compléter cette comparaison, nous présentons figure 38, les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de cette même impédance  $Z_{ec}$  mais dans la bande Ku (12-18 GHz) pour la structure de circuit illustrée ci-dessous. La description de la cellule de mesure sera présentée dans le chapitre suivant.

### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

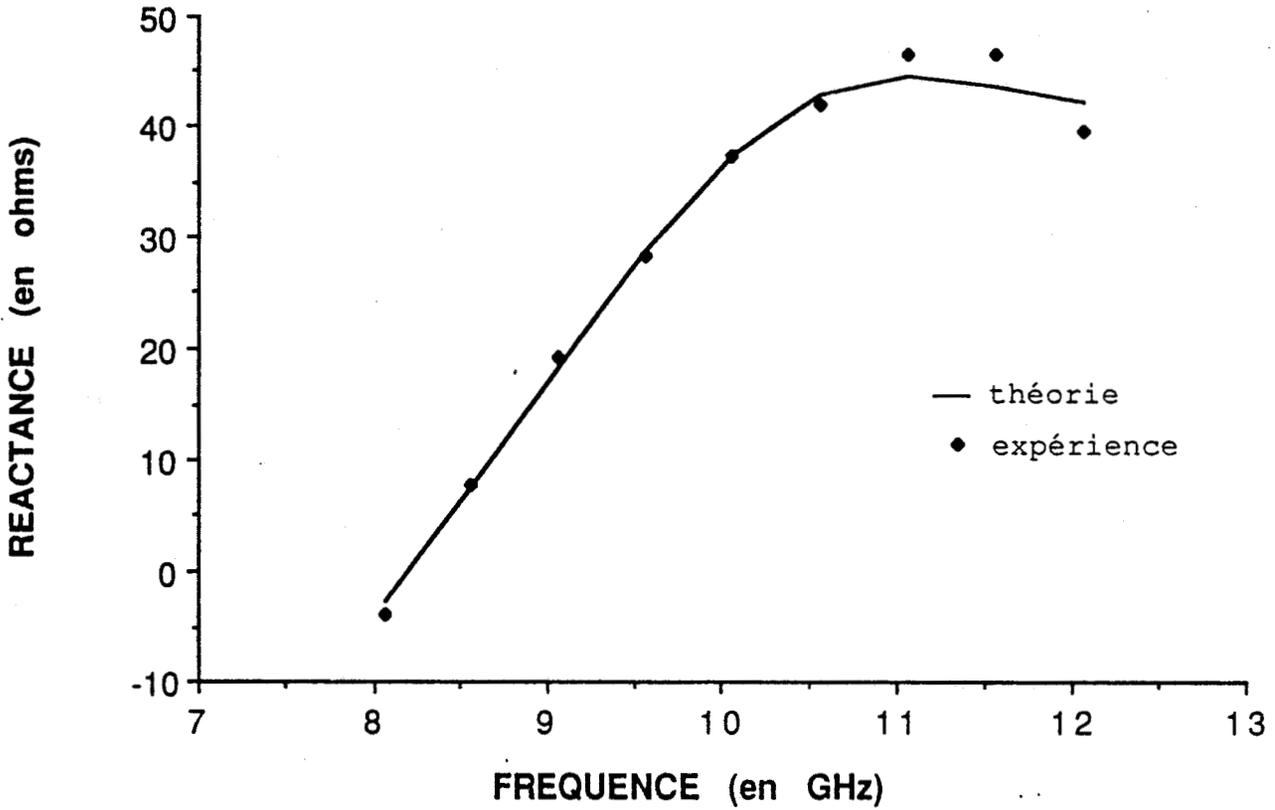
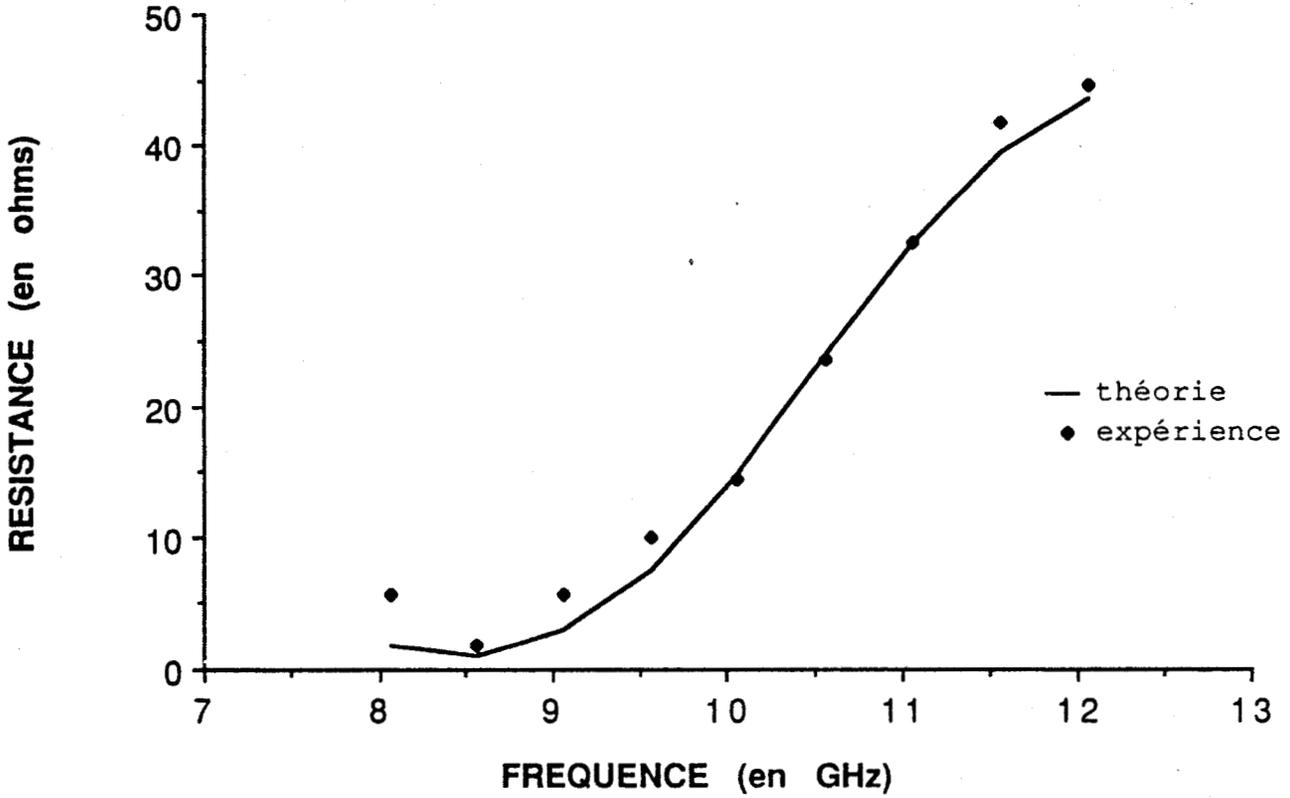
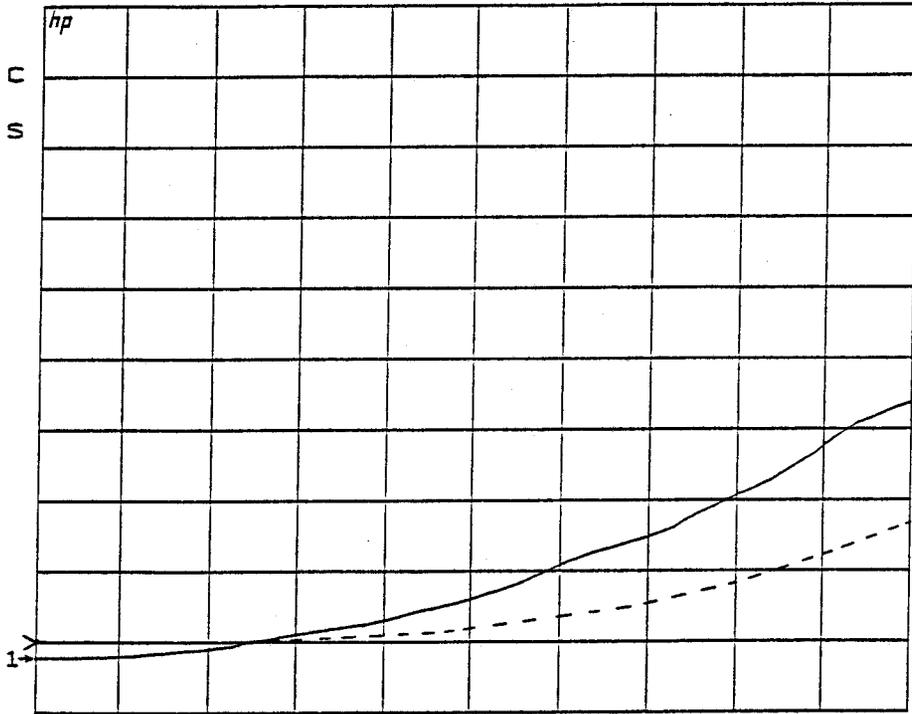


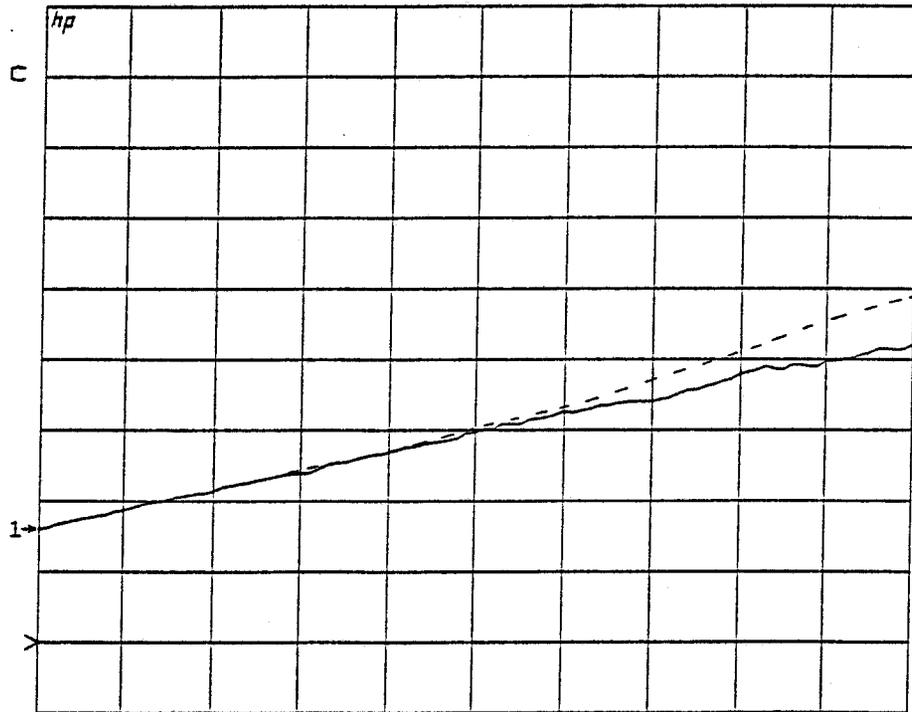
Figure 36 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrit figure 37. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

Z:S11 Re -57-  
 REF 0.0 Units  
 2.0 Units/



START 12.000000000 GHz  
 STOP 18.000000000 GHz

Z:S11 Im  
 REF 0.0 Units  
 10.0 Units/



START 12.000000000 GHz  
 STOP 18.000000000 GHz

**Figure 38 :** Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrit figure 39. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

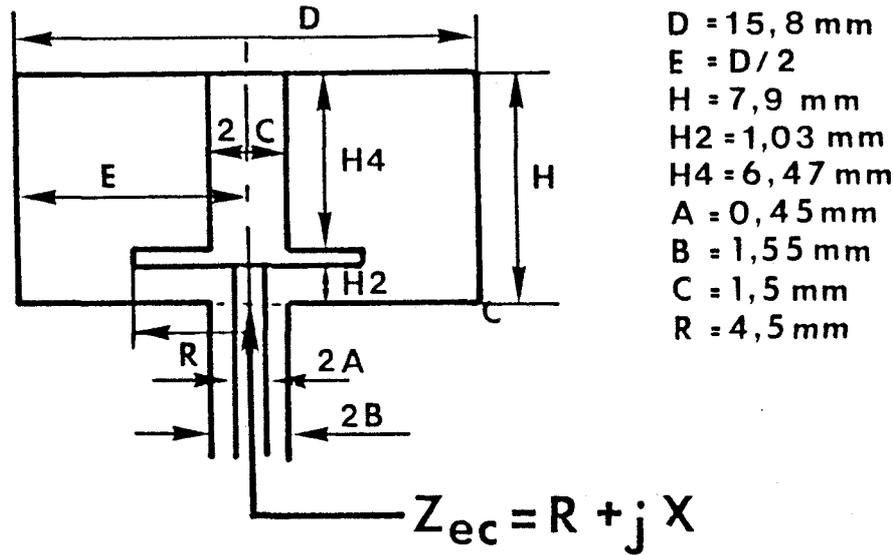


Figure 39 : Topologie du circuit expérimental

Nous pouvons constater un assez bon accord entre les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale. Les écarts observés résultent de plusieurs causes :

- la position de la sonde à ras du guide est difficile à obtenir avec précision ;
- la calibration de l'analyseur de réseau HP8510 dans le plan de référence de la sonde est très délicate vu les faibles valeurs de résistance (nous la détaillerons dans le chapitre suivant).

### 1.2.2 Seconde approche - modèle matriciel

Cette seconde approche s'inspire des travaux de B. BATES [11]. Elle est basée sur le formalisme des lignes de transmission appliqué aux lignes radiales. De ce fait, les différentes régions sont caractérisées par des matrices conformément à la figure 40 b, où les matrices [II] et [IV] sont des matrices chaînes et la matrice [III] est une matrice admittance. Les conditions de continuité des champs électromagnétiques aux interfaces des différentes régions se traduisent par des matrices appelées "matrices de couplage" ( $[C_d]$ ,  $[C_2]$ ,  $[C_4]$ ).

- Dans une première étape, nous déterminons les différentes matrices.
- Dans une seconde étape, nous "chaînons" ces matrices pour aboutir à l'admittance  $Y_e$  vue dans le plan de la diode.
- Dans une troisième étape, nous validons cette seconde approche par des comparaisons avec des résultats expérimentaux.

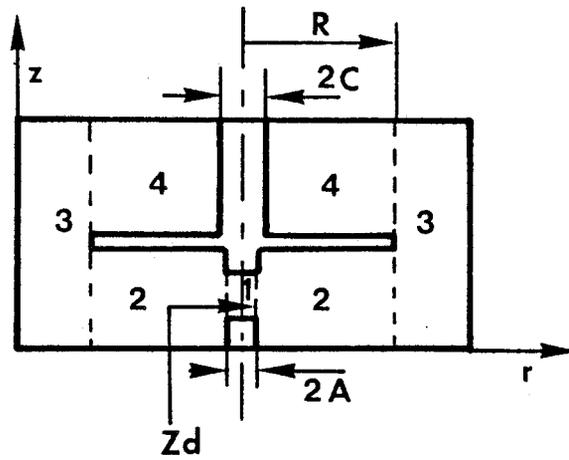


Figure 40 a : Description du circuit étudié.

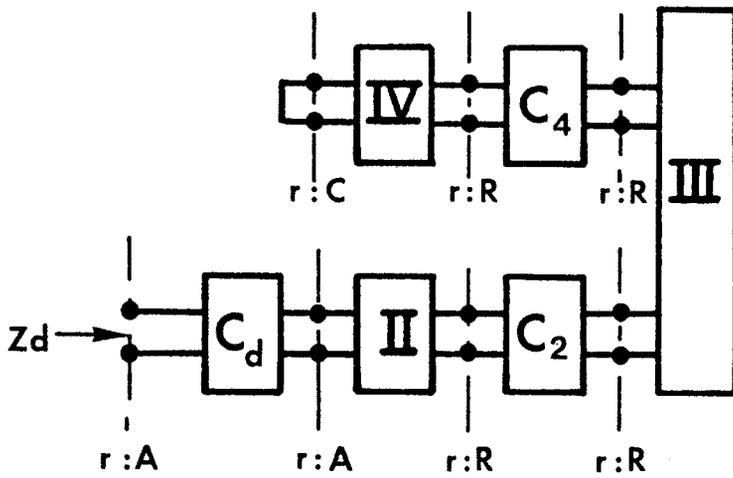


Figure 40 b : Ecrition matricielle de la configuration de base (Modèle à 4 régions).

Figure 40 : Présentation du modèle matriciel pour le circuit à résonateur radial à 4 régions.

### 1.2.3 Détermination des différentes matrices

#### 1.2.3.1 Formalisme des lignes de transmission appliqué aux lignes radiales

Considérons le cas d'une ligne radiale de hauteur  $B$  où seuls les modes  $TM_{on}$  existent, comme illustré ci-dessous.

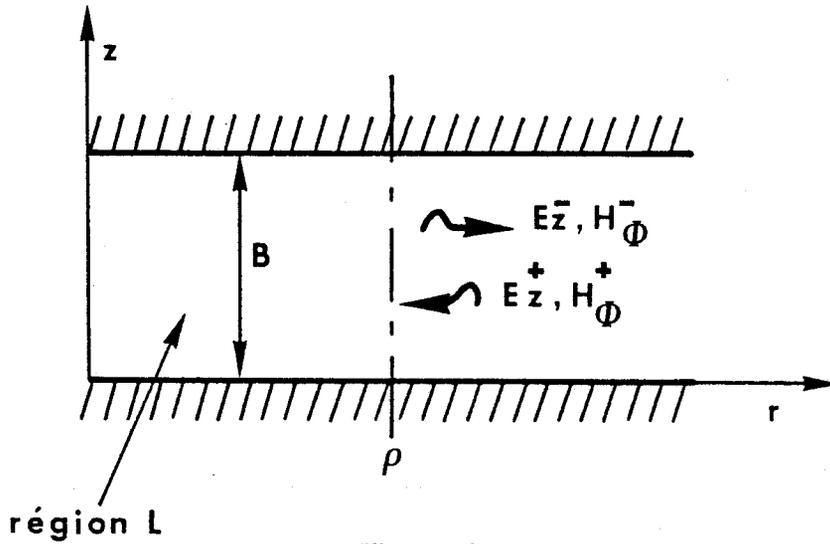


Figure 41

Les champs électromagnétiques du mode  $TM_{on}$  résultent classiquement de la combinaison d'un champ incident (positif) et d'un champ réfléchi (négatif). Il s'écrit : [18]

$$\begin{cases} E_{zn}(r) = E_{zn}^+(r) + E_{zn}^-(r) = A^+ \cos\left(\frac{n\Pi}{B}z\right) H_o^{(2)}(\Gamma_n r) + A^- \cos\left(\frac{n\Pi}{B}z\right) H_o^{(1)}(\Gamma_n r) \\ H_{\Phi n}(r) = H_{\Phi n}^+(r) - H_{\Phi n}^-(r) = -j \frac{\omega \epsilon}{\Gamma_n} \left[ A^+ \cos\left(\frac{n\Pi}{B}z\right) H_1^{(2)}(\Gamma_n r) - A^- \cos\left(\frac{n\Pi}{B}z\right) H_1^{(1)}(\Gamma_n r) \right] \end{cases}$$

-  $A^+$  et  $A^-$  sont des constantes.

Appelons  $e_n(r)$  et  $h_n(r)$  les amplitudes complexes des champs électriques et magnétiques telles que :

$$\begin{cases} e_n(r) = e_n^+(r) + e_n^-(r) = A^+ H_o^{(2)}(\Gamma_n r) + A^- H_o^{(1)}(\Gamma_n r) \\ h_n(r) = h_n^+(r) - h_n^-(r) = -j \frac{\omega \epsilon}{\Gamma_n} [A^+ H_1^{(2)}(\Gamma_n r) - A^- H_1^{(1)}(\Gamma_n r)] \end{cases} \quad (1-15)$$

d'où les champs électromagnétiques :

$$\begin{cases} E_{zn}(r) = e_n(r) \cos\left(\frac{n\pi}{B} z\right) \\ H_{\phi n}(r) = h_n(r) \cos\left(\frac{n\pi}{B} z\right) \end{cases}$$

La puissance sortant de la surface cylindrique de rayon  $r = \rho$  s'écrit :

$$P_n(\rho) = \int_0^{2\pi} \int_0^B (\vec{E}_n(\rho) \wedge \vec{H}_\phi(\rho)) \cdot \vec{ds}$$

après calcul, nous obtenons :

$$P_n(\rho) = \begin{cases} \frac{1}{2} (-e_o(\rho) B) (2\pi e h_o(\rho)) & n = 0 \\ \frac{1}{2} \left( \frac{-e_n(\rho) B}{2} \right) (2\pi e h_n(\rho)) & n \neq 0 \end{cases}$$

Posons :

$$\begin{cases} v_n(\rho) = - \frac{e_n(\rho) B}{\epsilon_{on}} \\ i_n(\rho) = 2\pi \rho h_n(\rho) \end{cases} \quad (1-16)$$

- où :
- $v_n(\rho)$  est l'amplitude complexe de la tension en  $r=\rho$  associée au mode  $TM_{on}$
  - $i_n(\rho)$  est l'amplitude complexe du courant en  $r=\rho$  associée au mode  $TM_{on}$
  - $\epsilon_{on}$  est la constante de Neumann

par analogie avec le formalisme des lignes de transmission, nous pouvons écrire : [19]

$$\begin{cases} \left[ \frac{dv_n(r)}{dr} \right]_{r=\rho} = j\Gamma_n Z_{cn}(\rho) i_n(\rho) \\ \left[ \frac{di_n(r)}{dr} \right]_{r=\rho} = -j \frac{\Gamma_n}{Z_{cn}(\rho)} v_n(\rho) \end{cases} \quad (1-17)$$

où : -  $Z_{cn}(\rho)$  est l'impédance caractéristique locale en  $r=\rho$  donnée par :

$$Z_{cn}(\rho) = \frac{B}{\epsilon_{on} 2 \Pi \rho} \frac{\Gamma_n}{\omega \epsilon} \quad (1-18)$$

Si donc, nous assimilons la ligne radiale à une ligne de transmission son schéma équivalent devient :

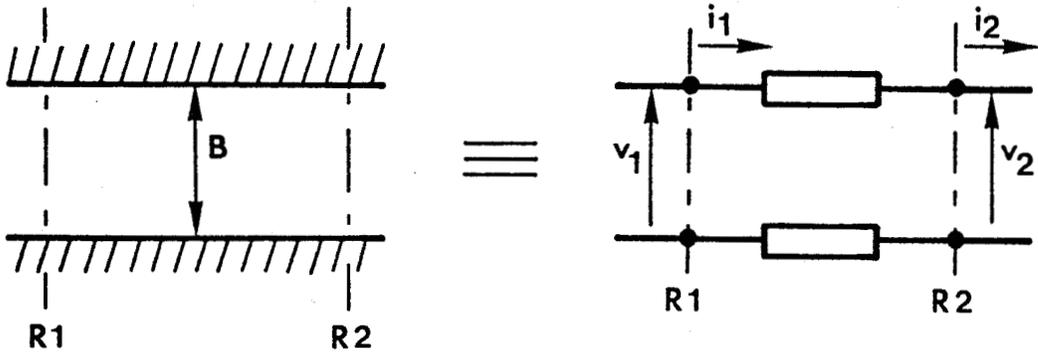


Figure 42 : Schéma équivalent d'une ligne radiale

• **Dérivation d'une relation matricielle**

D'après le schéma équivalent de la ligne radiale, nous pouvons définir la matrice chaîne associée au mode  $TM_{on}$  :

$$\begin{bmatrix} v_{1n}(R_1) \\ i_{1n}(R_1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} v_{2n}(R_2) \\ i_{2n}(R_2) \end{bmatrix}$$

En utilisant les expressions (15), (16), (17) et (18) nous obtenons les expressions de  $A_n, B_n, C_n, D_n$  suivantes :

$$\left. \begin{aligned} A_n &= \frac{\Pi \Gamma_n R_2}{2} \left[ -Y_1(\Gamma_n R_2) J_0(\Gamma_n R_1) + J_1(\Gamma_n R_2) Y_0(\Gamma_n R_1) \right] \\ B_n &= -j \frac{\Gamma_n^2 B}{4 \omega \epsilon \epsilon_{on}} \left[ J_0(\Gamma_n R_2) Y_0(\Gamma_n R_1) - Y_0(\Gamma_n R_2) J_0(\Gamma_n R_1) \right] \\ C_n &= j \frac{\Pi^2 \omega \epsilon}{B} \epsilon_{on} R_1 R_2 \left[ Y_1(\Gamma_n R_2) J_1(\Gamma_n R_1) - J_1(\Gamma_n R_2) Y_1(\Gamma_n R_1) \right] \\ D_n &= \frac{\Pi \Gamma_n}{2} R_1 \left[ -J_0(\Gamma_n R_2) Y_1(\Gamma_n R_1) + Y_0(\Gamma_n R_2) J_1(\Gamma_n R_1) \right] \end{aligned} \right\} \quad (1-19)$$

• **Ecriture matricielle des champs électromagnétiques**

Définissons : -  $[A_L(\rho)]$  et  $[A'_L(\rho)]$  les matrices colonnes dont les éléments correspondent aux amplitudes complexes des champs électrique et magnétique pour chaque mode  $TM_{on}$  en  $r = \rho$ , dans la région  $L$  correspondante.

-  $[e_L^T]$  la matrice ligne correspondant au vecteur modale de la région  $L$ . Elle s'écrit :

$$[e_L^T] = \left( 1, \cos\left(\frac{\Pi_2}{H}\right), \dots, \cos\left(\frac{i\Pi_2}{H}\right), \dots \right)$$

Les champs électromagnétiques dans la région  $L$ , en  $r = \rho$ , peuvent donc s'écrire sous forme matricielle [20] :

$$\left\{ \begin{aligned} E_z^{(L)}(\rho) &= [e_L^T] [A_L(\rho)] \\ H_\Phi^{(L)}(\rho) &= [e_L^T] [A'_L(\rho)] \end{aligned} \right. \quad (1-20)$$

• **Relations matricielles reliant les champs électromagnétiques aux courants et tensions correspondants**

Soit : -  $[I_L(\rho)]$  la matrice colonne dont les éléments correspondent aux amplitudes complexes des courants pour chaque mode  $TM_{on}$  en  $r = \rho$ , dans la région  $L$  correspondante.

-  $[V_L(\rho)]$  la matrice colonne dont les éléments correspondent aux amplitudes complexes des tensions pour chaque mode  $TM_{on}$ , en  $r = \rho$ , dans la région  $L$  correspondante.

La relation (16) conduit donc à :

$$[A'_L(\rho)] = \frac{1}{2\Pi\rho} [I_L(\rho)] \quad (1-21)$$

$$[A_L(\rho)] = \frac{1}{B} \begin{bmatrix} -v_{Lo}(\rho) \\ -2v_{Li}(\rho) \\ \cdot \\ \cdot \\ -2v_{Li}(\rho) \\ \cdot \\ \cdot \end{bmatrix} \quad (1-22)$$

### 1.3 Application du formalisme des lignes de transmission à la détermination des différentes matrices [II], [III], [IV]

Les hypothèses introduites dans le premier modèle sont également valables pour ce modèle matriciel.

- Région 2

Dans cette région les modes  $TM_{on}$  étant orthogonaux, la matrice chaîne [II] relative à la région 2 s'obtient donc en écrivant le système d'équations (19) pour chacun des modes  $TM_{on}$  en posant :

$$\begin{cases} R_1 = A \\ R_2 = R \end{cases}$$

• **Région 3**

La matrice [III] relative à la région 3 est une matrice admittance. Elle est diagonale, puisque les modes  $TM_{on}$  sont orthogonaux. Nous pouvons donc écrire :

$$[I_3(R)] = [III][V_3(R)] \quad \text{avec} \quad i_{3n} = y_{3n}v_{3n} \quad \forall n$$

• **Détermination des éléments de la matrice [III]**

D'après l'équation (12), le champ électrique dans la région 3 s'écrit :

$$E_z^{(3)}(R) = \sum_{n=0}^{\infty} F_n \frac{\epsilon_{on}}{H} \cos\left(\frac{n\Pi}{H}z\right) \quad (\text{en } r = R) \quad (1-23)$$

$$\text{D'après (20) : } [E_z^{(3)}(R)] = [E_3^T][A_3(R)]$$

d'où :

$$E_z^{(3)}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-\epsilon_{on}}{H} v_{3n}(R) \cos\left(\frac{n\Pi}{H}z\right) \quad (1-24)$$

En égalant ces deux expressions ((23) et (24)) nous obtenons :

$$F_n = -v_{3n}(r)$$

La puissance véhiculée par le modé  $TM_{on}$  et sortant de la surface cylindrique de rayon  $r = R$  s'écrit :

$$P_{3n}(R) = \frac{1}{2} \int_0^{2\Pi} \int_0^H (\vec{E}_{zn}^{(3)}(R) \wedge \vec{H}_{\Phi n}^{(3)}(R)) \vec{ds}$$

$$\text{où: } -ds = Rd\Phi \vec{dz}$$

Soit en remplaçant les champs électromagnétiques par leurs expressions analytiques (cf (20) et (14)) :

$$P_{3n}(R) = -\frac{1}{2} \left[ \frac{2\Pi R \epsilon_{on} jk_o}{H} \frac{H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{\tau_n \Gamma_n H_0^{(2)}(\Gamma_n R)} \right] v_{3n}^2(R) \quad (1-25)$$

Or le formalisme des lignes de transmission nous permet d'écrire très simplement :

$$P_{3n}(R) = \frac{1}{2} y_{3n} v_{3n}^2(R) \quad (1-26)$$

En égalant ces deux expressions ((25) et(26)) nous obtenons les éléments  $y_{3n}$  de la matrice [III] :

$$y_{3n} = -j \frac{2 \Pi R \epsilon_{on} k_o H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{H \tau_n \Gamma_n H_o^{(2)}(\Gamma_n R)}$$

Remarques : - pour l'indice  $n = 0$ , l'admittance  $y_{3o}$  est complexe. Cette admittance est relative au mode de propagation dans le guide d'onde rectangulaire  $TE_{10}$ .  
- pour les indices différents de zéro, l'admittance  $y_{3n}$  est une pure susceptance. Elle est relative au mode évanescent  $TM_{on}$ .

• **Région 4**

Dans cette région les modes  $TM_{on}$  sont orthogonaux. La matrice chaîne [IV] relative à cette région s'obtient, comme la matrice [II]; en écrivant le système d'équation (19) pour chacun des modes  $TM_{on}$  en posant cette fois ci :

$$\begin{cases} R_1 = R \\ R_2 = C \end{cases}$$

**1.3.0.1 Détermination des matrices de couplage  $[C_d], [C_2], [C_4]$**

• **Matrice de couplage  $[C_d]$**

Avec les hypothèses faites, la condition de continuité du champ magnétique en  $r = A$  s'écrit :

$$\int_{Z_s - G/2}^{Z_s + G/2} H_{\Phi}^{(1)}(r = A) dz = \int_{Z_s - G/2}^{Z_s + G/2} H_{\Phi}^{(2)}(r = A) dz$$

où :  $H_{\Phi}^1(r = a) = H_1 = \text{constante}$  (par hypothèse le champ est uniforme dans la région 1)

La transposition matricielle de l'égalité précédente est la suivante :

$$H_1 = [C_d][A'_2(r=A)] \quad (1-27)$$

D'où la détermination de  $[C_d]$ , matrice ligne dont les éléments sont donnés par :

$$c_{dn} = \frac{\int_{Z_s-G/2}^{Z_s+G/2} e_{2n}^T dz}{\int_{Z_s-G/2}^{Z_s+G/2} dz} = \cos\left(\frac{n\pi Z_s}{H_2}\right) \frac{\sin\left(\frac{n\pi G}{2H_2}\right)}{\left(\frac{n\pi G}{2H_2}\right)}$$

• **Matrice de couplage  $[C_2]$**

La condition de continuité, à l'interface des régions 2 et 3 ( $r = R$ ), pour le champ magnétique s'écrit :

$$\int_0^{H_2} H_{\Phi}^{(2)}(r=R) dz = \int_0^{H_2} H_{\Phi}^{(3)}(r=R) d\Phi$$

Les modes  $TM_{on}$  étant orthogonaux, nous obtenons, à partir de l'équation (20) la relation matricielle suivante :

$$[A'_2(R)] = [C_2][A'_3(R)] \quad (1-28)$$

D'où la matrice de couplage  $[C_2]$  entre les régions 2 et 3 dont les éléments sont donnés par :

$$c_{2n,m} = \frac{\int_0^{H_2} \vec{e}_{2m}^T \vec{e}_{3n}^T dz}{\int_0^{H_2} \vec{e}_{2m}^T \vec{e}_{2m}^T dz}$$

$$c_{2m,n} = \begin{cases} \frac{\epsilon_{om}}{H_2} \frac{\Pi}{\left(\frac{n\Pi}{H}\right)^2 - \left(\frac{m\Pi}{H_2}\right)^2} \frac{n}{H} (-1)^m \sin\left(\frac{n\Pi}{H} H_2\right) & \frac{n}{H} \neq \frac{m}{H_2} \\ 1 & \frac{n}{H} = \frac{m}{H_2} \end{cases}$$

• **Matrice de couplage [C<sub>4</sub>]**

La condition de continuité du champ magnétique à l'interface des régions 3 et 4 s'écrit :

$$\int_{H-H_4}^H H_{\Phi}^{(4)}(r=R) dz = \int_{H-H_4}^H H_{\Phi}^{(3)}(r=R) dz$$

Comme précédemment, nous pouvons écrire :

$$[A'_4(R)] = [C_4][A'_3(R)] \quad (1-29)$$

D'où [C<sub>4</sub>] matrice de couplage entre les régions 3 et 4 dont les éléments sont donnés par :

$$c_{4m,n} = \frac{\int_{H-H_4}^H e^{\vec{T}_{3n}} e^{\vec{T}_{4m}} dz}{\int_{H-H_4}^H e^{\vec{T}_{4m}} e^{\vec{T}_{4m}} dz}$$

$$C_{4m,n} = \begin{cases} \frac{\epsilon_{om}}{H_4} \frac{\Pi}{\left(\frac{m\Pi}{H_4}\right)^2 - \left(\frac{n\Pi}{H}\right)^2} \frac{n}{H} \sin\left[\frac{n\Pi}{H}(H-H_4)\right] & \frac{m}{H_4} \neq \frac{n}{H} \\ \cos\left[\frac{m\Pi}{H_4}(H-H_4)\right] & \frac{m}{H_4} = \frac{n}{H} \end{cases}$$

Nous sommes maintenant à même de calculer l'admittance  $Y_e$ .

### 1.3.0.2 Détermination de l'admittance $Y_e$ vue dans le plan de la diode

D'après les relations (21), (28) et (29) nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} [I_2(R)] &= [C_2][I_3(R)] \\ [I_4(R)] &= [C_4][I_3(R)] \end{aligned}$$

La condition de continuité du champ électrique tangential, en  $r = R$ , nous donne la relation matricielle suivante :

$$[V_3(R)] = [C_2]^T [V_2(R)] + [C_4]^T [V_4(R)]$$

où :  $C_2^T$  et  $[C_4]^T$  sont les matrices  $[C_2]$  et  $[C_4]$  transposées.

Le système d'équation reliant entre-elles les matrices relatives aux amplitudes des courants et des tensions est donc le suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} [I_2(R)] = [C_2][I_3(R)] \\ [I_4(R)] = [C_4][I_3(R)] \\ [V_3(R)] = [C_2]^T [V_2(R)] + [C_4]^T [V_4(R)] \\ [I_3(R)] = [III][V_3(R)] \end{array} \right. \quad (1-30)$$

Nous pouvons maintenant déterminer l'admittance  $Y_e$  vue dans le plan de la diode :

$$Y_e = \frac{i_1}{v_1}$$

où: -  $i_1, v_1$  sont respectivement le courant et la tension relatifs à la région 1, puisque les champs électromagnétiques sont uniformes dans cette région.

De la relation matricielle (27) nous pouvons déduire :

$$i_1 = [C_d][I_2(A)]$$

- la condition de continuité du champ électrique en  $r = A$ , nous permet de déduire la relation matricielle suivante :

$$[V_2(A)] = [C_d]^T v_1$$

où : -  $[C_d]^T$  est la matrice  $[A]$  transposée.

Pour calculer l'admittance  $Y_e$ , il reste à déterminer le courant et la tension en  $r = A$  dans la région 2. Pour cela, il suffit de résoudre le système d'équations (30), puis d'utiliser la matrice chaîne [II] pour accéder à  $[I_2(A)]$  et  $[V_2(A)]$

### 1.3.0.3 Validation du modèle matriciel

La comparaison théorie expérience soulève le même problème que précédemment. Cependant seule une nouvelle détermination de la matrice de couplage  $[C_d]$  est ici nécessaire pour accéder au plan de référence expérimental, puisqu'il nous suffit de traduire le couplage de la ligne radiale constituant la région 2 à la ligne coaxiale de mesure. Cette nouvelle détermination peut s'effectuer à partir de travaux de WILLIAMSON [12]. Pour caractériser la transition entre la ligne coaxiale et la ligne radiale, nous admettons que le mode TEM de la ligne coaxiale ne peut se coupler qu'au mode  $TM_{00}$  de la ligne radiale. Cette hypothèse peut se justifier dans la mesure où la hauteur de la ligne radiale est petite devant la longueur d'onde.

Nous présentons ci dessous, un schéma équivalent de la transition entre une ligne coaxiale et une ligne radiale [12] :

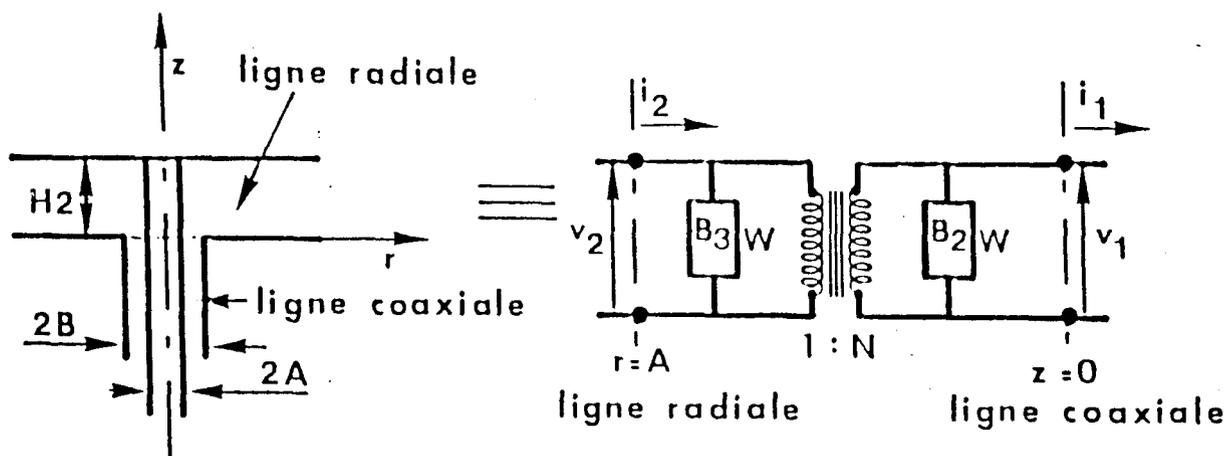


Figure 43 : Schéma équivalent de la transition entre une ligne coaxiale et une ligne radiale

Les expressions des éléments localisés du schéma équivalent sont les suivantes :

$$B_{2W} = \frac{4 \Pi}{\eta_o k_o H_2 L_n^2 \left(\frac{B}{A}\right)} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k_o^2}{(\Gamma_m^{(2)})^2} \frac{K_o(\Gamma_m^{(2)} B)}{K_o(\Gamma_m^{(2)} A)} \left[ I_o(\Gamma_m^{(2)} A) K_o(\Gamma_m^{(2)} B) - K_o(\Gamma_m^{(2)} A) I_o(\Gamma_m^{(2)} B) \right] - \frac{2 \Pi}{\eta_o L_n \left(\frac{B}{A}\right)} \cot(k_o H_2)$$

$$B_{3W} = \frac{2 \Pi a}{\eta_o H_2} \frac{J_1(k_o A) Y_o(k_o B) - J_o(k_o B) Y_1(k_o A)}{J_o(k_o A) Y_o(k_o B) - Y_o(k_o A) J_o(k_o B)}$$

$$N = \frac{2 L_n \left( \frac{B}{A} \right)}{\Pi \left[ J_o(k_o A) Y_o(k_o B) - Y_o(k_o A) J_o(k_o B) \right]}$$

De ce schéma, nous pouvons déduire la relation matricielle suivante :

$$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_1 \end{bmatrix} [C_d] \begin{bmatrix} v_{2o}(A) \\ i_{2o}(A) \end{bmatrix}$$

où :

$$[C_d] = \begin{bmatrix} N & 0 \\ \frac{B_{3\omega}}{N} + N B_{2\omega} & \frac{1}{N} \end{bmatrix}$$

A ce stade, pour déterminer l'admittance  $Y_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde, nous utilisons le même raisonnement que précédemment, en utilisant la nouvelle définition de la matrice de couplage  $[C_d]$ .

Pour mieux comparer les deux méthodes d'analyse des circuits à lignes radiales nous avons considéré les mêmes résultats expérimentaux que précédemment.

La figure 44 présente les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  vue dans le plan de la sonde pour la topologie de circuit déjà décrite figure 37.

On peut relever un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

### 1.3.1 Comparaison des deux modèles

A titre de comparaison, nous regroupons dans le tableau ci-dessous les caractéristiques des deux modèles de circuits à résonateur radial.

### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

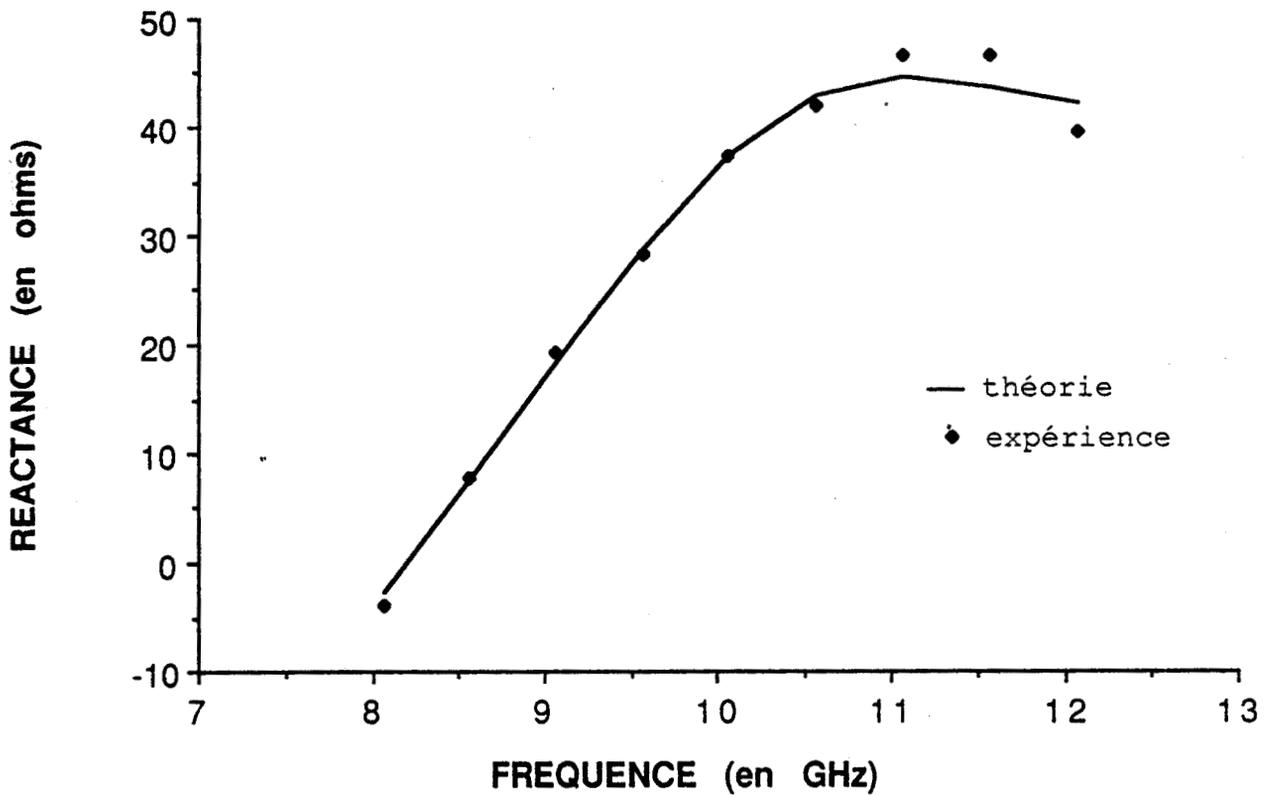
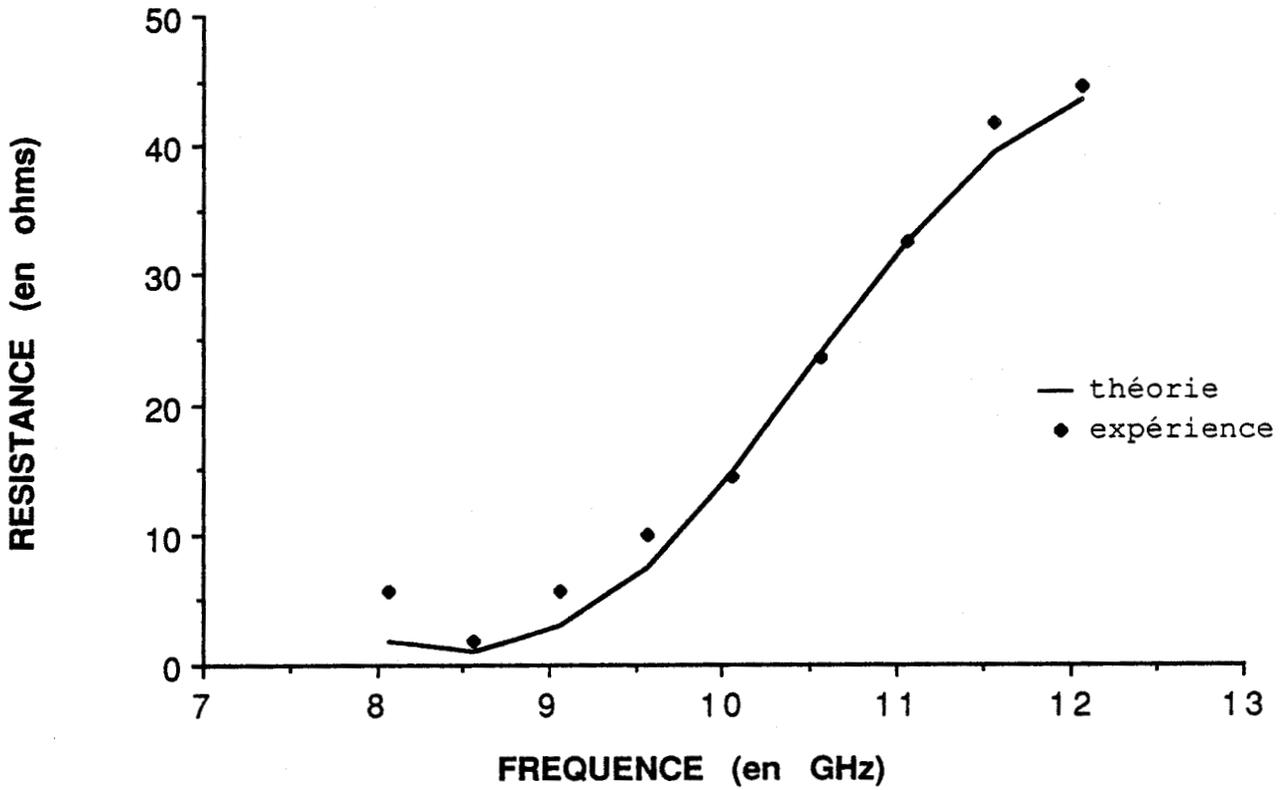


Figure 44 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrite figure 37. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

Caractéristiques	Premier modèle	Modèle matriciel
Temps de calcul	< 37 secondes	< 40 secondes
Insertion dans un logiciel de CAO rapide	assez difficile	facile
Précision	bonne	bonne

tableau 3

La moindre modification dans la configuration du circuit à résonateur radial, nécessite en cas d'utilisation du premier modèle une réécriture presque complète des conditions aux limites. Ceci explique la difficulté d'insertion de ce modèle dans un logiciel de CAO rapide.

