POLYPUBLIE

Étude et réalisation d'une transition micro-onde guides d'ondes-ligne micro-ruban à 20GHz

Safwan Aziz

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

Date	2000
Type	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis Mémoire de maîtrise/Master's thesis
URL de PolyPublie PolyPublie URL	https://publications.polymtl.ca/8923/
Conditions d'utilisation Terms of use	© Tous droits réservés / All rights reserved
Référence Citation	Aziz, S. (2000). Étude et réalisation d'une transition micro-onde guides d'ondes-ligne micro-ruban à 20GHz [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/8923/

Détails de la thèse
Thesis details

Directeurs de recherche Advisors	Rénato Bosisio
Programme Program	Non spécifié

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal
https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UNE TRANSITION MICRO-ONDE GUIDE D'ONDES - LIGNE MICRO-RUBAN À 20GHz

SAFWAN AZIZ

DÉPARTEMENT DE GENIE ÉLECTRIQUE
ET DE GENIE INFORMATIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
DÉCEMBRE 2000

© Safwan Aziz, 2000.

National Library of Canada
Acquisitions and Bibliographic Services
395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale du Canada
Acquisitions et services bibliographiques
395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-60882-4

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé:

ÉTUDE ET RÉALISATION D'UNE TRANSITION MICRO-ONDE GUIDE D'ONDES - LIGNE MICRO-RUBAN À 20 GHz

Présenté par : AZIZ Safwan

En vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

A été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. AKYEL Cevdet, Ph.D., président

M. BOSISIO Renato G., M.Sc.A., membre et directeur de recherche

M. DEMERS Yves, Ph.D., membre

DÉDICACE

À mes parents,

À ma famille,

REMERCIEMENTS

La recherche, c'est comme un puzzle dont il faut amasser les morceaux, pièce par pièce. Il arrive parfois que ceux-ci se mélangent, mais il faut recommencer patiemment, car on a au moins la certitude que la solution existe.

Je voudrais tout d'abord remercier le professeur Renato G. Bosisio, mon directeur de recherche pour la confiance qu'il m'a manifesté tout au long de ma maîtrise, ainsi que pour sa disponibilité en toutes heures.

Je tiens aussi à remercier les gens du laboratoire, Jules et Steve, pour leur aide et leurs judicieux conseils.

Merci à Slim, Visan, mes amis du laboratoire,
Merci de votre concours.

RÉSUMÉ

La dernière décennie a vu la diminution des coûts de fabrication des circuits intégrés micro-ondes monolithiques (MMIC), très utilisés dans la conception de circuits micro-ondes tel que les amplificateurs et les systèmes d'émission et de réception en général. Tous ces modules sont d'habitude conçus en technologie planaire et plus souvent en ligne micro ruban, très prisée pour son rapport efficacité – coût. D'autre part, le support de transmission idéal aux ondes millimétriques reste le guide d'onde rectangulaire, largement utilisé à cause de ses faibles pertes ainsi que sa capacité de transmission à haute puissance. C'est pour cela que la nécessité de combiner ces deux supports de transmission s'est imposée.

Dans le passé, les transitions usuelles souffraient de leurs degrés de complexité mécanique, constitués de plusieurs parties indépendantes qui doivent être assemblées en plusieurs étapes et peuvent requérir plusieurs niveaux de conducteurs ou de substrats, ainsi qu'une précision de positionnement des court-circuits dans le guide.

Le sujet de notre étude simplifie de beaucoup la topologie de la transition. En effet, une transition entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne micro ruban a été conçue et réalisée sur un substrat de Duroïd © dans la bande K à la fréquence de 20GHz, utilisant une nouvelle technique de conception.

Le couplage de l'énergie du guide se fait à travers une ouverture résonante, commune au plan de masse de la ligne micro ruban et au plan transverse du guide. De plus une cavité ferme la transition à l'exception de l'entrée de la ligne micro ruban, lui conférant par la même occasion une isolation accrue et la protégeant contre les rayonnements de la ligne qui pourraient affecter ses performances, la rendant par la même occasion prêt a être intégrée et assemblée a d'autres modules en technologie MMIC .

ABSTRACT

The continued decline in the overall cost of monolithic microwave integrated circuits (MMIC), has made modular assemblies, such as amplifiers and transceivers, very popular. All of these modules are commonly build on microstrip, because this medium affords the most cost–effective and convenient method of integration to other planar circuits. However, the ideal form of power transmission at the millimetre waves frequencies is the rectangular waveguide, due to its low dissipation and low interface VSWR. There has been therefore a requirement for a low loss transition from waveguide to microstrip.