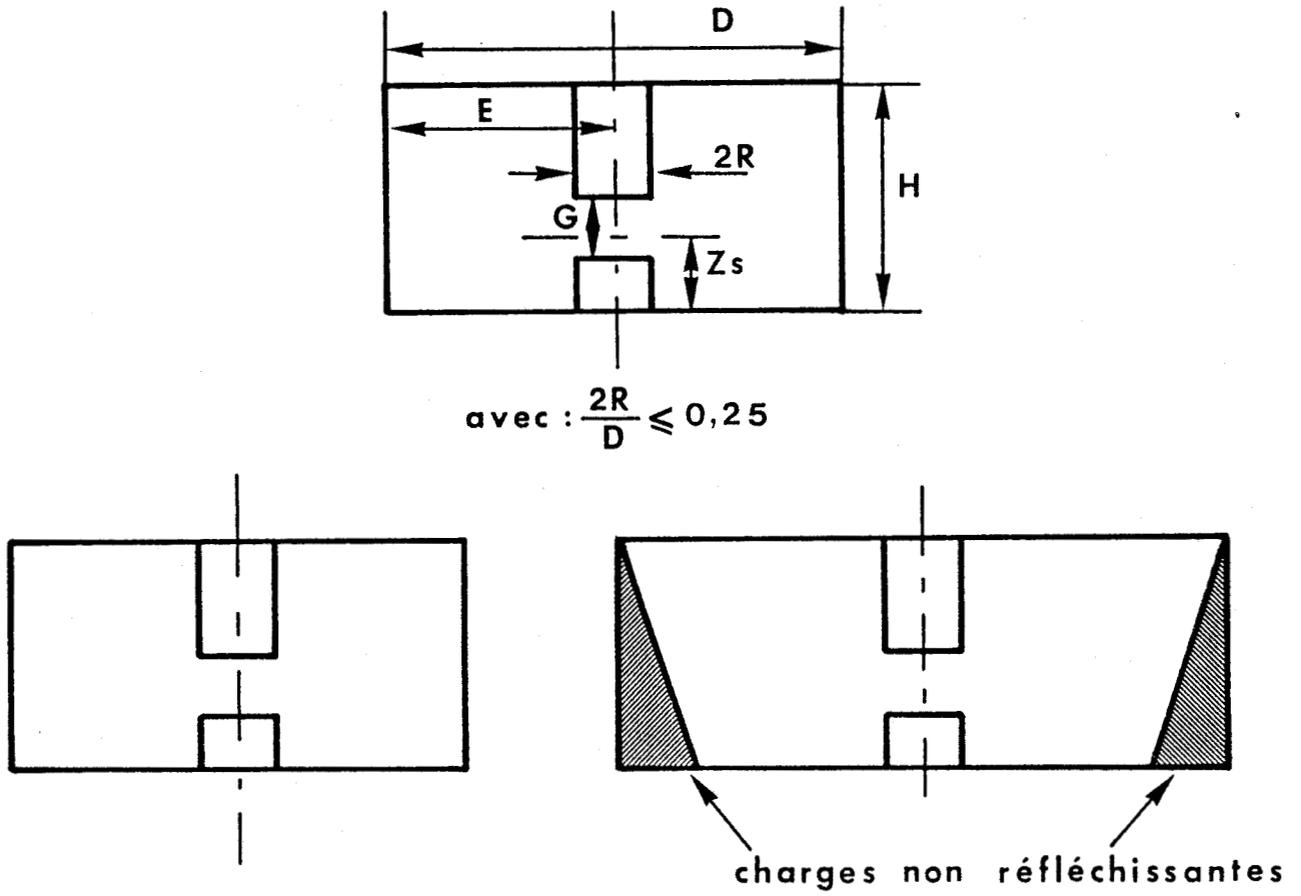
Au contraire la modélisation matricielle est très souple et permet à partir du même modèle de traiter des configurations très différentes comme nous le verrons ultérieurement.

Comme de plus son insertion dans un logiciel de CAO rapide est également aisée, nous proposons de nous intéresser uniquement à cette modélisation pour la suite de l'étude.

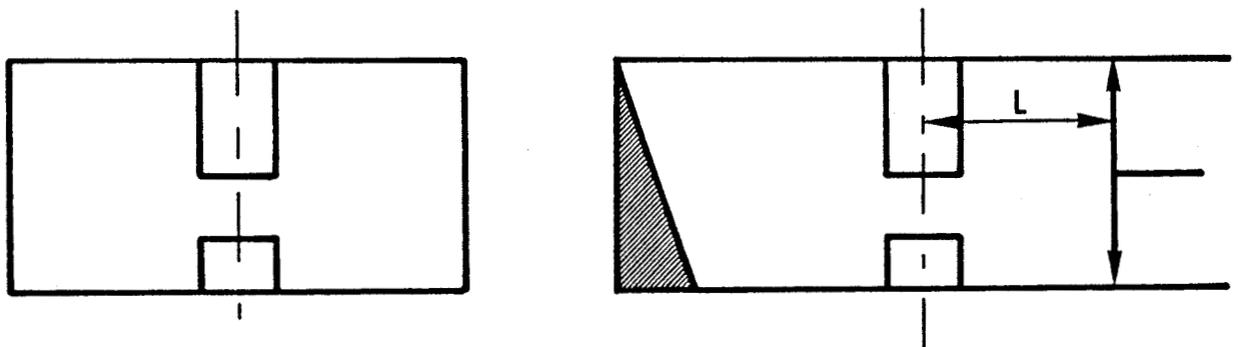
### **1.3.2 Prise en compte du court-circuit mobile dans le modèle du résonateur radial inséré dans un guide d'onde rectangulaire**

Dans ce type de modèle distribué, l'introduction d'un court-circuit mobile est plus complexe que dans un modèle à éléments localisés. Plusieurs approches sont possibles. La plus classique fait appel à la théorie des images [10]. Pour des problèmes de temps de calcul nous avons préféré introduire l'influence de ce court-circuit mobile en modifiant la matrice admittance [III] qui traduit justement entre autre, l'influence du mode  $TE_{10}$  véhiculé par le guide d'onde rectangulaire, sur le comportement électromagnétique des lignes radiales constituant les régions 2 et 4.

Si nous supposons que le court-circuit mobile est situé suffisamment loin du résonateur radial pour ne pas perturber les modes évanescents proches de ce dernier, la nouvelle détermination de la matrice [III] se limite uniquement au calcul de l'admittance  $y_{30}$  en présence du court-circuit mobile. Partons pour cela de la figure 45a et identifions les termes faisant intervenir les terminaisons du guide d'onde dans le modèle à éléments localisés et dans le modèle matriciel.



**Figure 45 a :** Circuit à résonateur radial. Les portes 3 et 4 du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.



**Figure 45 b :** Circuit à résonateur radial. La porte 3 du guide d'onde rectangulaire est chargée par un court-circuit mobile. La porte 4 quant-à-elle est chargée par une charge non réfléchissante.

• **Modèle des circuits de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde/gap"**

L'expression de l'admittance  $Y$  vue dans le plan de l'ouverture("gap") s'écrit pour cette modélisation (cf §1.1.3).

$$Y = \frac{4}{\eta_o k_o H J_o(kR) S^*} + jB_{33} = \frac{1}{N_2^2 \left[ \frac{Z_g}{2} + jX_L \right]} + jB_{33} \quad (1-31)$$

où:  $-X_L = X_{op} - \frac{X_b}{2}$   
 $-S^* = S^*(k_o R, k_o D, E/D)$   
 $-B_{33} = B_g + B_b$

D'après ces deux expressions, nous avons l'égalité :

$$\frac{4}{\eta_o k_o H J_o(k_o R) S^*} = \frac{1}{N_2^2 \left[ \frac{Z_g}{2} + jX_L \right]} \quad (1-32)$$

Cette relation met en évidence que les terminaisons non réfléchissantes du guide d'onde rectangulaire sont prises en compte par le terme :

$$\frac{4}{\eta_o k_o H_o J_o(k_o R) S^*}$$

• **Modèle matriciel**

Pour la topologie de circuit étudié, les matrices  $[C_2]$ ,  $[C_4]$ ,  $[II]$ ,  $[IV]$  se réduisent à la matrice identité. De ce fait l'admittance  $Y$  vue dans le plan de l'ouverture s'écrit :

$$Y = \sum_{n=0}^{\infty} y_{3n} c_{dn}^2$$

où:  $-y_{3n}$  sont les éléments de la matrice  $[III]$   
 $-c_{dn}$  sont les éléments de la matrice  $[C_d]$

En développant cette expression, nous obtenons l'expression (31). De ce fait, ces deux modèles sont équivalents pour la topologie de circuit illustrée figure 45a.

L'admittance  $y_{30}$  est égale à :

$$y_{30} = \frac{4}{\eta_o k_o H J_o(k_o R) S^*} - j \frac{2 \Pi R J_1(k_o R)}{\eta_o H J_o(k_o R)} \quad (1-33)$$

Nous retrouvons bien le fait que les terminaisons non réfléchissantes du guide d'onde rectangulaire sont prises en compte par l'admittance  $y_{30}$ . Il nous reste maintenant à calculer cette admittance en présence d'un court-circuit mobile.

• **Détermination de l'admittance en présence d'un court-circuit mobile**

Considérons le circuit illustré figure 45 b pour lequel la porte 3 est fermée par un court-circuit mobile situé à une distance  $L$  variable du centre de la tige. La porte 4 quant à elle est fermée par une charge non réfléchissante.

Le modèle à éléments localisés donne une admittance  $Y_c$  vue dans l'ouverture ("gap")

$$Y_c = jB_{33} + \frac{1}{N^2 \left[ \frac{Z_g Z_L}{Z_g + Z_L} + jX_L \right]} \quad (1-34)$$

où :  $-Z_L = jZ_g \operatorname{tg}(\beta_1 L)$

$$-\beta_1 = \sqrt{k_o^2 - \left(\frac{\Pi}{D}\right)^2} = \frac{2\Pi}{\lambda_g}$$

Par analogie avec la relation (31), cette admittance  $Y_c$  peut aussi s'écrire :

$$Y_c = jB_{33} + \frac{4}{\eta_o k_o H J_o(k_o R) S_2} \quad (1-35)$$

où : -  $S_2$  est le terme tenant compte du court circuit mobile.

Nous nous proposons d'établir maintenant la relation lisant les termes  $S_2$  et  $S^*$ .

D'après l'égalité (32), nous pouvons écrire :

$$S^* = R_s + jX_s = \frac{4N_2^2}{\eta_o k_o H J_o(k_o R)} \left[ \frac{Z_g}{2} + jX_L \right]$$

et donc :

$$\begin{cases} R_s = \frac{2N_2^2}{\eta_o k_o H J_o(k_o R)} Z_g \\ X_s = \frac{4N_2^2}{\eta_o k_o H J_o(k_o R)} X_L \end{cases} \quad (1-36)$$

En égalant les expressions (34) et (35) et en utilisant le système d'équation (36) nous obtenons :

$$S_2 = 2R_s \sin^2(\beta_1 L) + j \left[ X_s + R_s \sin(2\beta_1 L) \right] \quad (1-37)$$

La relation (33) nous permet d'aboutir à :

$$y_{30} = \frac{4}{\eta_o k_o H J_o(k_o R) S_2} - j \frac{2 \Pi R}{\eta_o H} \frac{J_1(k_o R)}{J_o(k_o R)}$$

où :  $-S_2$  est défini par l'expression (37)

### 1.3.2.1 Validation de la modélisation du court-circuit mobile pour les circuits à résonateur radial

Nous présentons figure 46 les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde pour la topologie de circuit décrite ci-dessous.

### COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

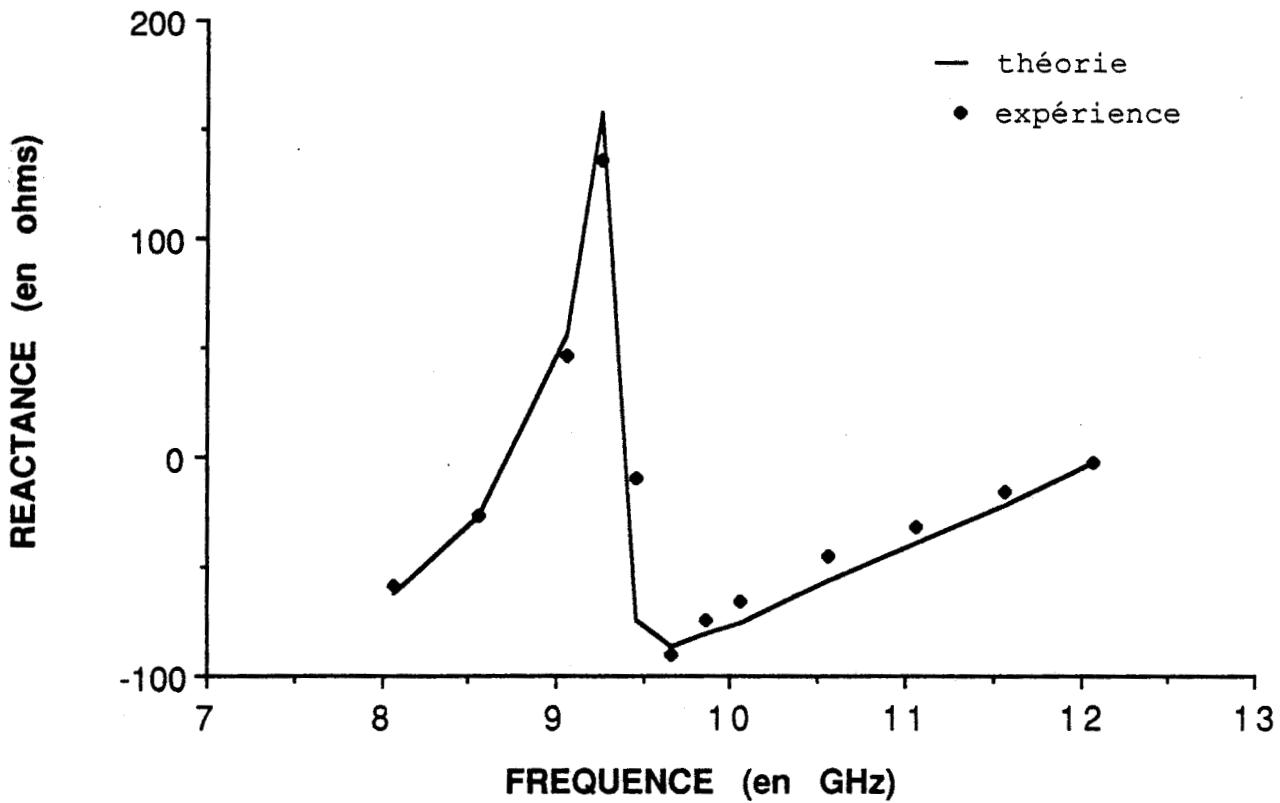
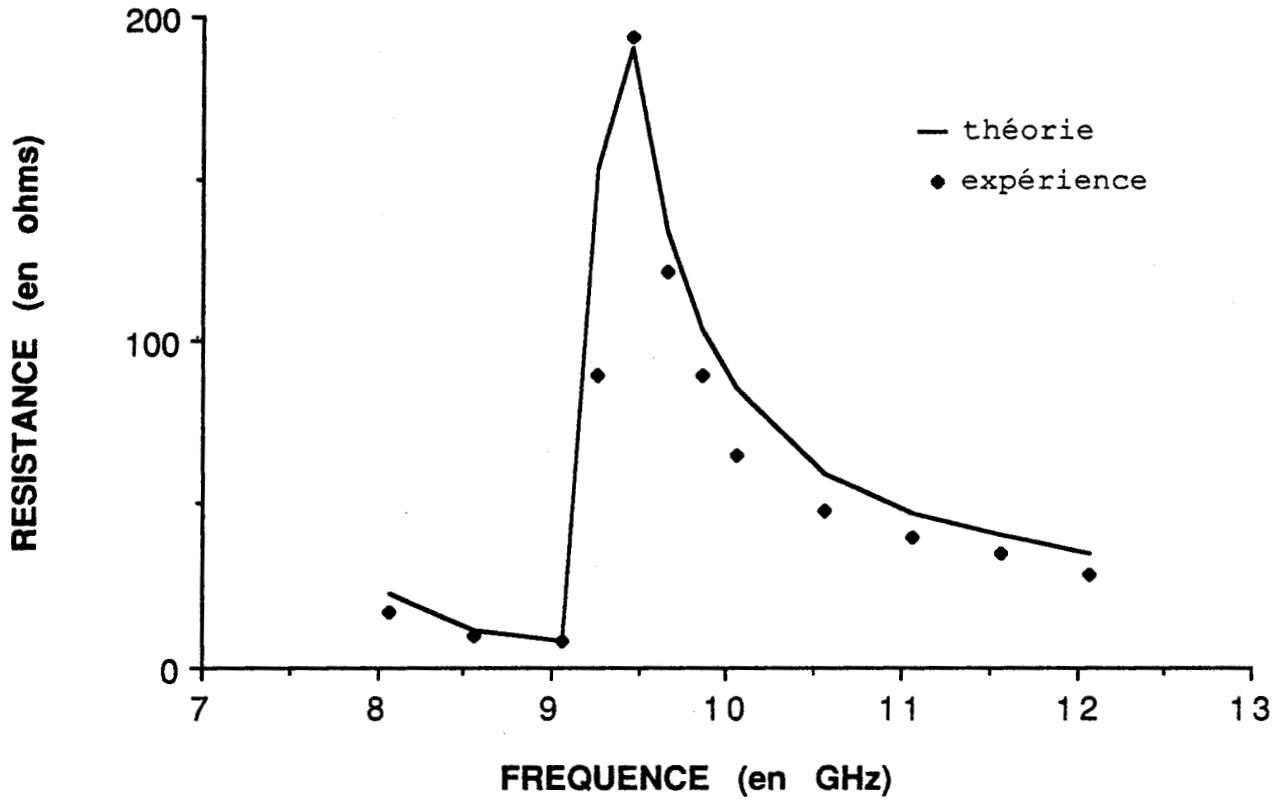


Figure 46 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrit figure 47.

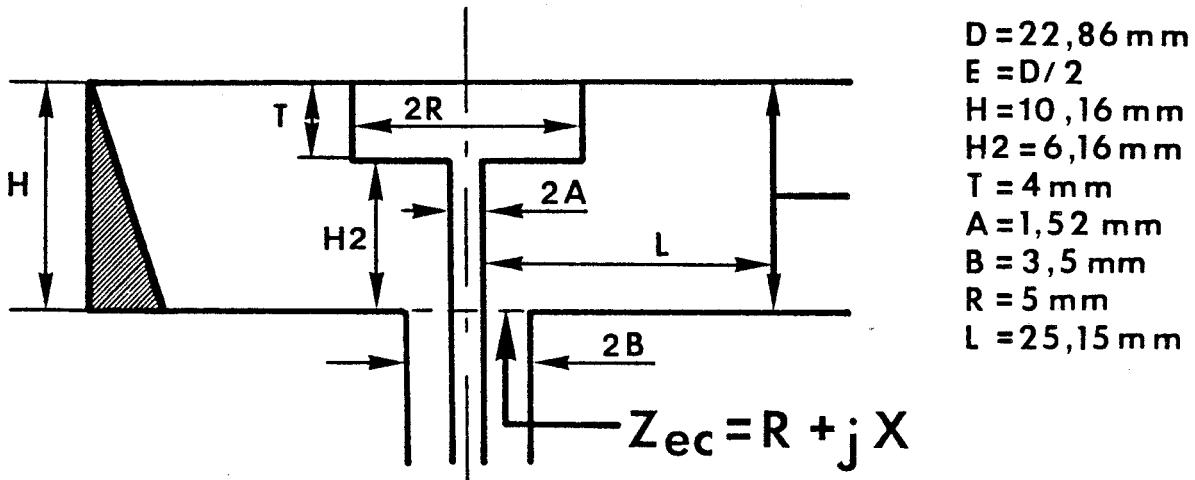


Figure 47 : Topologie du circuit étudié

On peut relever un bon accord entre les résultats théoriques de cette nouvelle modélisation et les résultats expérimentaux publiés dans la littérature. [10]

Pour compléter cette comparaison, nous présentons figure 48 les évolutions fréquentielle théorique et expérimentale de cette même impédance  $Z_{ec}$  mais en bande Ku (12 - 18 GHz) pour la structure de circuit illustrée ci-dessous.

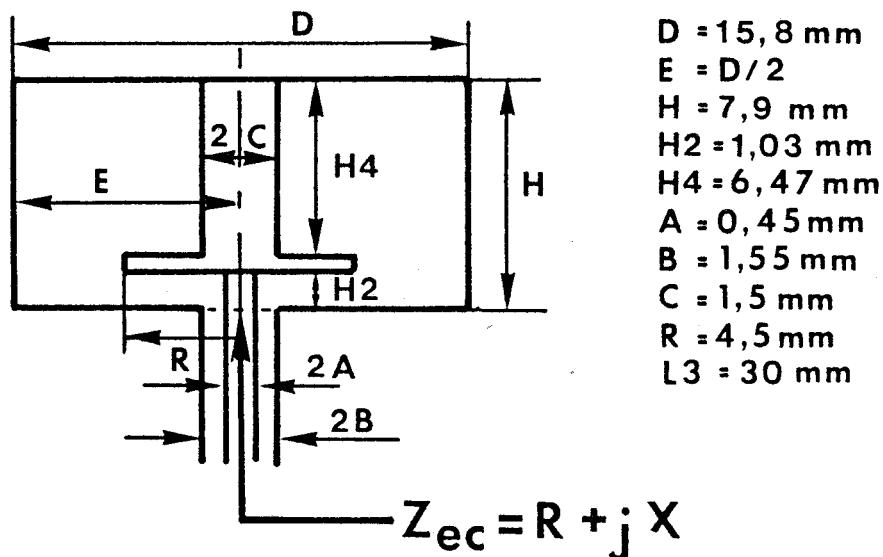
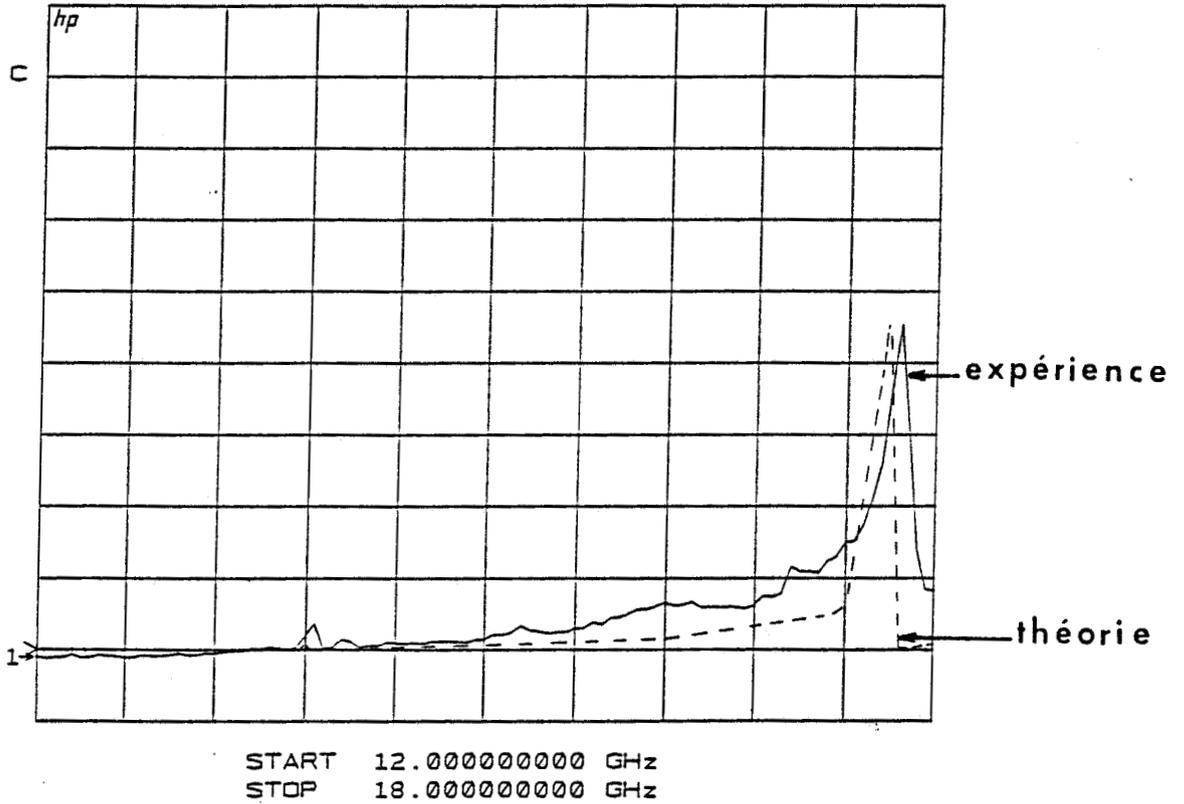


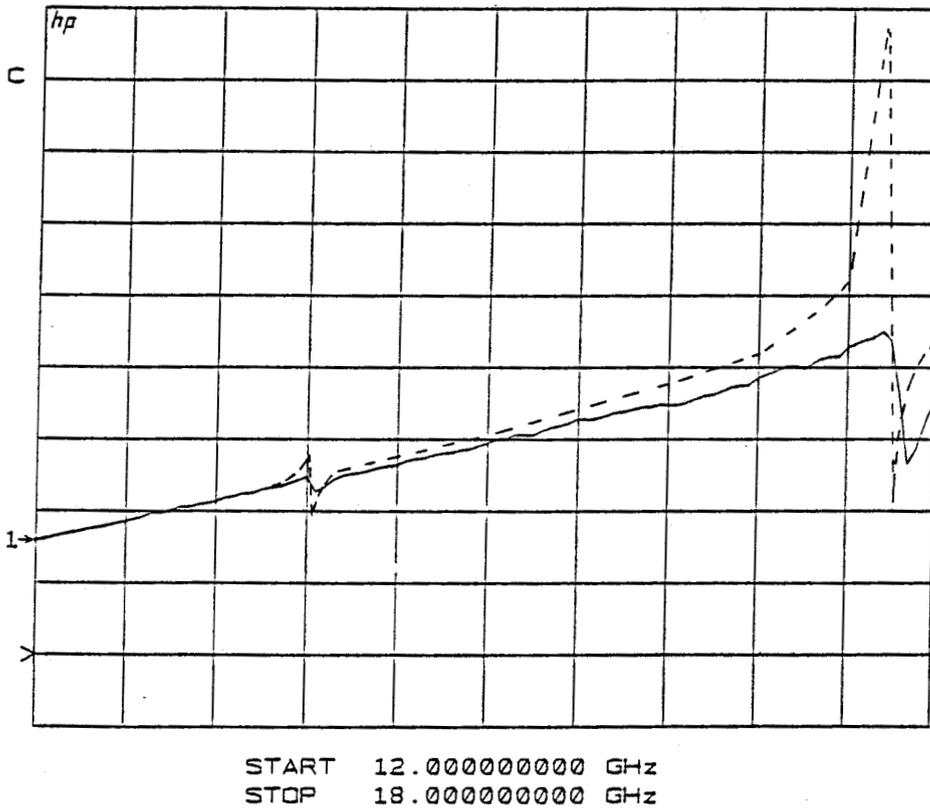
Figure 49 : Topologie de circuit expérimental

Nous constatons un assez bon accord entre les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$ . Les écarts observés résultent :

Z:S<sub>11</sub> Re  
 REF 0.0 Units - 80 -  
 5.0 Units/



Z:S<sub>11</sub> Im  
 REF 0.0 Units  
 10.0 Units/



**Figure 48 :** Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrite figure 49. La porte 3 du guide d'onde rectangulaire est chargée par un court-circuit placé à une distance  $L_3$  de l'axe  $SS'$ . La porte 4 quant-à-elle est chargée par une charge non réfléchissante.

- des difficultés de calibration de l'analyseur de réseau ;
- de l'incertitude sur la position exacte du plan du court-circuit mobile. Cette définition est rendue difficile par la présence de contacts coulissants et par l'insertion de pièges quart-d'onde à la fréquence centrale choisie (14 GHz)

### **1.3.3 Extension du modèle matriciel aux configurations de circuits à résonateur radial les plus usuelles - Modèle à N régions**

L'intérêt du modèle matriciel est de pouvoir multiplier le nombre de régions et donc la complexité du circuit.

Pour simuler le comportement fréquentiel des circuits réels, il convient d'ajouter au modèle à 4 régions :

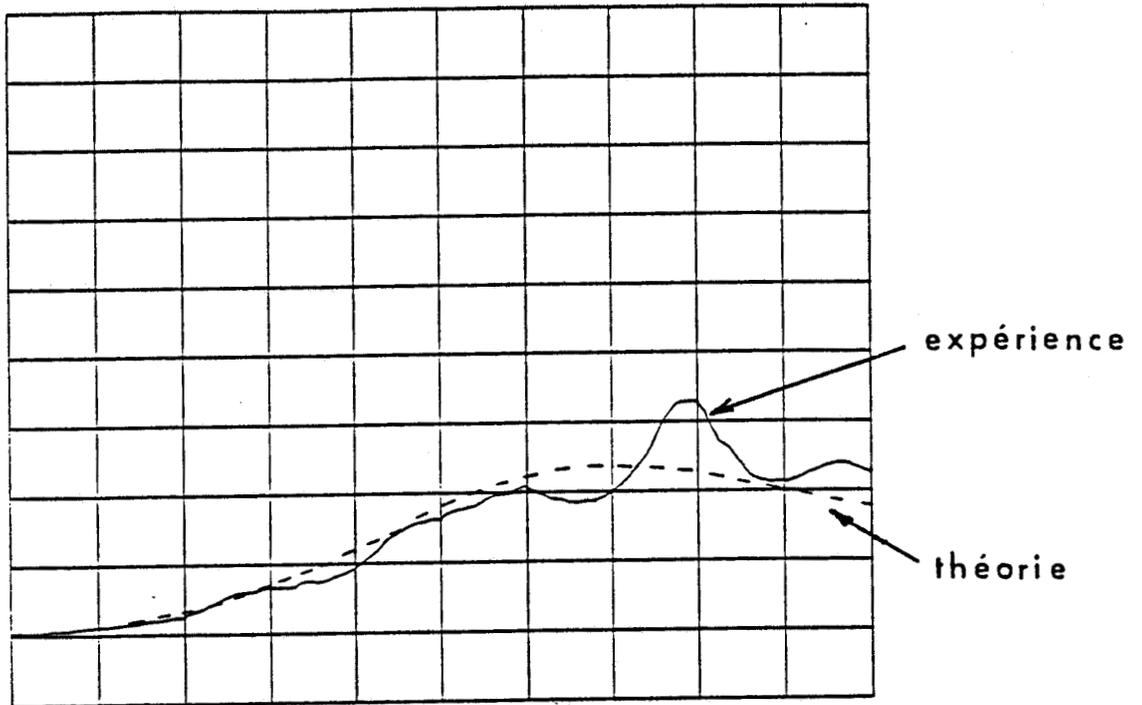
- des ruptures à symétrie de révolution matérialisées par des lignes radiales (support de diode par exemple) ;
- un accord réactif éventuel dans la ligne coaxiale (filtre de polarisation par exemple)

#### **1.3.3.1 Les ruptures à symétrie de révolution**

Les ruptures introduisent des nouvelles lignes radiales. Chaque nouvelle région peut être modélisée par une matrice chaîne  $[L_i]$ . Sa détermination est identique aux matrices [II] et [IV]. Cette nouvelle région est reliée aux deux régions voisines par deux matrices de couplage  $[M_{c1}]$  et  $[M_{c2}]$ . Comme les matrices  $[C_d]$ ,  $[C_2]$  et  $[C_4]$ , ces deux matrices traduisent les conditions de passage des champs électromagnétiques aux extrémités de cette nouvelle région. La détermination de ces matrices est développée en annexe 3.

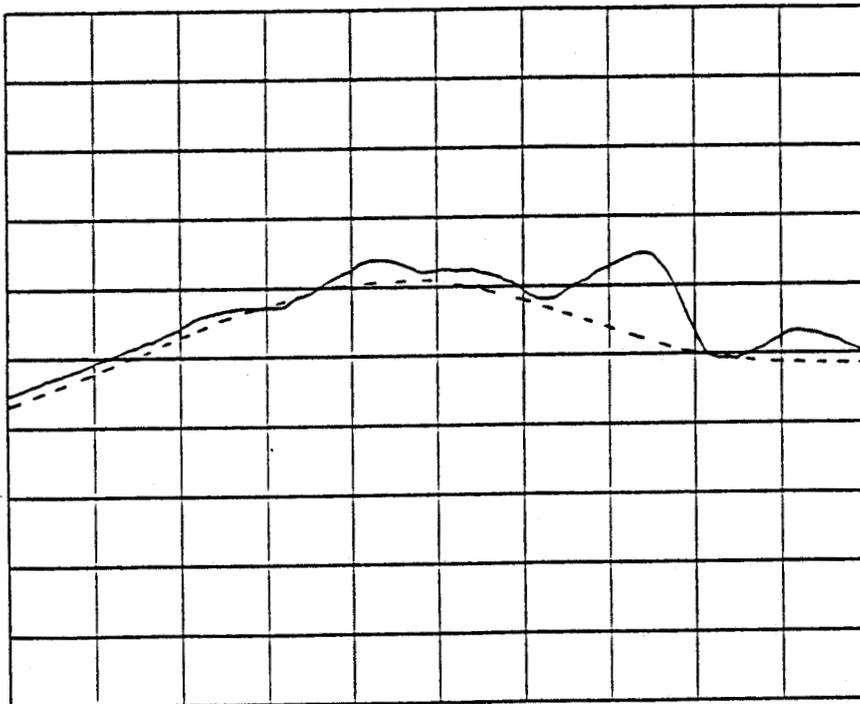
Afin de valider cette extension, nous présentons figure 50, les évolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  vue dans le plan de référence de la sonde pour la configuration de circuit décrite ci-dessous. Ce circuit fait intervenir 5 régions.

Z:S<sub>11</sub> Re  
REF 0.0 Units  
10.0 Units/



START 12.000000000 GHz  
STOP 18.000000000 GHz

Z:S<sub>11</sub> Im  
REF 0.0 Units  
10.0 Units/



START 12.000000000 GHz  
STOP 18.000000000 GHz

Figure 50 : Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  pour la topologie de circuit décrite figure 51. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont chargées par des charges non réfléchissantes.

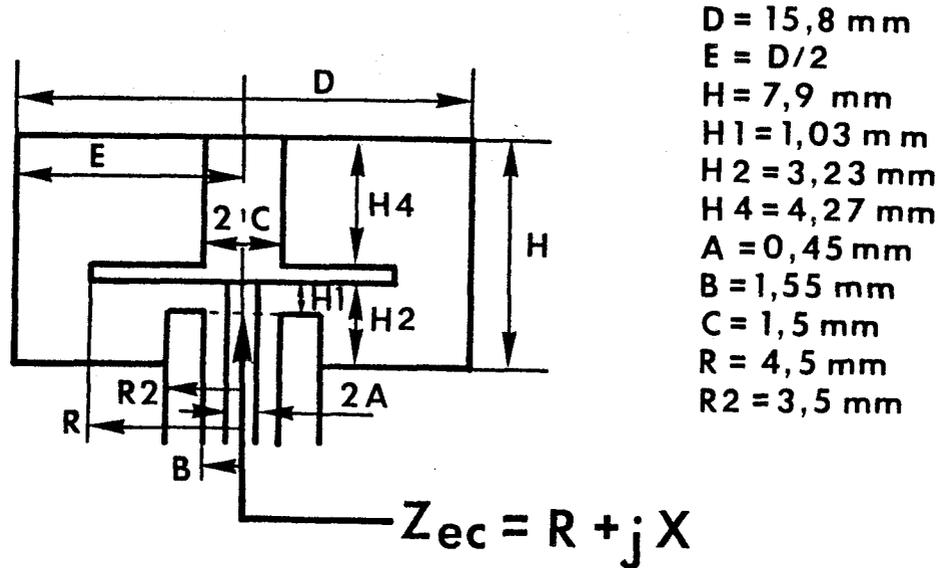


Figure 51 : Topologie du circuit expérimental comprenant 5 régions

Nous pouvons relever un bon accord entre ces deux évolutions fréquentielles. Les écarts observés proviennent essentiellement des imperfections des charges adaptées et du court-circuit mobile. Nous reviendrons sur ces points au chapitre 2.

### 1.3.3.2 L'accord coaxial

L'accord coaxial est modélisé par une matrice de couplage  $[C_c]$ . Cette matrice traduit le couplage du mode TEM de la ligne coaxiale au mode  $TM_{00}$  de la ligne radiale constituant la région 4. Elle est caractérisée de façon analogue à la matrice  $[C_d]$ , à partir du schéma équivalent illustrée figure 43.

Pour valider cette modélisation, nous présentons figure 52, les évolutions théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$ , vue dans le plan de référence de la sonde, en fonction de la position du court-circuit mobile situé dans la ligne coaxiale conformément au schéma ci-dessous :

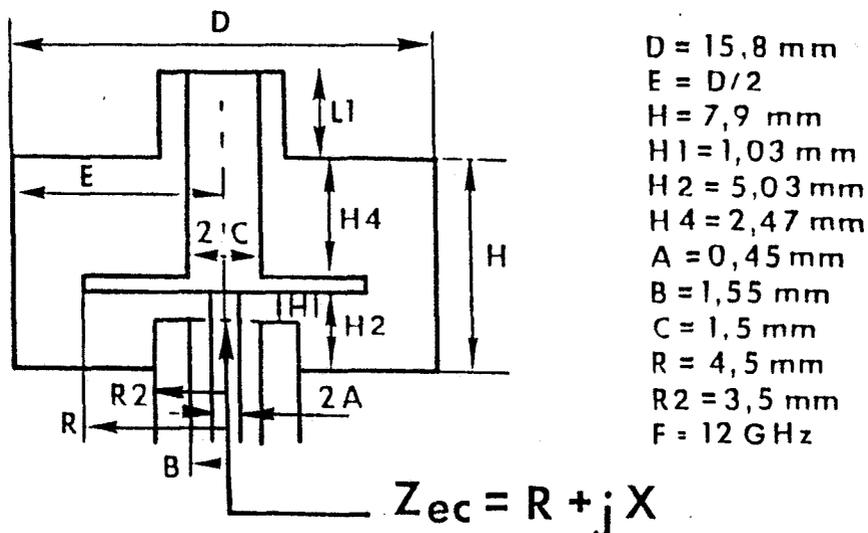
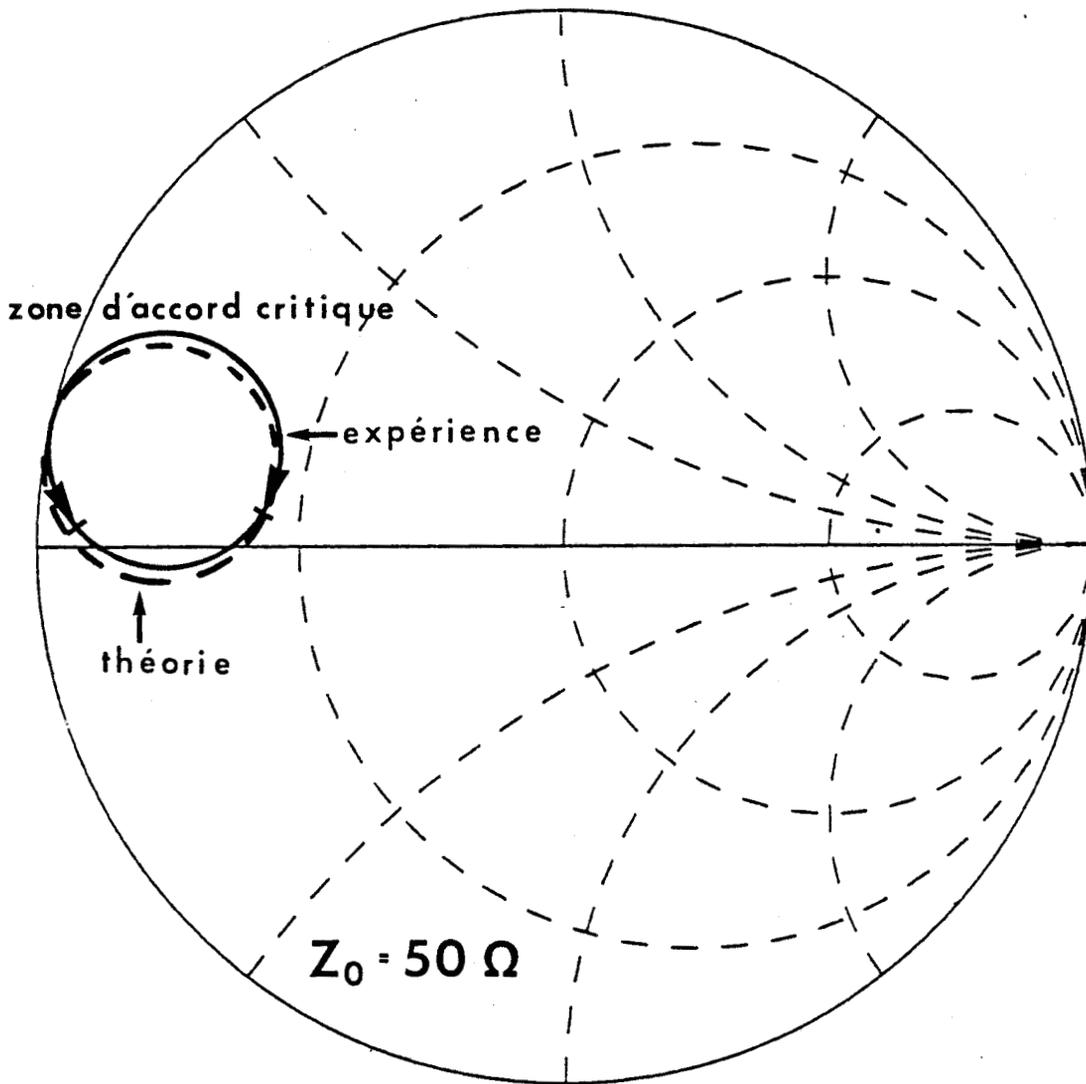


Figure 53 : Topologie du circuit expérimental



**Figure 52 :** Evolutions théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$ , en fonction de la position du court-circuit mobile situé dans la ligne coaxiale. Les portes du guide d'onde rectangulaire sont fermées par des charges non réfléchissantes.

Avec les réserves précédentes nous pouvons conclure à un bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux.

Remarques : Ces erreurs de mesure sont d'autant plus importantes que l'impédance  $Z$  à caractériser est faible.

Nous pouvons constater que le modèle théorique décrit correctement la zone d'accord critique déterminée expérimentalement.

### 1.3.3.3 Conclusion

L'extension du modèle matriciel permet la prise en compte :

- d'un accord coaxial utilisé comme filtre de polarisation dans la ligne coaxiale d'alimentation ;
- de l'ajustement de la hauteur de l'ensemble diode cap dans le guide d'onde rectangulaire ;
- du boîtier de la diode notamment en gamme millimétrique. En effet, dans cette gamme de fréquence le boîtier ne peut plus être schématisé rigoureusement par des éléments localisés car ses dimensions ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde. Par contre, il peut être décrit par une succession de lignes radiales [13].

Le modèle matriciel nous permet donc de modéliser presque toutes les configurations de circuits à résonateur radial.

A titre d'exemple, nous présentons figure 54 un circuit usuel en gamme millimétrique et sa représentation matricielle associée.

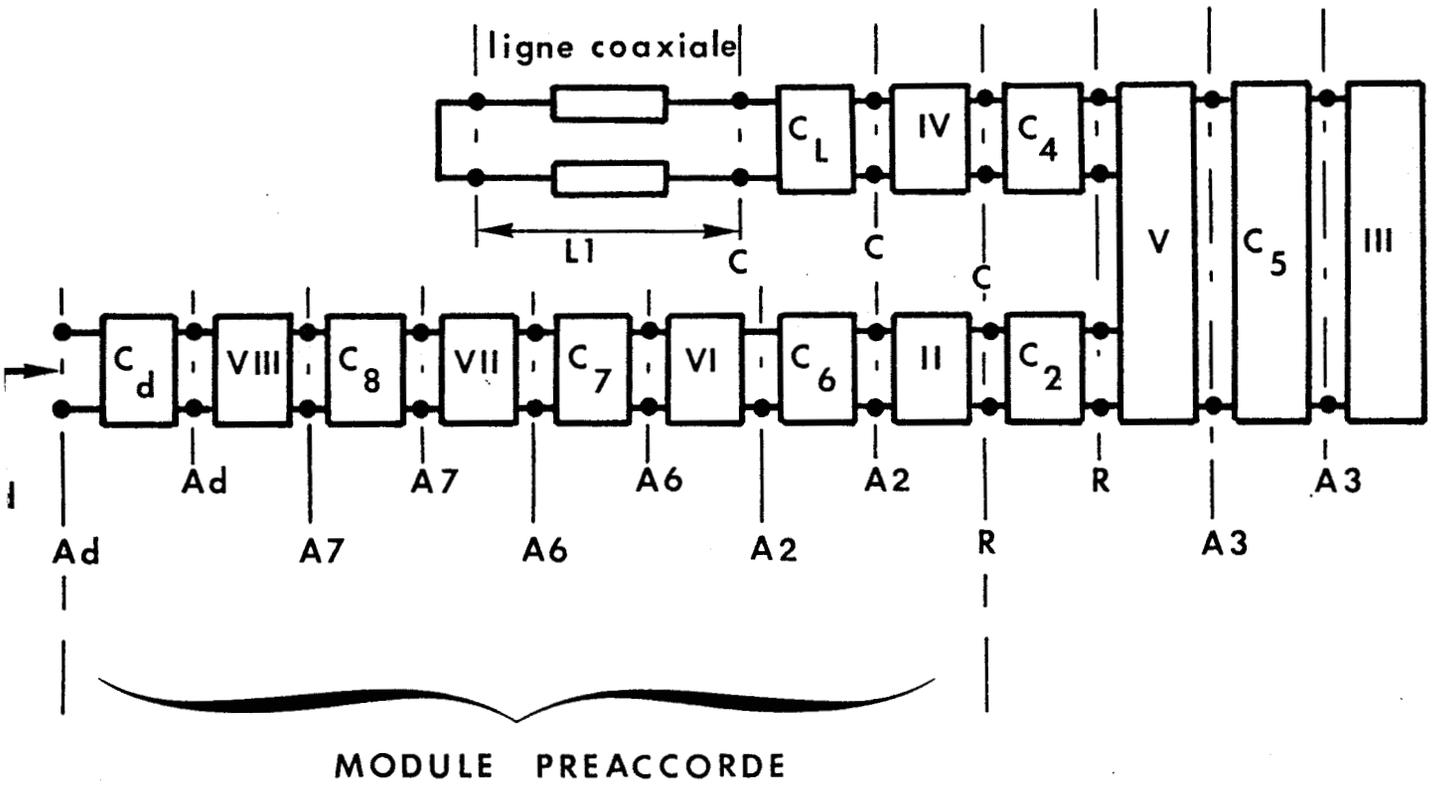
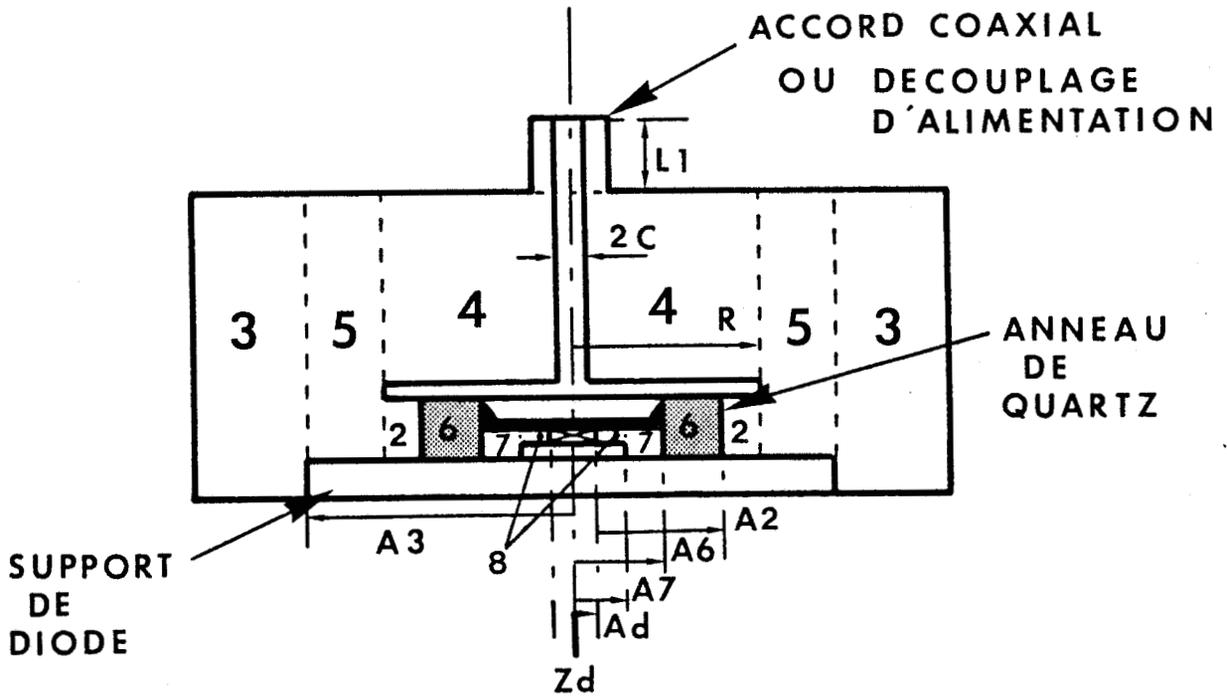


Figure 54 : Représentation matricielle d'un circuit en gamme millimétrique.

## CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons réalisé une synthèse des différents travaux les plus récents concernant la modélisation des principales configurations de circuit en structure guide d'onde, Nous avons comparé ces différents modèles entre eux et surtout apporté des améliorations et des compléments indispensables pour permettre l'analyse des topologies les plus modernes de circuit en guide fermé. Nous avons validé toutes ces approches par des comparaisons avec des résultats expérimentaux de la bande X (8 - 12, 4 GHz) à la bande Ku (12 - 18 GHz).

Nous disposons à l'heure actuelle :

- d'un modèle précis permettant la description du comportement électromagnétique des circuits de type transition "ligne coaxiale/guide d'onde" ;
- d'un modèle très général permettant l'analyse des circuits à résonateur radial ce quelle que soit leur configuration.

L'intérêt de ces modèles réside principalement :

- d'une part dans le fait qu'ils offrent une bonne précision tout en étant très facilement insérables dans des logiciels de CAO rapide de circuits ;
- d'autre part, dans le fait qu'ils peuvent être insérés dans des modèles plus complets de fonctions électroniques microonde non linéaires basés sur le principe de l'équilibrage harmonique [35].

## **Chapitre 2**

### **Application à l'étude des oscillateurs**

# Chapitre 2

## Introduction

Nous avons consacré le premier chapitre à la modélisation des circuits en structure guide d'onde rectangulaire. Dans ce second chapitre nous présentons les principaux résultats d'une étude de circuit pour la réalisation d'oscillateurs en gammes centimétrique et millimétrique.

Dans une première partie nous nous intéressons à une application particulière concernant les oscillateurs de forte puissance à diode avalanche et temps de transit en bande Ku. Nous présentons tout d'abord les circuits et dispositifs de test élaborés puis nous analysons les résultats obtenus tant théoriques qu'expérimentaux.

Dans une deuxième partie nous nous efforçons de dégager les principaux éléments permettant de choisir et d'optimiser une configuration de circuit suivant l'application visée (oscillateur moyenne puissance, ou forte puissance, en régime d'oscillation continue (CW), ou impulsionnel).

## 2.1 Oscillateur à diode avalanche et temps de transit de forte puissance en bande Ku

Cette étude consacrée à la conception et à la réalisation de sources de forte puissance en bande Ku utilise nos propres résultats tant théoriques qu'expérimentaux concernant les circuits en structure guide d'onde rectangulaire, mais aussi les résultats théoriques d'une étude d'optimisation des diodes avalanche et temps de transit à l'arséniure de gallium développée au laboratoire par M. BERBINEAU [22].

### 2.1.1 Description des circuits utilisés

Les principaux objectifs visés lors de la conception et de la réalisation des oscillateurs étaient :

- de permettre une caractérisation optimale des diodes avalanche et temps de transit (puissance, rendement, fréquence) ;
- de permettre une mesure précise de l'impédance ramenée dans le plan de la diode en fonction de la configuration de circuit utilisée.

La conception d'un circuit répondant à ces impératifs est relativement complexe. Le circuit réalisé est schématisé figure 55. Nous n'en détaillons que les principaux éléments.

- L'ensemble 1 peut être :

- soit une tige métallique constituant le conducteur central de la ligne coaxiale, comme illustré figure 55 ;
- soit une tige métallique terminée par un transformateur d'impédance quart-d'onde à la fréquence centrale, comme illustré ci-dessous (figure 56). L'anneau de téflon permet d'abaisser l'impédance caractéristique du transformateur d'impédance et d'isoler électriquement cette pièce du reste de circuit ;

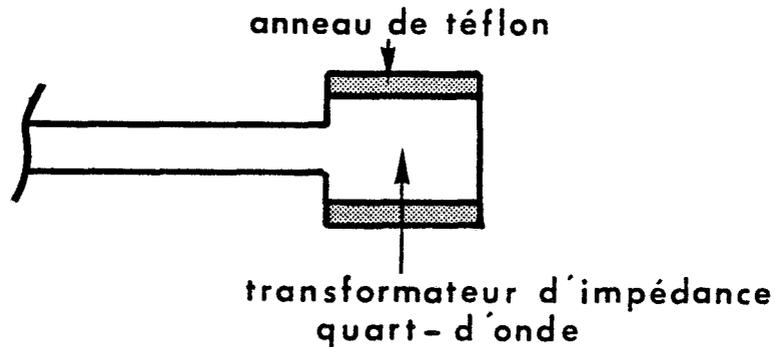


Figure 56

- soit un disque ("cap") (cf figure 57) permettant de réaliser la configuration de circuit à résonateur radial.

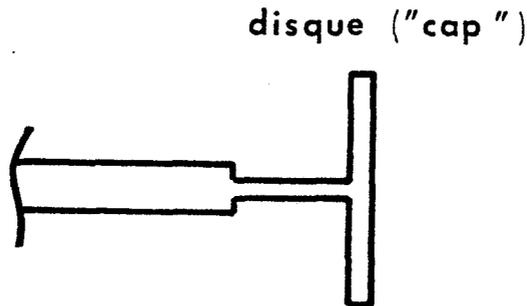


Figure 57

- La pièce 2 constitue un court-circuit mobile placé dans la ligne coaxiale de la porte 1. Elle est réalisée en aluminium anodisé. La fine couche d'alumine permet de l'isoler électriquement du reste du circuit, tout en offrant un excellent découplage des ondes hyperfréquences. De plus, ce court-circuit mobile permet un accord réactif "série" dont on verra l'intérêt par la suite.

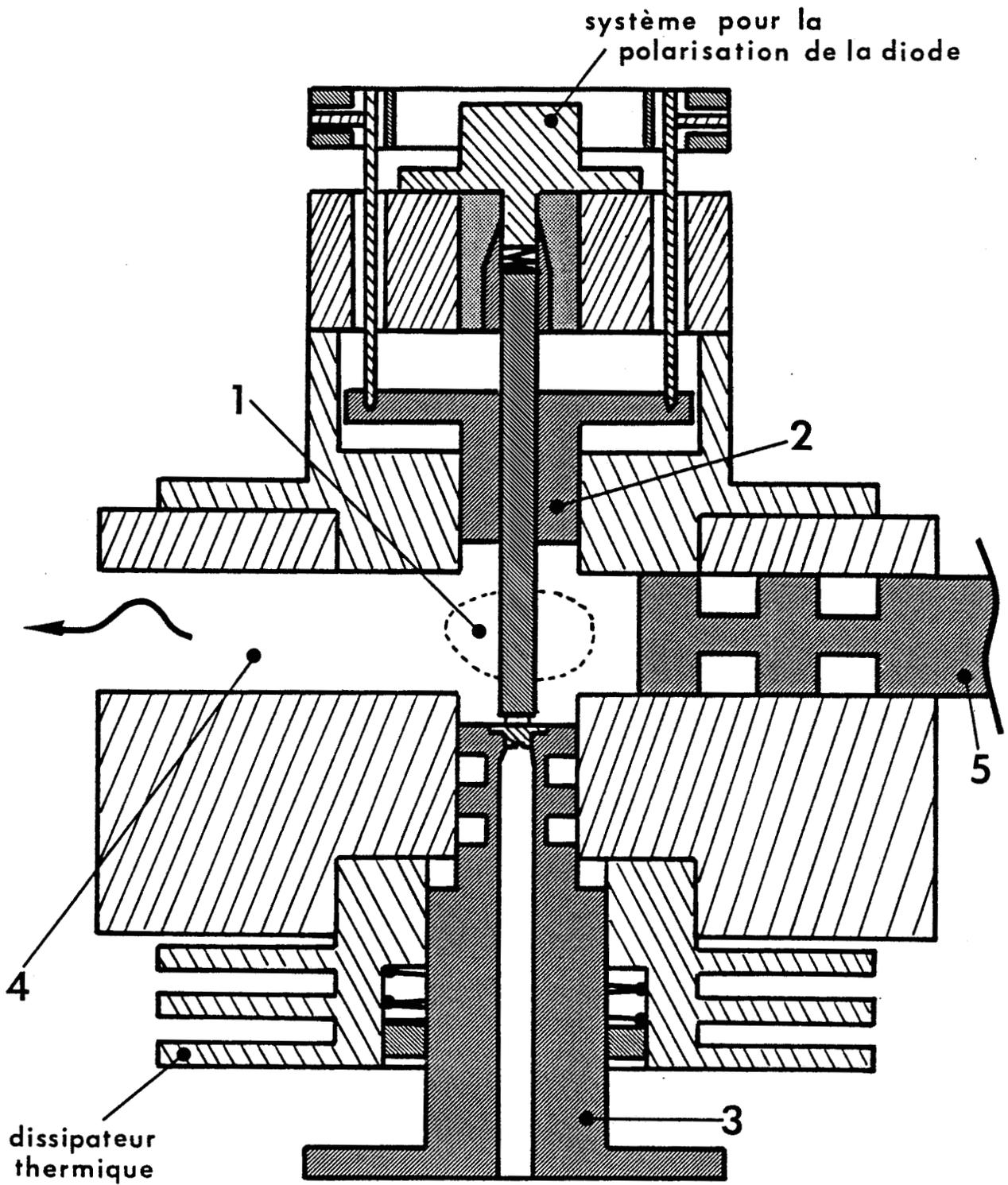


Figure 55 : Description générale du circuit utilisé.

- La pièce 3 peut être :
  - soit un support de diode mobile à rattrapage de jeu (comme illustré figure 55). Ce support comporte des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale qui permettent de minimiser les pertes et de mieux définir le plan du court-circuit limitant la ligne coaxiale du côté de la diode ;
  - soit une sonde de mesure (cf figure 58). Cette sonde est constituée d'une ligne coaxiale de faibles dimensions transversales, d'impédance caractéristique égale à 50 ohms, dont le conducteur central dépasse de 1,03 mm de l'extrémité de la ligne. Pour les mêmes raisons que précédemment, le support de sonde comprend des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale.
  
- La pièce 4 constitue le guide d'onde rectangulaire qui peut présenter :
  - une hauteur "normale" (7.9 mm) comme illustré figure 55 ;
  - une hauteur réduite. Les différentes hauteurs retenues sont : 5 mm et 2.5 mm. La transition entre le guide d'onde de hauteur "normale" et celui de hauteur réduite est progressive, comme illustré figure 59.
  
- La pièce 5 constitue un court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire (cf figure 55). Il comporte des pièges quart-d'onde à la fréquence centrale. Ils permettent, comme précédemment, une bonne définition du plan de court-circuit et des pertes minimales à cette fréquence.

## 2.1.2 Dispositif expérimental de caractérisation

### 2.1.2.1 Mesure à l'analyseur de réseau

Toutes les mesures d'impédance ont été effectuées à l'analyseur de réseau automatique HP 8510. Le plan de référence choisi est situé à l'extrémité de la ligne coaxiale comme schématisé figure 58.

La calibration de l'analyseur de réseau nécessite par ailleurs l'insertion d'un certain nombre d'impédances étalons. Vue la géométrie particulière de la sonde de mesure, nous ne disposons d'aucune impédance de référence directement utilisable. Nous avons donc dû réaliser un "kit" de calibration comprenant :

- un court-circuit, comme illustré figure 60a ;
- un circuit ouvert à anneau de garde (cf figure 60b). Ce blindage classique permet de refermer toutes les lignes de champ électromagnétique et donc de minimiser le rayonnement. De plus la détermination de la capacité de bout d'une telle ligne est classique [17]

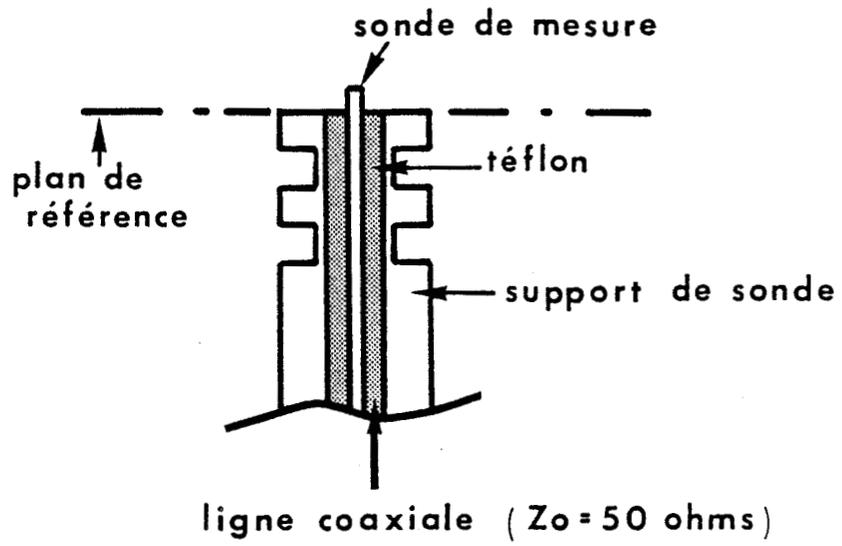
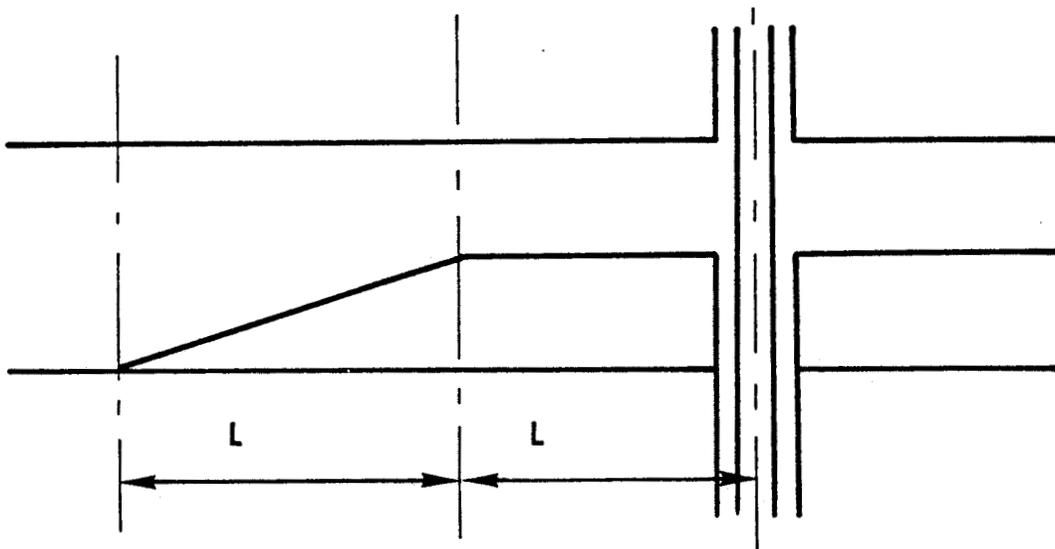


Figure 58 : Sonde de mesure.



$$L = \lambda_g \text{ (longueur d'onde guidée)}$$

Figure 59 : Transition progressive du guide d'onde rectangulaire.

- une charge non réfléchissante. Elle est constituée d'une charge non réfléchissante en connecteur SMA que l'on connecte à l'extrémité d'une courte ligne coaxiale d'impédance caractéristique égale à 50 ohms prolongeant la sonde, comme illustré figure 60c. La charge ainsi réalisée n'étant pas parfaite, nous la plaçons dans deux plans de mesure différents distants d'un quart de longueur d'onde à la fréquence centrale. Les deux impédances ainsi obtenues permettent de définir le diamètre du cercle à taux d'onde stationnaire égal à celui de la charge (T.O.S.), dont le centre doit coïncider avec le centre de l'abaque de Smith.

- **Qualité de l'étalonnage**

L'étalonnage réalisé à partir de notre kit de calibration s'est avéré satisfaisant dans la plupart des cas. Néanmoins la mesure de faibles impédances, présentant notamment des parties réelles de très faibles valeurs (voisines ou inférieures à 1 ohm), laisse apparaître des erreurs qui sont dues principalement :

- aux imperfections des éléments étalons :
  - court-circuit étalon non parfait. Le contact entre le court-circuit et la sonde n'étant pas parfait il existe des résistances "parasites de contact" ;
  - taux d'onde stationnaire de la charge non réfléchissante. Cette charge a été conçue pour nous permettre de connaître dans deux plans distants d'un quart de longueur d'onde l'impédance de la pseudo charge adaptée (en standard SMA). Cette conception nous oblige à connecter deux fois la charge SMA ainsi que la ligne coaxiale d'impédance caractéristique 50 ohms (cf figure 60c). Ces manipulations ne sont pas reproductibles [21] et cette dispersion fait que les deux impédances mesurées n'appartiennent pas en fait rigoureusement au même cercle à taux d'onde stationnaire constant. De plus la distance quart-d'onde séparant les deux plans de mesure est choisie à la fréquence centrale. Pour des fréquences différentes, les deux impédances mesurées ne définissent pas exactement le diamètre du cercle à taux d'onde stationnaire constant.
- aux imperfections de l'analyseur de réseau [21]
  - les erreurs de type aléatoire (bruit, durée de vie des connecteurs...);
  - les erreurs dues aux dérives de l'environnement.  
Ces imperfections sont cependant beaucoup plus faibles que celles liées à l'imperfection des étalons réalisés.
- **Prise en compte des discontinuités introduites par la sonde**

Pour connaître l'impédance théorique dans le plan de référence de la mesure (cf figure 58), nous devons prendre en compte les discontinuités introduites par la sonde. Pour cela nous introduirons le quadripôle équivalent présenté figure 61.

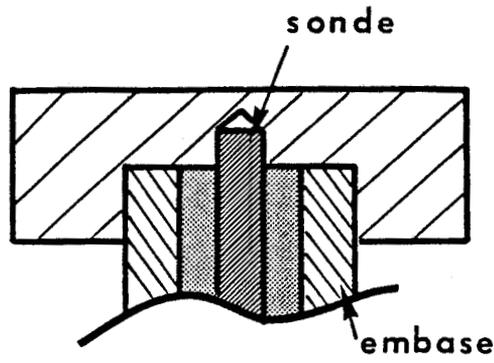


Figure 60 a : Court-circuit étalon

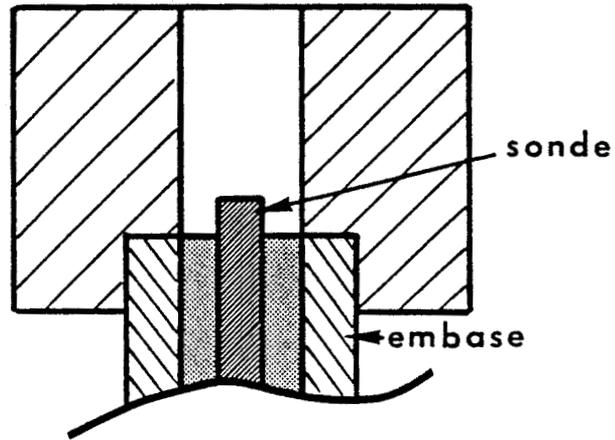


Figure 60 b : Circuit ouvert étalon

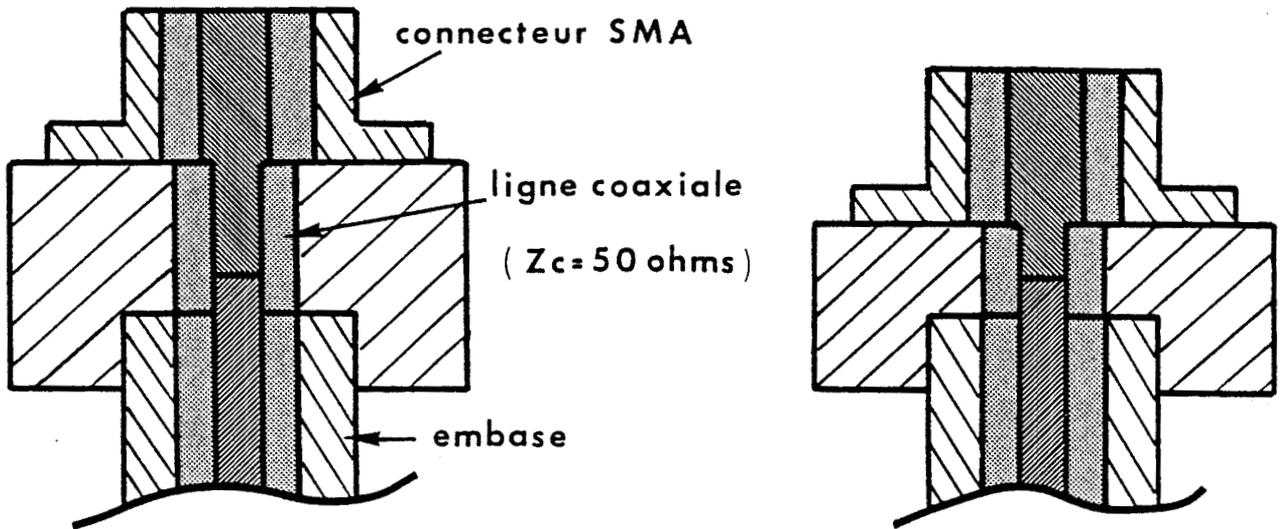


Figure 60c : Charges non réfléchissantes étalon

Figure 60 : Description des éléments du "kit" de calibration.

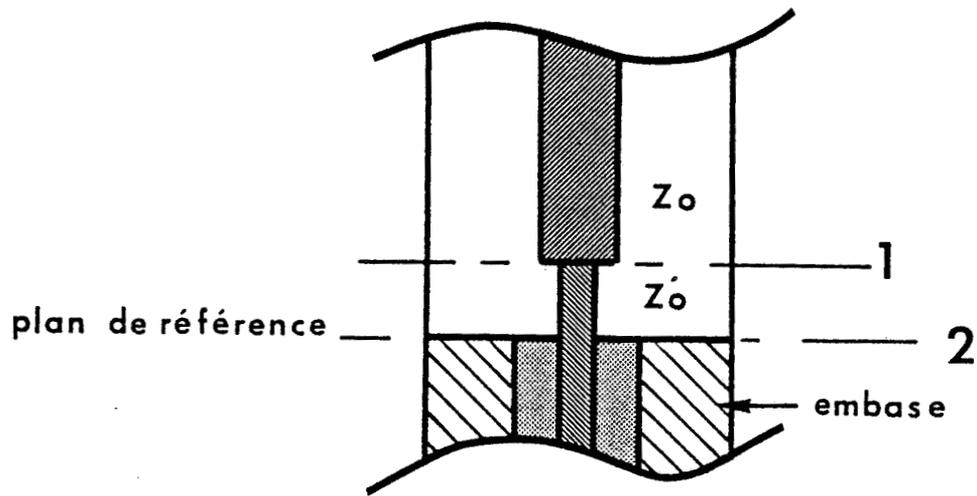


Figure 61 a : Description du circuit.

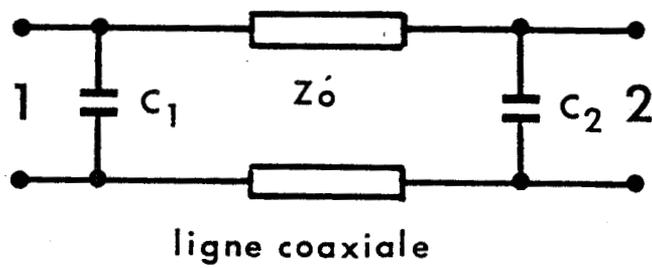
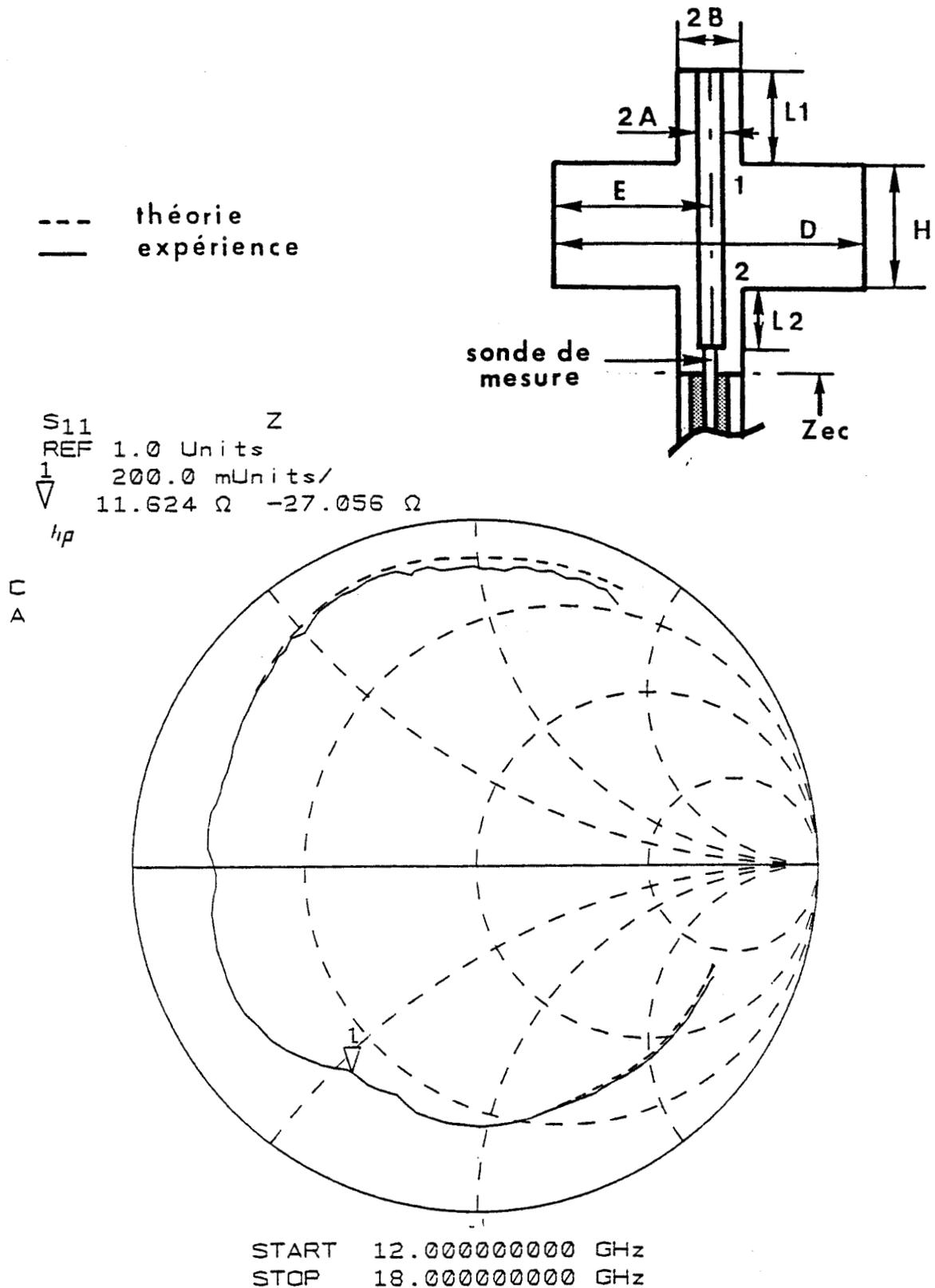


Figure 61 b : Schéma équivalent.

Figure 61 : Description des discontinuités introduites par la sonde de mesure.



**Figure 62 :** Evolutions fréquentielles théorique et expérimentale de l'impédance  $Z_{ec}$  du circuit décrit en encart.  
 $D = 15,8$  mm ;  $E = D/2$  ;  $H = 7,9$  mm ;  $A = 1,5$  mm ;  $B = 3,5$  mm ;  
 $L_1 = 0$  mm ;  $L_2 = 9,92$  mm. Les portes 3 et 4 du guide d'onde rectangulaire sont fermées par des charges non réfléchissantes.

Remarque : La détermination des deux capacités de rupture se fait classiquement à partir de courbes issues de la littérature [17], [36]. Nous ne pouvons pas utiliser les expressions analytiques [14], car les dimensions de la sonde nous conduisent hors du domaine de validité de ces dernières.

Les valeurs ainsi obtenues sont néanmoins très satisfaisantes vu le bon accord théorie expérience observé et illustré figure 62.

### 2.1.2.2 Dispositif de caractérisation des oscillateurs

Le dispositif retenu est des plus classiques et est illustré ci-dessous :

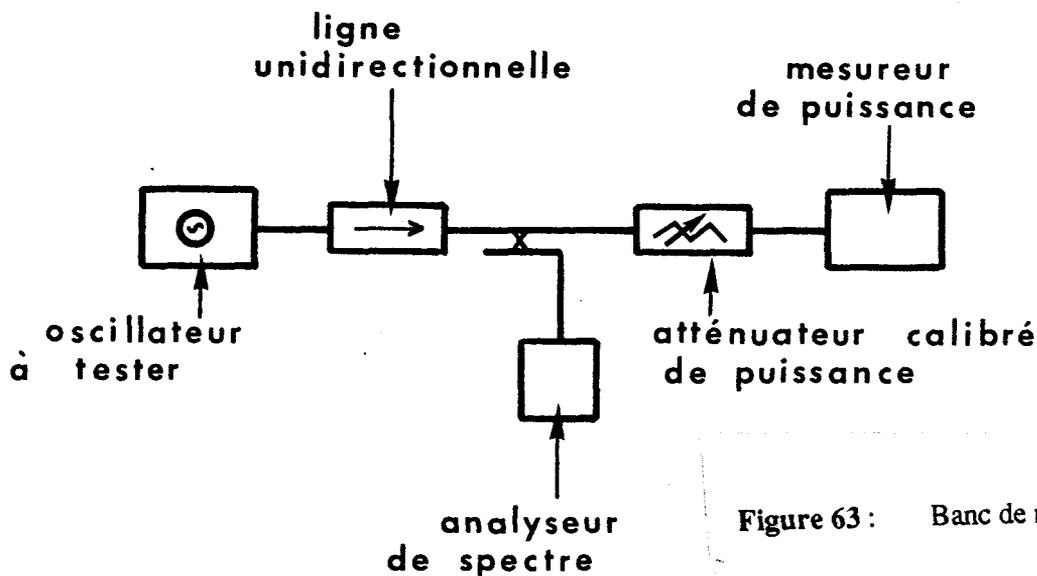


Figure 63 : Banc de mesure

### 2.1.2.3 Résultats expérimentaux et interprétation

- Les diodes utilisées

Les diodes utilisées sont des diodes à l'arséniure de gallium à simple zone de dérive présentant un profil différencié de type profil de READ. Ces diodes nous ont été fournies par Thomson D.A.G.

Les niveaux d'impédance terminale correspondant au point de fonctionnement théorique optimal sont tirés de l'étude développée au laboratoire [22]. Connaissant par ailleurs la structure du boîtier W4 nous pouvons en déduire un schéma équivalent simple qui nous permettra de calculer l'impédance de la diode en sortie de boîtier que nous appellerons  $Z_d$  (cf figure 64). Nous présentons figure 65 l'évolution théorique de cette impédance vue en sortie du boîtier en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence ( $V_{HF}$ ) développée aux bornes de la diode.

Remarque : Par la suite nous écrirons  $\bar{Z}_d = -Z_d$

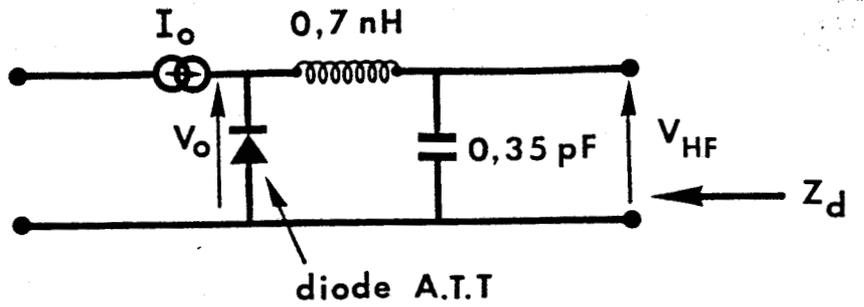
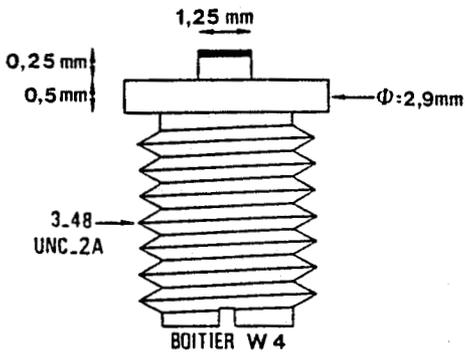


Figure 64 : Schéma équivalent du boîtier W<sub>4</sub>

Point de fonctionnement optimal de la diode ATT :

$V_o = 40,5 \text{ V}$        $P_e = 3,9 \text{ W}$   
 $I_o = 400 \text{ mA}$        $\eta = 24 \%$   
 $V_{HF} = 12,8 \text{ V}$

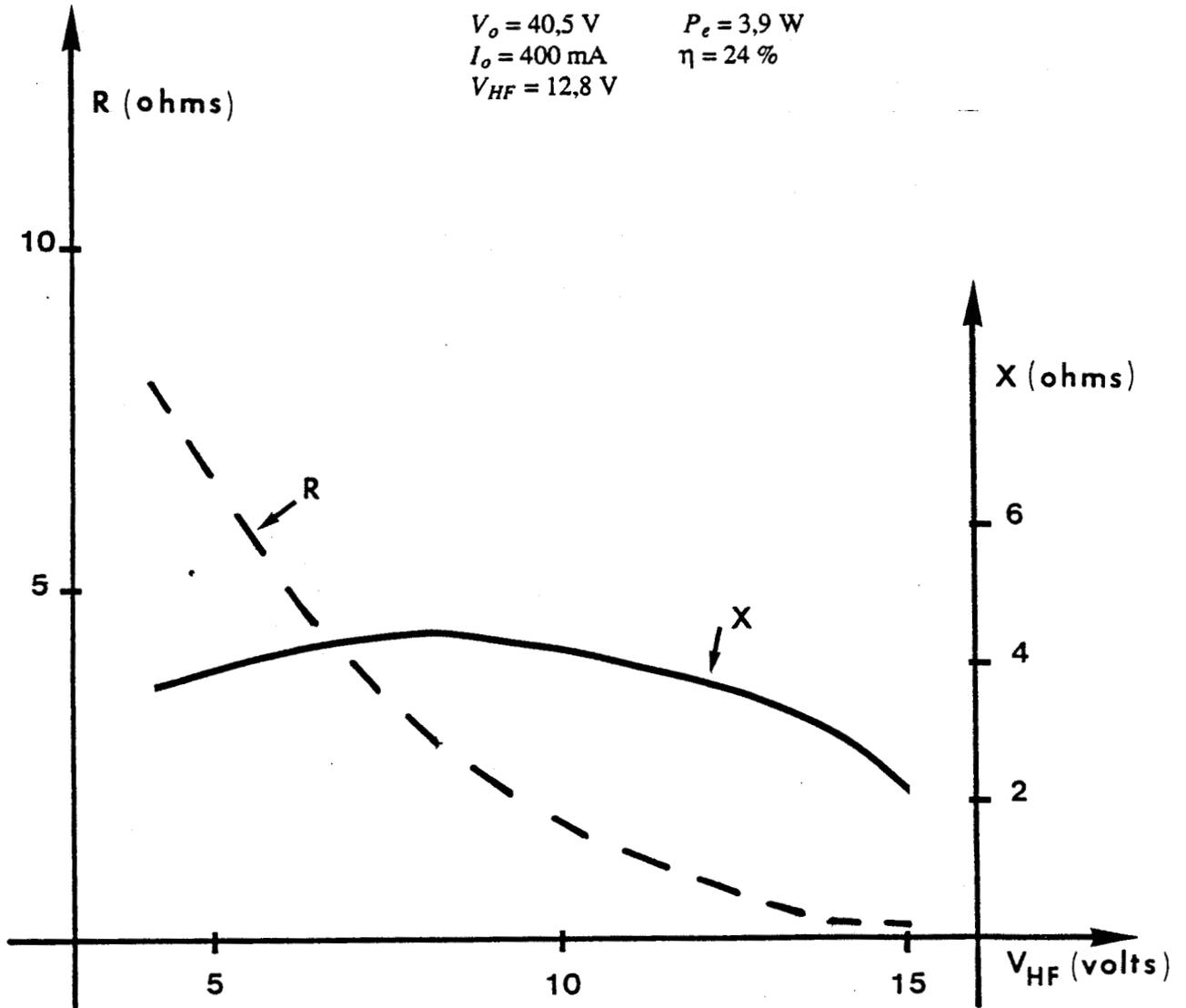


Figure 65 : Evolution théorique de l'impédance  $\bar{Z}_d$  en fonction de l'amplitude de la tension hyperfréquence  $V_{HF}$ .

Pour :

- une section de  $3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$
- un courant de polarisation de 400 mA
- une fréquence de fonctionnement de 14 GHz.



- Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde"

Nous avons dans un premier stade inséré les diodes ATT dans un circuit ayant une configuration de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde".

L'épaisseur d'alumine déposée sur le court-circuit mobile, permettant de refermer le circuit hyperfréquence, dans la ligne coaxiale supérieure s'est avérée trop fine vu les tensions de polarisation mises en jeu. Des claquages successifs ont fini par percer cette couche d'isolant que nous avons remplacée par une bague de téflon d'épaisseur supérieure (environ 0.2 mm). Le court-circuit mobile est ainsi transformé en une ligne coaxiale à très basse impédance caractéristique ( $Z_0 \# 5$  ohms), comme illustré ci-dessous :

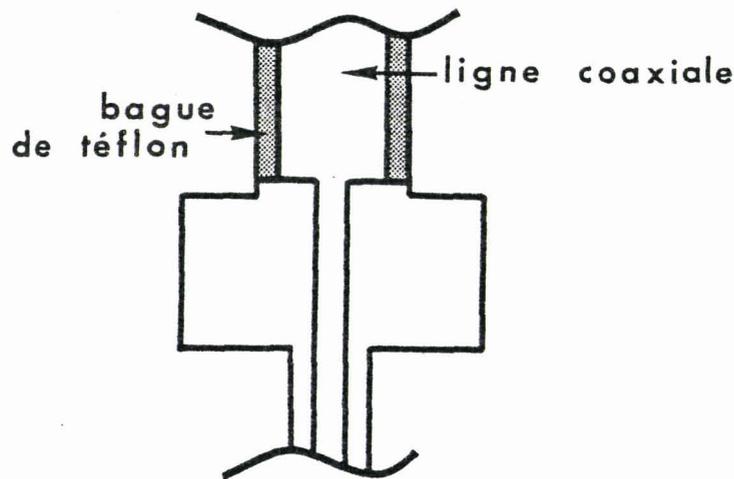
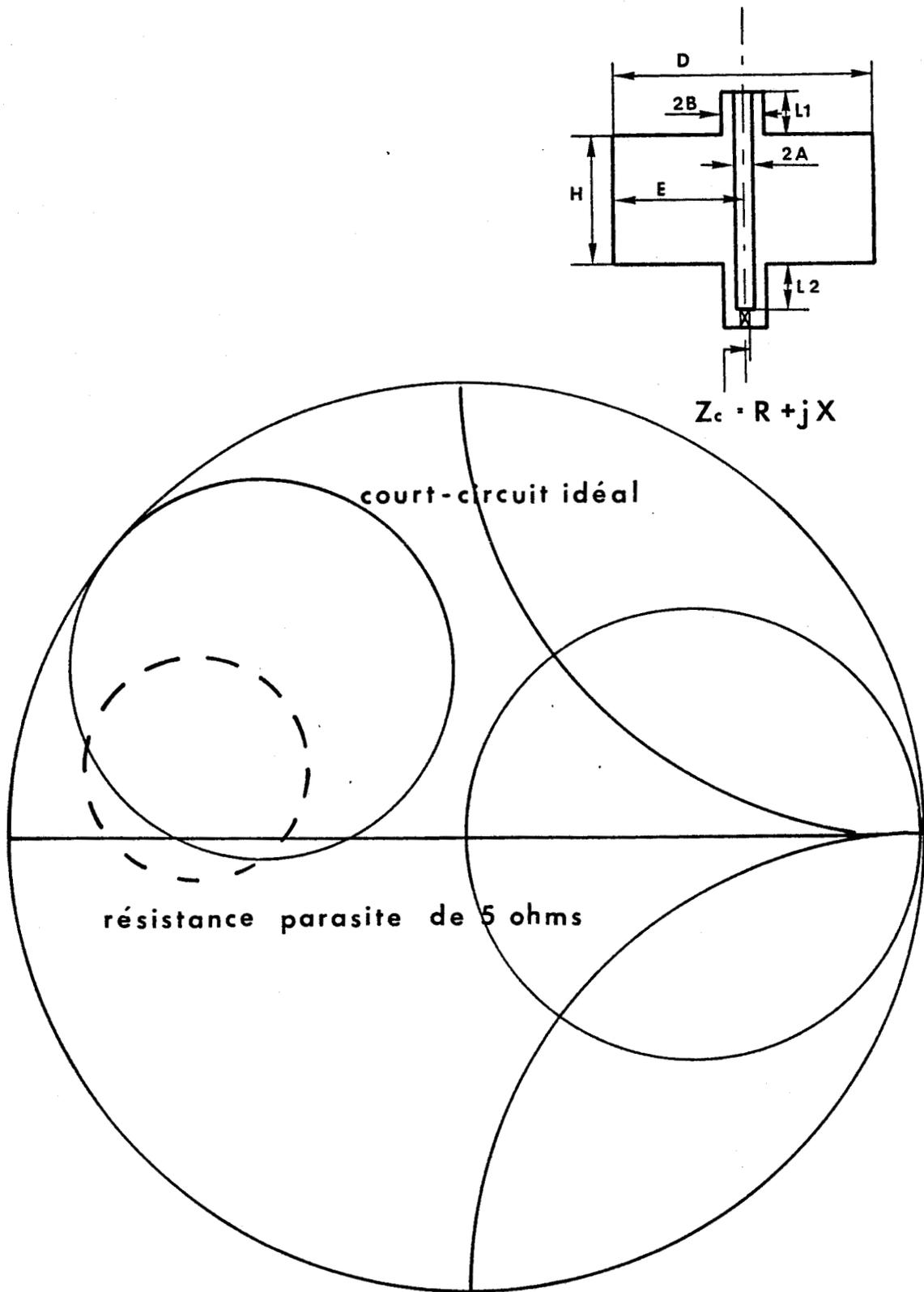


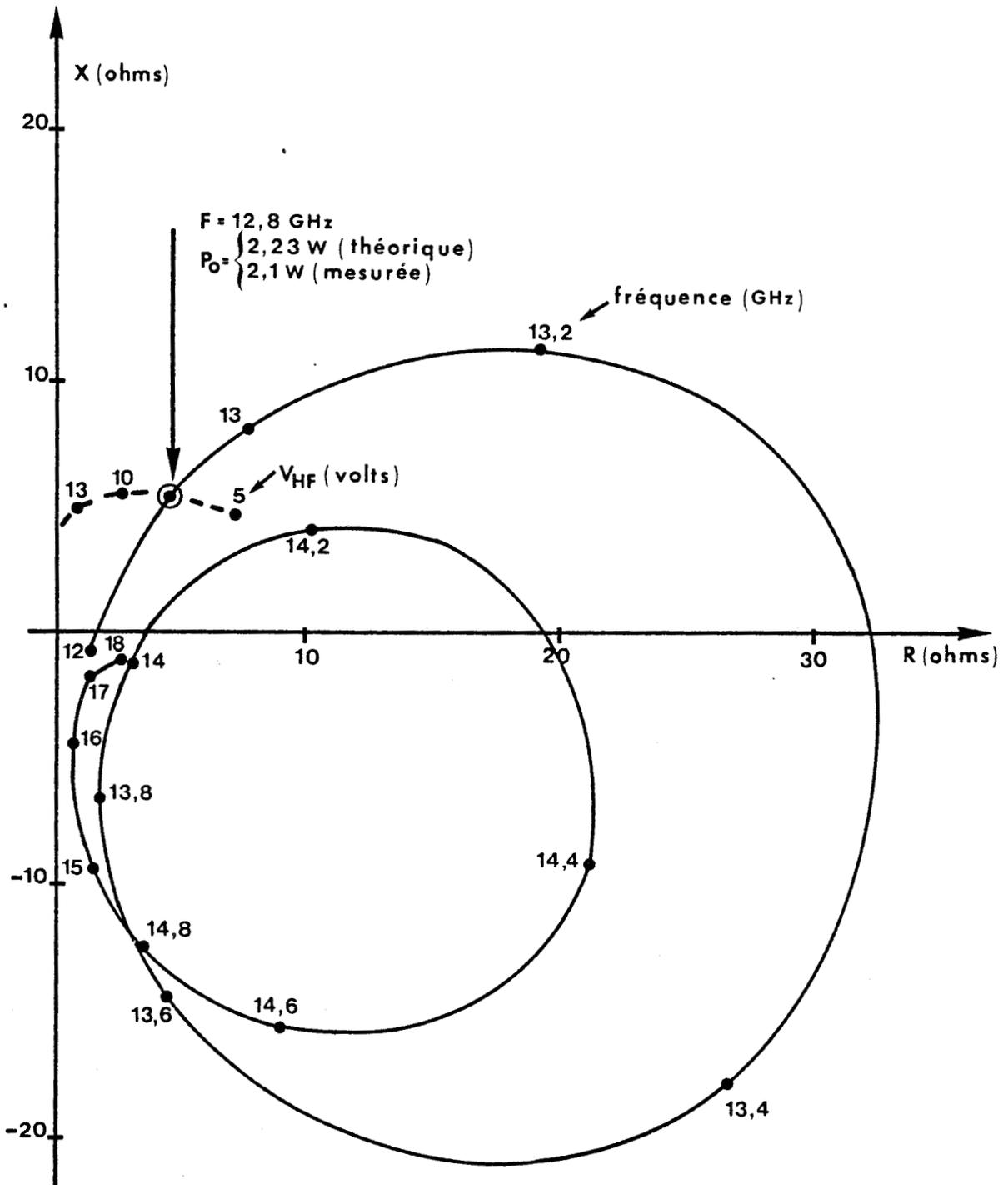
Figure 66

Cette modification s'est avérée néfaste dans la configuration de circuit choisie car elle rend quasi impossible l'obtention de très faibles résistances au niveau de la diode. Ceci est illustré figure 67 où l'on peut noter la forte augmentation du niveau minimal de résistance par rapport au cas d'un court-circuit idéal.

Cet effet explique en partie les piètres performances obtenues expérimentalement ( $F_0 \# 12,8$  GHz ;  $P_o = 2,1$  W) pour le courant de polarisation optimal. Pour une meilleure compréhension du fonctionnement global de l'oscillateur nous présentons figure 68 l'évolution fréquentielle théorique de l'impédance présentée par le circuit de charge à la diode pour la topologie de circuit expérimental ayant donné les meilleurs résultats (cf figure 69). Nous avons en outre ajouté sur cette figure l'évolution théorique de l'impédance de la diode en fonction de la tension hyperfréquence appliquée aux bornes du boîtier, pour la fréquence de fonctionnement de 12,8 GHz.



**Figure 67 :** Evolutions théoriques de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la position, dans le guide d'onde rectangulaire, du court-circuit mobile, pour la topologie de circuit décrite en encart.  
 $D = 15,8 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  $H = 7,9 \text{ mm}$  ;  $A = 1,5$  ;  $B = 3,5 \text{ mm}$  ;  $L_1 = 2,68 \text{ mm}$  ;  $L_2 = 1,2 \text{ mm}$ .



**Figure 68 :** — Evolution fréquentielle théorique de l'impédance  $Z_c$  pour la topologie du circuit décrite figure 69. La porte 3 du guide d'onde rectangulaire est fermée par un court-circuit placé à une distance  $L_3$  égale à 15,3 mm de l'axe  $SS'$ . La porte 4 quant à elle est fermée par une charge non réfléchissante.  
 - - - Evolution théorique de l'impédance  $\bar{Z}_d$  en fonction de la tension hyperfréquence  $V_{HF}$  pour la fréquence de 12,8 GHz.

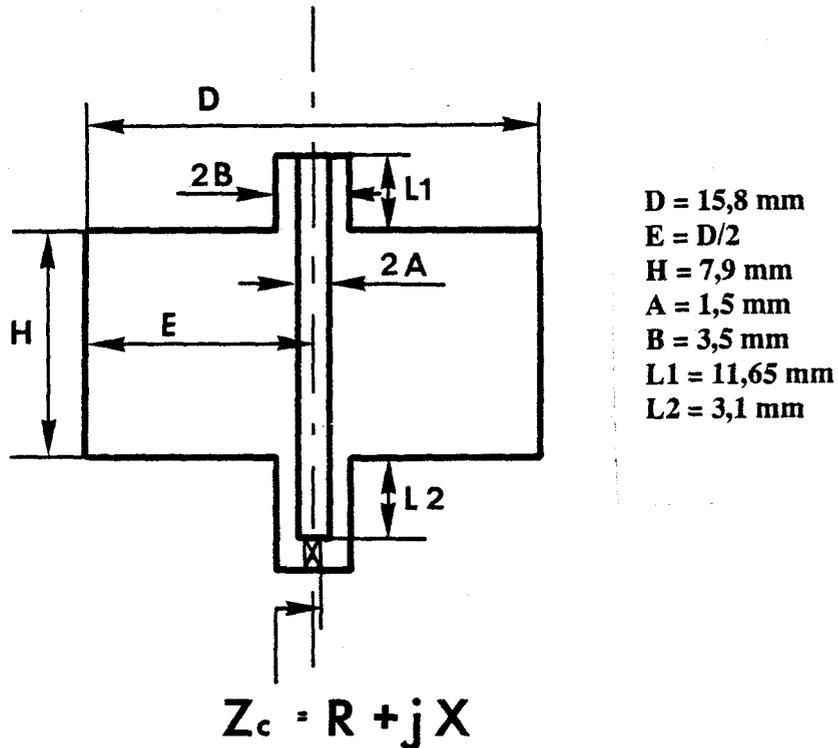


Figure 69 : Topologie du circuit expérimental

On peut constater que la modélisation donne une fréquence d'oscillation très proche de celle observée expérimentalement. En effet, l'intersection du lieu de la diode  $\bar{Z}_d(V_{HF})$  avec la courbe représentative de l'évolution fréquentielle de l'impédance ramenée par le circuit  $Z_c(F)$  est unique et se produit bien pour une fréquence de l'ordre de 12,8 GHz. Mais la tension hyperfréquence correspondante est beaucoup plus faible que sa valeur théorique optimale. Il en résulte une diminution de la puissance de l'oscillateur. Notre approche théorique permet donc une description réaliste du comportement de l'oscillateur.

- **Circuit à résonateur radial**

Dans un deuxième stade nous avons placé les diodes ATT dans un circuit à résonateur radial. Les performances obtenues se sont cette fois avérées satisfaisantes puisque les niveaux de puissance hyperfréquence mesurés étaient très proches des valeurs théoriques optimales. Les dimensions géométriques du circuit expérimental après accord optimal sont données figure 70. Ces grandeurs ont été introduites dans notre logiciel de façon à déterminer l'évolution fréquentielle théorique de l'impédance ramenée dans le plan de la diode. Cette évolution est présentée figure 71 ainsi que le lieu  $\bar{Z}_d(V_{HF})$  à la fréquence d'oscillation  $F_o = 14,04$  GHz. Il apparaît ici encore une très bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux.