In the past, the usual type of transitions suffered from their mechanical complexity and even from precise positioning of waveguide back-short. Some of them can be rather large, comprised of several independent pieces that must be assembled in various steps or may require a multilevel conductors and substrates.

In our study, we have proposed a new concept that simplifies the transition geometry, while still maintaining a good level of electrical performance. In fact, a waveguide-to-microstrip transition has been developed using a new design methodology. A proof of the concept was achieved by implementing a K- band (f_0 = 20GHz) design on duroid ©.

The optimal coupling of the RF power to and from the waveguide occurs by way of an E-plane rectangular resonant iris etched from the ground plane of the microstrip substrate. A cavity encloses the waveguide transition with the exception of the opening. The combination of the rectangular iris and the cavity enclosure shows to be one of the more distinguishable features of the present study; it ensures the transition independence from microstrip radiation, that could otherwise have detrimental effects on it's performance. These features render our design readily integrable into typical MMIC multichip assembly.

TABLES DES MATIÈRES

Liste des Tableaux ix

Liste des Figures x

Liste des Annexes xiv

CHAPITRE 1 : Introduction 1

CHAPITRE 2 : Techniques des transitions micro ondes 5

2.1 Introduction 5

2.2 Le guide d'onde rectangulaire 6

2.3 Diagramme de dispersion du guide rectangulaire 11

2.4 La ligne Micro ruban 13

2.4.1 Caractéristiques générales 14

2.5 Techniques des transitions guides d'onde - ligne micro ruban 19

2.5.1 1ère approche :technique du "Ridged waveguide" 19

2.5.2 2ème approche : Technique de la ligne à ailettes (fin-line) 21

2.5.3 3ème approche : Technique de la sonde "Probe type" 23

CHAPITRE 3 : Analyse théorique de la transition guide rectangulaire-ligne micro ruban 27

3.1 Introduction 27

3.1.1 La technique du "mode-matching" 27

3.1.2 Étude de la discontinuité : 28

3.2 Théorie de la transition Guide Rectangulaire-ligne micro ruban 33

3.2.1 Technique de couplage entre la ligne micro ruban et le guide d'onde rectangulaire. 33

3.3 Présentation des logiciels de simulation 41
3.3.1 Le logiciel de simulation HFSS 41
3.3.2 Le logiciel d'optimisation Empipe 3D 45
3.4 Conclusion 47
CHAPITRE 4 : Résultats et Discussion 48
4.1 Introduction 48
4.2 Géométrie de la transition 51
4.2.1 Description de la transition 51
4.3 Éléments constitutifs de la transition 53
4.3.1 Choix des dimensions de l'ouverture 62
4.3.2 Choix de la ligne micro ruban 67
4.3.3 Variation de la hauteur de la cavité : 69
4.3.4 Simulations avec Court-circuit radial : 71
4.4 Résultats de mesures 75
4.4.1 Introduction : 75
4.4.2 Description des transitions dos à dos 77
4.4.3 Discussion 79
4.4.4 Commentaires des résultats 83
4.4.5 Paramètre S dans le domaine temporel 84
4.4.6 Effet du décalage de l'ouverture 86
4.5 Conclusion 91
CHAPITRE 5: Conclusion Générale 92
Références 94

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 4.1 : Paramètres des lignes micro rubans utilisées. 55

Tableau 4.2 : Paramètres de la ligne micro ruban choisie en fonction de la hauteur. 55

Tableau 4.3 : Couples d'ouvertures à la résonance 63

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 : Représentation d'un guide d'onde rectangulaire 6

Figure 2.2 : Représentation du potentiel scalaire TE_{10} comme fonction spatiale 9

Figure 2.3 : Représentation du mode TE_{10} 11

Figure 2.4 : Représentation du diagramme de dispersion d'un guide rectangulaire 12

Figure 2.5 : Représentations de plusieurs types de lignes planaires 14

Figure 2.6 : Paramètres géométriques de la ligne micro ruban 16

Figure 2.7 : Modèle de guide d'onde planaire utilisé pour le calcul des lignes micro ruban (a) ligne micro ruban (b) guide planaire 17

Figure 2.8 : Évolution des lignes de champ électrique à travers la transition « Ridge waveguide » 20