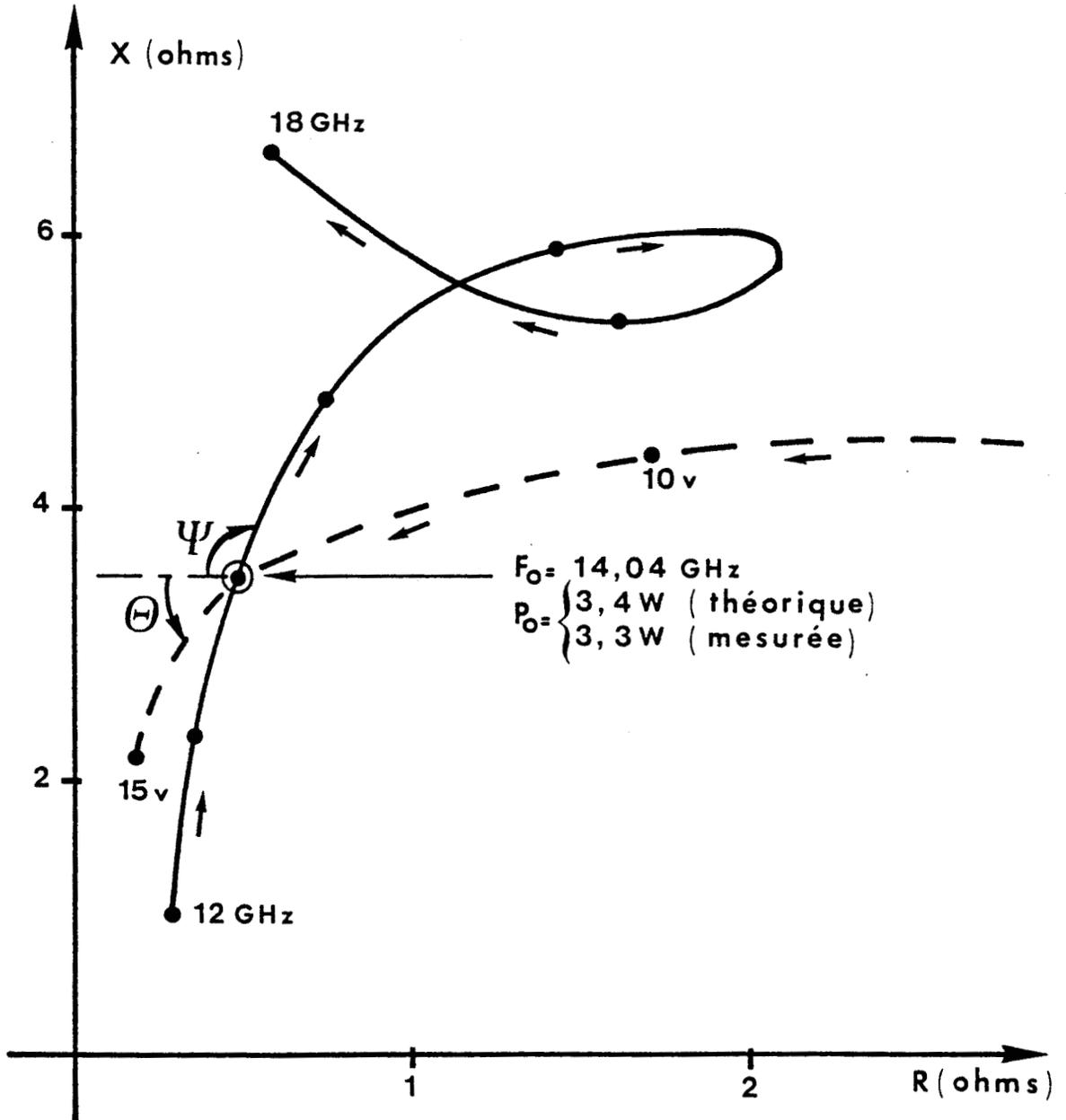


Figure 71 : — Evolution fréquentielle théorique de l'impédance  $Z_c$  pour la topologie du circuit décrite figure 69. La porte 3 du guide d'onde rectangulaire est fermée par un court-circuit placé à une distance  $L_3$  égale à 9,1 mm de l'axe  $SS'$ . La porte 4 quant à elle est fermée par une charge non réfléchissante.  
- - - Evolution théorique de l'impédance  $\bar{Z}_d$  en fonction de la tension hyperfréquence  $V_{HF}$  pour la fréquence de 14,04 GHz.

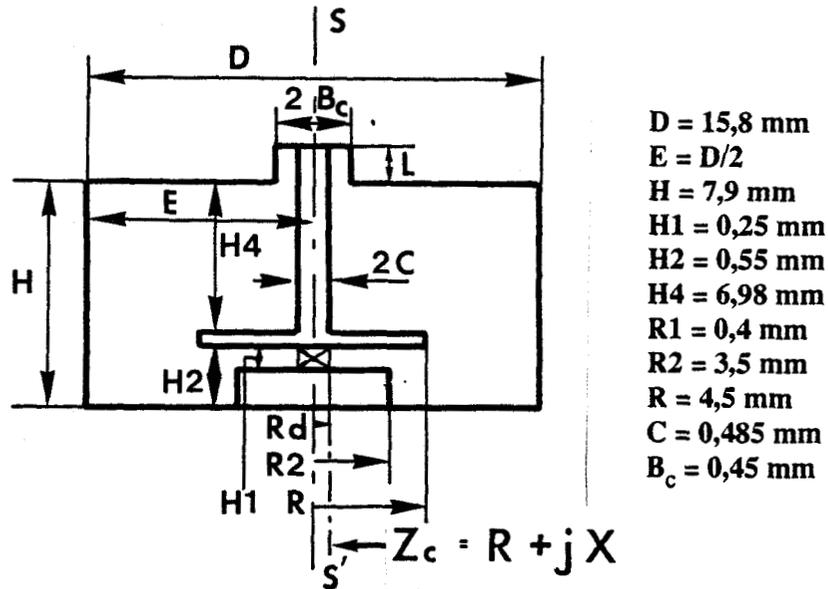


Figure 70 : Topologie du circuit à résonateur radial expérimental

Nous avons ensuite relevé expérimentalement les évolutions de la puissance et de la fréquence à la sortie de l'oscillateur ATT en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire, tous les autres paramètres d'accord du circuit étant figés. Ces évolutions sont données figure 72. Il apparaît sur cette figure que le fonctionnement de l'oscillateur devient instable pour certaines positions du court-circuit mobile. Pour comprendre l'origine de ces instabilités nous avons représenté figures 73a et 73b les évolutions fréquentielles théoriques de l'impédance vue par la diode pour deux positions du court-circuit mobile correspondant, l'une à un régime stable expérimentalement, l'autre à un régime instable. Pour analyser la stabilité du circuit nous avons reporté sur ces figures les lieux  $\bar{Z}_d(V_{HF})$  théoriques pour les fréquences de fonctionnement potentielles.

KUROKAWA a montré que la condition à remplir pour obtenir un fonctionnement stable était la suivante [23] :

$$V_{HF0} \left| \frac{\partial \bar{Z}_d(V_{HF})}{\partial V_{HF}} \right|_{V_{HF0}} \left| \frac{\partial Z_c(F)}{\partial F} \right|_{F_0} \sin(\theta + \psi) > 0 \quad (2-1)$$

où :

- $V_{HF}$  est la tension hyperfréquence développée aux bornes du boîtier à la fréquence de fonctionnement  $F_0$  ;

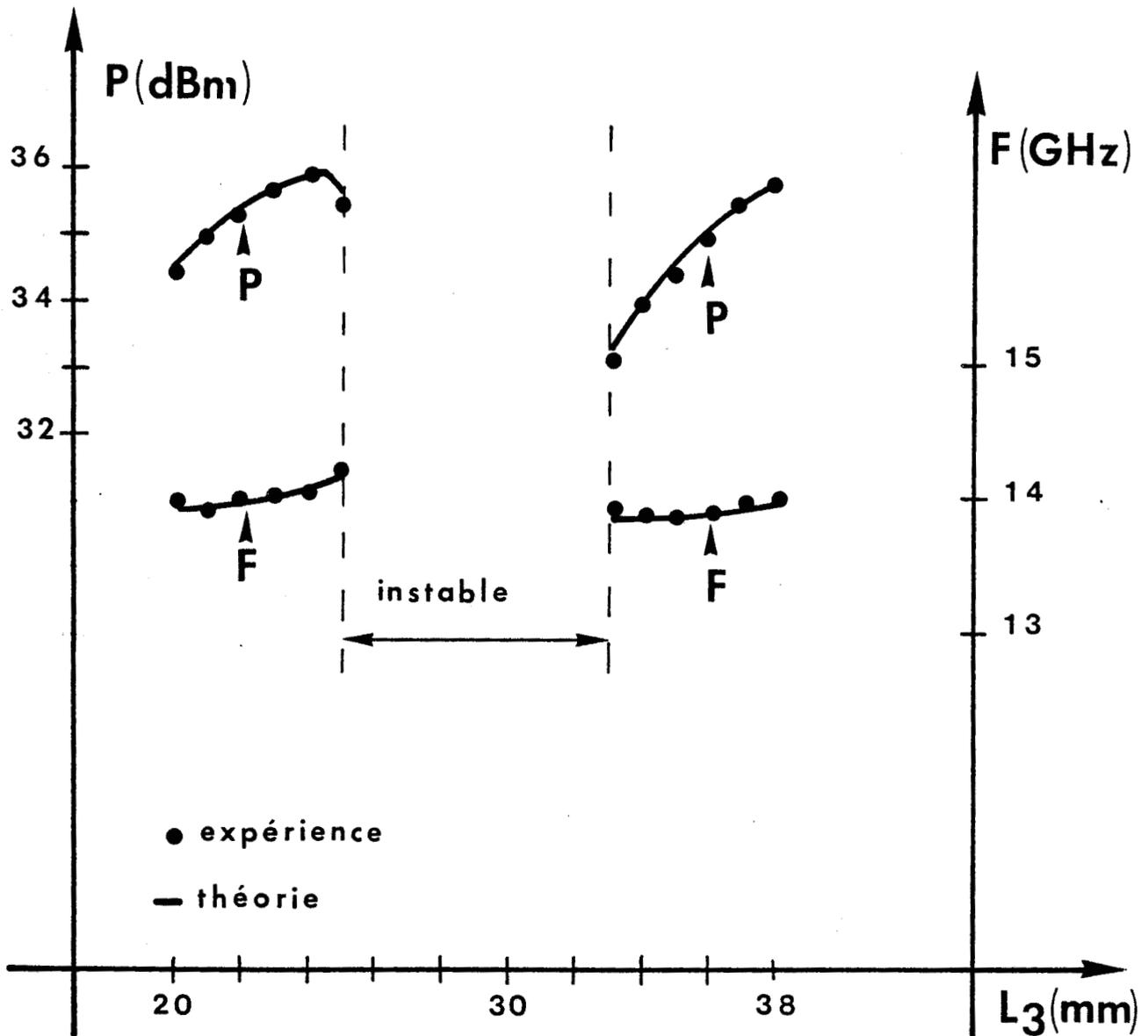
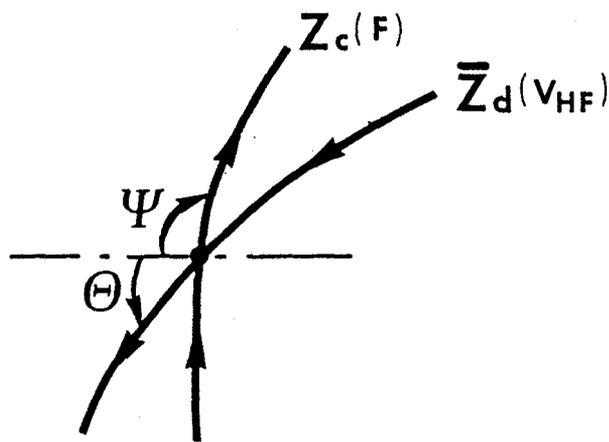


Figure 72 : Evolutions théorique et expérimentale de la fréquence d'oscillation et de la puissance de sortie en fonction de la position ( $L_3$ ), dans le guide d'onde rectangulaire, du court-circuit mobile. La topologie du circuit est décrite figure 69.

-  $\left| \frac{\partial Z_d}{\partial V_{HF}} \right|_{V_{HF0}}$  est le module de la dérivée de l'impédance de la diode vue en sortie de boîtier par rapport à la tension hyperfréquence développée aux bornes du boîtier, pour le point de fonctionnement  $V_{HF0}$  ;

-  $\left| \frac{\partial Z_c(F)}{\partial F} \right|_{F_0}$  est le module de la dérivée fréquentielle de l'impédance du circuit vue par la diode pour la fréquence de fonctionnement  $F_0$  ;

-  $\theta$  et  $\psi$  sont les angles définis de la façon suivante :



La courbe 73a correspond à un point de fonctionnement stable, alors que la courbe 73b fait apparaître un point de fonctionnement instable, d'après le critère de KUROKAWA (cf 2-1).

Après cette étude en régime d'oscillation continue, nous avons utilisé cet oscillateur en régime impulsionnel, en conservant le circuit à résonateur radial. Les diodes utilisées à cet effet présentent une section plus importante, voisine de  $10^{-7} \text{ m}^2$ . Les simulations ont montré que le diamètre optimal du disque devait être égal à 7 mm. Pour ce diamètre de disque nous avons relevé l'évolution de la puissance crête de sortie en fonction du courant de polarisation, que nous présentons figure 74. Nous obtenons des performances hyperfréquences intéressantes :

- la puissance :  $P \# 12,3 \text{ W}$
- le rendement :  $\eta \# 15 \%$
- la fréquence d'oscillation :  $F_0 = 14 \text{ GHz}$

Figure 73a : Illustration d'un point de fonctionnement stable ( $L_3 = 22$  mm).

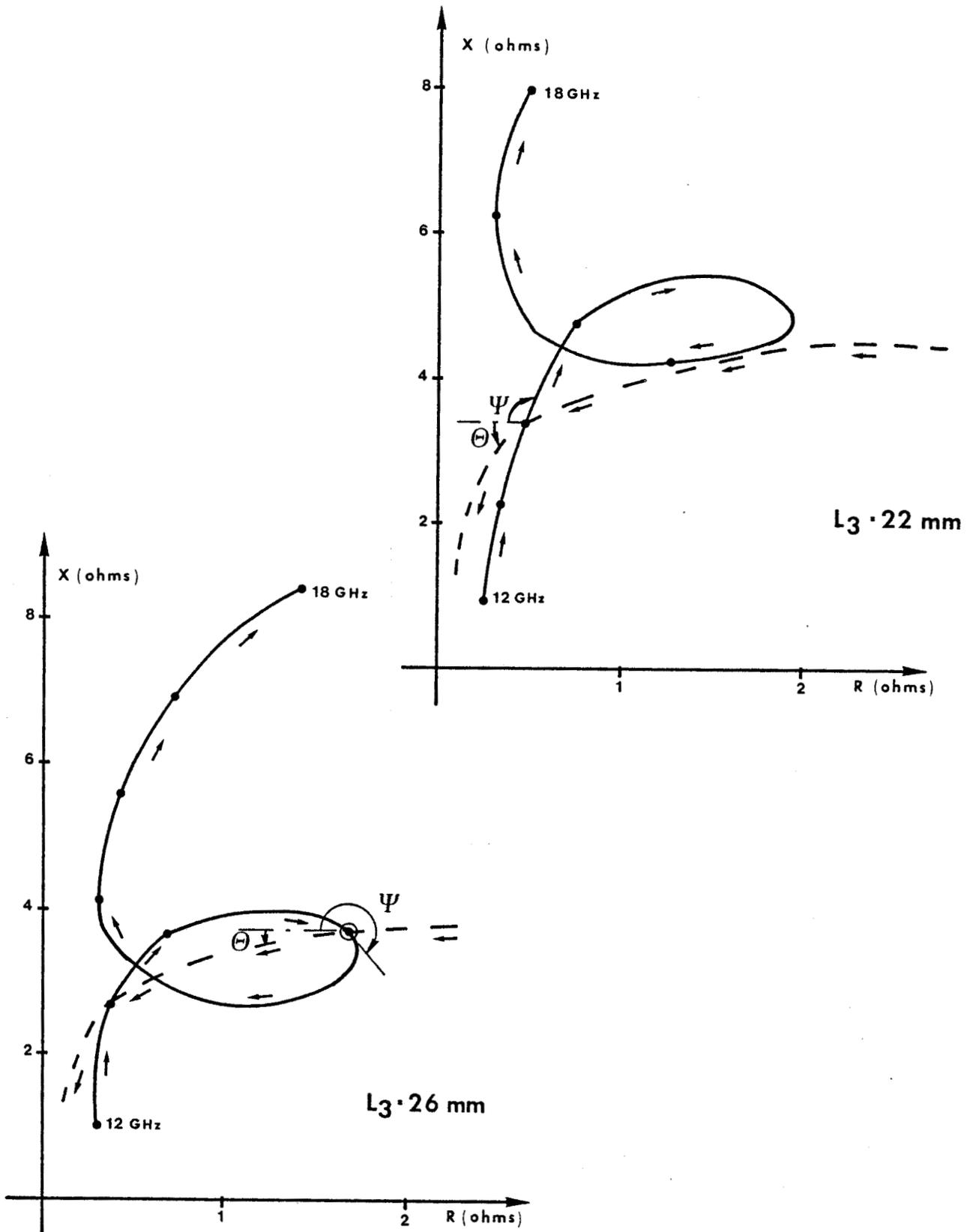


Figure 73b : Illustration d'un point de fonctionnement instable ( $L_3 = 26$  mm).

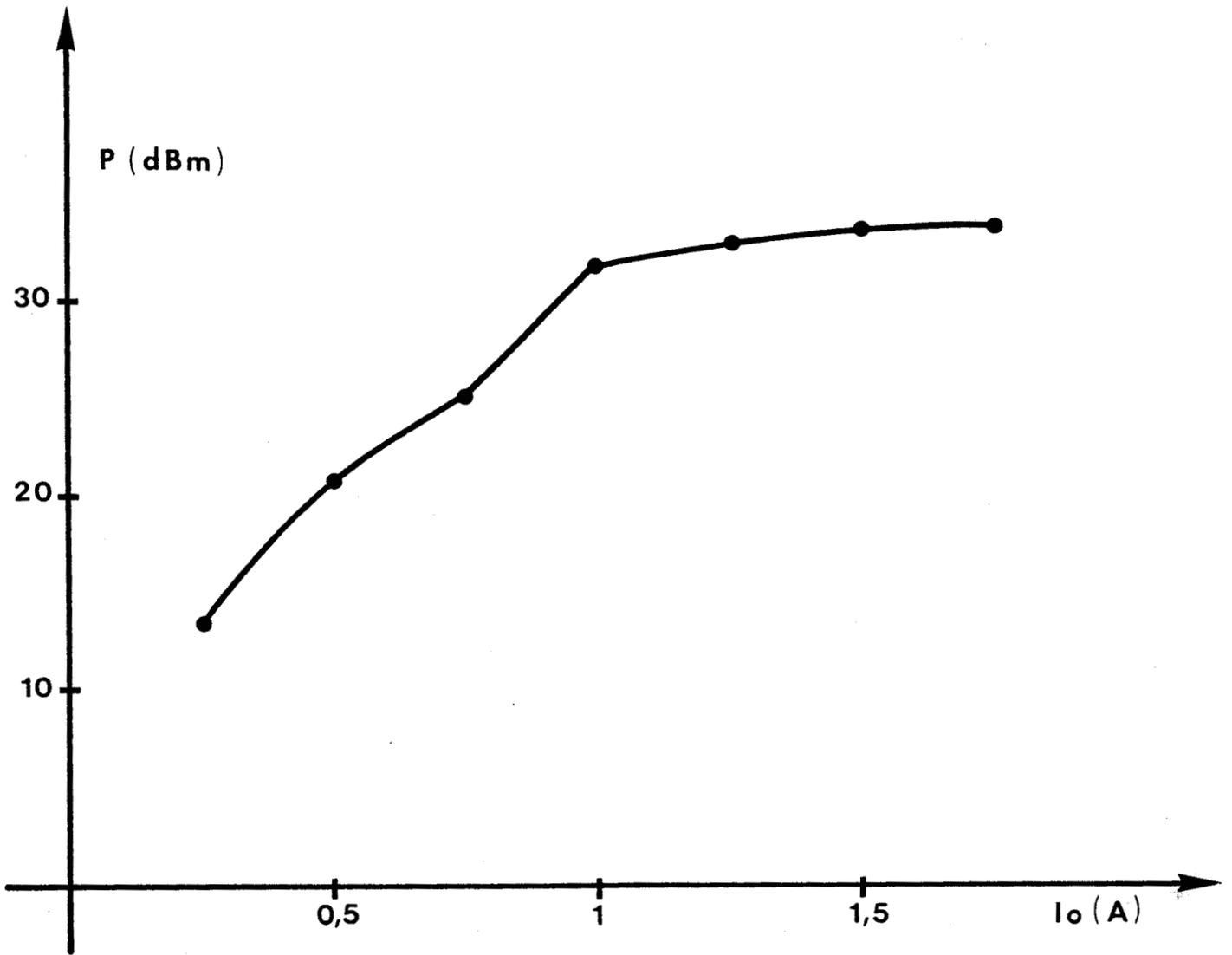


Figure 74 : Evolution de la puissance moyenne en fonction de la diode ATT à 14 GHz.

Nous avons ensuite vérifié expérimentalement que cette valeur de diamètre du disque était la meilleure pour la fréquence de fonctionnement désirée.

- **Conclusion**

Cette étude comparative a fait apparaître une très bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux. Notre modèle de composant permet donc une analyse détaillée et réaliste du fonctionnement d'un oscillateur, tant au niveau de la puissance et de la fréquence de sortie, qu'au niveau de la stabilité.

## **2.2 Influence des différents paramètres d'accord pour les deux types de circuits envisagés**

- **Définition des paramètres d'accord**

Nous distinguerons deux catégories d'éléments d'accord :

- les éléments pouvant être continuellement ajustables :
  - la position de la diode dans la ligne coaxiale ou dans le guide d'onde rectangulaire ;
  - la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire ;
- Les autres paramètres géométriques du circuit, importants quant au comportement électromagnétique de ce dernier mais qui sont soit figés, soit seulement interchangeables après démontage de la cellule du fait de la constitution mécanique de cette dernière. Ces paramètres sont :
  - le diamètre de la tige ;
  - le diamètre du "cap" ;
  - le diamètre extérieur des lignes coaxiales ;
  - la hauteur du guide d'onde.

Nous nous proposons dans cette partie d'étudier l'influence des principaux paramètres permettant une meilleure compréhension du comportement électromagnétique du circuit étudié, la grandeur électrique la plus importante pour nous étant le niveau d'impédance  $Z_c$  ramené dans le plan de la diode.

De façon à pouvoir vérifier expérimentalement certaines lois d'évolution nous avons limité les simulations des deux types de circuit à la bande Ku.

Le but de cette étude est de présenter de façon comparative les comportements, les avantages et les inconvénients des deux types de circuits envisagés pour permettre au concepteur éventuel un choix judicieux entre ces deux structures.

## 2.2.1 Analyse du circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde"

- **Influence de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire**

Nous présentons figure 75, l'évolution de l'impédance  $Z_c$ , ramenée dans le plan de la diode, en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire, ainsi que cette même impédance lorsque les portes d'accès 3 et 4 du guide d'onde rectangulaire sont fermées par des charges non réfléchissantes. La topologie du circuit considéré est illustrée en encart.

Nous constatons que la position du court-circuit mobile (L3) est un paramètre d'accord essentiel. Il permet en particulier d'obtenir des plans de réglage tels que l'impédance  $Z_c$  présente de très faibles niveaux de résistance. Notons par ailleurs son influence déterminante sur la valeur de la réactance et donc de la fréquence de travail.

- **Influence des accords coaxiaux**

Nous présentons sur les figures 76 a et 76 b les mêmes évolutions que précédemment mais pour plusieurs valeurs de la position du filtre de polarisation (cf figure 76a) et pour plusieurs valeurs de la position de la diode (cf figure 76b). La topologie du circuit est identique à la précédente (cf figure 75).

Nous constatons qu'en ajustant :

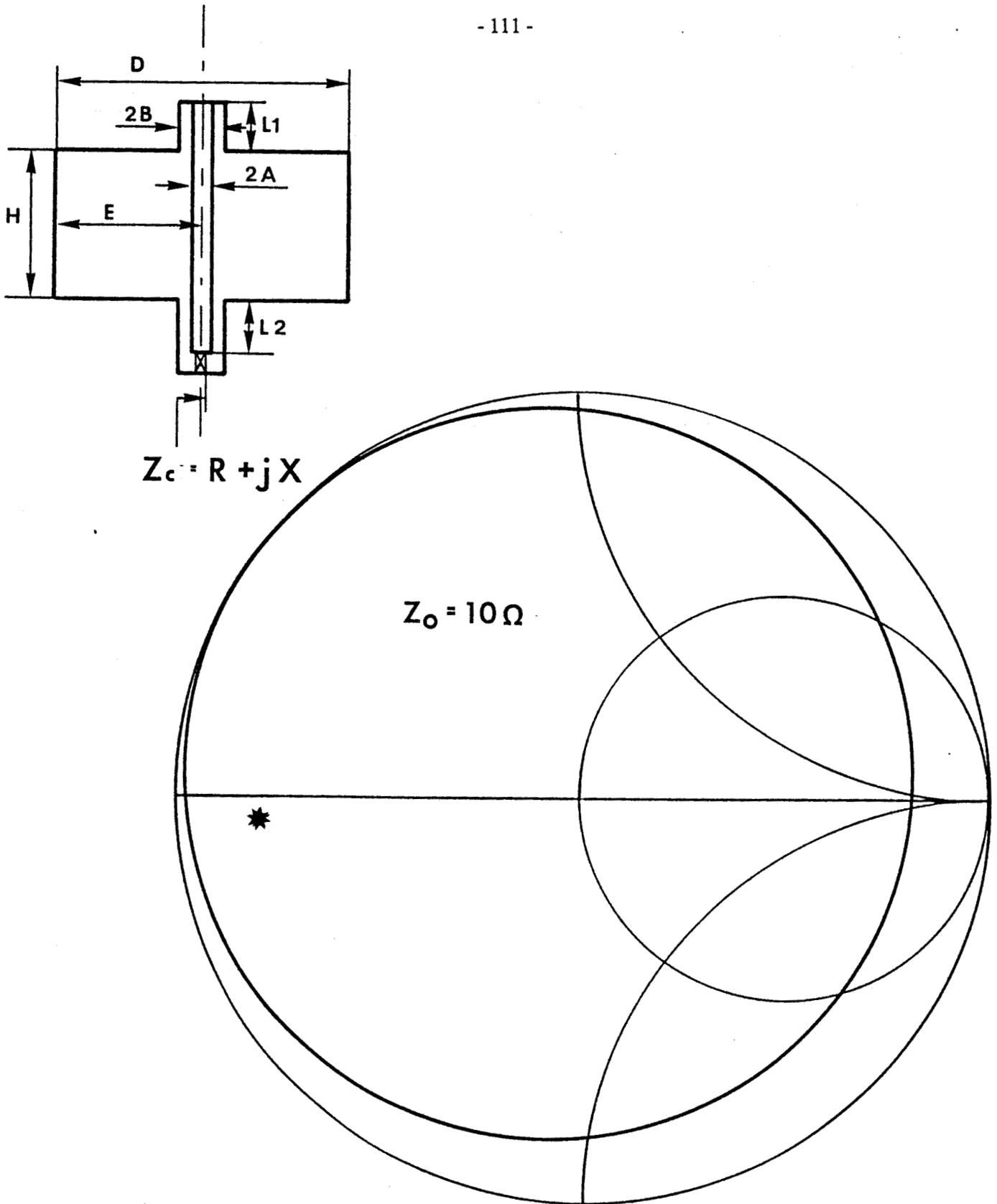
- la position du court-circuit en porte 1 (L1), constitué par le filtre de polarisation ;
- la position de la diode dans la ligne coaxiale de la porte 2 (L2) ;
- la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire (L3) ;

ce circuit permet d'adapter pratiquement toutes les valeurs d'impédance quelle que soit leur localisation sur l'abaque de Smith. Signalons toutefois que cette propriété suppose que les court-circuits soient parfaits tant en ligne coaxiale qu'en guide d'onde rectangulaire (cf § 2.1.2.3). Cette contrainte peut être partiellement levée dans le cas où le guide d'onde rectangulaire est utilisé en élément résonnant : cavité de type KUOKAWA. Nous étudions ce type de circuit par la suite (cf § 2.2.3).

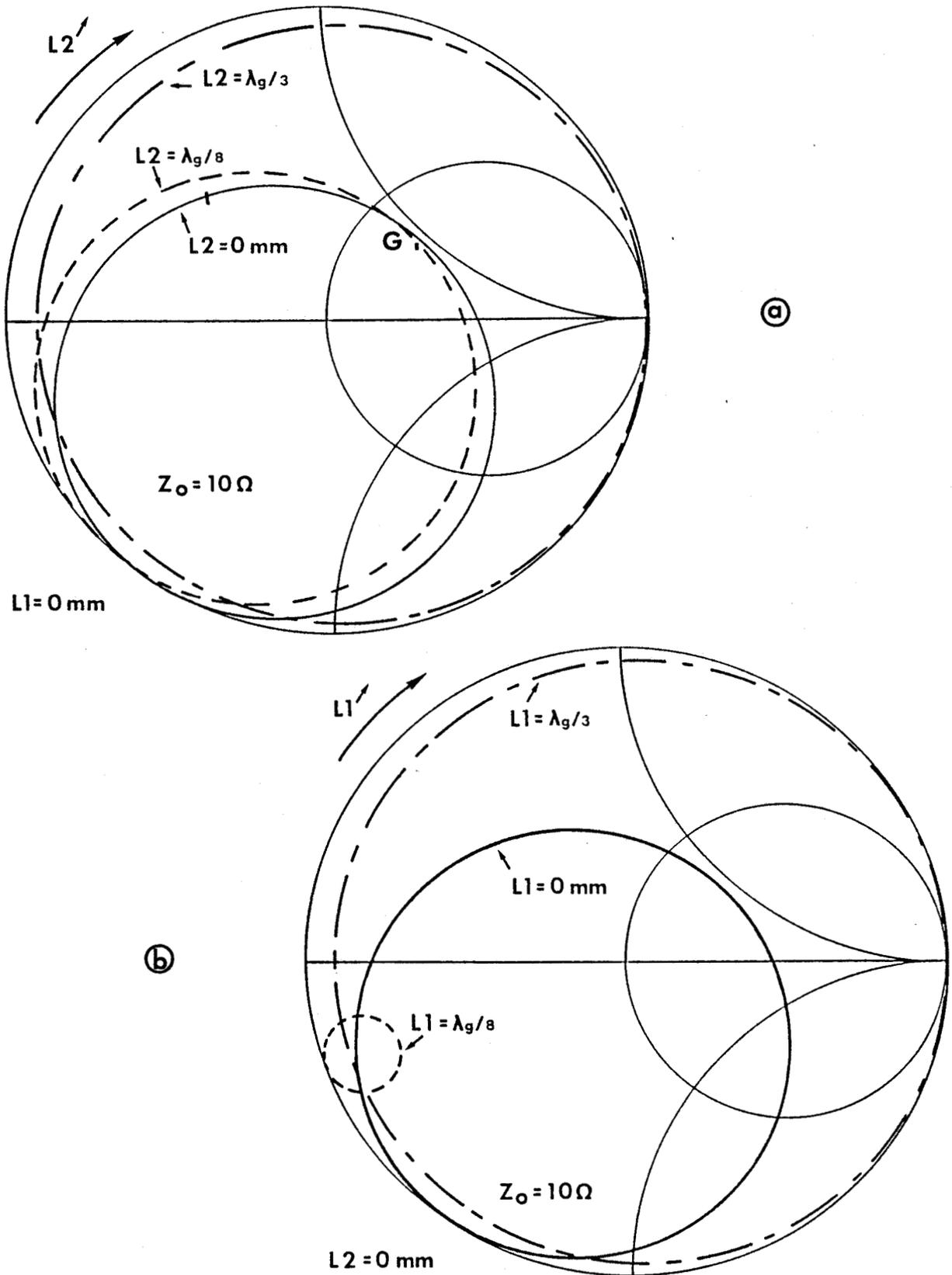
Nous pouvons remarquer de plus que ces deux accords coaxiaux conjugués à l'action du court-circuit mobile en guide d'onde permettent de satisfaire à la condition principale d'adaptation d'une diode : obtention d'un faible niveau de résistance pour une valeur de réactance fixée.

Par ailleurs, il apparaît que l'influence de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire est fortement dépendante de la position du court-circuit en ligne coaxiale supérieure (L1) mais peu de la position de la diode.

Ceci montre qu'après un choix judicieux de la position de la diode (L2), l'accord du circuit pourra se limiter aux positions des court-circuits mobiles dans la ligne coaxiale (L1) et dans le guide d'onde rectangulaire (L3).



**Figure 75 :** — Evolution de l'impédance  $Z_c$ , ramenée dans le plan de la diode (montée en boîtier  $W_4$ ) en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire.  
★ L'impédance  $Z_c$  lorsque les portes d'accès du guide d'onde rectangulaire sont fermées par des charges non réfléchissantes.  
La topologie du circuit est schématisée en encart.  $D = 15,8 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  
 $H = 7,9 \text{ mm}$  ;  $A = 1,5 \text{ mm}$  ;  $B = 3,5 \text{ mm}$  ;  $L1 = \lambda_g/4$  ;  $L2 = 0 \text{ mm}$



**Figure 76 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la position de court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire pour différentes positions du filtre de polarisation (Figure 76 a) et pour différentes positions de la diode (Figure 76 b). La topologie de circuit est illustrée figure 75.

Signalons enfin que ce circuit présente de faibles valeurs de coefficient de qualité externe comme le montre la figure 78 b. Il pourra donc être utilisé avec profit pour les oscillateurs verrouillés par injection sur de larges bandes de fréquence.

- **Influence du diamètre de la tige de la ligne coaxiale**

Nous illustrons figure 77 l'évolution de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode toujours en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire, pour différents diamètres de conducteur central de la ligne coaxiale. La topologie du circuit considéré est illustrée figure 75.

Nous pouvons constater que le diamètre de la tige a également une forte influence sur l'impédance  $Z_c$ . Cependant il apparaît peu judicieux d'utiliser ce diamètre comme élément d'accord pour des raisons mécaniques. Nous le choisirons donc conformément au standard des lignes coaxiales utilisées suivant les bandes de fréquence.

- **Influence de la hauteur du guide d'onde rectangulaire**

Pour mettre en évidence l'influence de la hauteur du guide d'onde rectangulaire sur le coefficient de qualité externe du circuit, nous présentons figure 78a l'évolution fréquentielle de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode, pour différentes hauteurs de guide d'onde rectangulaire et figure 78b l'évolution de l'impédance  $Z_4$  vue en sortie (porte 4) du guide d'onde rectangulaire.

Nous pouvons constater que plus la hauteur du guide d'onde diminue (cf figure 78b) plus le coefficient de qualité externe du circuit devient faible.

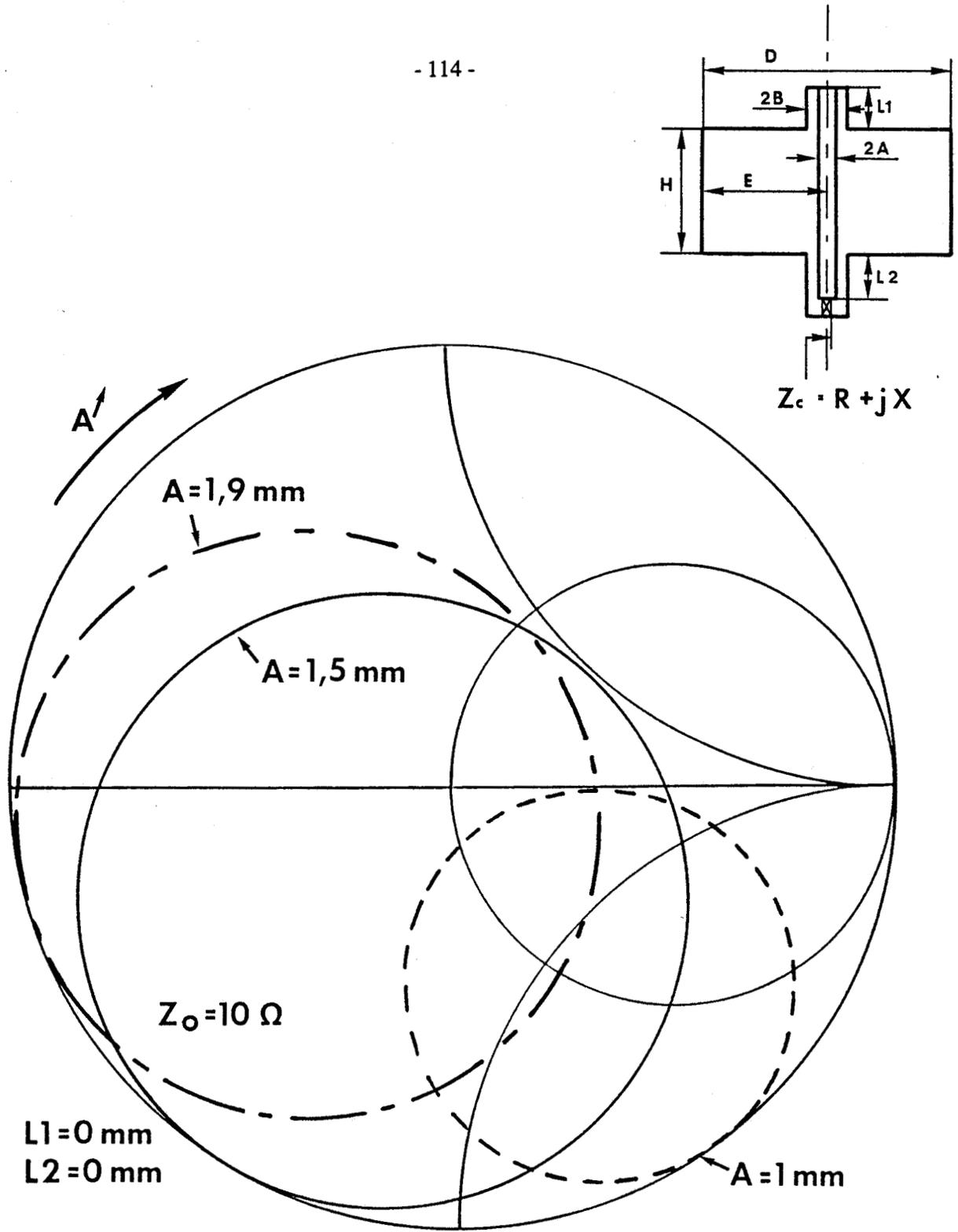
La hauteur du guide d'onde rectangulaire est un paramètre qu'il convient de figer avant la réalisation du circuit. La sélectivité du circuit devra donc être convenablement analysée avant la définition et la conception de ce dernier.

- **Conclusion**

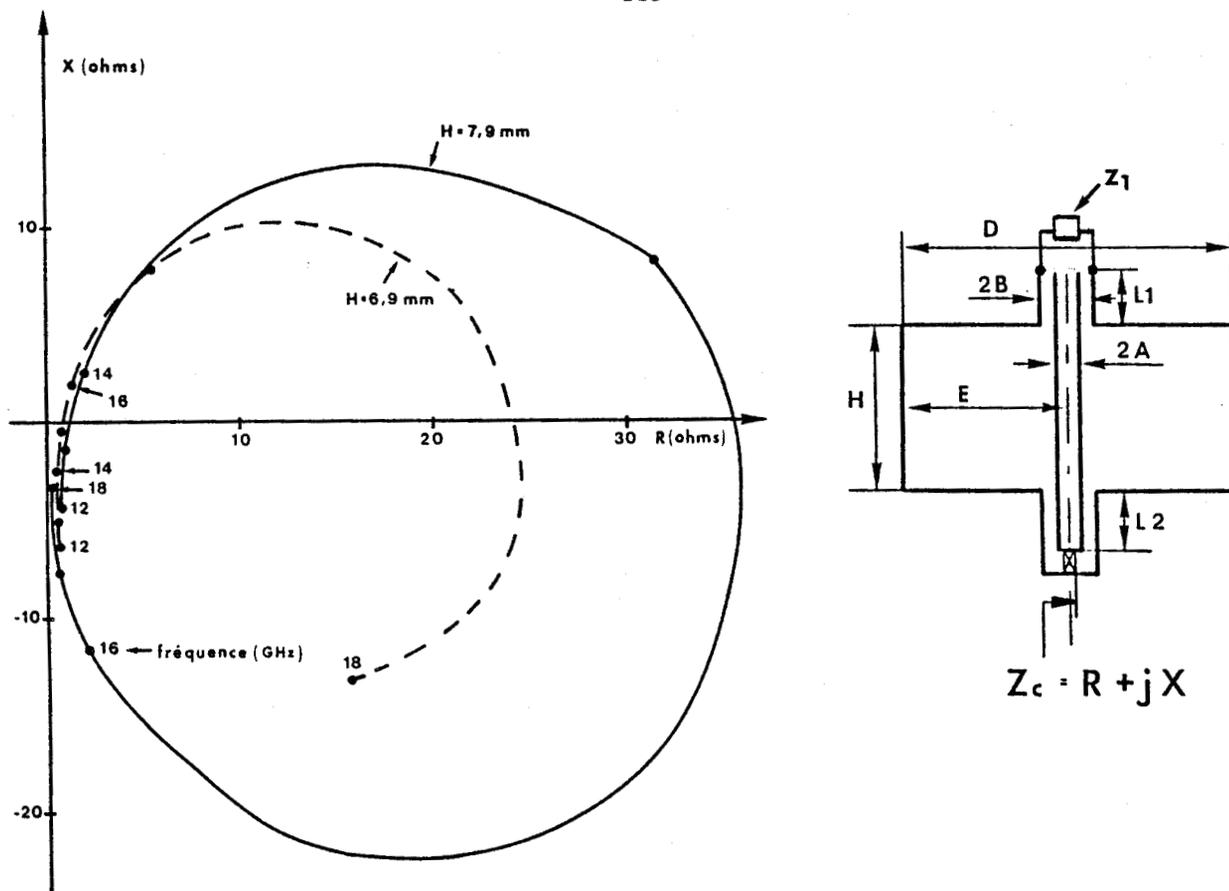
On peut donc conclure que ce circuit très souple permet d'adapter presque tous les niveaux d'impédance présentés par un composant au prix d'un double réglage des positions du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire et de celui situé dans la ligne coaxiale supérieure.

Il peut s'avérer extrêmement intéressant :

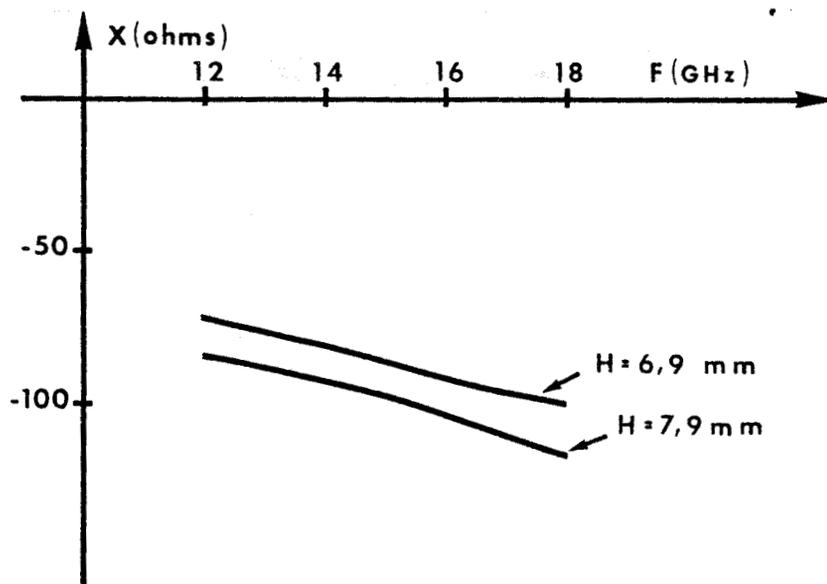
- pour caractériser des composants dont les éléments parasites d'encapsulation sont mal connus, notamment en gamme millimétrique où les éléments de connectique peuvent être prédominants sur l'impédance présentée par la diode ;



**Figure 77 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire pour plusieurs diamètres de tige.  $D = 15,8 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  $H = 7,9 \text{ mm}$  ;  $B = 3,5 \text{ mm}$  ;  $L1 = 0 \text{ mm}$  ;  $L2 = 0 \text{ mm}$



**Figure 78 a :** Evolution fréquentielle de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode (montée en boîtier  $W_4$ ) pour différentes hauteurs de guide d'onde rectangulaire. La porte 3 de ce dernier est fermée par un court-circuit placé à une distance  $L_3$  égale à 0,9 mm de l'axe  $SS'$ . La porte 4 quant à elle est fermée par une charge non réfléchissante. La topologie du circuit est décrite en encart.  $D = 15,8$  mm ;  $E = D/2$  ;  $A = 1,5$  mm ;  $B = 3,5$  mm ;  $L_1 = 2,65$  mm  $L_2 = 1,2$  mm. (Prise en compte de l'impédance parasite du filtre de polarisation  $Z_1 = 5$  ohms (cf § 2.1.2.3).



**Figure 78 b :** Evolution fréquentielle de l'impédance vue en porte 4 du guide d'onde rectangulaire pour la même topologie de circuit que la figure 78a. Pour une résistance d'adaptation de 1 ohm  $Q_{ext}$  # 77 ( $H = 7,9$  mm) (cf § 1.1.5)  $Q_{ext}$  # 67 ( $H = 6,9$  mm).

- pour la réalisation d'oscillateurs en régime d'oscillation continue ou impulsionnel présentant une large bande de synchronisation par injection.

### 2.2.2 Analyse du circuit de type Kurokawa

A partir de la structure d'oscillateur présentée par RUCKER [37], KUROKAWA a imaginé de coupler fortement une ou plusieurs lignes coaxiales à une cavité métallique résonnante [23], [38]. Les composants actifs sont disposés à l'une des extrémités de la ou des lignes coaxiales, l'autre étant fermée par une charge non réfléchissante. Ce circuit conduit à la réalisation d'oscillateurs doublement stabilisés : la fréquence de travail est imposée par la géométrie de la cavité tandis que les signaux parasites éventuels non couplés à la cavité sont absorbés par la charge non réfléchissante. Un tel circuit est illustré figure 79 dans une configuration à simple diode et en additionneur de puissance. Cette structure de circuit est sans doute l'une des meilleures existant à l'heure actuelle pour la réalisation des sources stables. Le principe de base de ce type de circuit est de coupler très fortement la ligne coaxiale à la cavité de façon à minimiser les pertes introduites par la charge non réfléchissante. Ainsi il est possible en première approximation d'ajuster séparément la fréquence d'oscillation sur une faible plage (quelques pour cent) par accord de cavité, et le niveau de puissance de l'oscillateur par variation du couplage de sortie.

De nombreux auteurs ont proposé un calcul analytique simple des propriétés de ce circuit [38], [39], ... Ces calculs simples donnent de bons ordres de grandeurs lorsque la ligne coaxiale est couplée purement magnétiquement à la cavité, comme illustré figure 79. Par contre lorsque la ligne coaxiale traverse les deux grands côtés du guide, le couplage de la ligne coaxiale à la cavité s'effectue à la fois par les champs magnétiques et électriques et de plus la discontinuité introduite au niveau de la ligne coaxiale est beaucoup plus importante. Les calculs deviennent donc plus complexes. Dans ce cas, l'utilisation de notre modèle plus rigoureux (prise en compte de la position de la ligne coaxiale dans le guide d'onde rectangulaire et des diverses discontinuités) s'avère intéressante pour décrire le comportement de ce type de circuit.

Nous présentons à titre d'exemple sur la figure 80 l'évolution fréquentielle typique de l'impédance  $Z_2$  vue dans le plan de référence choisi en porte 2 (ligne coaxiale) et pour la topologie de circuit schématisée en encart.

Nous pouvons constater que l'accord réalisé au niveau de la diode est relativement sélectif et que de plus, et très logiquement à la fréquence de résonance de la cavité, pour une position judicieuse du plan de référence (voisine de  $3\lambda_o/4$ ) l'impédance  $Z_2$  est minimale. Pour diminuer encore le niveau de résistance, nous pouvons insérer un transformateur d'impédance quart-d'onde à la fréquence de résonance, comme illustré figure 80.

Pour mettre en évidence l'influence de l'ouverture de l'iris sur le coefficient de qualité externe du circuit et sur sa fréquence de résonance, nous illustrons figure 81 les évolutions fréquentielles de l'impédance vue en sortie (porte 4) pour deux ouvertures différentes d'iris (l'iris modélisé est de type selfique (cf § 1.1.4.2)). La topologie du circuit étudié est décrite en encart. On peut constater que

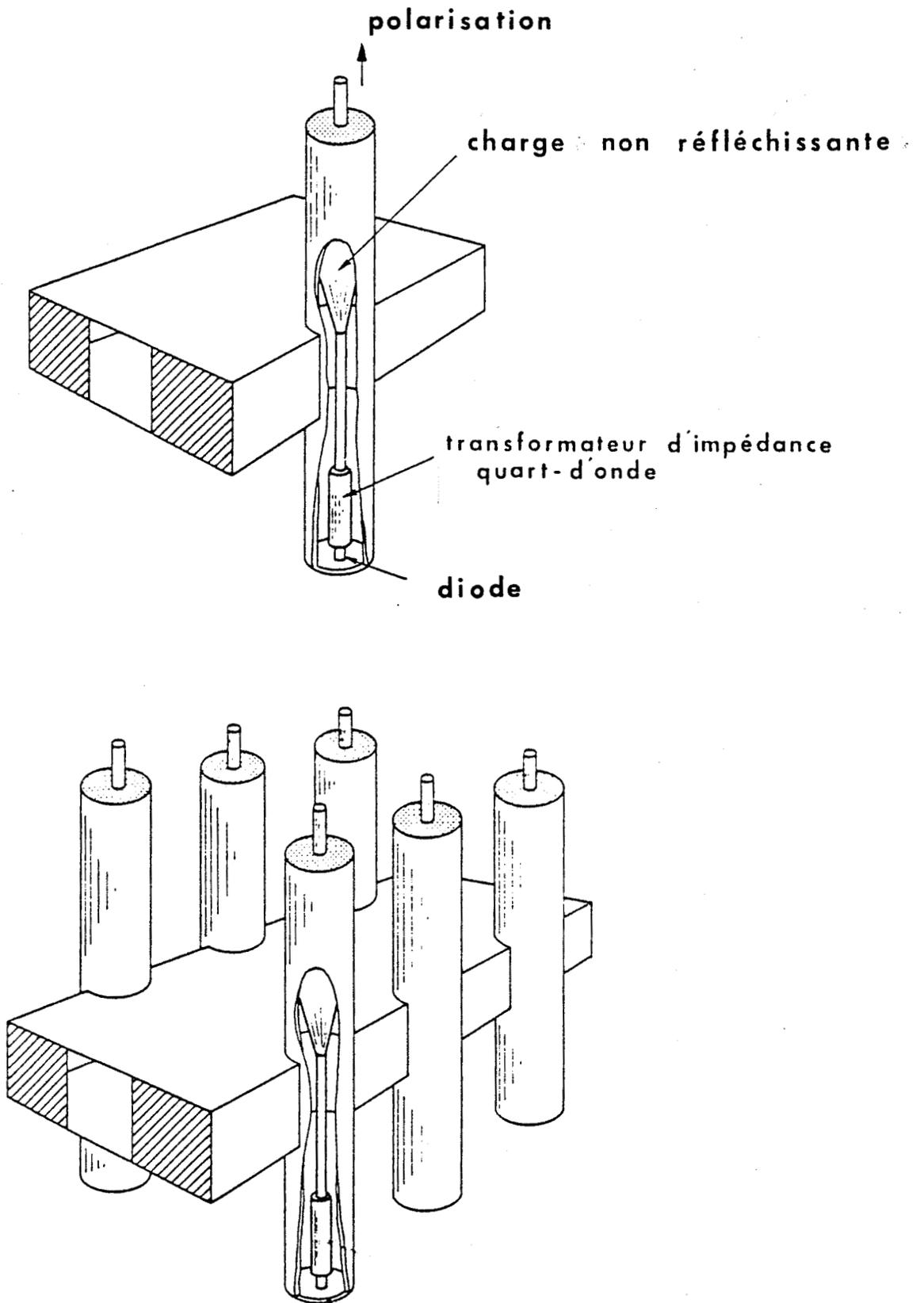
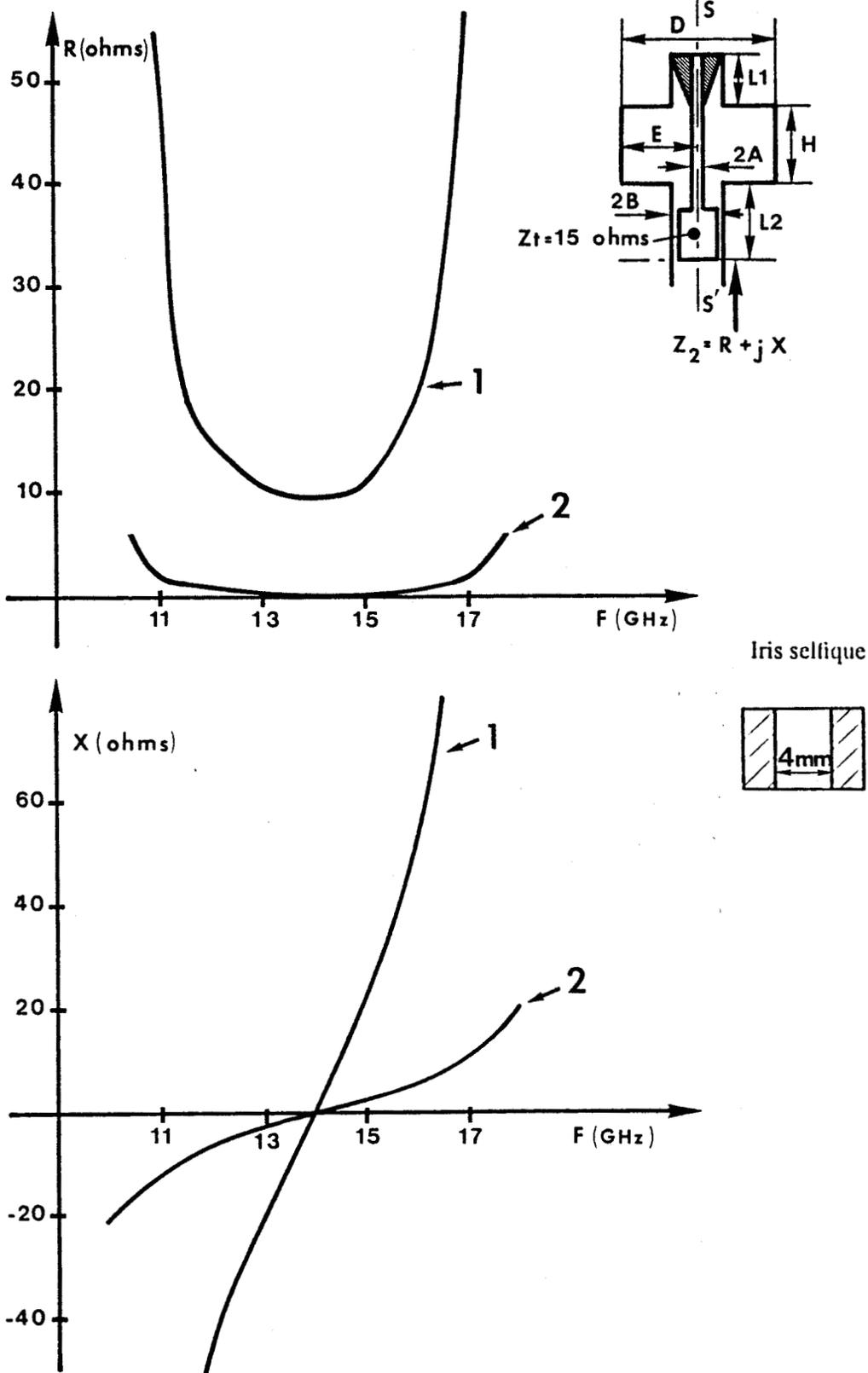


Figure 79 : Circuit de type Kurokawa : (a) à simple diode, (b) additionneur de puissance



**Figure 80 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance  $Z_c$ , lorsque la porte 4 du guide d'onde rectangulaire est constituée d'un iris selfique placé à une distance  $\lambda_g/4$  de l'axe  $SS'$ , et est fermée par une charge non réfléchissante. La porte 3 quant à elle est fermée par un court-circuit placé à une distance  $\lambda_g/4$  de l'axe  $SS'$  afin de réaliser une cavité. La porte 1 de la ligne coaxiale est fermée par une charge non réfléchissante.  
 $D = 15,8$  mm ;  $E = D/2$  ;  $H = 7,9$  mm ;  $A = 1,5$  mm ;  $B = 3,5$  mm ;  $L1 = 0$  mm ;  $L2 = 14,2$  mm.  
 1) sans transformateur d'impédance quart-d'onde à la fréquence de résonance  
 2) avec transformateur d'impédance quart-d'onde à la fréquence de résonance ( $Z_t = 15$  ohms).

le coefficient de qualité externe diminue lorsque le couplage de la cavité au circuit de charge augmente ce qui est tout à fait logique vu la définition de ce paramètre :

$$Q_{ext} = \frac{Q_o}{\beta_o}$$

où :  $Q_o$  est le coefficient de qualité à vide,  
 $\beta_o$  est le couplage de la cavité au circuit de charge.

On peut noter par ailleurs la faible influence de l'iris sur la fréquence de résonance du circuit qui pourra donc aisément être réajustée grâce au court-circuit mobile.

Signalons que ces résultats ont été obtenus sans prendre en compte les pertes métalliques. Ces dernières peuvent aisément être introduites dans le modèle, en s'inspirant de la théorie des lignes, et en considérant un facteur de propagation complexe de la forme :

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

avec par exemple pour le guide d'onde [40] :

$\alpha$  : le coefficient d'atténuation défini par :

$$\alpha = \frac{\sqrt{\Pi}}{\sqrt{2\sigma\eta_o}} \frac{1}{D^{3/2}} \left[ \frac{2(R_a)^{-1/2} + \left(\frac{D}{H}\right)(R_a)^{3/2}}{\sqrt{(R_a)^2 - 1}} \right]$$

où : -  $R_a = \frac{f}{f_{10}}$   $f_{10}$  est la fréquence de coupure d'un guide d'onde,  
 $f$  est la fréquence de travail

-  $\sigma$  est la conductivité des parois métalliques du guide

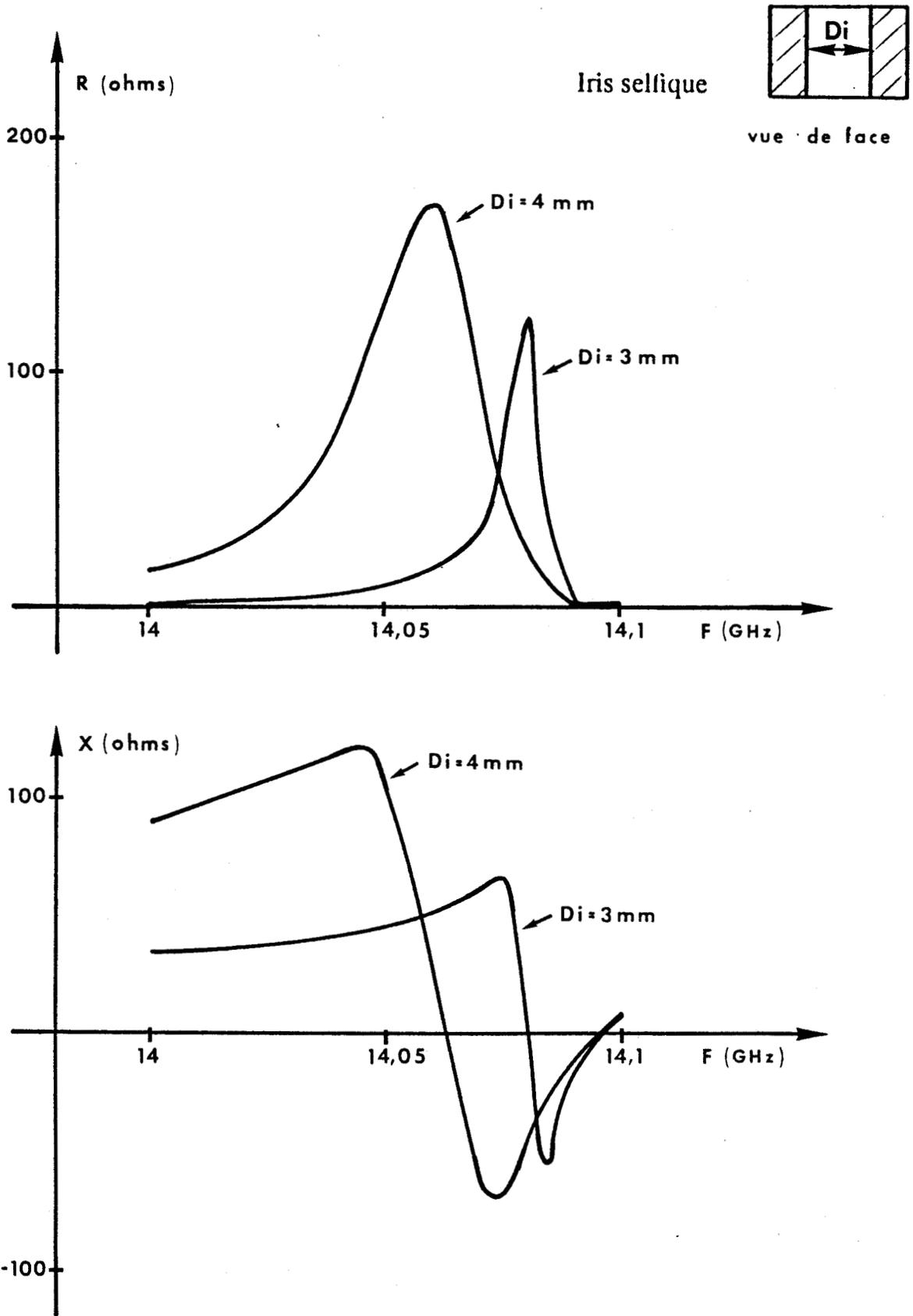
-  $\eta_o$  impédance d'onde dans le vide

-  $\beta$  : constante de phase définie par :  $\beta = \frac{2\Pi}{\lambda_g}$ , où  $\lambda_g$  est la longueur d'onde guidée

L'influence de ces pertes métalliques sur la valeur du coefficient de qualité externe est illustrée figure 82 et montre que l'on aboutit à des résultats réalistes.

#### • Conclusion

Le but de cette section n'était pas de présenter une étude exhaustive des circuits de type KUROKAWA, mais de montrer que notre modèle nous permet d'accéder à tous les paramètres du circuit en vue par exemple de l'optimisation d'un oscillateur stable.



**Figure 81 :** Evolutions fréquentielles de l'impédance vue en porte 4 pour deux ouvertures d'iris. La topologie du circuit est illustrée figure 80.

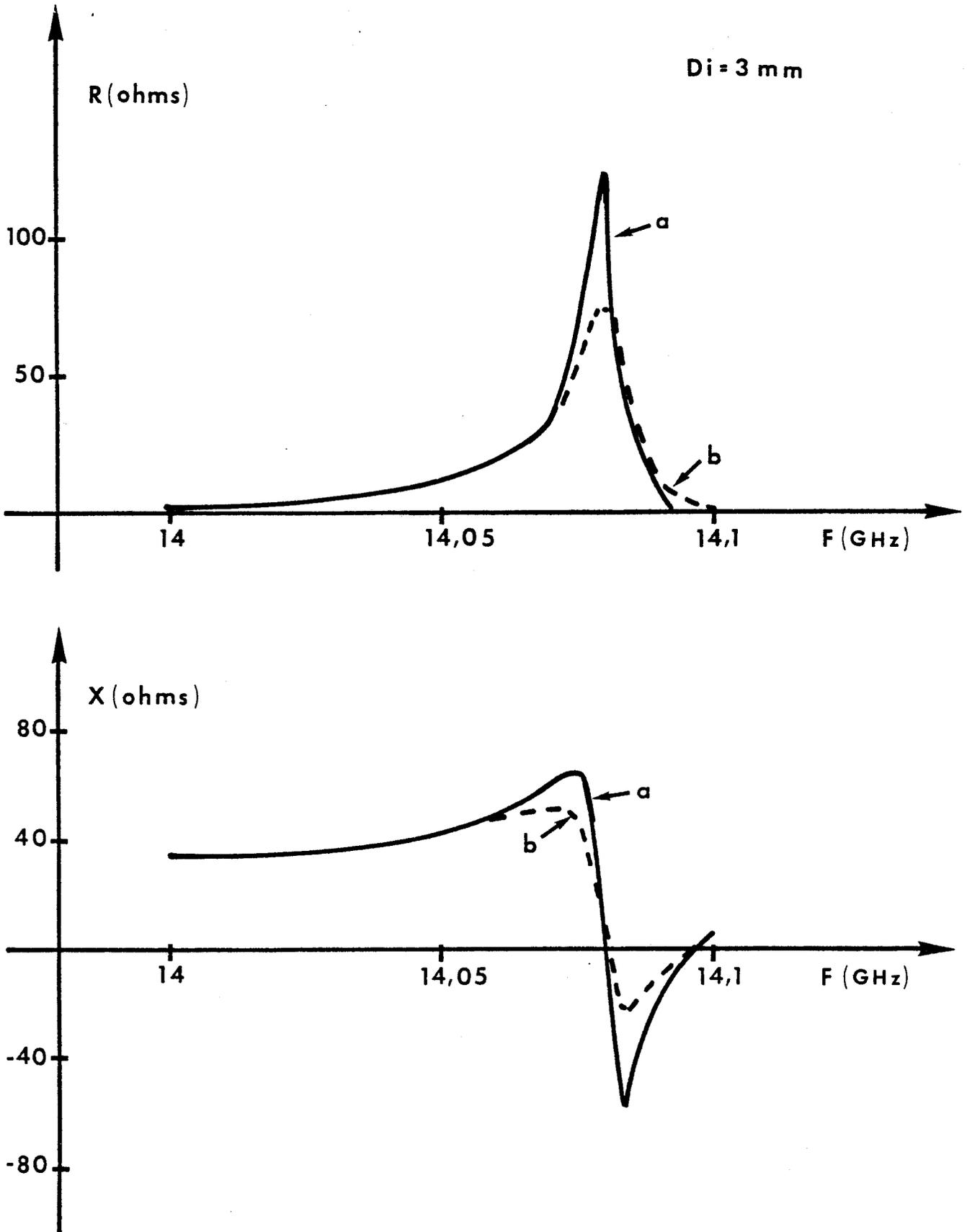


Figure 82 : Evolutions fréquentielles de l'impédance vue en porte 4, (a) pour un circuit idéal, (b) pour un circuit comprenant des pertes métalliques. La topologie du circuit est identique à la figure 80.

### 2.2.3 Analyse des circuits à résonateur radial

Nous présentons ici le rôle des différents paramètres géométriques définissant la topologie et le comportement électromagnétique des circuits à résonateur radial inséré en guide d'onde rectangulaire. Tous ces paramètres sont interdépendants et pour plus de clarté nous les introduirons par ordre d'importance décroissante quant à leur influence sur le comportement global du circuit. Nous ne considérerons de plus que les paramètres fondamentaux pour la compréhension du fonctionnement de tels circuits.

- **Influence de la hauteur de la ligne radiale**

Nous présentons figure 83, l'évolution de l'impédance  $Z_c$  ramenée au niveau de la diode en fonction de la position, dans le guide d'onde rectangulaire, du court-circuit mobile et pour deux valeurs de la hauteur de la ligne radiale. La topologie du circuit est schématisée en encart.

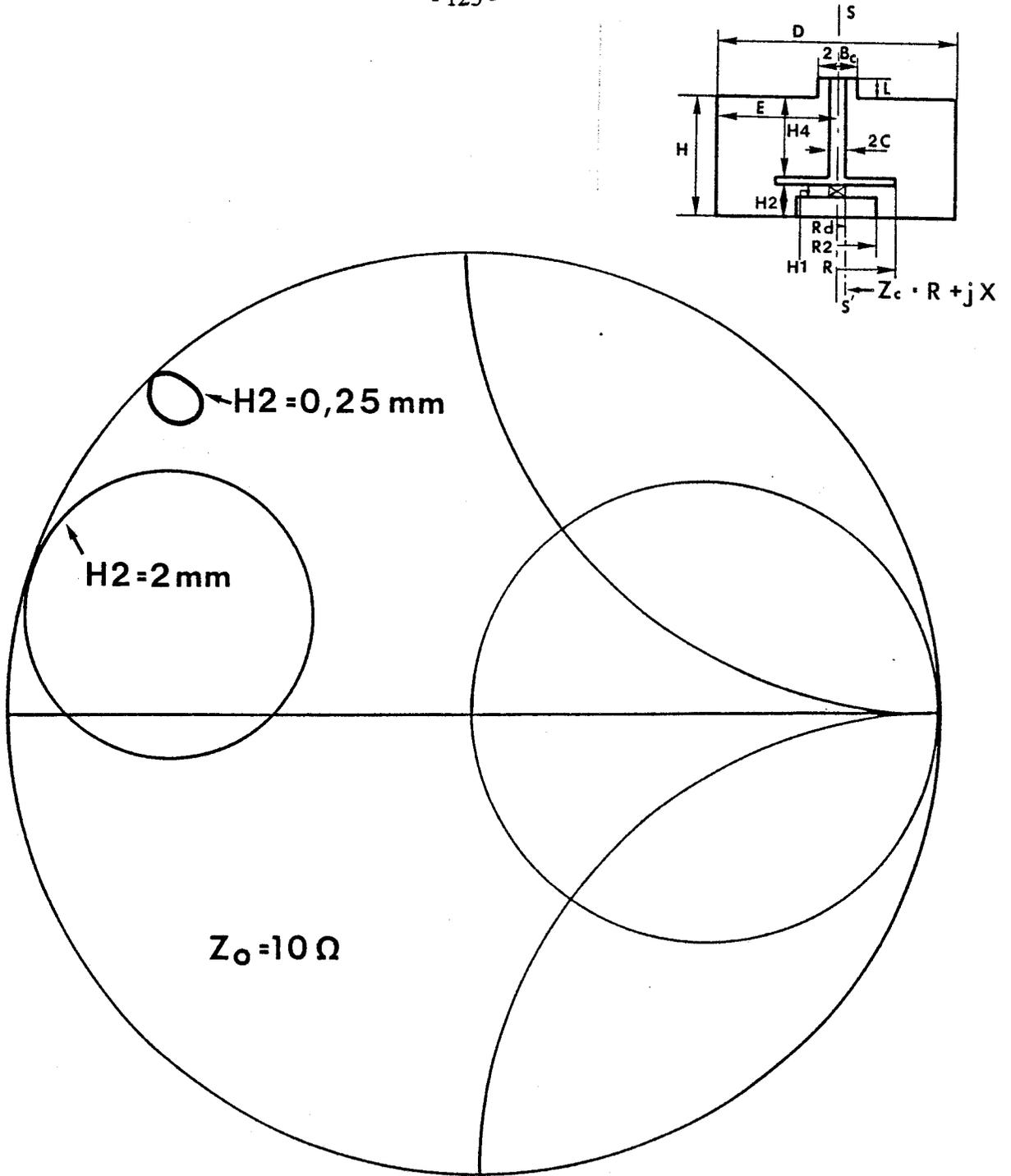
Nous constatons que plus la hauteur de la ligne radiale dans le guide d'onde est importante, plus l'influence du court-circuit mobile est grande. Cette évolution paraît logique dans la mesure où cette hauteur modifie considérablement la valeur du couplage du résonateur radial au guide d'onde rectangulaire.

Nous illustrons figure 84, l'évolution de cette même impédance  $Z_c$ , en fonction cette fois de la position du court-circuit mobile dans la ligne coaxiale constituant le filtre de polarisation, pour les deux mêmes hauteurs de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire (le guide d'onde rectangulaire est chargé cette fois à ses deux extrémités par des charges non réfléchissantes).

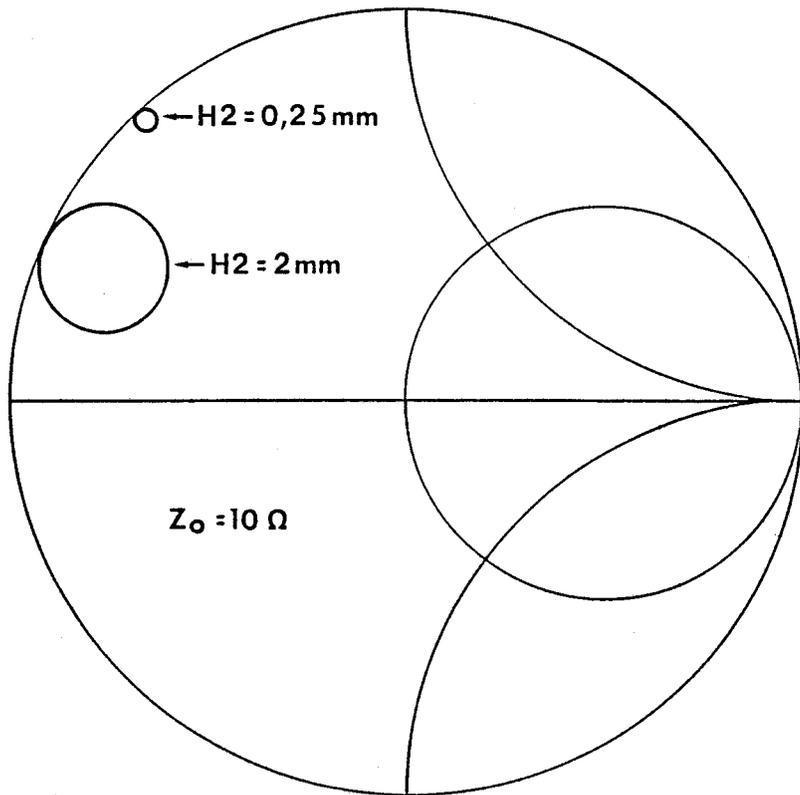
Nous constatons, à nouveau, que plus la hauteur de la ligne radiale est importante, plus l'influence de l'accord coaxial est grande. Ceci peut s'expliquer, comme précédemment, par l'augmentation du couplage du résonateur radial au guide d'onde rectangulaire.

La hauteur de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire est donc déterminante pour la valeur du couplage du résonateur radial au guide d'onde. En conséquence plus cette hauteur sera importante et plus le résonateur radial sera sensible à l'environnement extérieur.

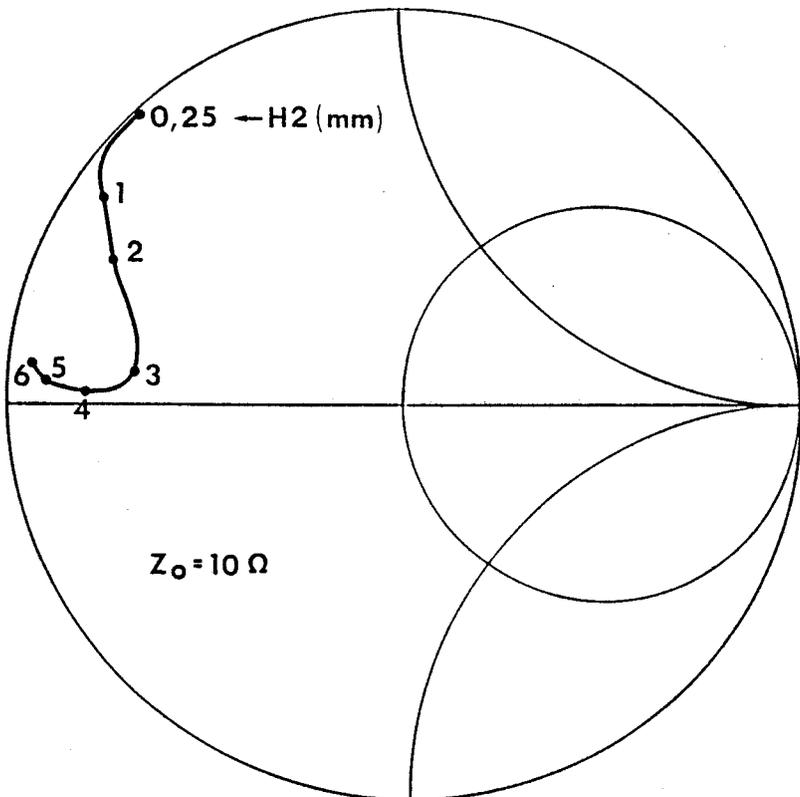
Nous présentons maintenant figure 85, l'influence de la hauteur ( $H_2$ ) de la ligne radiale sur l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode, lorsque le guide d'onde rectangulaire est chargé à ses deux extrémités par des charges non réfléchissantes. L'obtention de faibles valeurs de résistance ramenée n'est possible dans ce cas que si le disque est placé à une faible distance du grand côté inférieur du guide d'onde. Ces évolutions sont importantes en vue d'un fonctionnement en espace libre.



**Figure 83 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode en fonction du court-circuit mobile pour deux hauteurs de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire. La porte 4 est fermée par une charge non réfléchissante.  
 $D = 15,8 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  $H = 7,9 \text{ mm}$  ;  $B_c = 7,28 \text{ mm}$  ;  $R_2 = 3,5 \text{ mm}$  ;  $R = 4,5 \text{ mm}$



**Figure 84 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la position du court-circuit mobile dans la ligne coaxiale, pour deux hauteurs de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire. Les portes de ce dernier sont fermées par des charges non réfléchissantes. La topologie du circuit est illustrée figure 83.



**Figure 85 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la hauteur de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire. Les portes du guide d'onde sont fermées pour des charges non réfléchissantes. La topologie du circuit est illustrée figure 83.

- **Influence du diamètre du disque et de la tige**

Nous présentons tout d'abord figure 86 l'évolution typique de l'impédance  $Z_c$  ramenée au niveau de la diode en fonction du diamètre du disque pour les deux hauteurs de la ligne radiale déjà considérées et pour un guide d'onde rectangulaire fermé par des charges non réfléchissantes à ses deux extrémités. La topologie du circuit est décrite figure 83.

Une telle configuration permet l'ajustement de la réactance ramenée au niveau du composant par simple modification du diamètre du disque tout en conservant de très faibles niveaux de résistance ramenée si ce dernier est situé à une faible distance du fond du guide d'onde rectangulaire (notons toutefois le caractère inductif de cet accord). Dans le cas contraire on peut noter une forte évolution à la fois de la partie réelle et de la partie imaginaire de cette impédance.

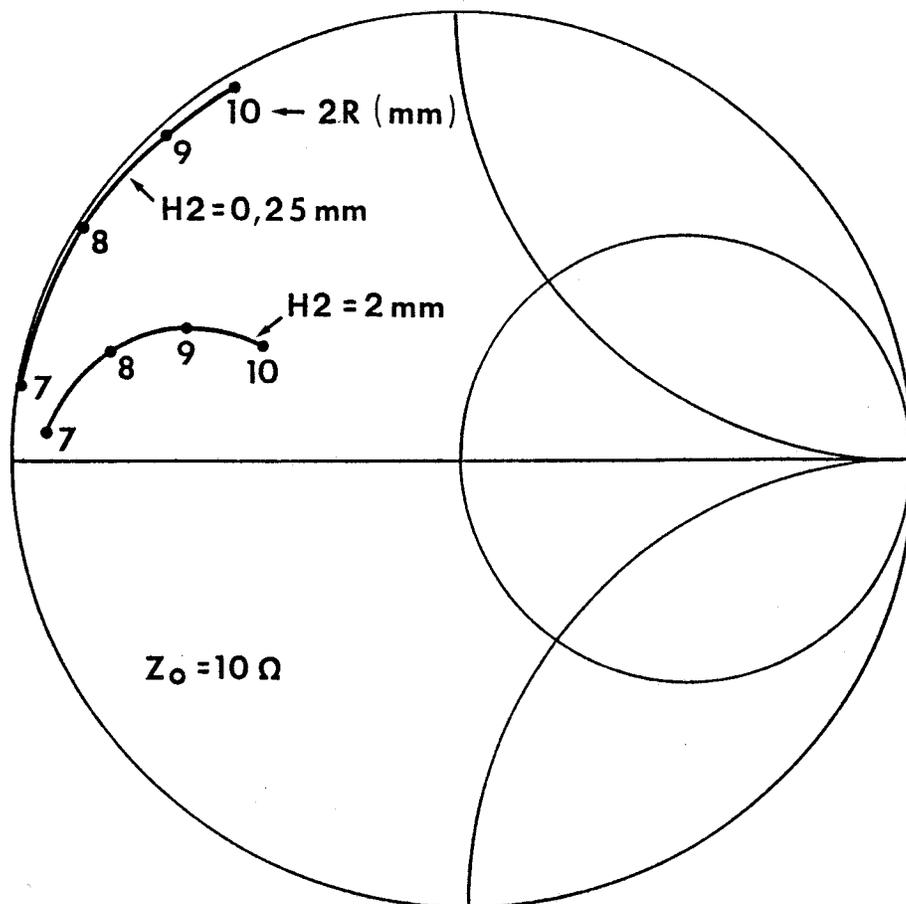
Nous illustrons maintenant figure 87 l'évolution de cette même impédance  $Z_c$  en fonction du diamètre de la tige pour les deux mêmes hauteurs de ligne radiale lorsque le guide d'onde rectangulaire est chargé à ses deux extrémités par deux charges non réfléchissantes.

Cette tige est physiquement indispensable pour assurer la polarisation continue de la diode. Son diamètre a une forte influence sur le niveau de résistance ramenée sur la diode alors que la réactance ramenée est relativement insensible à ce paramètre. Cette variation d'impédance augmente avec la hauteur de la ligne radiale. Ceci est logique puisque la couplage du résonateur radial au guide d'onde rectangulaire augmente dans ce cas comme nous l'avons vu précédemment.

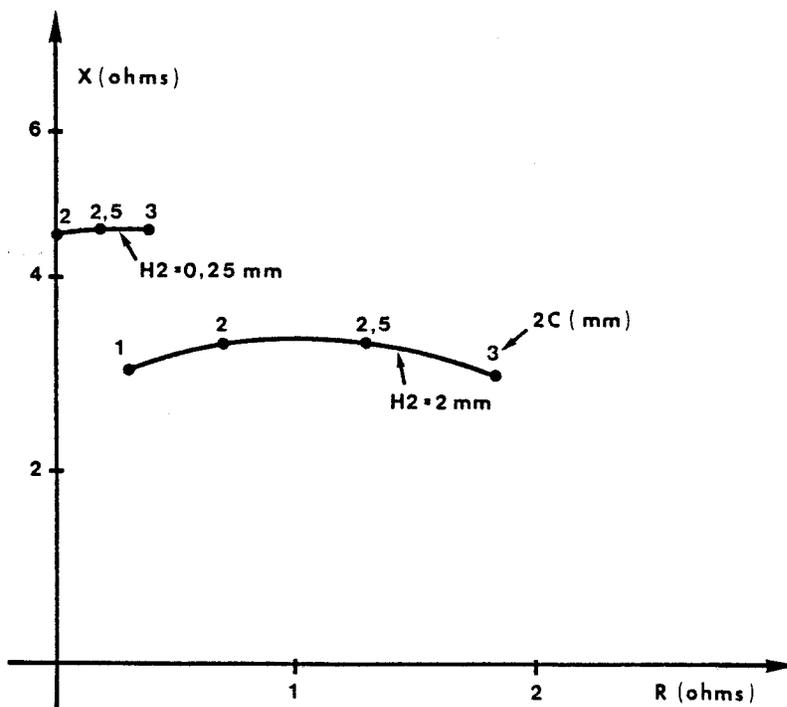
- **Conclusion**

Ces résultats nous conduisent à distinguer deux modes d'utilisation possible de ce type de circuit suivant la position du résonateur radial dans le guide d'onde rectangulaire.

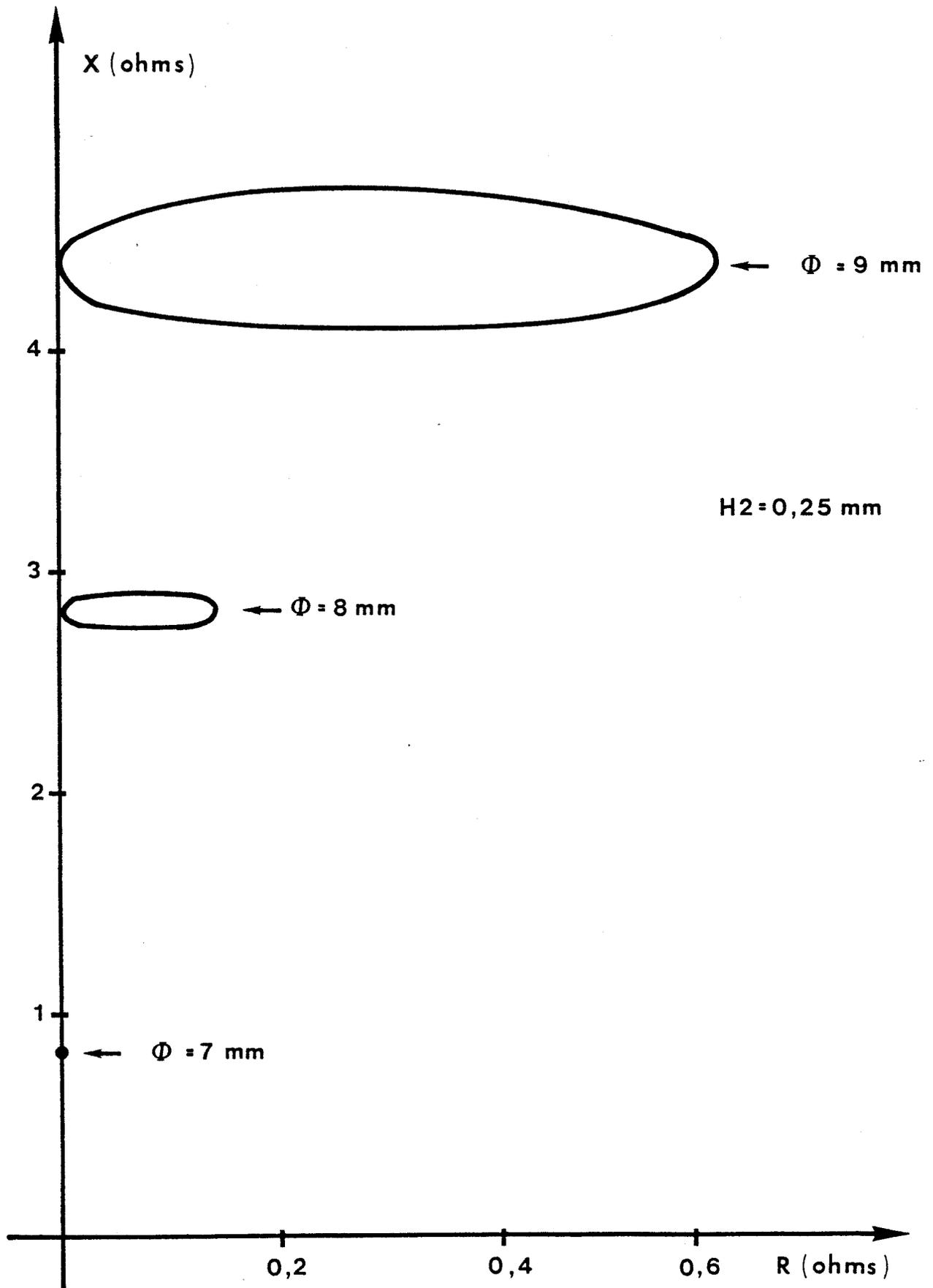
1. Un fonctionnement où les éléments d'accord externes sont prédominants pour l'adaptation du composant. C'est le cas où le disque est fortement surélevé dans le guide d'onde rectangulaire. Ce type de fonctionnement nécessite un ajustement convergent de tous les paramètres d'accord (court-circuit mobile, accord coaxial, hauteur du disque, diamètres du disque et de la tige...). Cette utilisation sera plutôt réservée à la caractérisation de composants vu la grande plage d'accord possible.
2. Un fonctionnement où la géométrie du disque impose presque à elle seule l'accord fréquentiel du composant, la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire ne permettant plus qu'un ajustage de la valeur de la résistance ramenée donc de la puissance d'un oscillateur par exemple. Ceci correspond au cas où le disque est placé à très faible distance du fond du guide d'onde rectangulaire et est illustré figure 88. On notera cependant que la plage d'accord de la résistance augmente avec le diamètre du disque.



**Figure 86 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction du diamètre du disque pour deux hauteurs de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire. Les portes du guides d'onde rectangulaire sont fermées par des charges non réfléchissantes. La topologie du circuit est illustrée figure 83.



**Figure 87 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction du diamètre de la tige pour deux hauteurs de la ligne radiale dans le guide d'onde rectangulaire. Les portes du guide d'onde sont fermées par des charges non réfléchissantes. La topologie du circuit est schématisée figure 83.



**Figure 88 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction de la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire pour différents diamètres du disque ( $\Phi = 2 R$ ). La topologie du circuit est schématisée figure 83

## 2.2.4 Conclusion

Nous récapitulons dans le tableau ci-dessous l'utilisation typique des différents circuits.

Application souhaitée	Circuit répondant aux caractéristiques demandées
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Caractérisation des composants. Circuit souple à faible coefficient de qualité externe permettant d'adapter presque tous les niveaux d'impédance aux prix de nombreux accords mécaniques</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Circuit de type "transition ligne coaxiale/guide d'onde" (cf § 2.2.1)</li> <li>• Circuit à résonateur radial où la ligne radiale est fortement surélevée dans le guide d'onde rectangulaire cf §2.2.3</li> </ul>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Circuit à un seul accord Seule la position du court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire peut être continuellement ajustée</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Circuit à résonateur radial placé à faible hauteur vis à vis du fond du guide d'onde rectangulaire (cf § 2.2.3)</li> </ul>
<ul style="list-style-type: none"> <li>• Circuit à coefficient de qualité externe élevé pour la réalisation d'oscillateur stable</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Circuit de type Kurokawa (cf § 2.2.2)</li> </ul>

## 2.2.5 Conception de modules préaccordés pour utilisation en gamme millimétrique

En gamme millimétrique, les dimensions des boîtiers des composants ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde. Ces boîtiers font donc partie intégrante du circuit d'adaptation du composant. D'où l'idée de concevoir un boîtier réalisant à lui seul l'adaptation ou la préadaptation du composant à l'impédance d'onde en espace libre ou à l'impédance caractéristique du guide d'onde rectangulaire. Un tel boîtier est appelé "module préaccordé" par ses concepteurs [34], [13]. Un tel oscillateur peut fonctionner en espace libre, mais la propagation des ondes électromagnétiques est dans ce cas omnidirectionnelle, comme illustré figure 89. Pour obtenir un flux de puissance directif et minimiser les pertes il est intéressant d'insérer le module dans un guide d'onde pour réaliser par exemple un oscillateur à un seul accord mécanique (position du court-circuit mobile dans le guide d'onde). Pour décrire le comportement électromagnétique du module dans ce cas, il est nécessaire de prendre en compte le milieu environnant (parois du guide d'onde, tige pour alimenter la diode, court-circuit mobile, accord coaxial). Seule une analyse détaillée du comportement électromagnétique de l'ensemble permettra de définir la configuration optimale du module.

Pour plus de clarté, dans cette partie, nous ne présenterons que les influences des différents

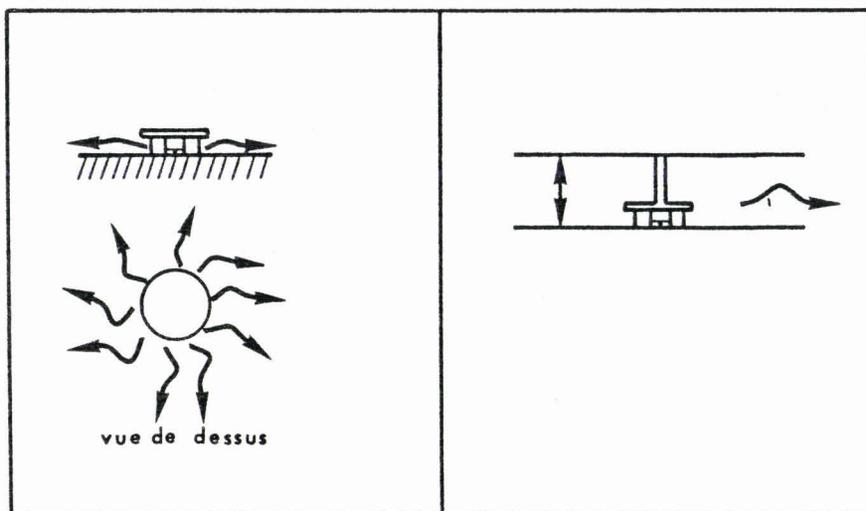


Figure 89a : Propagation en espace libre.

Figure 89b : Propagation guidée.

- D = 2,54 mm
- E = D/2
- H = 1,27 mm
- H4 = 1,033 mm
- H2 = 0,137 mm
- H6 = 0,127 mm
- H7 = 50 μm
- Hd = 20 μm
- R = 0,6 mm
- A2 = 0,4 mm
- A6 = 0,2 mm
- A7 = 0,1 mm
- Ad = 17,5 μm
- C = 0,2 mm
- B<sub>c</sub> = 0,8 mm
- L1 = 0 mm

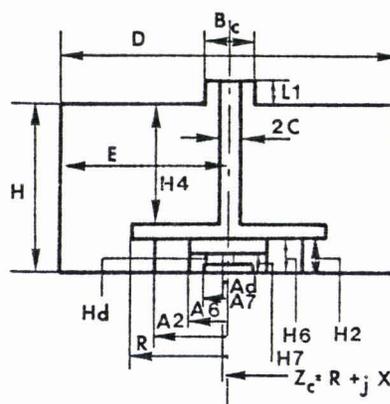


Figure 90 : Topologie du circuit de base.

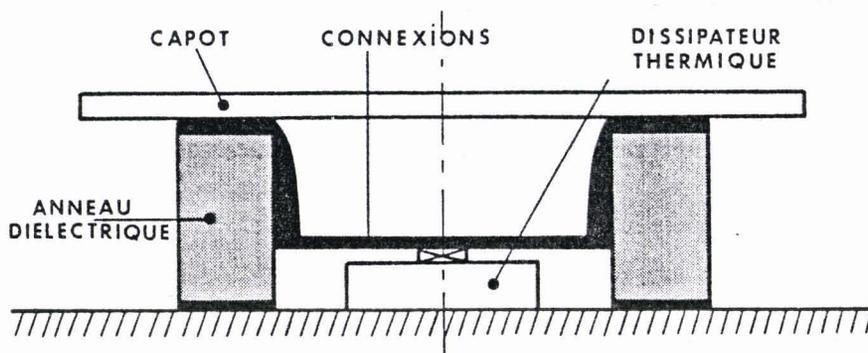


Figure 91 : Description du module préaccordé.

éléments constituant le module préaccordé. Nous avons en effet montré précédemment (cf § 2.2.3) les influences du milieu environnant sur le comportement d'un résonateur radial inséré dans un guide d'onde rectangulaire. Ces influences seront identiques pour un module. Tous les résultats présentés seront centrés sur 94 GHz. La topologie du circuit de base est schématisée figure 90. Pour cette étude nous considérons les portes du guide d'onde rectangulaire fermées par des charges non réfléchissantes.

Considérons le module préaccordé défini figure 91. Il comporte :

- un capot
- un anneau diélectrique (quartz ou alumine)
- un dissipateur thermique
- des connexions

- **Influence des dimensions géométriques des différents éléments du module sur l'impédance  $Z_c$  ramenée aux bornes de la diode**

- **Le capot**

Comme pour les circuits à résonateur radial (cf § 2.2.3) le diamètre et l'épaisseur du capot sont des paramètres importants pour la définition du niveau d'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode. Nous présentons figures 92 a et 92 b les évolutions de cette impédance  $Z_c$  en fonction de l'épaisseur du capot (cf 92 a) et en fonction du diamètre de ce dernier.

Nous pouvons constater que l'impédance  $Z_c$  augmente de façon sensiblement monotone avec l'épaisseur du capot et que le diamètre de ce dernier est un paramètre fondamental.

- **L'anneau diélectrique**

Nous illustrons figures 93 a et 93 b, l'influence de la nature et de l'épaisseur de l'anneau sur le niveau d'impédance  $Z_c$  ramené dans le plan de la diode. Nous pouvons remarquer que ces deux paramètres influent essentiellement sur le niveau de réactance ramenée. Ces paramètres pourront donc être utilisés pour l'accord fréquentiel.