Figure 2.9 : La technique de la ligne à ailettes 22

Figure 2.10: Représentation de la technique de la sonde 23

Figure 2.11 : Géométries multiples de la transition entre un guide d'onde et une ligne micro-ruban à travers une ouverture de couplage tel que, (a) :les axes des deux structures sont parallèles, (b) : à axes perpendiculaires, (c) : jonction en T. 25

Figure 3.1 : Schéma représentant une discontinuité de type ouverture dans le plan E du guide d'onde 28

Figure 3.2 : Schéma représentant les ondes voyageant dans les directions positives et négatives 29

Figure 3.3: (a)configuration utilisée pour l'excitation du guide d'onde à travers un iris dans le plan de masse de la ligne micro-ruban. (b) géométrie de la ligne micro-ruban. 35

Figure 3.4 : Circuit équivalent de l'ouverture vue à partir de la ligne micro ruban 36

Figure 3.5 : Représentation des vecteurs champs sur une maille 42

Figure 3.6 : Maillage interne de la transition guide rectangulaire-ligne micro ruban 43
Figure 3.7 : Maillage de surface de la transition guide d'onde -ligne micro ruban 43
Figure 4.1 : Vue en perspective de la transition 51
Figure 4.2 : La transition guide rectangulaire-ligne micro ruban 52
Figure 4.3 : Vue de haut de la transition à travers l'iris de couplage dans le plan transverse. 52
Figure 4.4 : Diagramme de dispersion pour les trois premiers modes du guide rectangulaire 54
Figure 4.5 : Perspective de la transition sans cavité (h_{cav} =1000mil) 57
Figure 4.6 : Courbes des parties imaginaires des constantes de propagation en fonction de la fréquence pour la transition sans cavité. 58
Figure 4.7 : Courbes des coefficients de réflexion des deux modes qui se propagent dans notre transition. 59
Figure 4.8 : Représentation d'une ouverture à la résonance. 62
Figure 4.9 : Coefficients de réflexion S_{11} des différentes ouvertures à la résonance. 64
Figure 4.10 : Coefficients de transmission S_{12} des différentes ouvertures à la résonance.64
Figure 4.11 : Coefficient de réflexion S_{22} vu du port 2 (guide), pour différentes ouvertures résonantes. 65
Figure 4.12 : Représentation sur l'abaque de Smith des coefficients de réflexions pour différentes ouvertures résonnantes. 66
Figure 4.13 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction du substrat utilisé 68
Figure 4.14 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction de la hauteur du substrat. 68
Figure 4.15 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction des différentes hauteurs de la cavité. 69
Figure 4.16 : Représentation des coefficients de transmission pour différentes hauteurs de la cavité 70

Figure 4.17 : Variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle du court circuit radial 72

Figure 4.18 : Variation du coefficient de transmission en fonction de l'angle du court circuit radial 72

Figure 4.19 : Comparaison entre les coefficients de réflexion pour un circuit ouvert en λ/4 et le court circuit radial optimal. 73

Figure 4.20 : Représentation des coefficients de réflexion pour le circuit ouvert en λ/4 et le court circuit radial optimal. 74

Figure 4.21 : Photographie du bloc d'analyseur de réseau HP 8510 utilisé lors des mesures 75

Figure 4.22 : Schéma de mesure et de calibration « full two port » 76

Figure 4.23 : Perspective des transitions dos à dos 77

Figure 4.24 : Représentation de la transition dos à dos réalisé (coté ligne et plan de masse),en dimensions réelles 78

Figure 4.25 : Coefficients de réflexion et de transmission simulés des transitions dos à dos 79

Figure 4.26 : Courbes représentant le coefficient de transmission et les coefficients de réflexion du « back to back » mesuré 81

Figure 4.27 : Comparaison des coefficients de réflexion des transitions dos à dos simulés et mesurés au port 1. 82

Figure 4.28 : Courbe représentant le coefficient de réflexion au port 2, mesuré et simulé 82

Figure 4.29 : Courbe représentant les coefficients de transmission simulés et mesurés 83

Figure 4.30 : Représentation des paramètres S de la transition dos à dos mesuré 85

Figure 4.31 : Représentation du coefficient de réflexion en fonction du décalage de l'ouverture 87

Figure 4.32 : Représentation du coefficient de transmission en fonction du décalage de l'ouverture 87

Figure 4.33 : Dimension réelle de la transition à ouverture décalée (côté ligne et plan de masse). 88