La hauteur de l'anneau est un autre paramètre important à considérer. La figure 93 c illustre l'évolution de l'impédance vue par la diode en fonction de la hauteur de l'anneau (ici en quartz). Cette hauteur ne peut pas être augmentée exagérément si l'on veut conserver le caractère préaccordé du module (cf § 2.2.3). Il convient, pour obtenir un fonctionnement satisfaisant, de respecter la condition :

$$H_6 \leq 2R / 10$$

où : -  $H_6$  est la hauteur de l'anneau diélectrique  
-  $R$  est le rayon du capot

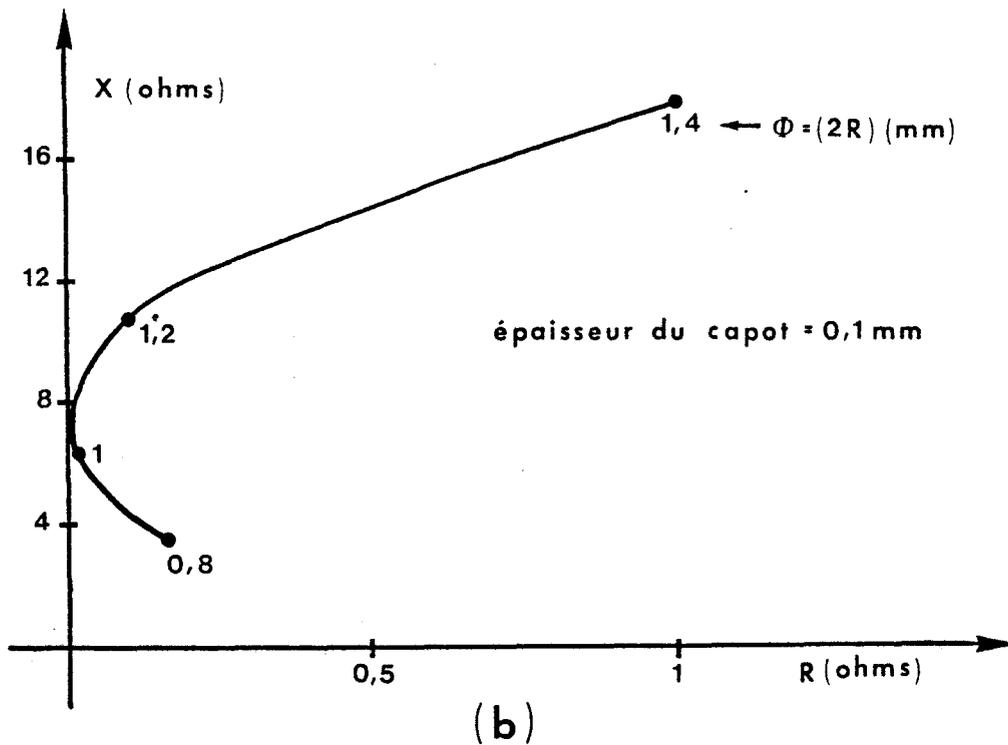
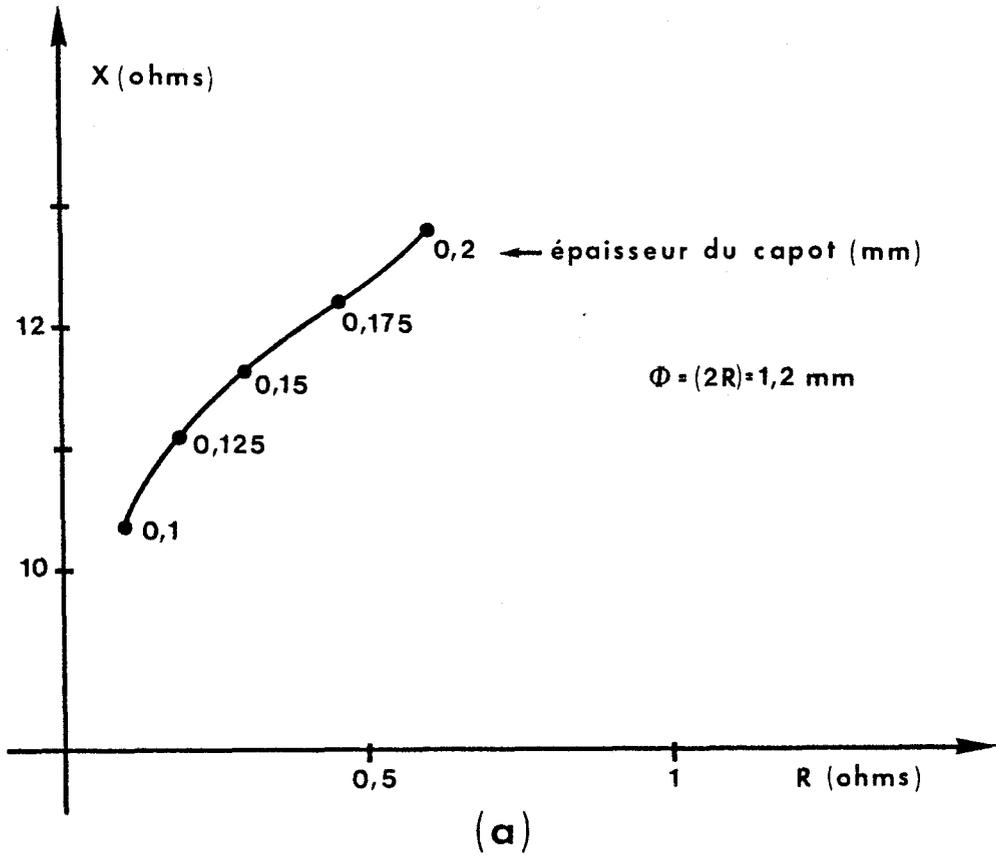
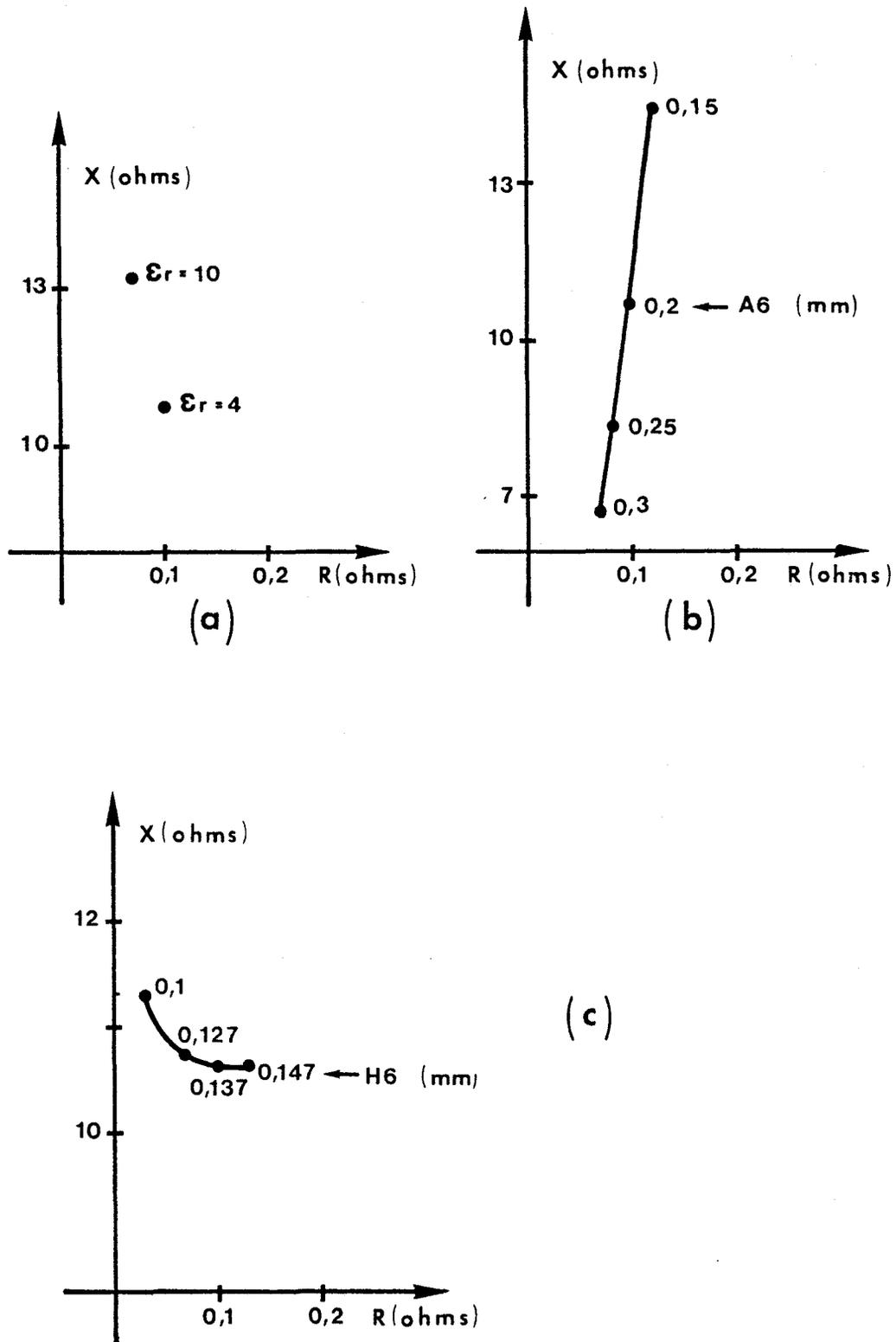


Figure 92 : Evolution de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode (montée en boîtier  $W_4$ ), (a) en fonction de l'épaisseur du capot, (b) en fonction du diamètre du capot. La topologie du circuit est schématisée figure 90.



**Figure 93 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$ , (a) en fonction de la nature du diélectrique de l'anneau, (b) en fonction du diamètre intérieur de l'anneau diélectrique, le diamètre extérieur étant fixé à 0,4 mm, (c) en fonction de la hauteur de l'anneau diélectrique, pour la topologie du circuit illustré figure 90.

• **Le dissipateur thermique**

La configuration du dissipateur thermique du composant peut être différente suivant qu'il s'agit d'un dissipateur intégré ou d'un dissipateur externe (diamant IIA par exemple), qui peut être noyé ou non dans l'embase.

Les dimensions géométriques de ce dissipateur thermique (hauteur, diamètre) influent très fortement sur le niveau de réactance ramené dans le plan de la diode, comme illustré figure 94. Le niveau de résistance ramené est peu sensible à ces paramètres. Le dissipateur est donc un élément permettant d'ajuster le niveau de réactance de l'impédance  $Z_c$  tout en conservant le même niveau de résistance. La configuration du dissipateur thermique sera donc à prendre en compte pour la définition du module.

• **Les connexions**

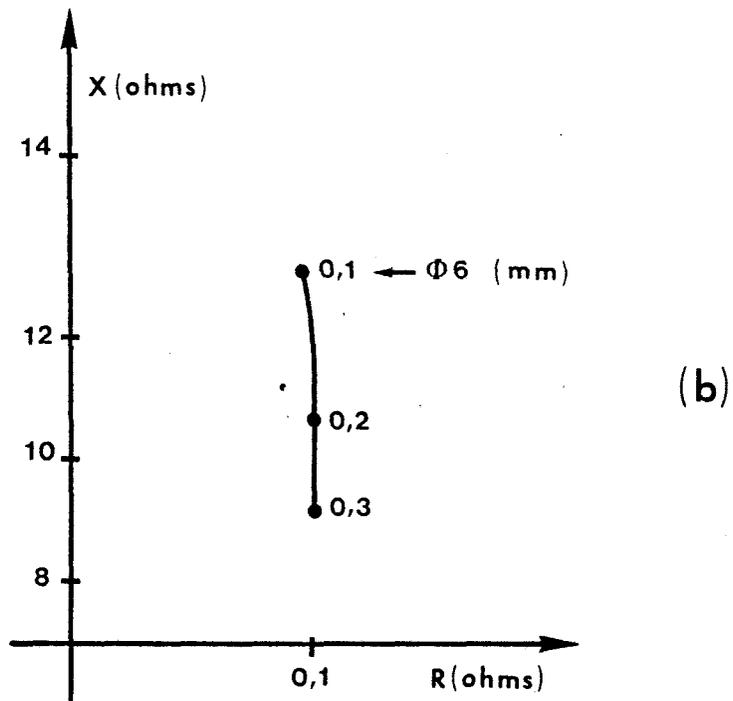
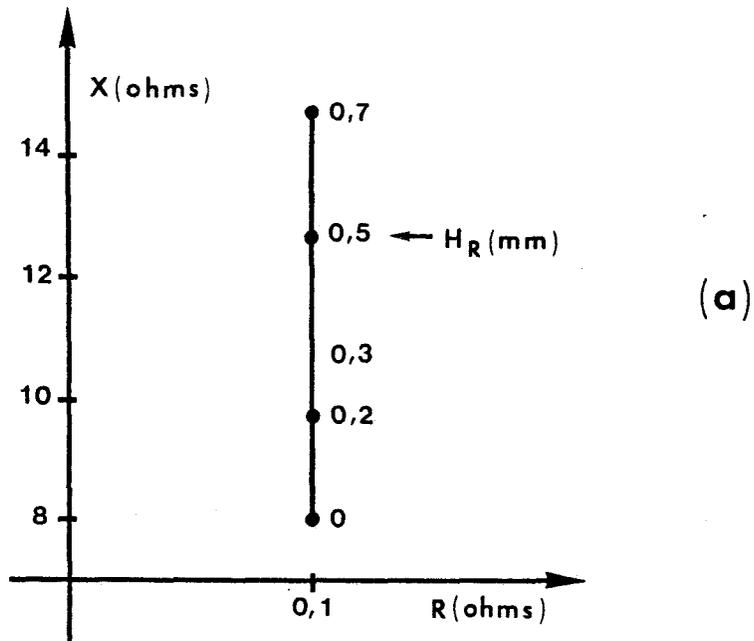
Nous présentons figure 95 l'évolution de l'impédance  $Z_c$  ramenée dans le plan de la diode pour trois types de connexions préformées.

Nous pouvons constater que le niveau de résistance ramené sur la diode est très peu dépendant de la géométrie de la connexion. Par contre la variation du niveau de réactance est importante. Or en pratique la forme exacte de la connexion est difficile à maîtriser au cours des diverses opérations technologiques, notamment la thermocompression sur le composant semiconducteur. Cette incertitude imposera donc l'utilisation d'un court-circuit mobile dans le guide d'onde rectangulaire. De plus vu les variations importantes de la réactance, suivant le type de connexion utilisée, il faudra être vigilant au niveau du préformage de cette dernière.

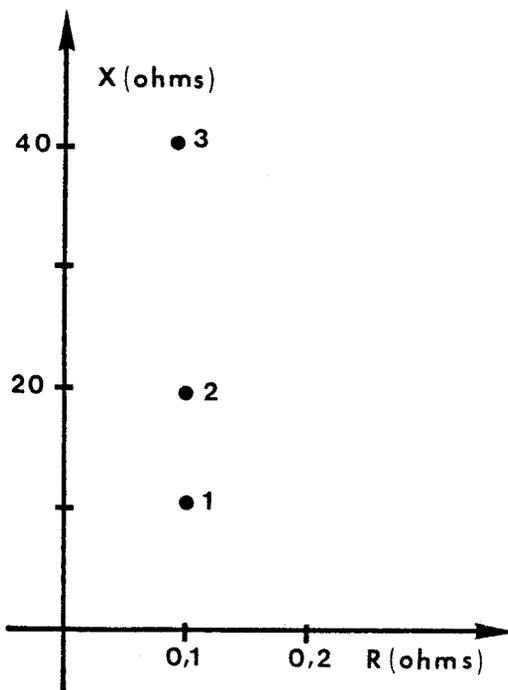
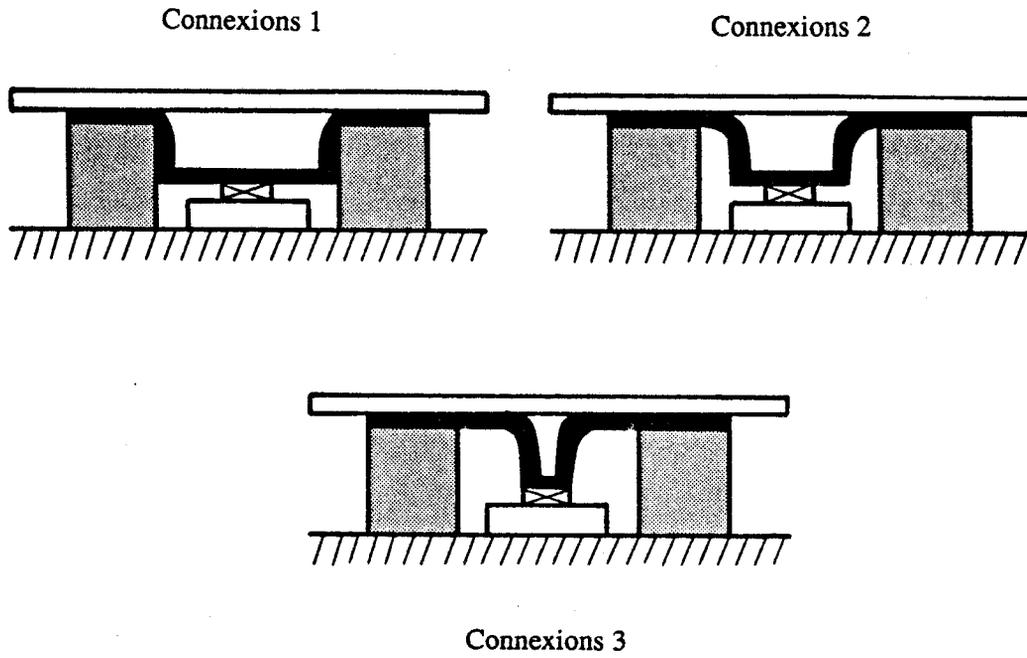
• **Conclusion**

Nous récapitulons dans le tableau ci-dessous l'influence des différents éléments constituant le module sur le niveau d'impédance  $Z_c$  ramené dans le plan de la diode :

	Influence importante	Influence faible
sur résistance	- épaisseur et diamètre du capot	Permittivité, épaisseur et hauteur de l'anneau diélectrique
sur la réactance	- épaisseur et diamètre du capot - épaisseur et permittivité de l'anneau diélectrique - diamètre et hauteur du dissipateur thermique - connexions	- hauteur de l'anneau



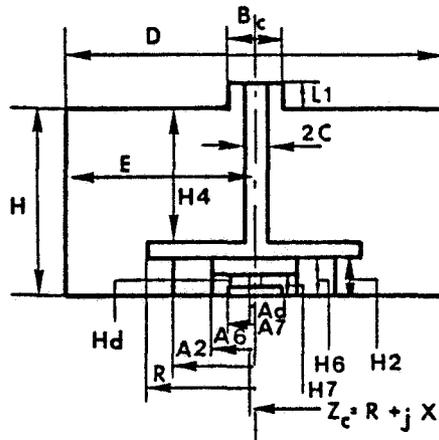
**Figure 94 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$ , (a) en fonction de la hauteur du dissipateur thermique, (b) en fonction du diamètre ( $\Phi 6$ ) du dissipateur thermique. La topologie de circuit est schématisée figure 90.



**Figure 95 :** Evolution de l'impédance  $Z_c$  en fonction des formes de connexions. La topologie du circuit est illustrée figure 90.

A partir de ces résultats il sera donc possible de concevoir un module préaccordé dans lequel tous les paramètres géométriques seront figés, à l'exception du diamètre du capot qui permettra la choix de la fréquence sur une plage de fréquence de l'ordre de 10 %. Dans cette plage de fréquence, l'accord plus fin du circuit est obtenu par un ajustage final de la position du court-circuit mobile.

A titre d'exemple nous donnons ci-dessous les configurations possibles d'un tel module pour des diodes Gunn InP et ATT Silicium en émission continue à 94 GHz.



Pour adapter le niveau d'impédance voisin de  $(-1 \Omega - j 2 \Omega)$  présenté par les diodes Gunn INP à 94 GHz, l'une des topologies de circuit possible est la suivante :

$D = 2,54 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  $H = 1,27 \text{ mm}$  ;  $H4 = 1,033 \text{ mm}$  ;  $H2 = 0,137 \text{ mm}$  ;  $H6 = 0,127 \text{ mm}$  ;  
 $H7 = 20 \mu\text{m}$  ;  $Hd = 20 \mu\text{m}$  ;  $R = 0,440 \text{ mm}$  ;  $A2 = 0,4 \text{ mm}$  ;  $A6 = 0,2 \text{ mm}$  ;  $A7 = 0,1 \text{ mm}$  ;  
 $Ad = 17,5 \mu\text{m}$  ;  $B_c = 0,8 \text{ mm}$  ;  $A4 = 0,4 \text{ mm}$  ;  $L1 = 0 \text{ mm}$ , le module étant à ras du guide d'onde rectangulaire.

Pour adapter le niveau d'impédance voisin de  $(-1 \Omega - j 9 \Omega)$  présenté par les diodes ATT Silicium à 94 GHz (en régime CW), l'une des topologies de circuit possible est la suivante :

$D = 2,54 \text{ mm}$  ;  $E = D/2$  ;  $H = 1,27 \text{ mm}$  ;  $H4 = 0,833 \text{ mm}$  ;  $H2 = 0,137 \text{ mm}$  ;  $H6 = 0,127 \text{ mm}$  ;  
 $H7 = 50 \mu\text{m}$  ;  $Hd = 30 \mu\text{m}$  ;  $R = 0,470 \text{ mm}$  ;  $A2 = 0,4 \text{ mm}$  ;  $A6 = 0,2 \text{ mm}$  ;  $A7 = 0,1 \text{ mm}$  ;  
 $Ad = 17,5 \mu\text{m}$  ;  $B_c = 0,8 \text{ mm}$  ;  $A4 = 0,4 \text{ mm}$  ;  $L1 = 0 \text{ mm}$ , le module étant à ras du guide d'onde rectangulaire.

### Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé les principaux types de circuits en structure guide d'onde, pour permettre à un concepteur de choisir la topologie du circuit la plus adaptée à ses besoins. L'utilisation d'un logiciel de CAO tel que celui que nous avons présenté dans le premier chapitre lui permettra ensuite d'optimiser les divers paramètres de ce circuit.

## **Chapitre 3**

### **Conception et réalisation d'une tête d'émission - réception en structure quasi-optique en intégration hybride**

# Chapitre 3

## Introduction

Si les applications traditionnelles des microondes (chauffage industriel, télécommunication à longue distance, radars de surveillance, radars de poursuite,...) continuent de se développer à un rythme soutenu, on assiste par ailleurs à l'introduction croissante des microondes dans les dispositifs à vocation plus grand public comme les transports, l'instrumentation domestique, la télébilleterie. Pour répondre à cette nouvelle demande de systèmes microondes, il faut prévoir la possibilité de produire ces systèmes en très grande quantité et à faible coût. Seule l'approche circuit intégré hybride ou monolithique permettra de satisfaire ces impératifs, puisque les systèmes en structure guide d'onde étudiés précédemment ne peuvent pas être réalisés à faible coût.

Pour faciliter encore la réalisation des circuits intégrés microondes un nouveau concept est apparu récemment, faisant appel à une définition quasi-optique des circuits [24], [25]. Ce concept présente l'avantage de supprimer les liaisons matérielles entre les différents composants constitutifs d'un système, le transfert d'énergie s'effectuant soit par couplage électromagnétique soit par rayonnement des ondes électromagnétiques.

Dans ce troisième chapitre, nous présentons l'étude et la réalisation d'une tête d'émission-réception pour un radar doppler anti-collision embarquable, application développée en liaison avec le I.N.R.E.T.S. - C.R.E.S.T.A. (Institut National de Recherche sur les Transports et leur Sécurité), plus particulièrement chargé du développement de l'électronique du traitement du signal.

Pour répondre au cahier des charges fixé (directivité, portée d'environ 200 m, faible coût) tout en préservant à cette tête d'émission-réception un aspect multiusage (communications courtes distances, cinémomètre...), nous avons choisi d'étudier et de réaliser un premier système en structure quasi-optique en bande X.

### 3.1 Principe

La tête d'émission-réception en intégration hybride quasi-optique repose sur le concept d'antenne active illuminant un réflecteur directif. Le schéma de principe est illustré ci-dessous :

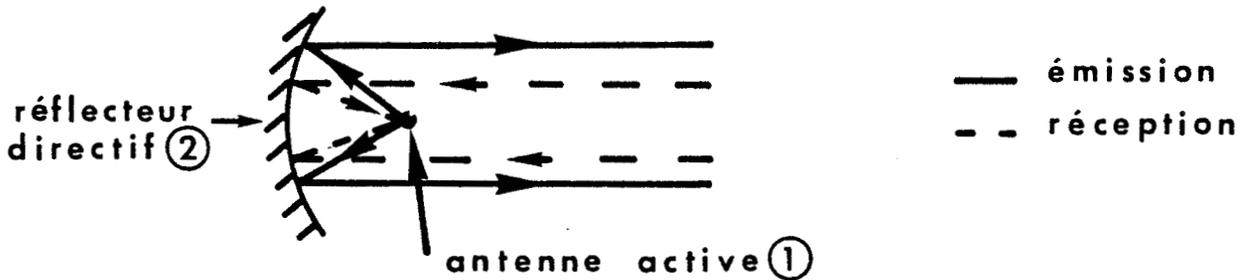


Figure 96 : Schéma de principe

L'originalité du système provient de l'intégration hybride quasi-optique de toutes les fonctions de la tête d'émission-réception (oscillateur local, modulateur, mélangeur ou détecteur) sur le même élément rayonnant constituant l'antenne active.

Le schéma synoptique de l'antenne active est donné figure 97 ainsi que le schéma fonctionnel correspondant.

### 3.2 Conception de l'antenne active

L'antenne active est constituée d'une antenne plaquée circulaire dans laquelle est directement inséré un dipôle à résistance négative (diode Gunn ou Impatt), comme illustré ci-dessous, contrairement aux dispositifs plus classiques dans lesquels l'antenne circulaire est excitée par une ligne microruban ou coaxiale, ce qui permet cependant d'élargir le choix des composants actifs aux dipôles ou quadripôles.

Cette antenne joue donc ici le double rôle d'élément rayonnant et de cavité résonnante fixant la fréquence d'oscillation de l'élément actif.

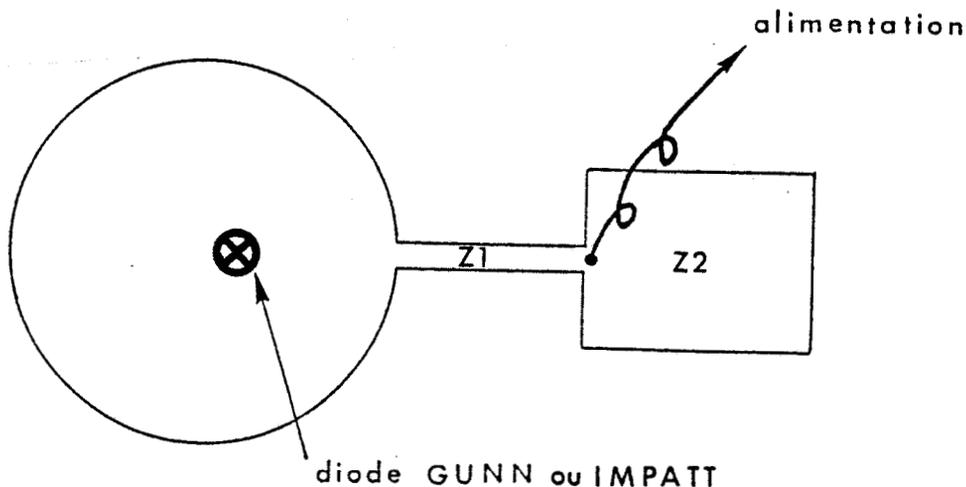


Figure 98 : Description de l'antenne active.

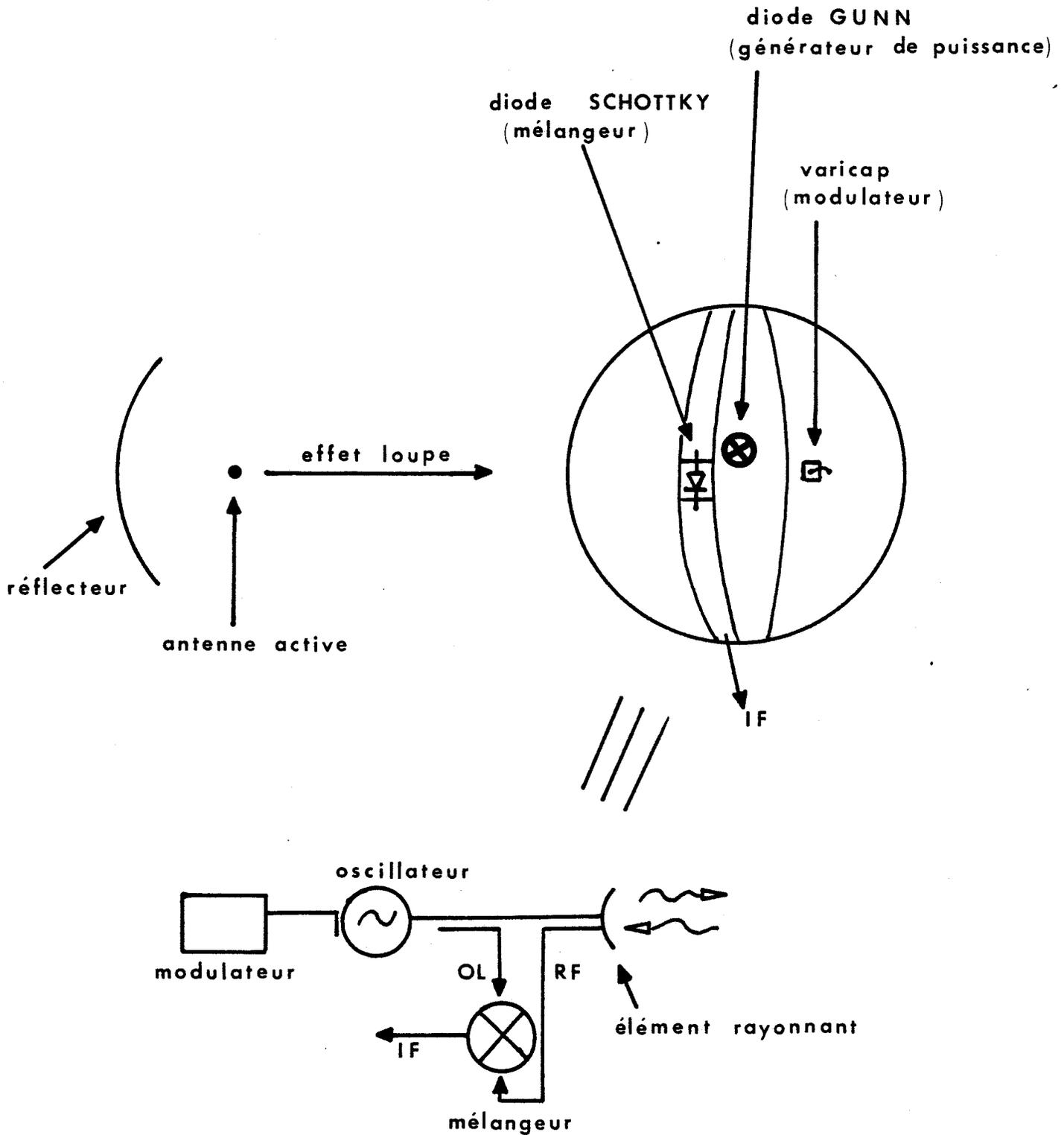


Figure 97 : Schéma synoptique de la tête d'émission-réception.

### 3.2.1 Choix du mode de rayonnement

L'antenne circulaire peut être classiquement assimilée à une cavité ouverte limitée par un mur magnétique cylindrique [26], [27], comme illustré ci-dessous :

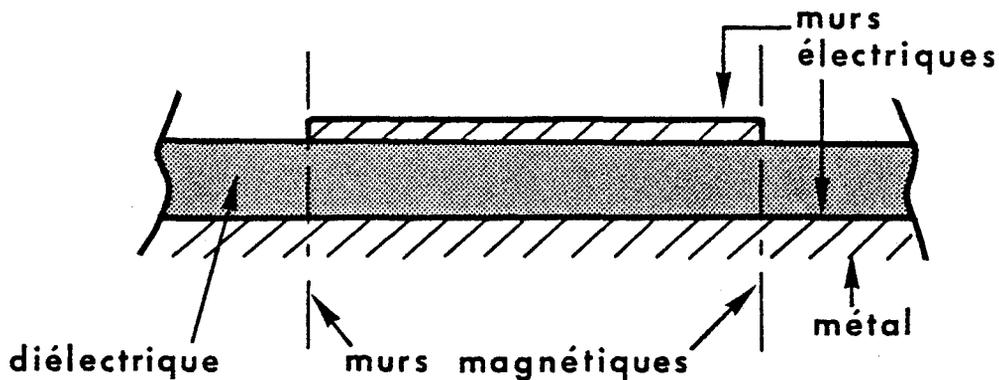


Figure 99 : Cavité résonnante

Dans cette cavité, les modes pouvant se propager sont du type  $TM_{mn}$ .

Le mode de rayonnement choisi pour la réalisation de notre système quasi-optique est le mode  $TM_{11}$ . Les principales raisons de ce choix sont les suivantes :

- ce mode est le premier mode rayonnant (le mode TEM est peu rayonnant) et donc le plus aisé à exciter seul ;
- le diagramme de rayonnement typique d'une antenne plaquée circulaire en mode  $TM_{11}$  présente un lobe unique peu directif comme illustré figure 100. Ceci permet donc un éclairage optimal aisé du réflecteur directif. Il est, en effet, généralement admis que pour limiter le niveau des lobes secondaires sur un réflecteur directif, ce dernier doit être éclairé de telle façon que l'intensité de rayonnement de la source d'excitation présente une décroissance de l'ordre de 12 dB sur les bords du réflecteur par rapport à l'intensité au centre de ce dernier. La faible directivité de notre antenne circulaire plaquée permet de réaliser ces conditions d'éclairage.

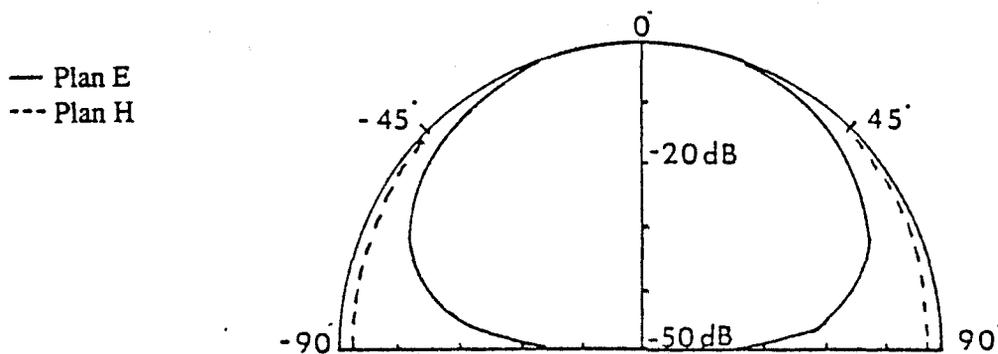


Figure 100 : Diagramme de rayonnement du mode  $TM_{11}$

### 3.2.2 Dimensions géométriques de l'antenne active

L'étude théorique des antennes plaquées circulaires a fait l'objet de nombreux travaux [26], [27], [28]... Nous utilisons les résultats de ces études pour déterminer les caractéristiques électromagnétiques et géométriques de l'antenne active.

La fréquence de résonance du mode  $TM_{11}$  de la cavité est donnée par la relation

$$f_r = \frac{K_{11}C}{2\Pi a_e \sqrt{\epsilon_r}} \quad (3-1)$$

- où :
- $K_{11}$  est le premier zéro de la fonction  $J'_1(x)$  et vaut 1,84118 ;
  - $J'_1(x)$  est la dérivée de la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1 ;
  - $C$  est la vitesse de la lumière dans le vide  $C = 310^8$  m/s ;
  - $\epsilon_r$  est la permittivité relative du milieu constituant la cavité ;
  - $a_e$  est le rayon effectif de l'antenne plaquée circulaire. Cette dimension tient compte des effets de bord. Ce rayon peut être déterminé en première approximation par la relation suivante :

$$a_e = a \left[ 1 + \frac{2h}{\Pi a \epsilon_r} \left( \text{Log} \left( \frac{\Pi a}{2h} \right) + 1,7726 \right) \right]^{1/2} \quad (3-2)$$

- où :
- $h$  est la hauteur du diélectrique de permittivité relative  $\epsilon_r$  ;
  - $a$  est le rayon de l'antenne plaquée circulaire lui-même donné par la formule approchée suivante :

$$a = \frac{P}{\sqrt{1 + \frac{2h}{\Pi \epsilon_r P} \left[ \text{Log} \left( \frac{\Pi K}{2h} \right) + 1,7726 \right]}} \quad (3-3)$$

où : -  $P = \frac{8,97410^7}{f_r \sqrt{\epsilon_r}}$

A partir des relations (3-1), (3-2), (3-3) nous pouvons déterminer la fréquence de résonance et le rayon de l'antenne plaquée circulaire à utiliser.

Nous pouvons de plus déterminer l'impédance d'entrée de l'antenne en mode  $TM_{11}$  en fonction de la distance de la source d'excitation au centre de l'antenne ( $\rho$ ). Cette impédance peut être approximée par :

$$Z_e(\rho) = \frac{1}{G} \left[ \frac{J_1(k\rho)}{J_1(ka)} \right]^2$$

où :  $-k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$

- $G = G_r + G_d + G_c$  : admittance totale [27]
- .  $G_r$  : admittance de rayonnement
- .  $G_d$  : admittance traduisant les pertes diélectriques
- .  $G_c$  : admittance traduisant les pertes ohmiques

Nous donnons figure 101 une évolution typique de l'impédance d'entrée de l'antenne en mode  $TM_{11}$ , en fonction de la distance au centre de l'antenne. Le niveau de résistance négative terminal hyperfréquence des diodes Gunn ou Impatt étant faible (typiquement inférieur à 5 ohms), la figure 101 nous montre qu'il faut placer l'élément actif près du centre de l'antenne plaquée circulaire. Ce choix présente cependant le risque d'une excitation simultanée du mode TEM très peu rayonnant. Il est toutefois possible d'éviter l'excitation de ce mode en interrompant les lignes de courant du mode TEM. En effet, en comparant les configurations spatiales des lignes de courant des modes  $TM_{11}$  et TEM, on peut constater que ces dernières sont sensiblement orthogonales (cf figure 102). Il est ainsi possible de couper les lignes de courant du mode TEM sans perturber celles du mode  $TM_{11}$  en réalisant de fines fentes dans la métallisation de la face supérieure de l'antenne suivant le tracé de ces dernières.

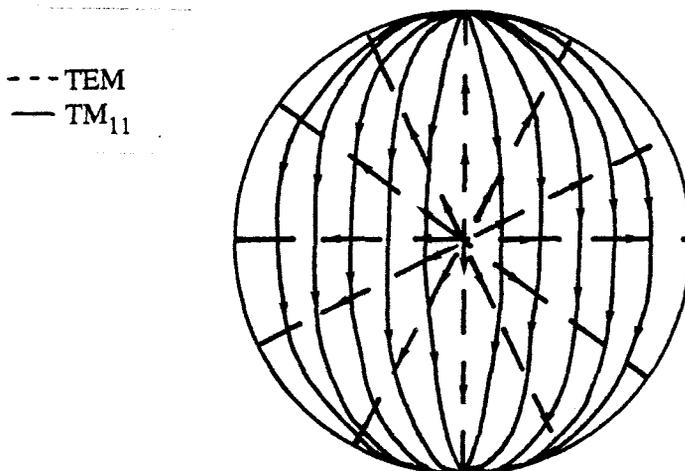


Figure 102 : Configuration des lignes de courant du mode

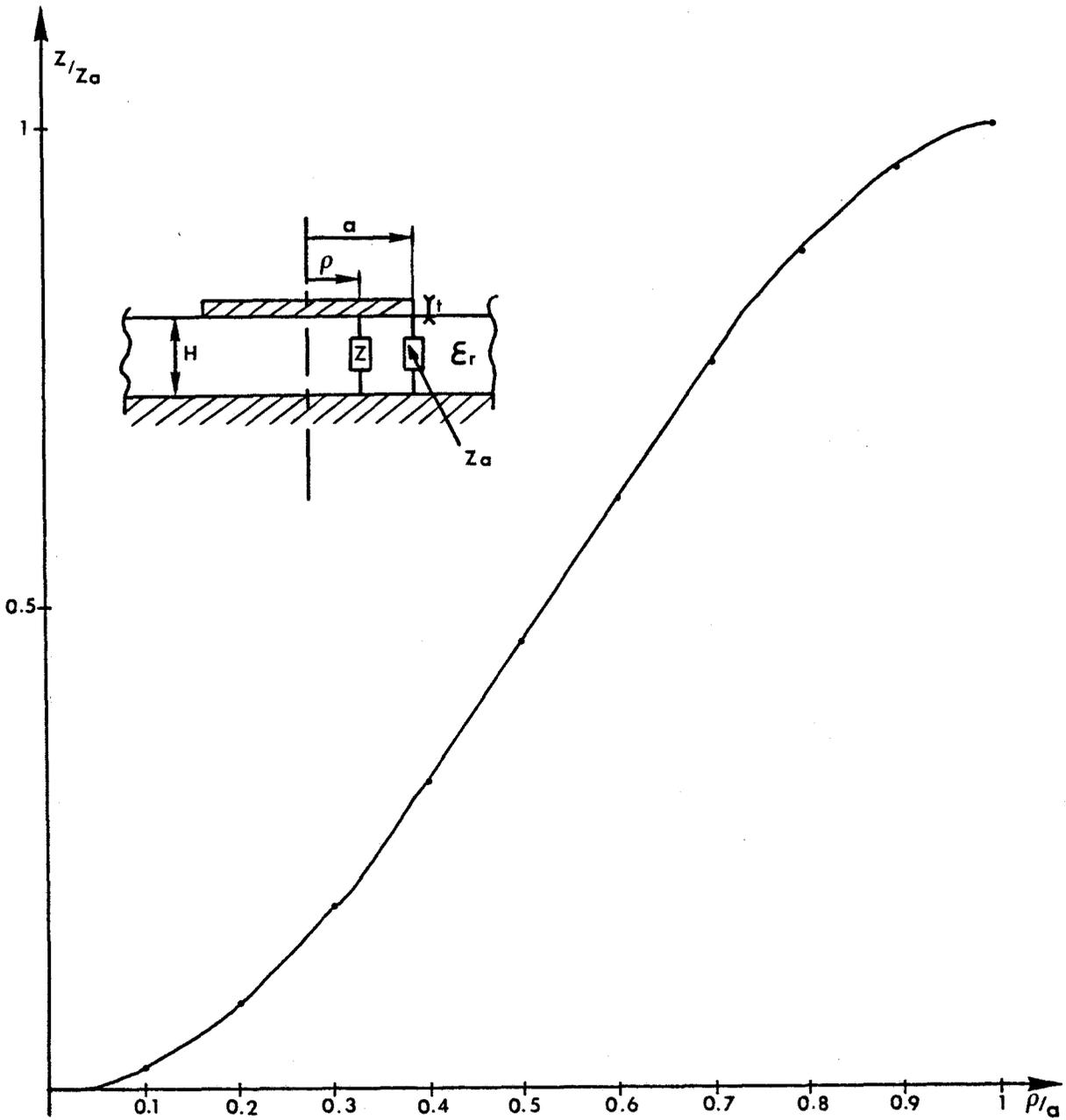


Figure 101 : Evolution de l'impédance d'entrée  $Z$  de l'antenne circulaire en mode  $TM_{11}$  en fonction de la distance au centre de l'antenne.

### 3.2.3 Polarisation continue de l'élément actif

L'alimentation continue du composant actif se fait très classiquement par l'intermédiaire d'un filtre composé de deux (ou quatre) sections de lignes quart-d'onde à la fréquence de travail, l'une de faible impédance caractéristique ( $Z_2$ ) et l'autre d'impédance caractéristique élevée ( $Z_1$ ) (cf figure 98). L'impédance présentée par le filtre, transformée et ramenée dans le plan de l'antenne plaquée circulaire, est sensiblement équivalente à un circuit ouvert à la fréquence de résonance de l'antenne. Le fil d'alimentation est quant à lui placé à un endroit du filtre où l'impédance ramenée est équivalente à un court-circuit, et où donc la tension hyperfréquence est nulle.

### 3.2.4 Réalisation de l'antenne active et mesure du diagramme de rayonnement

- Réalisation de l'antenne active

Le substrat utilisé pour la réalisation de l'antenne plaquée circulaire présente les caractéristiques suivantes :

- $\epsilon_r = 2,2$  (permittivité relative du diélectrique) ;
- $h = 0,508 \text{ mm}$  (hauteur du diélectrique) ;
- $t = 17 \mu\text{m}$  (hauteur de métallisation).

Pour une fréquence d'utilisation voisine de 10,3 GHz les relations (3-1), (3-2) et (3-3) nous conduisent à un rayon de l'antenne plaquée circulaire de l'ordre de 5,4 mm.

Le composant actif utilisé est une diode Gunn encapsulée en boîtier  $W_2$ , dont les dimensions géométriques et les éléments parasites sont illustrés ci-dessous. Ces diodes ont été fournies par Thomson D.A.G.

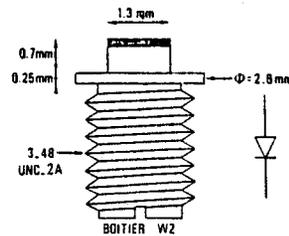
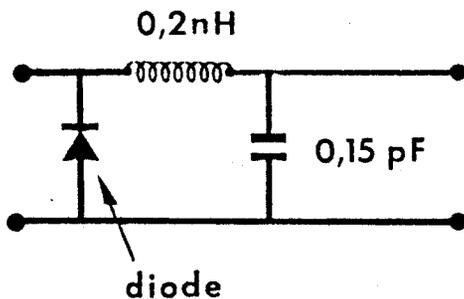


Figure 103 a : Eléments parasites du boîtier  $W_2$

Figure 103 b : Dimensions géométriques du boîtier  $W_2$

Figure 103 : Description du boîtier  $W_2$ .

En nous basant sur l'évolution de l'impédance d'entrée de l'antenne plaquée circulaire en fonction de la distance de l'excitation au centre de celle-ci (cf figure 101) nous avons choisi de placer la diode à 0,9 mm de ce dernier.

La fréquence d'émission de l'antenne active ainsi réalisée était voisine de 10,8 GHz. Compte tenu de l'incertitude sur les éléments parasites du boîtier et sur le diamètre de la diode (donc sur son impédance), nous pouvons admettre un bon accord théorie-expérience.

A une distance d'un mètre, nous avons mesuré une densité de puissance pour cette antenne active de l'ordre de  $86 \text{ mW/m}^2$  (cette mesure a été effectuée dans une chambre anéchoïde (cf figure 104) présentant des performances limitées en bande X).

- **Diagramme de rayonnement**

Le relevé du diagramme de rayonnement a été effectué dans la chambre anéchoïde.

La distance  $d$  entre l'antenne active et le cornet de réception étant supérieure au rapport  $\frac{2D^2}{\lambda_0}$ , cette mesure est donc réalisée dans les conditions de champ lointain.

Rappelons que : -  $D = 2a$  est le diamètre de l'antenne active (la plus grande dimension de l'antenne) ;

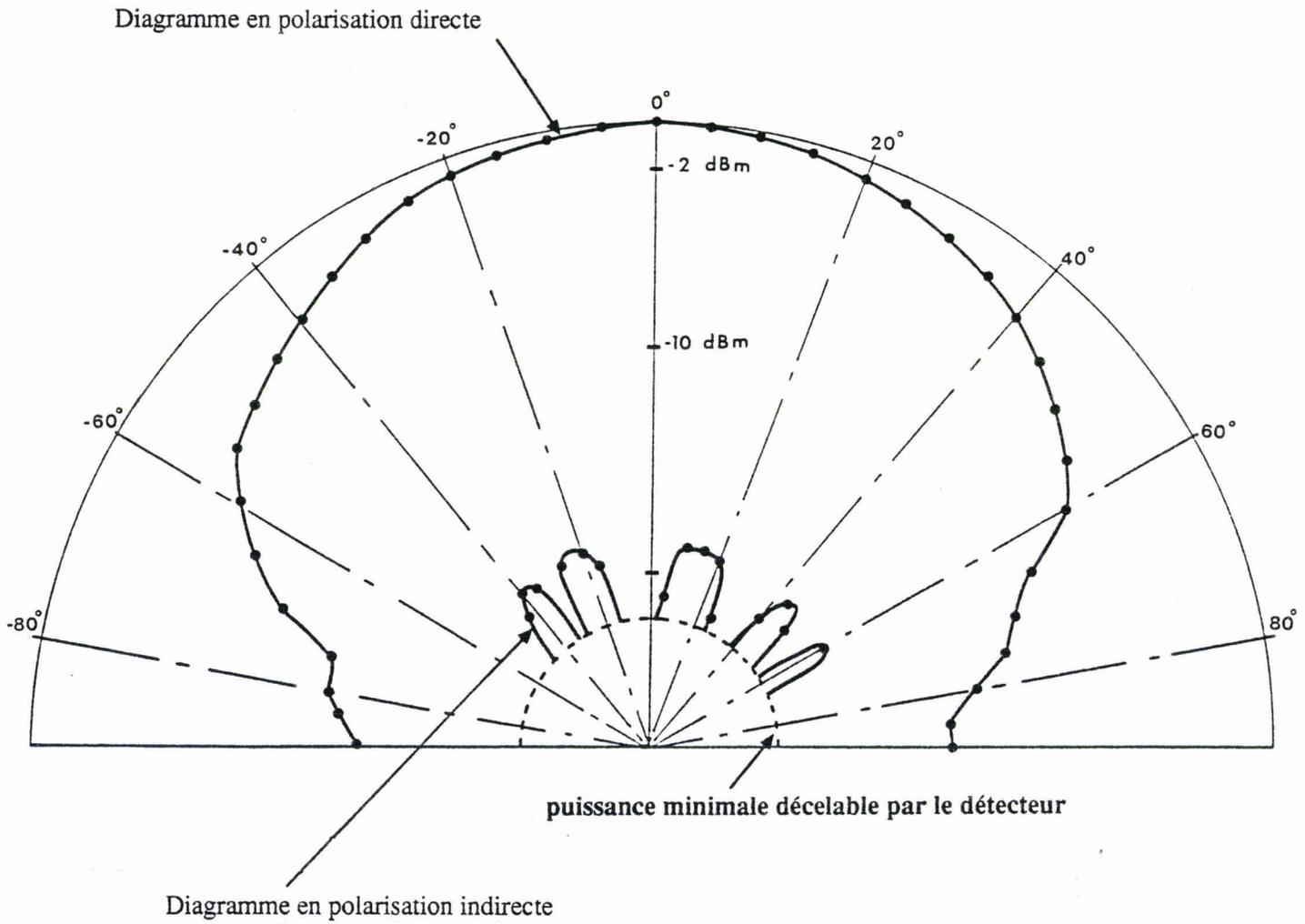
-  $\lambda_0$  est la longueur dans le vide.

Un relevé typique du diagramme de rayonnement de l'antenne active excitée en mode  $\text{TM}_{11}$  par la diode Gunn en bande X est illustré figure 105. Cette figure confirme que l'antenne active circulaire en mode  $\text{TM}_{11}$  est peu directive.

### 3.3 Intégration d'une commande électronique de la fréquence d'émission sur l'antenne active

Pour connaître simultanément la vitesse et la distance de l'obstacle ou pour transmettre une information, il faut pouvoir moduler la porteuse générée par l'élément actif. Cette modulation est effectuée classiquement par une diode à capacité variable (varicap). Le couplage de la diode varicap à la cavité influe fortement sur la plage d'accord fréquentiel. Ce couplage s'effectue en plaçant la diode varicap en parallèle sur le circuit de la cavité. La plage d'accord fréquentiel désirée et l'impédance d'entrée  $Z_e(\rho)$  (cf figure 101) sont les deux paramètres essentiels à la détermination de la position de cette diode.

L'isolation des alimentations continues de la diode d'émission et celle de la modulation est obtenue par une fine fente réalisée dans la métallisation de la face supérieure de l'antenne selon le tracé des lignes de courant du mode  $\text{TM}_{11}$ , comme illustré figure 106.



**Figure 105 :** Relevé typique du diagramme de rayonnement de l'antenne active excitée en mode  $TM_{11}$  en bande X ( $F_o = 10,8$  GHz)

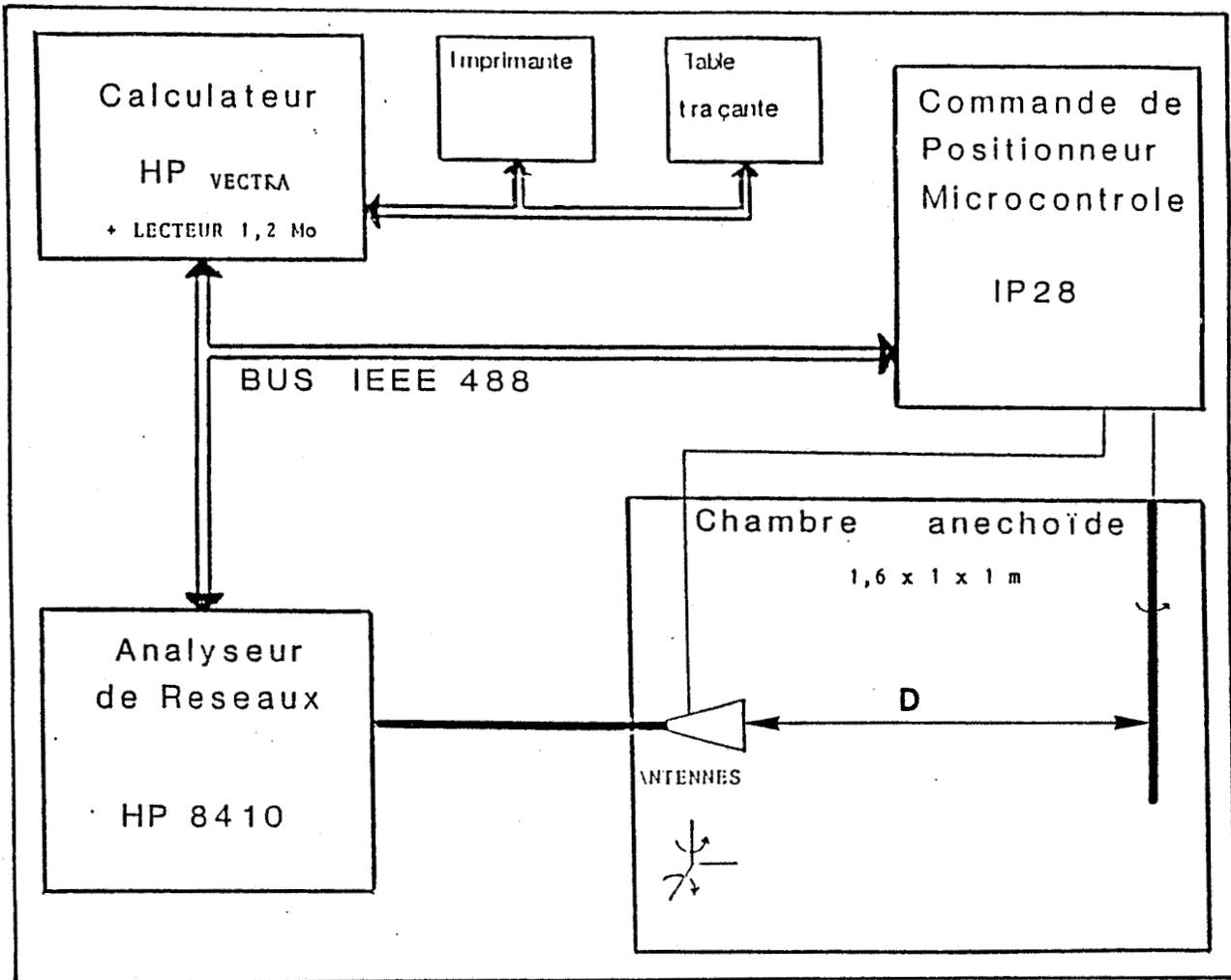
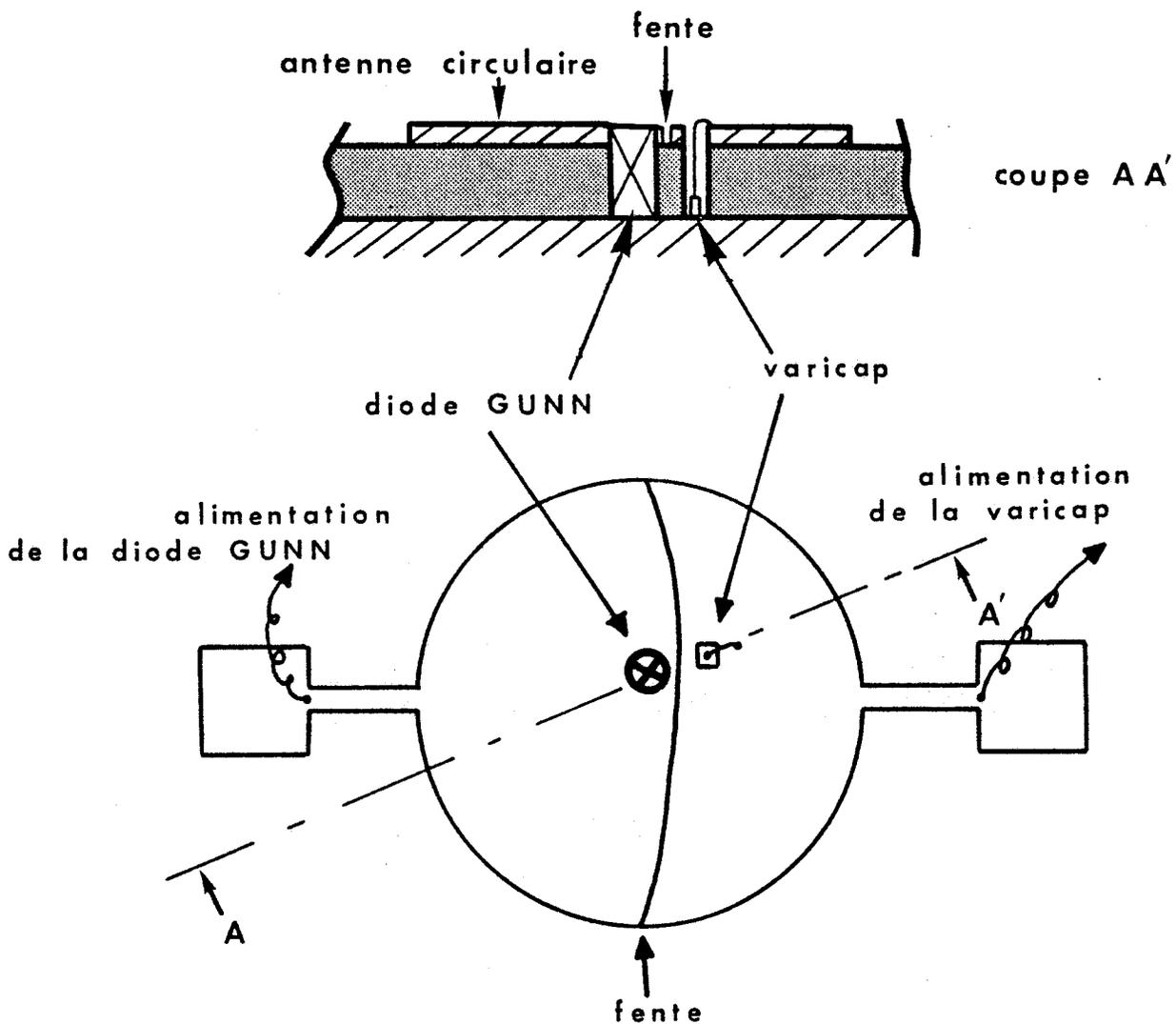


Figure 104 : Description de la chambre anéchoïde et du banc de mesure automatique.

Le circuit d'alimentation de la diode varicap est identique à celui utilisé pour la diode de génération de puissance précédemment décrit (cf figure 98).

La diode varicap utilisée pour cette intégration en bande X, est une diode en puce au silicium (afin de minimiser à la fois le prix de revient et l'encombrement).

La figure 107 présente un relevé expérimental de la bande d'accord électronique de la fréquence d'émission de l'antenne active obtenue en bande X. On notera une variation de fréquence quasiment linéaire de  $\pm 170$  MHz. Pour cette plage d'accord fréquentiel la diode varicap est placée à 1,6 mm du centre de l'antenne active et la diode Gunn est placée à 1,3 mm du centre de l'antenne.



**Figure 106 :** Illustration de l'intégration d'une commande électronique de la fréquence d'émission sur l'antenne active.

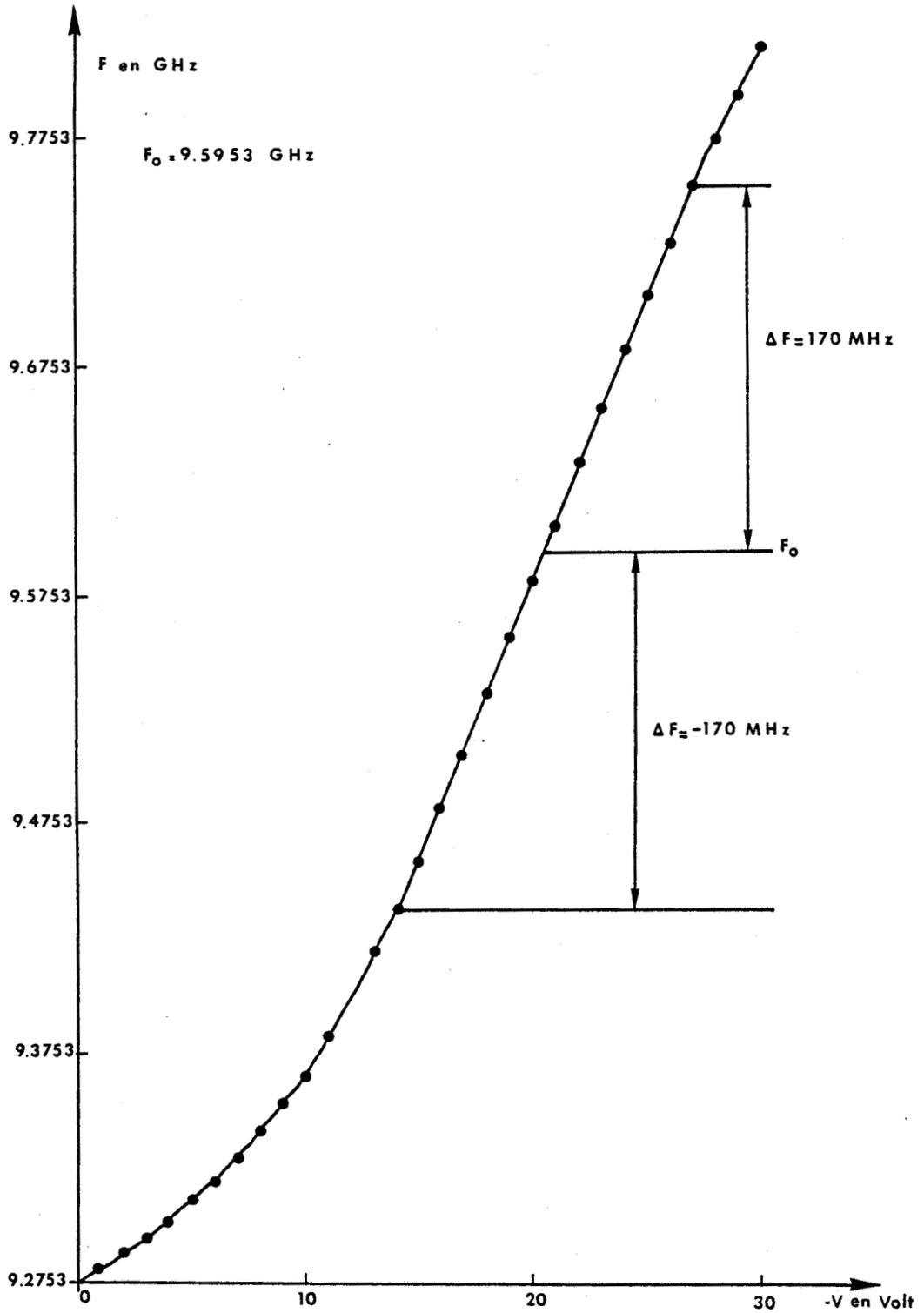


Figure 107 : Relevé expérimental typique de la bande d'accord électronique de la fréquence d'émission de l'antenne active en bande X.

### 3.4 Intégration quasi-optique du mélangeur sur l'antenne active

Pour recueillir le signal informatif modulant la porteuse réfléchiée par l'obstacle, il faut procéder à un mélange. Cette fonction est réalisée par une diode Schottky qui se comporte en première approximation comme une conductance non linéaire pompée par le signal issu de l'élément actif générateur de puissance. Suivant la hauteur de barrière du contact métal/semiconducteur une polarisation externe peut être nécessaire ou non.

Vu la structure quasi-optique du dispositif, la diode de mélange doit être alimentée en voie OL par le signal rayonné par la source émettrice, et recueillir en voie RF le signal réfléchi par l'obstacle. Nous avons sélectionné des diodes en structure "beam-lead" (cf figure 108) permettant leur thermocompression directe sur la surface supérieure de l'antenne. Pour alimenter cette diode en voie OL et RF nous imposons qu'elle soit traversée par les lignes de courant du mode rayonnant  $TM_{11}$ . A cet effet, une bande conductrice est isolée par deux fines fentes réalisées dans la métallisation de la face supérieure de l'antenne selon le tracé des lignes de courant du mode  $TM_{11}$ , comme illustré figure 109.

Le type de diode utilisée pour réaliser la fonction de mélange en bande X est une diode silicium à faible hauteur de barrière permettant d'envisager un fonctionnement sans source de polarisation externe.

Pour obtenir le courant de polarisation optimal de la diode Schottky de mélange (proche de 1,2 mA), trois paramètres doivent être pris en compte :

- le niveau de puissance émis par la diode de génération ;
- la valeur du couplage de la diode Schottky à l'antenne, qui dépend essentiellement de l'excentrage et de la largeur de la bande conductrice à laquelle est connectée la diode ;
- la valeur de la résistance introduite dans le circuit continu d'auto-polarisation. Ce dernier est refermé par un trou métallisé situé au point A, dans un plan de court-circuit hyperfréquence (cf figure 109).

L'information est recueillie après mélange, à la sortie d'un filtre réjectant la porteuse. Ce dernier est identique au filtre de polarisation précédemment décrit (cf §3.2.3).

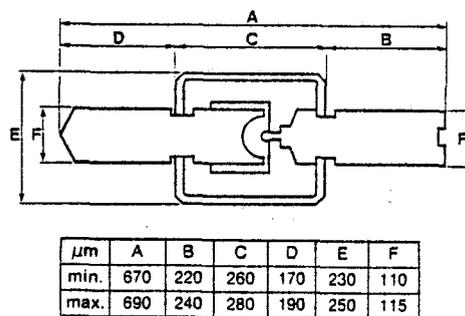


Figure 108 : Description des diodes Schottky en structure "Beam-lead".

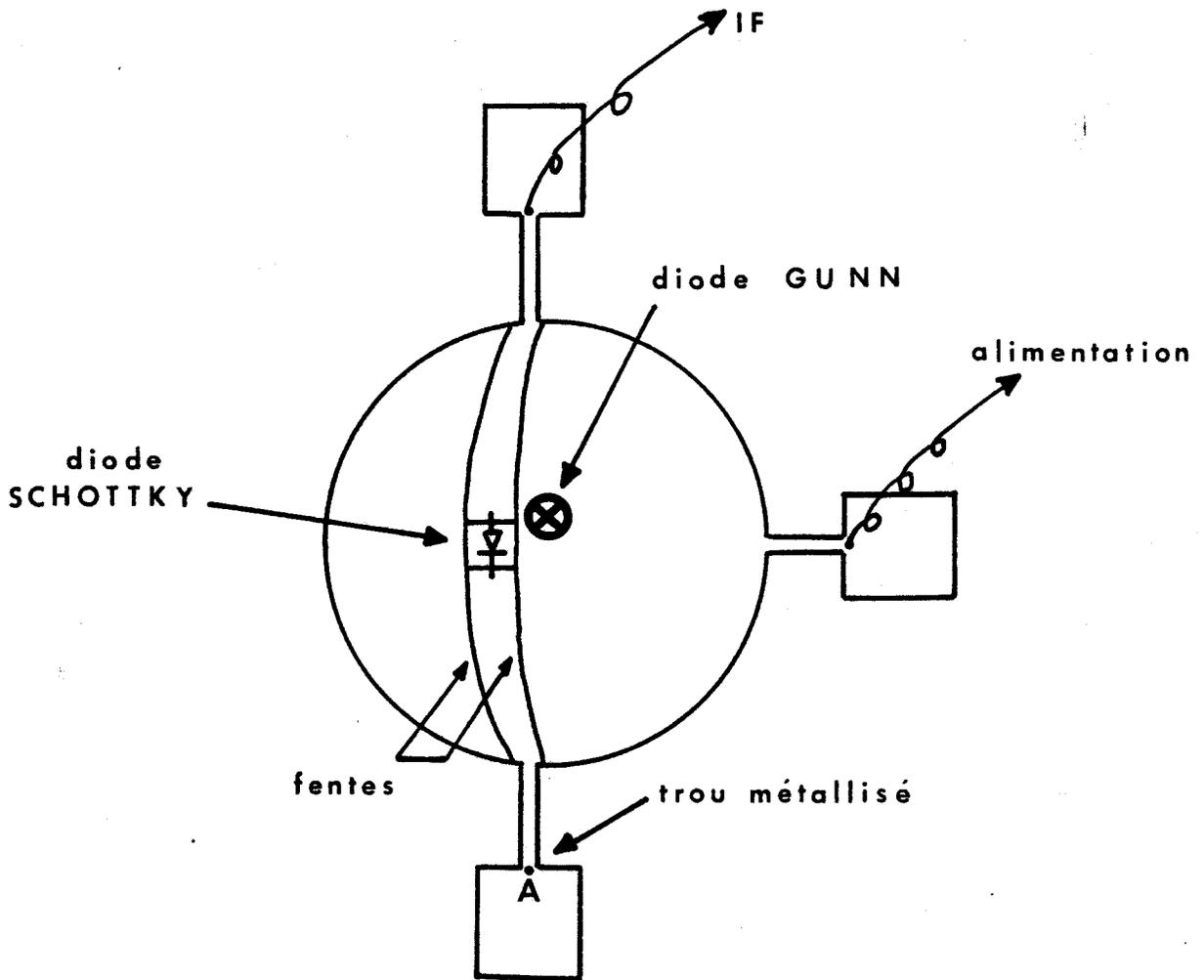
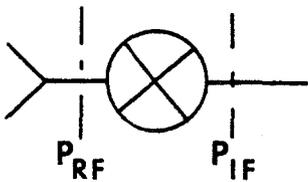
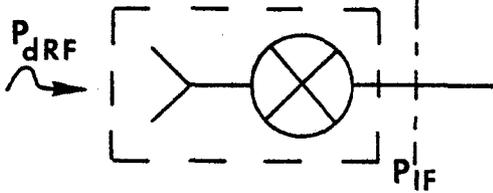


Figure 109 : Illustration de l'intégration de la fonction de mélange sur l'antenne active.

• Pertes de conversion d'un mélangeur en structure quasi-optique

Pour caractériser les mélangeurs en structure quasi-optique, on a été amené à définir le concept de pertes de conversion isotropes ( $L_{iso}$ ) [29]. En effet, pour ces systèmes quasi-optiques on ne peut accéder qu'à la mesure de la puissance reçue par l'antenne, et non à celle de la puissance arrivant en voie RF du mélangeur comme dans le cas d'une mesure "classique". Ceci est illustré ci-dessous

Système classique	Système quasi-optique
 $L = 10 \text{Log} \frac{P_{RF}}{P_{IF}} \text{ en dB}$	 $L_{iso} = 10 \text{Log} \frac{P_{iso}}{P_{IF}} \text{ en dB}$

Les pertes de conversion isotropes sont définies de la façon suivante :

$$L_{iso} = 10 \text{Log} \frac{P_{iso}}{P_{IF}} \text{ en dB}$$

où : -  $P_{iso}$  est la puissance reçue par une antenne dite isotrope, mise à la place du système quasi-optique à caractériser. Cette puissance est définie par :

$$P_{iso} = \frac{\lambda_0^2}{4 \Pi} P_{dRF} \quad (3-4)$$

où : -  $P_{dRF}$  est la densité de puissance dans le plan du système (cf tableau ci-dessus).

Remarque : On relie les pertes de conversion ( $L$ ) et les pertes de conversion isotropes par la relation :

$$L_{iso} = \frac{L}{G}$$

où : - G est le gain de l'antenne.

Les mesures des pertes de conversion isotropes du dispositif quasi-optique seront détaillées par la suite (cf § 3.7).

### 3.5 Réalisation d'un système d'émission-réception

Pour obtenir un système directif, l'antenne active précédemment décrite, qui rappelons-le présente un diagramme de rayonnement très ouvert, doit illuminer un réflecteur où une lentille directive.

Différents types d'antennes directives sont envisageables dans notre application. Nous avons regroupé leurs principales caractéristiques dans le tableau ci-dessous :

Caractéristiques des principales antennes directives en gamme millimétrique				
	Directivité	Niveau des lobes secondaires	Compromis taille/directivité	Coût de production en série
Réflecteur parabolique	+++	+++	++	-
réseau d'antennes planes	+	+	+	+
Lentille de Fresnel plane	++ (+)	++ (+)	+	++

Les impératifs que nous nous sommes fixés pour les caractéristiques de l'antenne directive sont les suivantes :

- grande directivité : ouverture du faisceau à 3 dB d'environ 2° ;
- faible niveau des lobes secondaires : typiquement inférieur à -20 dB ;
- bon compromis taille/directivité ;
- coût de production en grande série minimal.

Les antennes planes en réseau ne sont pas directement compatibles avec la technologie quasi-optique retenue. De plus, ces réseaux posent des problèmes de réalisation et d'alimentation en gamme millimétrique qui peuvent conduire à des coûts de production plus importants.

Notre choix s'est alors porté sur les deux autres structures compatibles avec la technologie quasi-optique:

- la lentille de Fresnel en structure plane,
- le réflecteur parabolique.

Les raisons pour lesquelles nous avons conservé ces deux solutions sont les suivantes.

- La lentille de Fresnel est une structure quasi-optique originale pouvant être utilisée soit en réflexion soit en transmission ce qui permet une plus grande souplesse au niveau de la conception du système.

En gamme millimétrique elle offre un compromis taille/directivité intéressant. Par exemple, à 94 GHz une telle antenne en réflexion offre les performances expérimentales suivantes : [31]

- gain : 35 dB
- ouverture du faisceau à 3 dB :  $1,7^\circ$
- niveaux des lobes secondaires < 20 dB
- diamètre : 12,5 mm

De plus la structure plane de cette lentille facilite son intégration dans un environnement automobile et elle peut être produite en série à faible coût.

- Le réflecteur parabolique beaucoup plus utilisé permet également un très bon compromis taille/directivité. Ses caractéristiques électromagnétiques sont par ailleurs bien connues et il peut être utilisé comme étalon de comparaison pour l'évaluation des performances des lentilles de Fresnel, en structure plane qui n'ont pas fait l'objet à ce jour d'études exhaustives.

### **3.6 Principe de fonctionnement de la lentille de Fresnel en structure plane**

Par analogie avec les calculs d'interférences en optique, le principe de HUYGENS-FRESNEL permet le calcul général de la vibration diffractée en un point B par un plan diffractant dans le cas d'une onde plane [32]. La construction de FRESNEL conduit à considérer des sources élémentaires réparties sur des bandes circulaires diffractantes. Les diamètres successifs de ces bandes sont choisis de façon à obtenir une contribution destructive des vibrations arrivant au point B comme illustré ci-dessous :

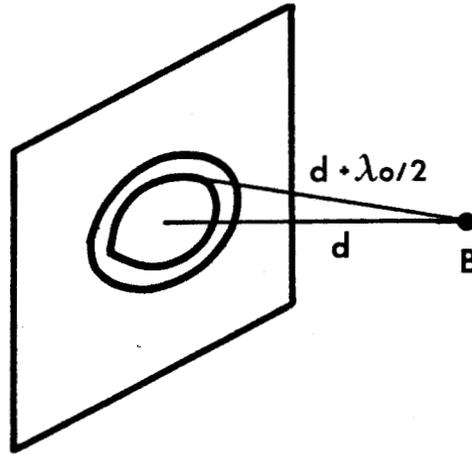


Figure 110

Avec cette construction, les champs diffractés par les sources élémentaires successives arrivent au point B en opposition de phase deux à deux. Pour obtenir une onde constructive en ce point (c'est à dire un maximum de champ électrique) il faut que les ondes s'ajoutent en phase au point B. Pour cela, il existe deux possibilités suivant que l'antenne est utilisée en transmission ou en réflexion :

- **en transmission** (cf figure 111a)

Le réseau réalisé pour une utilisation en transmission est constitué de rainures annulaires taillées dans un matériau diélectrique à faible perte d'une profondeur  $d$  donnée par la relation :

$$d = \frac{\lambda_0}{2(\sqrt{\epsilon_r} - 1)}$$

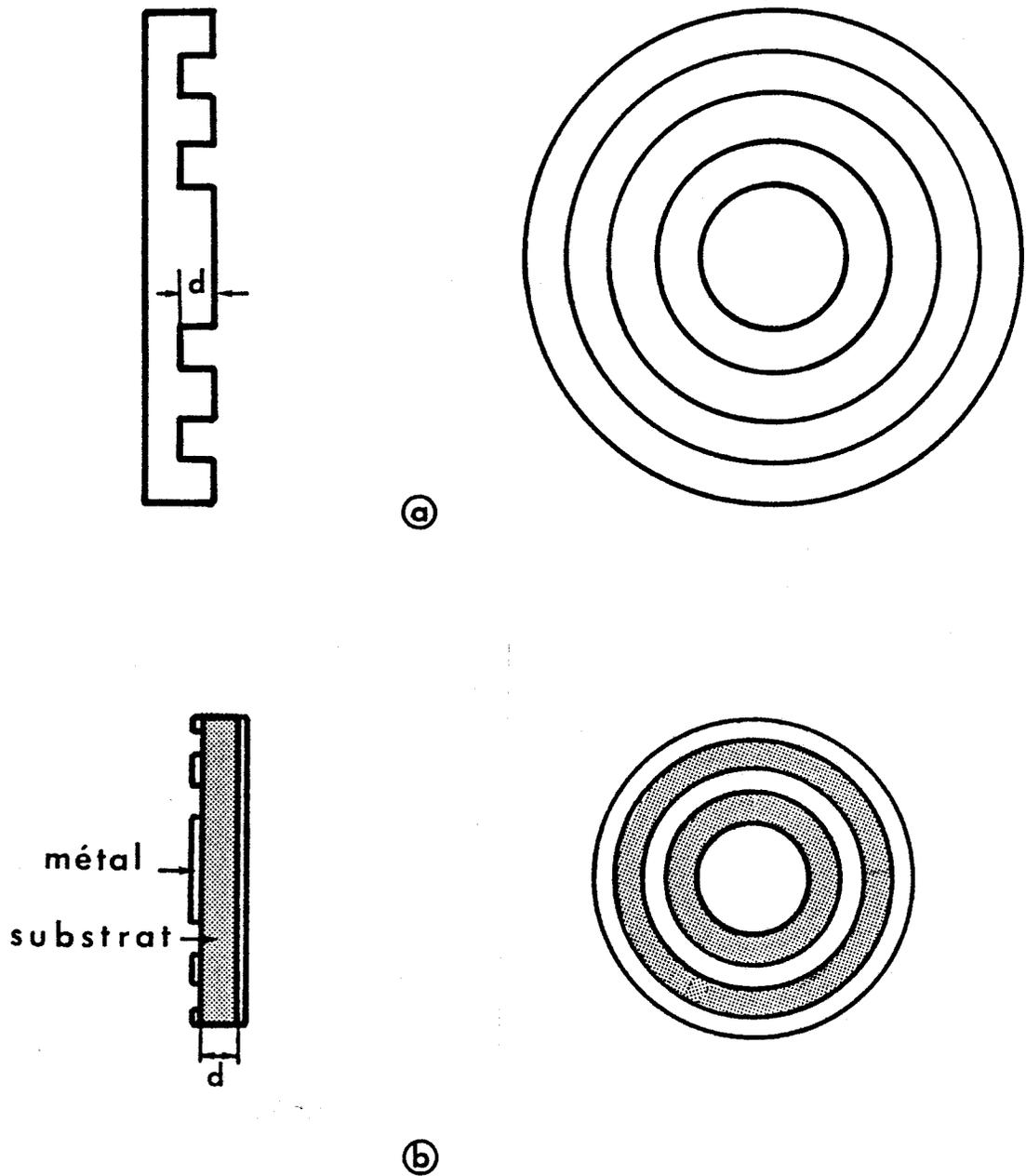
où  $\epsilon_r$  est la permittivité du diélectrique.

Cet artifice permet d'obtenir un déphasage supplémentaire de  $180^\circ$  et donc un diagramme constructif. Les rayons des anneaux d'un tel réseau vérifient alors la relation géométrique suivante : [30], [41]

$$R_n = \sqrt{nf\lambda_0 + \left[\frac{n\lambda_0}{2}\right]^2}$$

où -  $f$  est la distance de la lentille au foyer (point B),

-  $R_n$  est le  $n$ ème anneau du système.



**Figure 111 :** Description de lentilles de Fresnel en structure plane.  
a) pour une utilisation en transmission,  
b) pour une utilisation en réflexion.

- **en réflexion**

Le système est dans ce cas composé de bandes circulaires gravées sur l'une des faces d'un substrat diélectrique à faible perte, préalablement métallisé sur ses deux faces comme illustré figure 111b. L'épaisseur du substrat diélectrique doit être égale au quart de la longueur guidée :

$$d = \frac{\lambda_o}{4\sqrt{\epsilon_r}}$$

de façon à ajouter un déphasage de 180° entre les ondes réfléchies par les bandes circulaires métallisées et celles réfléchies par le plan métallique réflecteur. Nous obtenons ainsi une interférence constructive au point B. Les rayons des anneaux de ce réseau doivent vérifier la relation suivante : [31]

$$\begin{cases} \sqrt{f^2 + R_{in}^2} = f + \lambda_o \left( \frac{4n-5}{4} \right) & n = 2, 3, 4, \dots \\ \sqrt{f^2 + R_{on}^2} = f + \lambda_o \left( \frac{4n-3}{4} \right) & n = 1, 2, 3, \dots \\ R_{in} = 0 & n = 1 \end{cases}$$

où : -  $R_{in}$  est le rayon intérieur de la nième bande circulaire

-  $R_{on}$  est le rayon extérieur de la nième bande circulaire

### 3.7 Réalisation d'une tête d'émission-réception pour radar doppler à courte portée

Nous avons réalisé une première maquette de tête d'émission-réception fonctionnant en bande X et basée sur le concept quasi-optique précédemment développé. La structure de cette tête d'émission-réception est illustrée ci-dessous :

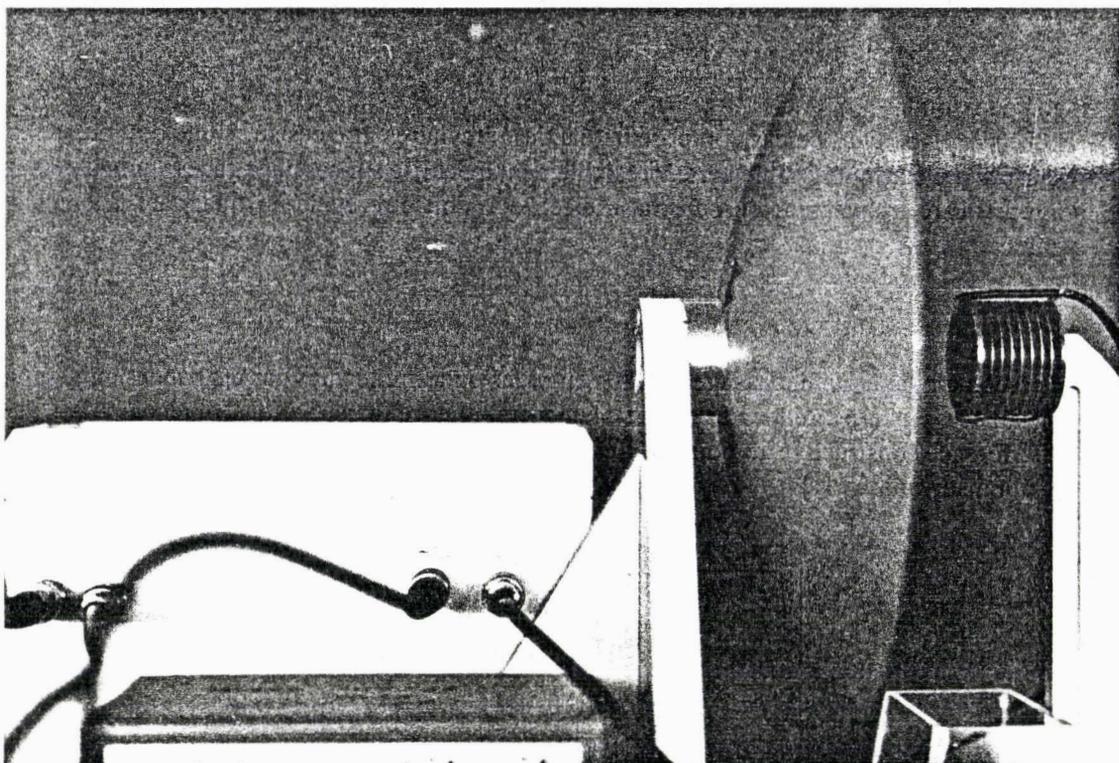


Figure 112 : Présentation de la tête d'émission-réception

Il est très difficile d'effectuer une caractérisation rigoureuse et complète sur de tels dispositifs. De plus, l'équipement disponible au laboratoire dans le domaine du rayonnement est limité. C'est pourquoi nous ne donnons dans le tableau 4 que des ordres de grandeur des paramètres que nous avons pu mesurer avec une précision acceptable.

Pour illustrer la difficulté de ces mesures, nous présentons rapidement les méthodes retenues pour mesurer les pertes de conversion isotropes du mélangeur et du minimum de signal décelable.

- **Pertes de conversion isotropes**

Nous avons effectué les mesures de pertes de conversion isotropes dans la chambre anéchoïde précédemment décrite (cf. figure 104). Pour ces mesures nous avons éclairé l'ensemble du dispositif quasi-optique (cf figure 112), par l'intermédiaire d'un cornet précaractérisé. Connaissant la puissance injectée dans la ligne coaxiale alimentant le cornet ( $P_t$ ), le gain de ce cornet ( $G_c$ ), et la distance séparant le cornet du plan du réflecteur parabolique éclairant le mélangeur actif ( $d_s$ ), nous pouvons en déduire la puissance isotrope ( $P_{iso}$ ) par l'expression (3-4) où  $P_{dRF}$  est la densité de puissance rayonnée :

$$P_{dRF} = \frac{P_t G_c}{4 \pi (d_s)^2}$$

La mesure de la puissance du signal IF en sortie de mélangeur ( $P_{IF}$ ) nous donne directement accès aux pertes de conversion isotropes :

$$L_{iso} = 10 \log \frac{P_{iso}}{P_{IF}}$$

- **Evaluation de minimum de signal décelable**

La puissance de signal reçue ( $P_r$ ) d'un radar monostatique est donnée par la relation classique suivante :

$$P_r = \frac{P_e G}{(4\pi)^2 R^4} \sigma S_e \quad (3-5)$$

- où :
- $P_e$  est la puissance émise par la tête d'émission,
  - $G$  est le gain de l'antenne,
  - $\tau$  est la surface radar équivalent de la cible,
  - $S_e$  est la surface effective de l'antenne,
  - $R$  est la distance entre le radar et la cible.

Remarque : Cette relation ne tient pas compte des pertes atmosphériques.

La portée maximale d'un radar se détermine à partir de la relation (3-5) . Elle est égale à :

$$R_{\max} = \left[ \frac{\sigma S_e P_e G}{(4\pi)^2 P_{r_{\min}}} \right]^{1/4}$$

où  $P_{r_{\min}}$  est la valeur minimale de la puissance reçue décelable par le récepteur.

Nous pouvons donc constater que pour améliorer la portée d'un radar, pour un type de cible et d'antenne données, il faut :

- soit diminuer la puissance d'émission,
- soit diminuer les pertes de conversion et le facteur de bruit du mélangeur (c'est à dire améliorer le rapport signal/bruit).

Nous avons effectué des mesures sur le terrain, en espace libre afin de mesurer approximativement la portée maximale du radar pour une cible de surface équivalente voisine de  $1 \text{ m}^2$  (cette surface équivalente radar correspond sensiblement à la surface équivalente d'une personne).

## CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DU PROTOTYPE

Type de radar	Radar à émission continue et modulation de fréquence
Fréquence d'émission	10,7 GHz
Puissance rayonnée isotrope de l'antenne active à 1 m	86 dB/m <sup>2</sup>
Bande d'accord électronique	± 100 MHz
Bande de fréquence doppler en voie IF	≤ 100 KHz
Pertes de conversion isotropes	3 dB
Minimum de signal décelable	59 pW
Portée pour une surface équivalente d'obstacle de 1 m <sup>2</sup>	≥ 100 m

Tableau 4

En connaissant la portée maximale du radar, nous pouvons évaluer la puissance minimale décelable du radar donnée par la relation :

$$Pr_{\min} = \frac{\sigma Se Pe G}{(4\pi)^2 R_{\max}^4}$$

Les principaux résultats de ces mesures résumés dans le tableau 4 sont plutôt encourageants. Toutefois la réalisation de ce premier prototype a mis en évidence un certain nombre de problèmes.

- **Problèmes rencontrés sur le prototype**

Les problèmes rencontrés ont été de deux ordres :

**Problème thermique**

Le prototype réalisé fonctionnait en régime d'oscillation continue. Cette émission continue pose un problème d'évacuation thermique. En effet, les diodes Gunn que nous avons choisies pour leur faible tension de polarisation (< 12 v), qui les rend compatibles avec les batteries de la plupart des véhicules, présentent un rendement de conversion très faible. Typiquement, pour des niveaux de puissance émise supérieurs à 100 mW, la puissance continue à dissiper évolue entre 5 et 10 W. Pour évacuer cette puissance dissipée sous forme de chaleur il faut monter l'antenne active sur un dissipateur thermique. Or, le principe même de notre antenne active illuminant un réflecteur directif nous interdit d'augmenter inconsidérément le diamètre du radiateur sous peine de masquer une partie importante du réflecteur, comme illustré ci-dessous, et d'augmenter dans de notables proportions le niveau des lobes secondaires [42].

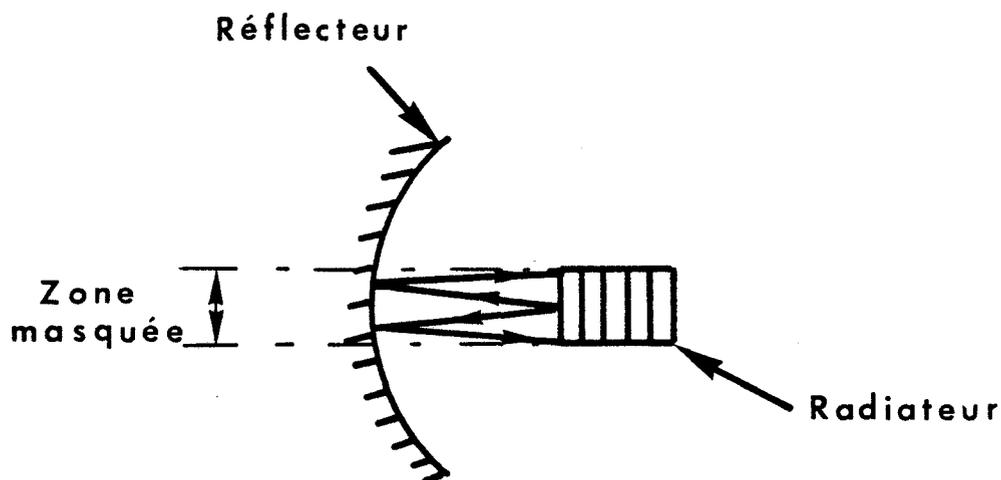


Figure 113

Pour résoudre provisoirement ce problème thermique nous avons équipé le prototype d'un ventilateur. Il s'agit bien sûr d'une solution tout à fait provisoire. Cependant ceci nous a permis de tester la compatibilité entre cette tête hyperfréquence et le traitement de signal développé par le C.R.E.S.T.A et là encore d'identifier les problèmes d'ordre électronique.

• **Problèmes dus à la démodulation parasite d'amplitude**

Comme nous l'avons mentionné le dispositif fonctionne en régime d'oscillation continue et modulation de fréquence (CW-FM). La fréquence de l'émetteur est modulée par un signal triangulaire (système à double rampe). Or il est impossible de moduler une fréquence d'émetteur sur plus de 100 MHz sans que sa puissance d'émission ne varie un peu, comme illustré ci-dessous :

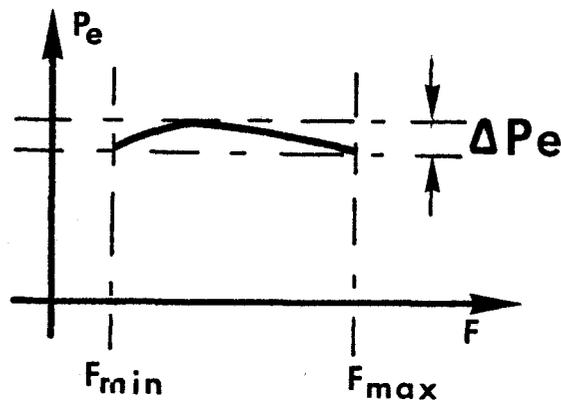


Figure 114

Si la diode Schottky effectue l'opération de mélange, elle se comporte également comme un détecteur et l'on observe en sortie IF un signal parasite résultant du fait que la diode détecte les faibles fluctuations du niveau de l'émetteur qui apparaissent au rythme de la rampe, comme illustré ci-dessous :

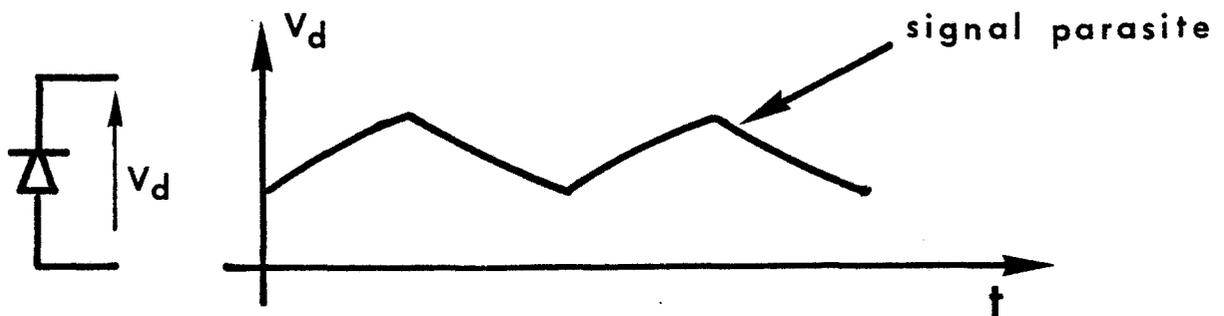


Figure 115

Pour des problèmes de temps d'acquisition de signal et de précision de mesure la fréquence de la rampe ne peut être soit supérieure à la plus haute fréquence doppler à mesurer soit inférieure à la plus faible fréquence à traiter. La fréquence de la rampe se situant dans la plage IF utile il faudra donc éliminer le signal parasite résultant par traitement numérique. Il est cependant évident que plus ce signal parasite sera faible et plus le traitement numérique en sera simplifié.

Malheureusement nous avons vu que la diode de mélange devait être très fortement couplée à l'antenne donc à la source de puissance pour obtenir des pertes de conversion faibles. Ceci implique donc une forte sensibilité aux variations de puissance parasites de l'émetteur.

- **Améliorations proposées**

### Problème thermique

Deux solutions peuvent être envisagées

#### 1) Alimentation de la diode en régime impulsionnel

Sans modifier le traitement de signal actuel il est possible d'envisager une réduction de la puissance dissipée par l'émetteur en optimisant son fonctionnement à partir des diagrammes temporels imposés à l'heure actuelle par les composants électroniques choisis pour effectuer ce traitement.

L'acquisition du signal à traiter nécessite  $1.2 \mu s$  et cette acquisition doit se faire environ toutes les  $4 \mu s$ . Il est donc possible tout en conservant le principe de la rampe de n'émettre que pendant les temps d'acquisition.

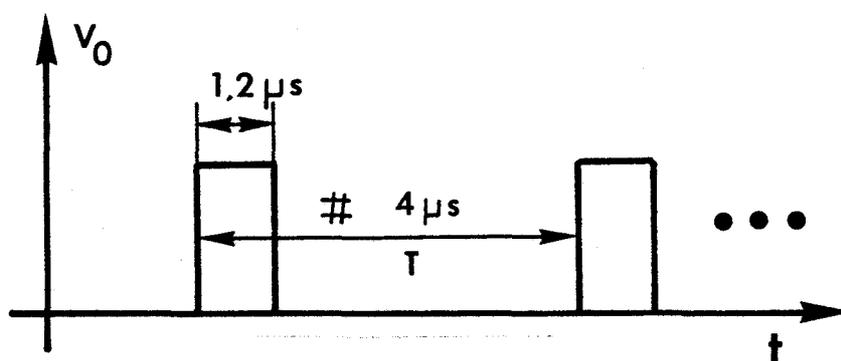


Figure 116

En première approximation la puissance dissipée sera donc multipliée par le facteur de forme  $\frac{\theta}{T}$

- où :
- $\theta$  est la durée de l'impulsion,
  - $T$  le taux de répétition du train d'impulsions.

La puissance dissipée diminuera donc de plus d'un tiers, elle sera évacuée par le radiateur utilisé à l'heure actuelle sans ventilation forcée.

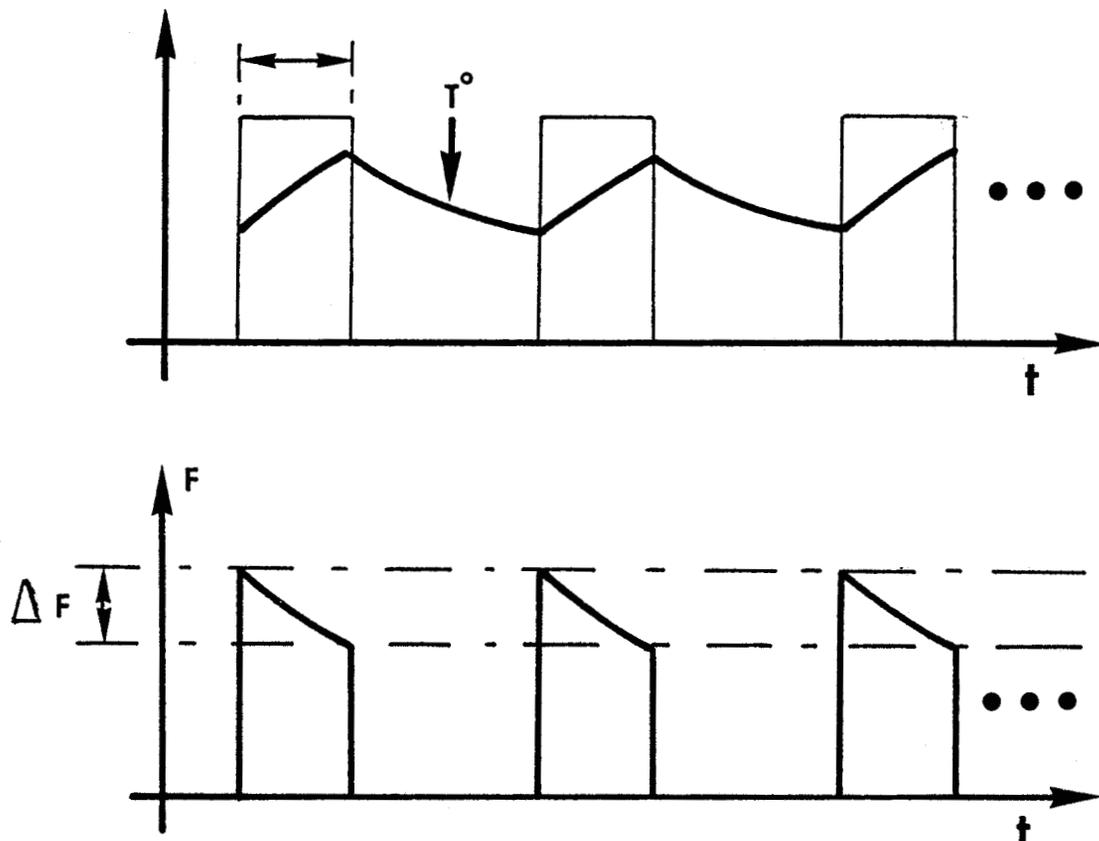


Figure 117 : Evolution de la fréquence durant l'impulsion.

$\Delta F$  : glissement de fréquence ("shirp").

Notons cependant que ce type de fonctionnement en régime d'impulsions rapprochées entraîne un glissement de fréquence de l'émetteur pendant l'impulsion. Ce glissement de fréquence est dû à la variation de température du composant semiconducteur fonctionnant sur la base d'un transfert électronique associé à un temps de transit :

En première approximation la fréquence de l'émetteur (F) à diode Gunn est donnée par :

$$F = \frac{v}{L}$$

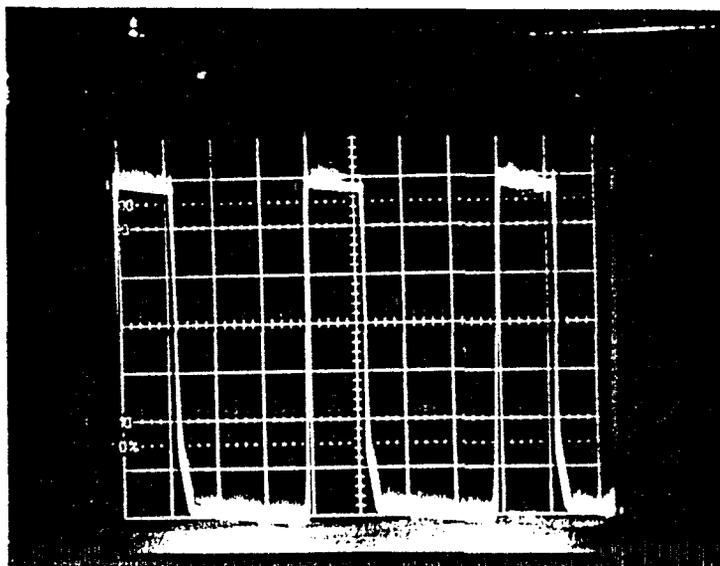
- où :
- $v$  est la vitesse limite des porteurs dans le semiconducteur,
  - $L$  est la longueur de zone active de la diode.

Or  $v$  une fonction décroissante de la température de la zone active, ce qui entraînera une diminution de la fréquence pendant l'impulsion, comme illustré figure 117.