Figure 4.34 : Courbe du coefficient de réflexion à la ligne micro ruban (simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil. 89

Figure 4.35 : Courbe du coefficient de réflexion au guide d'onde (simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil. 89

Figure 4.36 : Courbe du coefficient de transmission S_{12} (simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil. 90

LISTE DES ANNEXES

Annexe I : Empipe 3D, Netlist 97

CHAPITRE 1
INTRODUCTION

Cette fin de siècle a vu l'émergence des télécommunications, qui se sont imposées comme étant parmi les pôles de développement de la vie économique et sociale à l'échelle planétaire. Ainsi, de plus en plus d'attention a été dirigée vers l'accès aux systèmes de télécommunications sans fils cellulaires, aux satellites, aux radars, à la télé et radiodiffusion, de même qu'aux divers systèmes de communications multimédia, incluant aussi des systèmes tels LMDS (Local Multipoint Distribution Service), MMDS (Multichannel Multipoint Distribution Service) et MMCS (Multichannel Multipoint Communication System) opérant à des fréquences Micro-ondes et ondes millimétriques.

En effet, les micro-ondes ont contribué à cet essor et en ont bénéficié; les coûts de fabrication des circuits MMIC n'ont pas fini de diminuer, permettant d'orienter les recherches vers un effort d'intégration des différents modules, tels les amplificateurs, les mélangeurs, etc. entrant dans la conception d'émetteurs, et récepteurs aux fréquences Micro-ondes pour des applications commerciales ou militaires.

Tous ses systèmes sont en général conçus en technologie planaire, c'est-à-dire fabriqués à bases de lignes micro rubans, du fait que ce médium offre le meilleur compromis actuel coût – intégration.

D'autre part, la ligne de transmission de puissance aux fréquences millimétriques est le guide d'onde, prisé pour ses faibles pertes de dissipation, ainsi que pour ses performances électriques et son faible coût de fabrication. Il est de plus, largement utilisé dans les systèmes à antennes, ainsi que pour la réalisation de systèmes à hauts facteurs de qualités tels les filtres passe-bande par exemple. Ces particularités du guide d'onde en font un composant incontournable dans la conception des modules micro-onde.

La nécessité de combiner les deux technologies ensemble, impose de dépasser les dissimilitudes physiques et électromagnétiques de ces supports de transmission, et

d'imaginer un mécanisme par lequel une onde électromagnétique se propageant dans une ligne transmission et un milieu donné (ex. une onde TE dans un guide d'onde) soit couplée à une autre ligne de transmission et un autre milieu (ex. une onde quasi-TEM dans une ligne micro-ruban) tout en respectant les conditions aux limites de cette dernière. On appelle ceci une **Transition Micro-onde**.

En effet, les transitions sont un des domaines de recherche les plus importants en micro-onde et ont été largement documentées. Plusieurs techniques ont été élaborées de par le passé, basées sur des concepts différents, comme la technique du guide d'onde à rainure échelonné (Stepped ridged waveguide) présentée par S. Moochalla dans [1], la technique de la ligne à ailettes (antipodal finline) présentée par L. J. Lavedan dans [2], ou la technique du couplage par sonde (probe coupling) décrite par T. Q. Ho dans [3]. Toutes ces techniques présentent en général une bande passante de 10% à 20% pour moins de 15dB de coefficient de réflexion avec moins de 0.7dB de coefficient de transmission. Malheureusement, la majorité de ces transitions sont mécaniquement complexes à réaliser, constituées de plusieurs pièces indépendantes et assemblées en plusieurs étapes. Elles peuvent aussi nécessiter plusieurs niveaux de conducteurs et de substrats, ou un positionnement précis des court-circuits du guide d'onde, ce qui les rend donc relativement coûteuses et difficilement intégrables à un boîtier.

Ce n'est que dernièrement qu'une nouvelle technique a été élaborée par Das, Prasad et Rao [4], basée sur le concept de couplage de l'énergie du guide d'onde à travers un "iris de couplage" commun aux plans de masse et formant ainsi une jonction T avec la ligne micro ruban située parallèlement au plan E du guide. Celle-ci a fait l'objet de quelques réalisations pratiques, décrites dans les articles [5], [6], [7] permettant d'éviter bon nombre d'inconvénients cités auparavant.

L'implémentation pratique de cette technique a prouvé en effet, qu'elle présentait plusieurs avantages au niveau de l'integrabilité de la transition, ainsi que la réduction de la complexité mécanique et donc des coûts de fabrication tout en présentant de bonnes performances électriques.