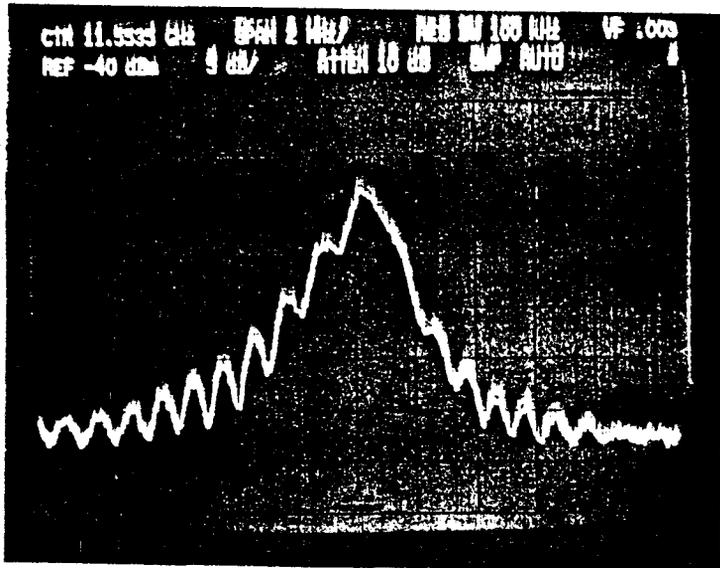
Cependant, comme le train d'impulsions est périodique, cette dérive de fréquence se reproduira de façon identique d'une impulsion à l'autre et l'on pourra donc essayer de l'annuler :

- soit en la prenant en compte numériquement. Mais cette solution paraît compliquée.
- soit en modifiant la forme des impulsions appliquées à la diode.  
En effet, la fréquence d'oscillation d'une diode Gunn est également fortement dépendante de la valeur de sa tension de polarisation [43]. Plus cette tension augmente et plus la fréquence d'oscillation diminue et réciproquement sous l'effet d'une légère modulation de l'épaisseur de la zone de transit des charges d'espace. Il est donc possible d'envisager de compenser les dérives fréquentielles de l'émetteur dues à l'échauffement de la diode par l'application d'impulsions de tension présentant une forme appropriée, comme illustré ci-dessous :

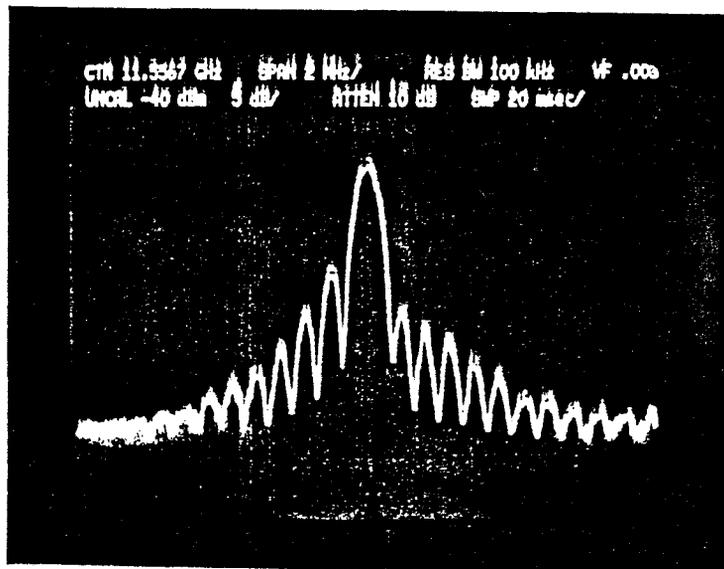
Figure 118



La diminution de la tension appliquée pendant l'impulsion permet d'augmenter la fréquence et donc de compenser les dérives thermiques. Ceci est illustré ci-dessous :

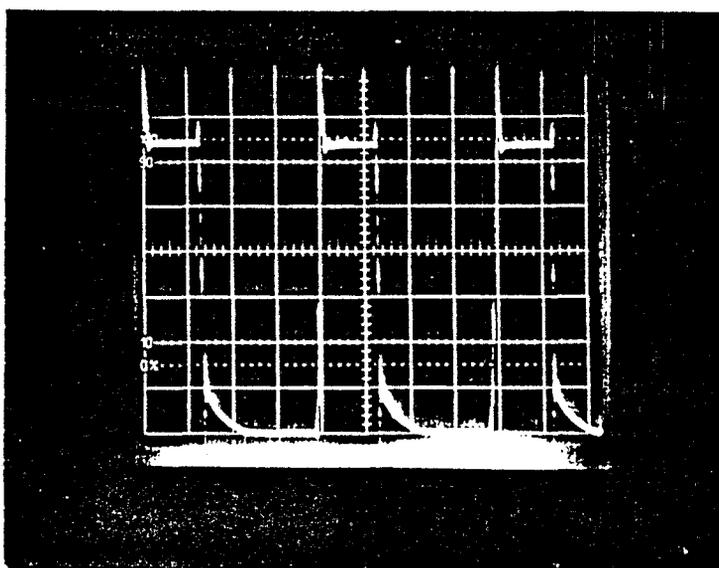


Spectre de fréquence de l'oscillateur non compensé



Spectre de fréquence de l'oscillateur compensé

Remarque : Nous pourrions constater une légère dissymétrie du spectre de fréquence de l'oscillateur compensé. Cette légère dissymétrie est introduite par la surtension constatée lors de l'établissement de l'impulsion, comme illustré ci-dessous :



Cette surtension est provoquée par le très faible niveau de résistance présenté par la diode Gunn.

## 2] Utilisation d'une antenne en transmission et non en réflexion

L'utilisation d'une lentille de Fresnel plane en transmission nous libérerait de la contrainte liée à la dimension du radiateur, comme illustré ci-dessous :

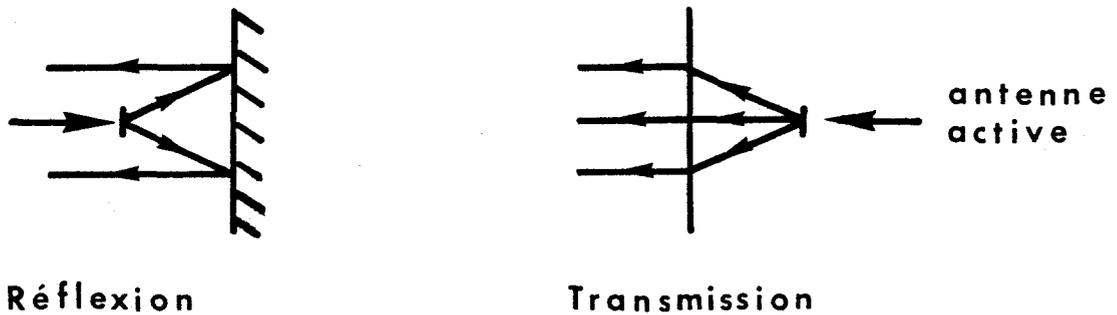


Figure 119 :

Cependant une analyse et des mesures plus rigoureuses des niveaux de lobes secondaires pour la lentille de Fresnel plane en transmission doivent être développées.

On remarquera que ces deux possibilités ne sont pas antagonistes et peuvent contribuer ensemble à une nette amélioration du prototype.

- **Limitation de la modulation parasite en voie IF**

Ici encore deux solutions sont proposées.

### 1) Réalisation d'un mélangeur fonctionnant en détecteur différentiel.

Vu l'implantation de la diode de mélange sur le circuit, on constate qu'il est fort aisé de la remplacer par deux diodes montées avec une polarisation opposée, comme illustré ci-dessous :

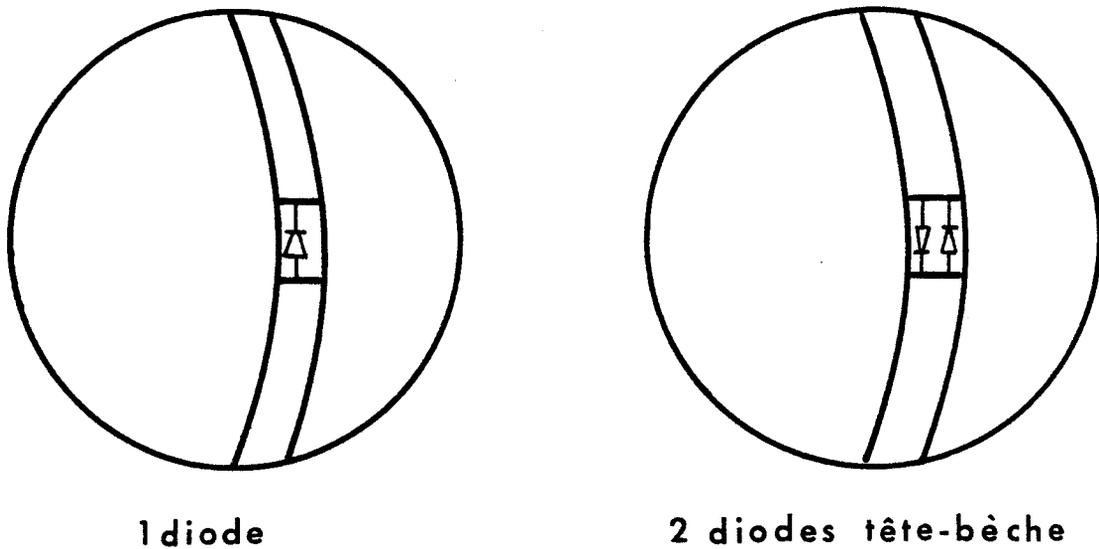


Figure 120

D'un point de vue mélange le montage à deux diodes tête-bêche se comporte comme deux mélangeurs en parallèle. Par contre la détection différentielle donne un signal démodulé très faible. L'utilisation des deux composants appairés devrait permettre de s'affranchir partiellement de cet effet parasite.

Ce type de montage nécessite cependant l'implantation de deux diodes de mélange. Pour un fonctionnement en bande Ka (26-40 GHz) ou au-delà, ces diodes devront être des diodes Schottky AsGa dont le coût est bien supérieur à celui des diodes Schottky Silicium (facteur 10 environ). Ce point mérite donc réflexion pour un développement à faible coût.

## 2] Séparation de l'antenne plaquée d'émission et de l'antenne plaquée de réception

Vu les faibles dimensions de l'antenne active il est parfaitement envisageable de réaliser un système bi-statique avec deux antennes distinctes : l'une pour l'émission l'autre pour la réception, alimentant ou alimentées par le même réflecteur, comme illustré ci-dessous :

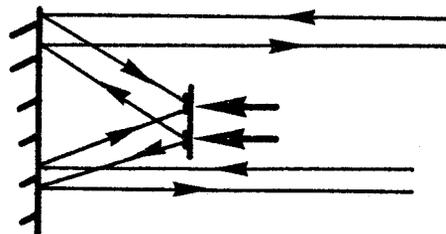


Figure 121

Le point le plus critique étant la sensibilité du mélangeur de réception, il serait préférable de placer l'antenne de réception au foyer, soit de la parabole, soit de la lentille de Fresnel plaquée. L'antenne d'émission étant légèrement excentrée par rapport au foyer, le faisceau sera légèrement déplacé. Ce faible déplacement du faisceau ne devrait pas gêner le fonctionnement du radar.

L'alimentation OL du mélangeur s'effectuera cette fois par rayonnement de l'antenne d'émission dont le diagramme, illustré figure 122, est très large. Il sera de plus possible dans cette configuration de placer la diode Schottky au point optimal de l'antenne du récepteur, là où les lignes de courant sont d'intensité maximale.

Vu les faibles niveaux d'OL couplés à l'antenne de réception, il sera peut-être nécessaire de polariser la diode de mélanger par une source continue. Ceci s'avère de toute façon indispensable pour les diodes Schottky AsGa présentant une forte hauteur de barrière.

La séparation des deux antennes d'émission et de réception facilite de plus l'implantation des composants en gamme millimétrique. En effet, les dimensions des antennes plaquées circulaires (patch) deviennent si faibles dans cette gamme que l'implantation des différents composants semiconducteurs pose de gros problèmes même en utilisant des diodes en puce.

Cette dernière solution est en développement à l'heure actuelle au CHS (cf figure 13).

## Conclusion

Dans cette dernière partie nous avons présenté une réalisation originale de tête d'émission-réception dans le domaine microonde basée sur le concept quasi-optique.

Les premiers résultats obtenus sont encourageants. Cependant, cette étude a pour l'instant été limitée à une étude de faisabilité et doit être poursuivie pour l'amélioration du dispositif, tant d'un point de vue théorique qu'expérimental.

Les principaux axes de ce travail concerneront :

- une modélisation plus rigoureuse de la lentille de Fresnel plane, permettant notamment la détermination des niveaux de lobes secondaires et de l'angle d'ouverture du faisceau.
- une extension fréquentielle en gamme millimétrique dans les fenêtres de propagation atmosphérique 35 et 94 GHz ou au voisinage de la raie d'absorption de l'oxygène voisine de 60 GHz.

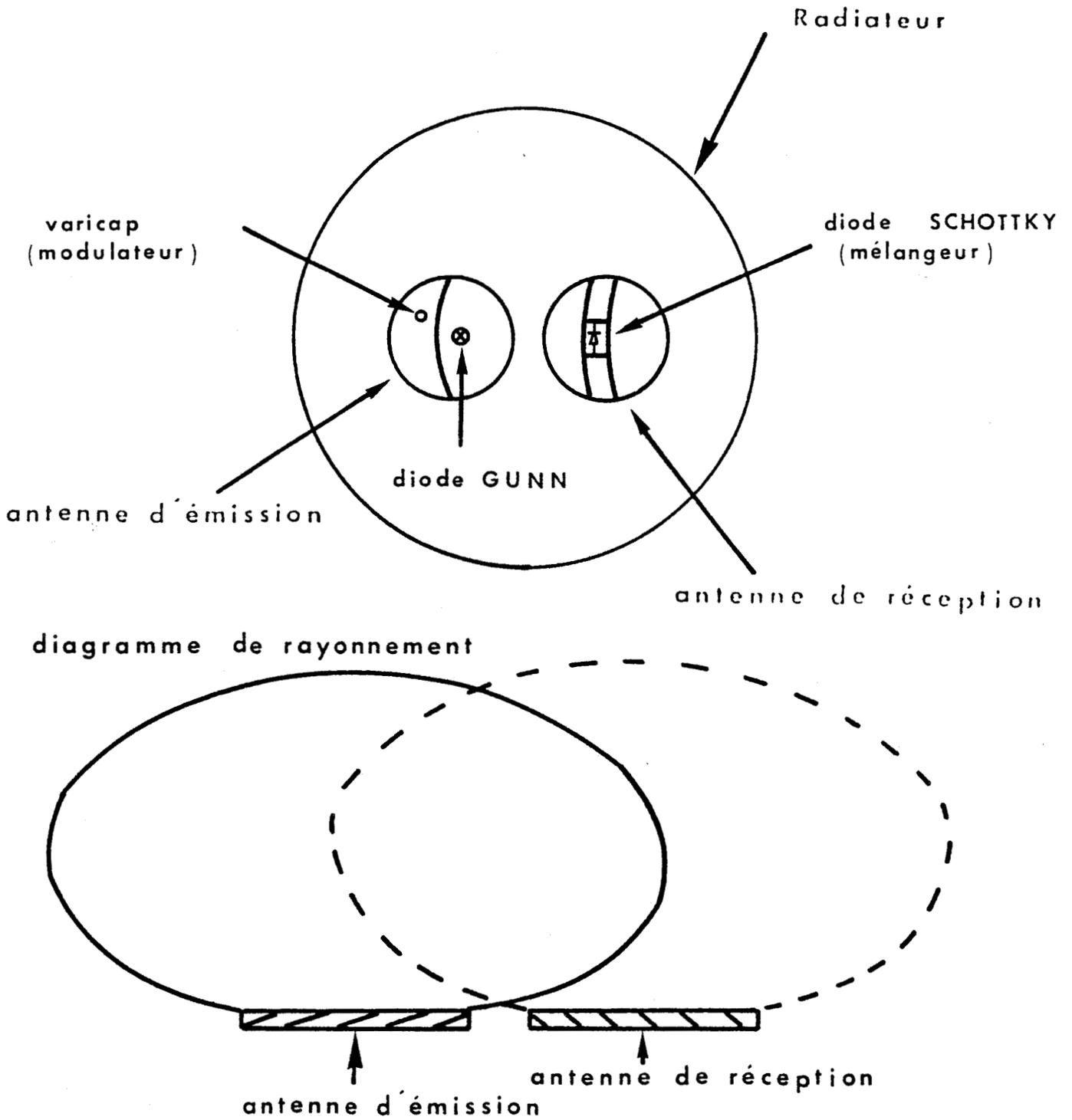


Figure 122 : Description de la tête d'émission-réception constituée de deux antennes circulaires.

## **Conclusion**

## CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons développé, dans une première partie une modélisation des circuits en structure guide d'onde. Ce travail a abouti à une formulation assez simple des paramètres électromagnétiques de ces circuits, que nous avons validés systématiquement par des comparaisons théorie-expérience. Nous avons ensuite élaboré à partir de ces modèles un logiciel de CAO rapide et transportable.

Dans une seconde partie, nous avons utilisé ces modèles pour l'analyse des principales caractéristiques électromagnétiques des configurations de circuit en guide fermé les plus couramment utilisées en gamme millimétrique. Le but de cette étude était une meilleure compréhension du comportement de ces circuits permettant au concepteur éventuel des circuits millimétriques de choisir judicieusement la topologie la plus adaptée à son problème tout en limitant le nombre d'éléments d'accord mécanique.

Dans une troisième partie nous avons envisagé une nouvelle approche de circuit faisant appel au concept quasi-optique. Cette nouvelle structure permet de supprimer les liaisons matérielles entre les différents éléments constitutifs d'un système, le transfert d'énergie se faisant soit par couplage électromagnétique soit par rayonnement des ondes électromagnétiques.

Cette étude, nous a conduit à concevoir et réaliser une tête d'émission-réception en bande X en structure quasi-optique. Les premiers résultats obtenus très encourageants ont ouvert la voie à des travaux plus systématiques visant à une montée en fréquence du dispositif et une modélisation plus rigoureuse des antennes de Fresnel en structure plane.

Il nous semble enfin que ce travail pourrait être prolongé et élargi dans deux directions principales suivantes :

- investisasion systématique des différentes configurations de circuit compatibles avec une structure quasi-optique et une intégration monolithique. Cette étude nécessitera à la fois une bonne compréhension des fonctions à réaliser (génération de puissance, amplification, mélange, détection, limitation, rayonnement des antennes...) mais surtout une très bonne caractérisation électromagnétique des circuits.
- l'intégration quasi-optique de fonctions microondes complètes pourra nécessiter l'utilisation de structure multicouche. Une étude théorique approfondie d'une nouvelle conception de connectique à trois dimensions, sans liaison matérielle apparaît porteuse d'un grand nombre de solutions originales pour la réalisation de circuits microondes millimétriques notamment.

## **BIBLIOGRAPHIE**

## REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [1] **K. CHANG, R.L. EBERT**  
"W - band power combiner design"  
IEEE - MTT, Vol MTT 28, N° 4, April 1988
- [2] **A.G. WILLIAMSON**  
"Analysis and modelling of a coaxial line/rectangular-waveguide junction"  
IEE - Pro Vol 129, Pt H, N° 5, october 1982
- [3] **A.G. WILLIAMSON**  
"Analysis and modelling of a single post waveguide mounting structure"  
IEEE Pro, Vol 129, Pt H, N°5, october 1982
- [4] **A.G. WILLIAMSON**  
"Analysis and modelling of "two gap" coaxial line rectangular waveguide junctions"  
IEEE - MTT, Vol MTT 31, N°3, March 1983
- [5] **A.G. WILLIAMSON**  
"Cross-coupled coaxial line/rectangular wave guide junction"  
IEEE - MTT, Vol MTT 33, N°3, march 1985
- [6] **L. LEWIN**  
"A contribution to the theory of probes in waveguides"  
Proc IEE, 105c, 1958
- [7] **W.J GETSINGER**  
"The packaged and mounted diode as a microwave circuit"  
IEEE-MTT, Vol MTT 14, N°2, February 66
- [8] **R.L. EISENHART and P.J. KHAN**  
"Theoretical and experimental analysis of a waveguide mounting structure"  
IEEE MTT, Vol MTT 19, N°8, august 71
- [9] **R.L. EISENHART**  
"Discussion of a 2 gap waveguide mount"  
IEEE - MTT, Vol MTT 24, N°12, December 76
- [10] **E. BIALKOWSKI**  
"Analysis of disc type resonator mounts in parallel plate and rectangular waveguides"  
AEÜ, Vol 38, sept-oct 1984
- [11] **D. BATES**  
"Analysis of multiple-step radial-resonator waveguide diode mounts with application to im-  
patt oscillator circuits"  
IEEE MTT-S digest, 1987

- [12] **A.G. WILLIAMSON**  
"Equivalent circuit for radial line/coaxial line junction"  
Electronics letters, Vol 17, N°8, April 1981
- [13] **A. DERYCKE**  
"Etudes théoriques et expérimentales des modules préaccordés radiaux : application à l'intégration des composants en ondes millimétriques"  
Thèse d'état, Lille, Juin 1986
- [14] **M. MARCUTVIZ**  
"Waveguide Handbook"  
New York, Graw Hill
- [15] **A.G. WILLIAMSON and OTTO**  
"Cylindrical antenna in a rectangular wave-guide driven from a coaxial line".  
Electronics letters. Vol 8, N°22, Novembre 1972
- [16] **W.J. GETSINGER**  
"Coupled rectangular bars between parallel plate"  
IRE MTT, Vol MTT-10, January 62
- [17] **KC GUPTA, RAMESH GANG, RAKESH CHADHA**  
"Computer aided design of microwave circuit"  
Edition Artech House
- [18] **HARRINGTON RF**  
"Time harmonic electromagnetic fields"  
Mc Graw Hill book, Co New York 1961.
- [19] **M.B. STEER and P.J. KHAN**  
"Wideband equivalent circuits for radial transmission lines".  
IEE Proc, Vol 128, Pt H, N°2, April 1981
- [20] **R.R. MANSOUR and R.H MACPHIE**  
"Scattering at an N-Furcated parallel plate waveguide junction".  
IEEE MTT Vol MTT-33, N°9, September 85
- [21] **G. DAMBRINE**  
"Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent"  
Thèse d'Université, Lille, 3 Mars 1989
- [22] **M. BERBINEAU**  
"Modélisation des dispositifs à jonction P-N, application aux oscillateurs ATT à l'AsGa de forte puissance en bande Ku et à l'étude des régimes transitoires des limiteurs à diodes PIN"  
Thèse d'Université, Lille, Juillet 1989.
- [23] **M. J. HOWES, D.V. MORGAN**  
"Microwave Devices"  
Edition J. Wiley.

- [24] **V. D. HWANG, T. UWANO and T. ITOH**  
"A planar integrated antenna and receiver front end".  
IEEE MTT - S Digest, 1987
- [25] **V. D. HWANG, T. UWANO and T. ITOH**  
"Quasi-optical integrated antenna and receiver front end"  
IEEE MTT, Vol 36, N°1, January 1988
- [26] **I.J. BAHL, P. BHERTIA**  
"Microstrip antennas".  
Edition Artech House
- [27] **G. DERNEVYD**  
"Analysis of the microstrip diode antenna element"  
IEEE, MTT, Vol MTT 27, september 1979.
- [28] **T. O. PERKINS**  
"Active microstrip circular patch antenna".  
Microwave journal, March 1987.
- [29] **K. D. STEPHAN, and T. ITOH**  
"A planar quasi-optical subharmonically pumped mixer characterized by isotropic conversion loss".  
IEEE, Vol MTT-32, January 1974.
- [30] **D. BLACK, J.C. WILTSE**  
"Millimeter-wave characteristic of phase correcting Fresnel zone plates".  
IEEE, MTT Vol MTT-35, december 1987.
- [31] **B. HUDER, N. MENSEL**  
"Flat printed reflector antenna for mm-wave application".  
Electronics letters Vol 24, N°6, 17<sup>th</sup> march 1988
- [32] **G. BRUHAT**  
"Cours de physique générale - optique"  
6ème édition Masson.
- [33] **COLLINS**  
"Field theory of guided waves"  
Edition Mc Graw-Hill Book, 1960
- [34] **CACHIER, J. ESPAIGNOL**  
"The pretuned module : an integrated millimeter-wave oscillator"  
International solid state circuit conference, pp 126-127, Philadelphie, Fev. 77
- [35] **C. DALLE, E. ABICHAAYA, M. VERSCHOORE, P.A. ROLLAND.**  
"Wide instantaneous bandwidth analog avalanche diode frequency dividers"  
A paraître - EMC - Sept. 89

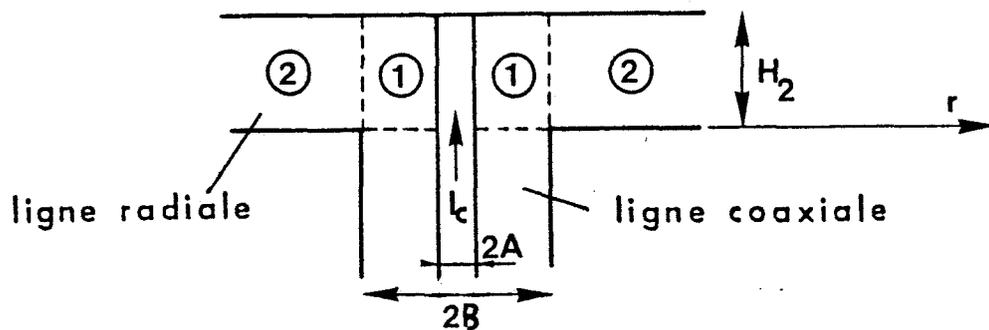
- [36] **G.L. MATHEIS, L. YOUNG, E.M. JONES**  
"Microwave Filters, impedance - matching network and coupling structures".  
Edition Mc Graw-Hill
- [37] **C.T. RUCKER**  
"A multiple-diode high average power avalanche diode oscillator"  
IEEE. Trans MTT, MTT 17, 1969
- [38] **F. M. MAGALHAES, K. KUROKAWA**  
"A single tuned oscillator for impatt characterizations"  
Proc. IEEE Vol 58, pp 813-832, May 1970
- [39] **H. TJASSENS**  
"Circuit analysis of a stable and low noise impatt diode oscillator for band"  
Acta Electronica, Vol 17, n° 2, pp 181-185, April 1974
- [40] **J. MACEDO and T. SPHICOPOULOS**  
"On the transmission line model of the waveguide - Cavity waveguide junctions formed by circular irises"  
Mikrowellen magazin, Vol 12, n° 6, 1986
- [41] **D.N. BLACK and J.C. WILTSE**  
"Millimeter wave characteristics of Fresnel zone plates"  
IEEE - MTT-S Digest 1987
- [42] "The microwave engineers handbook and buyers' guide"  
Edition Horizon House, 1966
- [43] **M.R. FRISCOURT**  
"Etude des dispositifs à transfert électronique pour la génération de puissance en gamme millimétrique".  
Thèse d'état, Lille, mai 1985.

## **Annexes**

$$\vec{E}_{d2}(r) = \left\{ \sum_{n=0}^{N_2} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\pi z}{H_2}\right) VS_n(r) \right\} \vec{u}_z$$

où :  $VS_n(r) = -V \cos\left(\frac{n\pi z}{H_2}\right) \frac{\sin\left(\frac{n\pi G}{2H_2}\right) H_0^{(2)}(\Gamma_n r)}{\frac{n\pi G}{2H_2} H_0^{(2)}(\Gamma_n A)}$

## 2 Détermination du champ électrique dit "direct" des circuits à résonateur radial composés d'une transition "ligne coaxiale/ligne radiale"



La figure ci-dessus schématise la géométrie d'un circuit à résonateur radial composé d'une transition "ligne coaxiale/ligne radiale".

Nous détaillons ici la démarche des calculs pour obtenir l'expression du champ électrique "direct".

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- le seul mode de propagation (TEM) de la ligne coaxiale se propage sans déformation dans la région 1. Cette hypothèse est justifiée si la hauteur  $H_2$  est très petite devant la longueur d'onde  $\lambda$ .
- la ligne radiale constituant la région 2 est infinie.

Remarque : Si  $\vec{I}_c$  est le courant relatif au mode TEM, d'après l'hypothèse précédente, nous obtenons le courant  $-I_c$  en  $r = B$ . Il en résulte que le mode TEM existe uniquement dans la région 1. De plus, le champ électrique est nul en  $r = B$ .

### Continuité du champ électrique en $r=B$

D'après la remarque précédente, l'équation de continuité s'écrit :

$$E_z^2 = E_{s2} = 0$$

$$\Rightarrow E_{z2} = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ C_n H_o^{(1)}(\Gamma_n^{(2)} B) + D_n H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) \right\} \cos\left(\frac{n \Pi z}{H_2}\right) = 0$$

Ceci nous permet d'obtenir l'expression de  $D_n$  en fonction de  $C_n$  qui est la suivante :

$$D_n = \frac{C_n H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) - 2 C_n J_o(\Gamma_n^{(2)} B)}{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B)} \quad (1)$$

### Continuité du champ magnétique en $r=B$

L'équation de continuité relative au champ magnétique en  $r=B$  est la suivante :

$$H_{\Phi TEM}^1 = H_{\Phi TM}^2$$

$$\text{où } H_{\Phi TEM}^1 = \frac{-I_c}{2 \Pi B} \quad \text{avec } I_c = \frac{jV \cos[k_2(Z - H_2)]}{z_c \sin(k_2 H_2)}$$

$$H_{\Phi TM}^2 = \sum_{n=0}^{N_2} \frac{jk_2}{Z_{o2} \Gamma_n} \left[ C_n H_1^{(1)}(\Gamma_n^{(2)} B) + D_n H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) \right] \cos\left(\frac{n \Pi z}{H_2}\right)$$

Les modes étant orthogonaux, nous pouvons écrire :

$$\int_0^{H_2} H_{\Phi TEM}^1 \cos\left(\frac{m \Pi z}{H_2}\right) dz = \int_0^{H_2} H_{\Phi TM}^2 \left(\frac{m \Pi z}{H_2}\right) dz \quad (2)$$

A partir des équations (1) et (2) nous obtenons les expressions des constantes  $C_n$  et  $D_n$  qui sont les suivantes :

$$C_n = \frac{V}{4 \Pi B} \frac{Z_{o2}}{Z_c} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \frac{1}{\Gamma_n} \left[ \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B)}{H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) J_o(\Gamma_n^{(2)} B) - H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) J_1(\Gamma_n^{(2)} B)} \right]$$

$$D_n = \frac{V}{4 \Pi B} \frac{Z_{o2}}{Z_c} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \frac{1}{\Gamma_n} \left[ \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) - 2 J_o(\Gamma_n^{(2)} B)}{H_1^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) J_o(\Gamma_n^{(2)} B) - H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)} B) J_1(\Gamma_n^{(2)} B)} \right]$$

En remplaçant les constantes  $C_n$  et  $D_n$  par leurs expressions respectives, le champ électrique direct s'écrit :

$$E_{z2}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-V}{2\Pi B} \frac{Z_{o2}}{Z_c} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) \left[ \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - J_o(\Gamma_n^{(2)}r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B)}{H^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_1(\Gamma_n^{(2)}B)} \right]$$

Cette expression est valable pour  $r > B$  car pour  $r \leq B$   $E_z^{(2)}(r)$  est nul par hypothèse.

On peut encore écrire cette expression de la façon suivante :

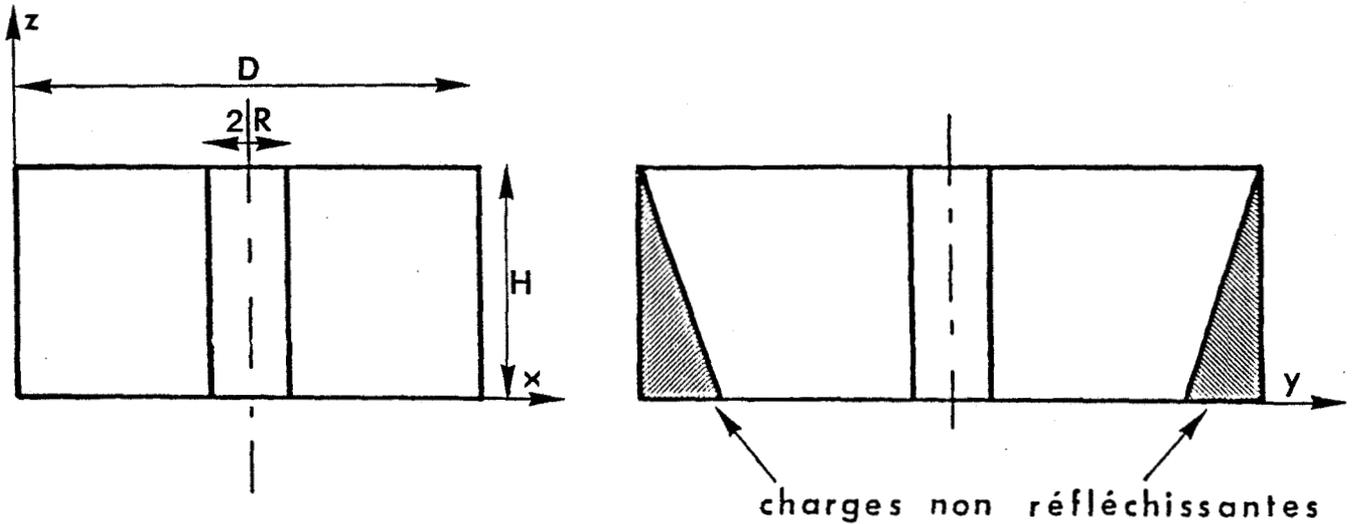
$$\vec{E}_{z2}(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{on}}{H_2} \cos\left(\frac{n\Pi z}{H_2}\right) VS_n(r) \vec{u}_z$$

où :

$$VS_n(r) = \begin{cases} \frac{-V}{2\Pi B \Gamma_n^{(2)}} \frac{Z_{o2}}{Z_c} \left[ \frac{H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}r) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - J_o(\Gamma_n^{(2)}r) H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B)}{H^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_o(\Gamma_n^{(2)}B) - H_o^{(2)}(\Gamma_n^{(2)}B) J_1(\Gamma_n^{(2)}B)} \right] & \text{pour } B < r \\ 0 & \text{pour } A \leq r \leq B \end{cases}$$

## Annexe 2 (cf § 1.2.1.1)

Détermination de l'expression de l'impédance radiale  $\tau_n$  pour le mode  $TM_{on}$

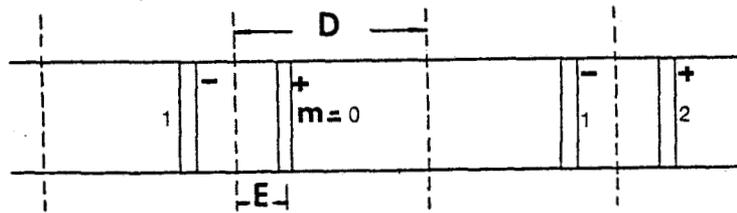


Pour déterminer l'expression de l'impédance radiale dans le plan de la tige métallique  $\tau_n$ , nous considérons le système composé d'une tige métallique de rayon  $R$  dans un guide d'onde rectangulaire chargé à ses deux extrémités par deux charges non réfléchissantes comme illustré ci-dessus.

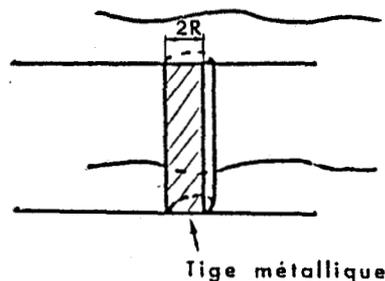
L'expression du courant excitant le  $n^{\text{ème}}$  mode, le long de la tige, est la suivante :

$$I_n(z) = I_{on} \frac{\epsilon_{on}}{H} \cos\left(\frac{n \Pi z}{H}\right)$$

D'après la théorie des images [33], [18], le système précédemment décrit est équivalent au système illustré ci-dessous :



Considérons dans un premier temps une tige entre deux plans métalliques infinis, comme illustré ci-dessous :



Pour la  $n^{\text{ième}}$  mode  $\text{TM}_{\text{on}}$ , la fonction d'onde scalaire  $\psi_n$  vérifiant l'équation de Helmholtz pour ce système s'écrit de la manière suivante (dans un repère de coordonnées cylindriques) :

$$\psi_n = \begin{cases} \psi_n^- = C_1 J_o(\Gamma_n \rho) \cos\left(\frac{n \Pi z}{B}\right) & \rho < R \\ \psi_n^+ = C_2 H_o^{(2)}(\Gamma_n \rho) \cos\left(\frac{n \Pi z}{B}\right) & \rho \geq R \end{cases}$$

où :  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes.

L'expression du champ électrique relatif à cette fonction d'onde scalaire est la suivante :

$$E_{zn} = \frac{1}{\Gamma_n^2} \left[ \frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z^2} - k^2 \psi_n \right]$$

En écrivant les conditions aux limites en  $\rho = R$ , on détermine les constantes  $C_1$  et  $C_2$ .

Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\begin{cases} E_{nz}^- = E_{nz}^+ & \text{en } \rho = R \\ H_{\Phi n}^+ - H_{\Phi n}^- = J_{zn} & \text{en } \rho = R \end{cases}$$

où  $J_{zn}$  est la densité de courant pour le mode  $\text{TM}_{\text{on}}$ .

Le champ électrique s'écrit :

$$E_{zn} = \begin{cases} \frac{-\Pi}{2} \Gamma_n R \frac{1}{\omega \epsilon} J_{zn} H_o^{(2)}(\Gamma_n R) J_o(\Gamma_n \rho) & \text{pour } \rho < R \\ \frac{-\Pi}{2} \Gamma_n R \frac{1}{\omega \epsilon} J_{zn} J_o(\Gamma_n R) H_o^{(2)}(\Gamma_n \rho) & \text{pour } \rho \geq R \end{cases}$$

En utilisant la théorie des images, le champ électrique  $E_{zn}(r)$  s'écrit :

$$E_{zn}(r) = E_{zn\text{tige}} + E_{zn\text{image}}$$

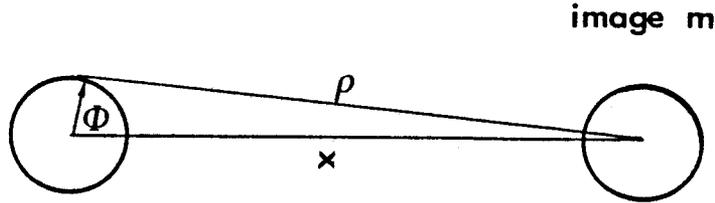
où :  $E_{zn\text{tige}}$  est le champ électrique excité par le courant circulant le long de la tige métallique entre deux plans métalliques comme précédemment décrit.

$E_{zn\text{image}}$  est le champ électrique résultant de toutes les contributions des tiges images en  $\rho = R$

- D'après l'étude précédente, nous pouvons exprimer  $E_{zn\text{tige}}$  et  $E_{zn\text{image}}$

- $E_{zn\grave{a}ge} = -\frac{\Pi}{2} \Gamma_n^2 R \frac{1}{\omega \epsilon} J_{zn} J_o(\Gamma_n R) H_o^{(2)}(\Gamma_n R)$
- $E_{znimage} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} -\frac{\Pi}{2} \Gamma_n^2 R \frac{1}{\omega \epsilon} J_{zn} J_o(\Gamma_n R) H_o^{(2)}(\Gamma_n \rho)$

où  $\rho$  est défini de la manière suivante :



Par hypothèse le diamètre de la tige est petit, nous pouvons considérer en première approximation que  $J_{zn}$  est indépendant de  $\Phi$  et nous pouvons donc calculer la valeur moyenne  $\rho = R$  du champ électrique  $E_{znimage}$ .

$$E_{znimage} = \frac{1}{2\Pi} \int_0^{2\Pi} E_{znimage} d\Phi$$

or :

$$\int_0^{2\Pi} H_o^2(\Gamma_n \rho) d\Phi \# 2\Pi J_o(\Gamma_n R) H_o^{(2)}(\Gamma_n x) \quad [\text{cf 18}]$$

donc :

$$\bar{E}_{znimage} = -\frac{\Pi}{2} \Gamma_n^2 R \frac{1}{\omega \epsilon} J_o^2(\Gamma_n R) \left[ \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{+\infty} H_o^{(2)}(2|m|\Gamma_n D) - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_o^{(2)}\left(2\left|m + \frac{S}{D}\right|\Gamma_n D\right) \right]$$

$$E_{zn}(r) = -\frac{\Pi}{2} \Gamma_n^2 R \frac{1}{\omega \epsilon} J_o(\Gamma_n R) \left[ H_o^{(2)}(\Gamma_n R) + J_o(\Gamma_n R) \Sigma \right]$$

où :

$$\Sigma = \sum_{\substack{m=-\infty \\ m \neq 0}}^{+\infty} H_o^{(2)}(2|m|\Gamma_n D) - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} H_o^{(2)}\left(2\left|m + \frac{S}{D}\right|\Gamma_n D\right)$$

en mode radial, on peut exprimer le champ magnétique  $H_{\Phi}$  en fonction du champ électrique de la façon suivante :

$$H_{\Phi}(r) = -j \frac{\omega \epsilon}{\Gamma_n^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} E_{zn}(r) \right]_{r=R}$$

donc  $H_{\Phi}(r) = +j \frac{\pi}{2} \Gamma_n R J_0(\Gamma_n R) \left[ H_1^{(2)}(\Gamma_n R) + J_1(\Gamma_n R) \Sigma \right]$

L'impédance radiale est définie par (cf 1-50) :

$$\tau_n = \frac{-jk H_1^{(2)}(\Gamma_n R) \int_0^{2\pi} E_{zn}(r=R) d\Phi}{\Gamma_n^{(3)} H_0^{(2)}(\Gamma_n R) \int_0^{2\pi} H_{\Phi n}(r=R) d\Phi}$$

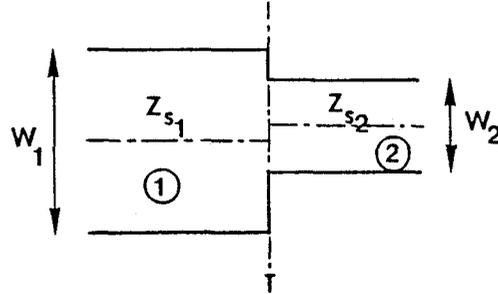
En remplaçant les champs électromagnétiques par les expressions précédemment obtenues, on déduit l'expression suivante :

$$\tau_n = \eta_0 \frac{H_1^{(2)}(\Gamma_n R)}{H_0^{(2)}(\Gamma_n R)} \frac{H_0^{(2)}(\Gamma_n R) + J_0(\Gamma_n R) \Sigma}{H_0^{(2)}(\Gamma_n R) + J_1(\Gamma_n R) \Sigma}$$

## Annexe 3

### Détermination des matrices de couplage entre deux lignes radiales

#### 1. Premier type de matrice de couplage



La figure ci-dessus schématise un type de transition possible entre deux lignes radiales. Nous donnons ici l'expression générale de la matrice de couplage traduisant ce type de transmission.

La condition de continuité du champ magnétique dans le plan de transition (T) s'écrit :

$$\int_{Z_{s2}-\frac{w_2}{2}}^{Z_{s2}+\frac{w_2}{2}} H_{\Phi}^{(2)}(r=T) dz = \int_{Z_{s1}-\frac{w_1}{2}}^{Z_{s1}+\frac{w_1}{2}} H_{\Phi}^{(1)}(r=T) dz$$

où :  $-H_{\Phi}^{(2)}(r=T) = [e_2^+] A_2(r=T)$

$-H_{\Phi}^{(1)}(r=T) = [e_1^T] A_1'(r=T)$

$[e_1^T], [e_2^+]$  sont les vecteurs modaux des régions 1 et 2.

$[A_1'(r=T)]; [A_2(r=T)]$  sont les vecteurs colonnes dont les composantes sont les amplitudes complexes des champs magnétiques des régions 1 et 2

Puisque les modes  $TM_{0n}$  sont orthogonaux entre-eux, nous pouvons écrire :

$$[A_2(r=T)] = [MC_1] [A_1'(r=T)]$$

où  $MC_1$  est la matrice de couplage composée de  $(N_2+1) * (N_1+1)$  éléments définis de la façon suivante :

$$M_{cl} = \frac{\int_{Z_{s2}-\frac{w_2}{2}}^{Z_{s2}+\frac{w_2}{2}} e^{\vec{T}_1} e^{\vec{T}_2} dz}{\int_{Z_{s2}-\frac{w_2}{2}}^{Z_{s2}+\frac{w_2}{2}} e^{\vec{T}_2} \cdot e^{\vec{T}_2} dz}$$

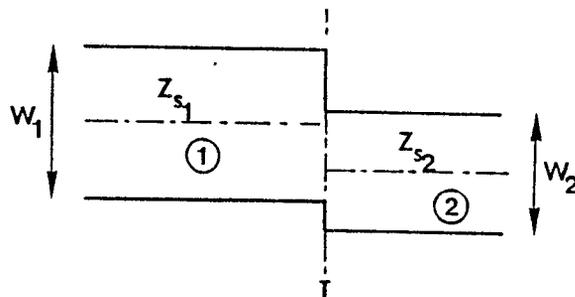
où  $e^{\vec{T}_1} = \cos\left[\frac{n\pi}{w_1}\left(Z - \left(Z_{s1} - \frac{w_1}{2}\right)\right)\right]$

$$e^{\vec{T}_2} = \cos\left[\frac{n\pi}{w_2}\left(Z - \left(Z_{s2} - \frac{w_2}{2}\right)\right)\right]$$

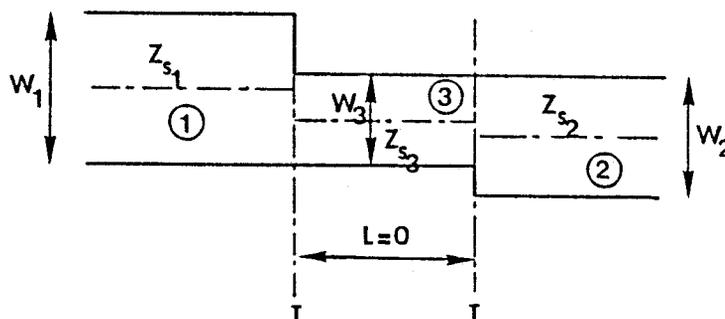
Après calcul, on obtient l'expression suivante :

$$M_{cl}(m,n) = \begin{cases} \frac{\epsilon_{om}}{W_2} \frac{\pi}{\left(\frac{n\pi}{w_1}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{w_2}\right)^2} \frac{n}{w_1} \left[ (-1)^m \sin\left(\frac{n\pi}{w_1}a + \frac{n\pi}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{w_1}b + \frac{n\pi}{2}\right) \right] & \text{pour } \frac{n\pi}{w_1} \neq \frac{m\pi}{w_2}, \text{ avec } a = Z_{s1} - Z_{s2} + \frac{w_2}{2} \\ \cos\left(\frac{n\pi}{w_1}\right)\left(Z_{s2} - Z_{s1} + (n-m)\frac{\pi}{2}\right) & \text{pour } \frac{n\pi}{w_1} = \frac{m\pi}{w_2} \end{cases}$$

## 2. Second type de matrice de couplage



Afin de déterminer la matrice de couplage relative à ce type de transition, nous décomposons cette dernière de la façon suivante :



où la région 3 est en fait considérée de longueur nulle.

D'après le paragraphe précédent, les conditions de continuité du champ magnétique s'écrivent (en  $r=T$ ):

$$\begin{aligned} [A_3'(r=T)] &= [M_{c1}] \cdot [A_1'(r=T)] \\ [A_3'(r=T)] &= [M_{c2}] \cdot [A_2'(r=T)] \\ \Rightarrow [M_{c2}] \cdot [A_2'(r=T)] &= [M_{c1}] [A_1'(r=T)] \end{aligned}$$

Si, de plus, on fait l'hypothèse que la rupture entre la région 3 et la région 2 est faible, on peut alors considérer que le nombre de modes est identique dans les deux régions, et donc :

$$[A_2'(r=T)] = [M_{c2}]^{-1} [M_{c1}] [A_1'(r=T)]$$

$$M_{c1}(m,n) = \begin{cases} \bullet \frac{\epsilon_{0m}}{W_3} \frac{\pi}{\left(\frac{n\pi}{W_1}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{W_3}\right)^2} \frac{n}{W_1} \left[ (-1)^m \sin\left(\frac{n\pi}{W_1}a + \frac{n\pi}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{W_1}b + \frac{n\pi}{2}\right) \right] \\ \text{pour } \frac{n\pi}{W_3} \neq \frac{m\pi}{W_1} \text{ avec } a = Z_{S1} - Z_{S3} + \frac{W_3}{2} \quad b = Z_{S1} - Z_{S3} - \frac{W_3}{2} \\ \bullet \cos\left[\frac{n\pi}{W_1}(Z_{S3} - Z_{S1}) + (n-m)\frac{\pi}{2}\right] \text{ pour } \frac{n\pi}{W_1} = \frac{m\pi}{W_3} \end{cases}$$

$$M_{c2}(m,n) = \begin{cases} \bullet \frac{\epsilon_{0m}}{W_3} \frac{\pi}{\left(\frac{n\pi}{W_2}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{W_3}\right)^2} \frac{n}{W_2} \left[ (-1)^m \sin\left(\frac{n\pi}{W_2}a + \frac{n\pi}{2}\right) - \sin\left(\frac{n\pi}{W_2}b + \frac{n\pi}{2}\right) \right] \\ \text{pour } \frac{n\pi}{W_2} \neq \frac{m\pi}{W_3} \text{ avec } a = Z_{S2} - Z_{S3} + \frac{W_3}{2} \quad ; \quad b = Z_{S2} - Z_{S3} - \frac{W_3}{2} \\ \bullet \cos\left[\frac{n\pi}{W_2}(Z_{S3} - Z_{S2}) + (n-m)\frac{\pi}{2}\right] \text{ pour } \frac{n\pi}{W_2} = \frac{m\pi}{W_3} \end{cases}$$

## RESUME

Au cours de ce travail, nous développons un modèle électromagnétique simple de circuits hyperfréquence en structure guide d'onde rectangulaire. Ce modèle permet de traiter les circuits du type "transition ligne coaxial/guide d'onde", et les structures à résonateur radial, qui sont les circuits les plus utilisés pour la réalisation des principales fonctions microondes en gamme d'ondes centimétriques et millimétriques. Le modèle développé est suffisamment rapide pour être inséré dans un logiciel de CAO, tout en offrant une précision suffisante. Les résultats obtenus avec ce modèle sont validés par comparaison avec des résultats expérimentaux jusqu'en bande Ku. Puis ce modèle est utilisé pour la conception et la réalisation d'oscillateurs de forte puissance à diode à avalanche et temps de transit en bande Ku. Ce travail fait l'objet de la première partie de notre mémoire.

Dans une seconde partie, nous abordons une étude de faisabilité d'une tête d'émission-réception pour un radar doppler anti-collision embarquable. Le dispositif conçu et basé sur un concept nouveau de circuit hybride : la structure quasi-optique.

Nous décrivons les principaux résultats obtenus sur un prototype réalisé en bande X et analysons les améliorations envisageables afin d'obtenir un dispositif plus performant et conforme au cahier des charges.

MOTS CLES : Guide d'onde rectangulaire  
Transition ligne coaxiale/guide d'onde  
Résonateur radial  
Logiciel de CAO

Fonctions microondes  
Emission-réception  
Radar doppler