En se basant sur ces techniques, nous avons essayé d'en améliorer les défauts tout en essayant d'en conserver les avantages. En effet, il est possible de simplifier encore la topologie utilisée par F. J. Villegas dans [5] qui a du utiliser des techniques d'adaptation planaires pour réaliser une bonne adaptation d'impédance entre le guide d'onde et la ligne car les dimensions de l'iris qu'il utilisait, n'étaient pas optimales.

La présente recherche consiste donc, à faire l'étude ainsi que la réalisation d'une transition micro-onde à la fréquence de 20GHz entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne micro ruban sur le substrat duroïd ©. La technique est basée sur le concept de l'iris résonant situé communément dans le plan transverse E du guide et le plan de masse de la ligne micro ruban, tout en mettant l'accent sur la méthodologie utilisée au niveau de l'adaptation d'impédance ainsi que l'isolation de notre module. La conception de notre transition a été faite en utilisant le logiciel de simulation HFSS ainsi que l'optimisateur de structures électromagnétiques Empipe 3 D.

Ainsi, le présent mémoire se présente comme suit ;

Après une brève introduction générale, le chapitre 2 révèle les caractéristiques générales ainsi que les avantages techniques des guides d'ondes et des lignes micro ruban et fait une évaluation du couplage au niveau des lignes de champs pour différentes transitions utilisées auparavant.

Le chapitre 3 fait l'état actuel des recherches en examinant de près les méthodes théoriques développées afin de permettre une conception optimale. La théorie de l'iris de couplage est ainsi examinée en détails.

Le chapitre 4 présente les étapes de conception utilisant la nouvelle technique de l'ouverture résonante, et fait état des résultats obtenus par la simulation. On s'intéresse par la suite à la fabrication de la transition, ainsi qu'à la technique de mesure utilisée. De plus, il contient une étude comparative des résultats obtenus par la simulation et les mesures.

Le chapitre 5 étant la conclusion de notre mémoire, nous y faisons la synthèse des résultats obtenus.

Chapitre 2
Techniques des transitions micro ondes

2.1 Introduction

La dérivation des équations régissant la propagation des ondes guidées se fait à partir des équations de Maxwell, car c'est aux Hyperfréquences et fréquences Micro ondes que l'on peut vérifier le plus aisément la validité de ces équations. En effet, alors que des termes peuvent en général être négligés aussi bien en basses fréquences qu'aux fréquences optiques, aucune simplification n'est en général autorisée aux hyperfréquences, précisément par suite de l'égalité entre dimensions physiques et longueur d'onde.

Les lignes de transmission usuelles, tel le câble coaxial, sont très fréquemment utilisées aux basses fréquences. Aux ondes millimétriques toutefois, ces lignes présentent de gros inconvénients puisque leurs pertes s'accroissent de façon considérable. Pour palier à cela, d'autres supports de transmission ont été développés.

Le guide d'onde représenté à la figure 2.1 est d'usage courant en micro ondes Tube conducteur creux, ayant une section transverse en général rectangulaire, parfois circulaire, il a fait l'objet de bon nombre d'études théoriques et expérimentales depuis l'année 1936. Ainsi une variété de dispositifs a vu le jour depuis, afin de remplacer les ceux à paramètres localisés existants, et il est depuis un support de transmission largement utilisé, économique et très efficace surtout à très hautes puissances.

Parallèlement à cela, la technologie planaire s'est énormément développée, principalement pour deux raisons, la première est que la réalisation d'un circuit planaire est très peu coûteuse, la seconde est que cette technologie se combine aisément aux circuits intégrés, planaires eux aussi.

La nécessité de combiner les deux technologies s'est naturellement imposée au cours des années, et bon nombre de techniques ont été développées. Malheureusement, toutes n'ont pas eu le succès escompté, présentant autant d'avantages que d'inconvénients. En effet

elles restent limitées à leurs domaines d'application, et n'offrent pas de méthodologie générale de conception.

Dans ce chapitre, nous nous bornerons aux seuls cas du guide d'onde rectangulaire et de la ligne micro ruban, nous y traiterons des caractéristiques des champs, ainsi que de l'évaluation du couplage au niveau lignes de champs entre les deux. Par la suite, nous ferons une brève description des transitions usuellement utilisées tout en présentant leurs avantages ainsi que leurs limites.

2.2 Le guide d'onde rectangulaire :

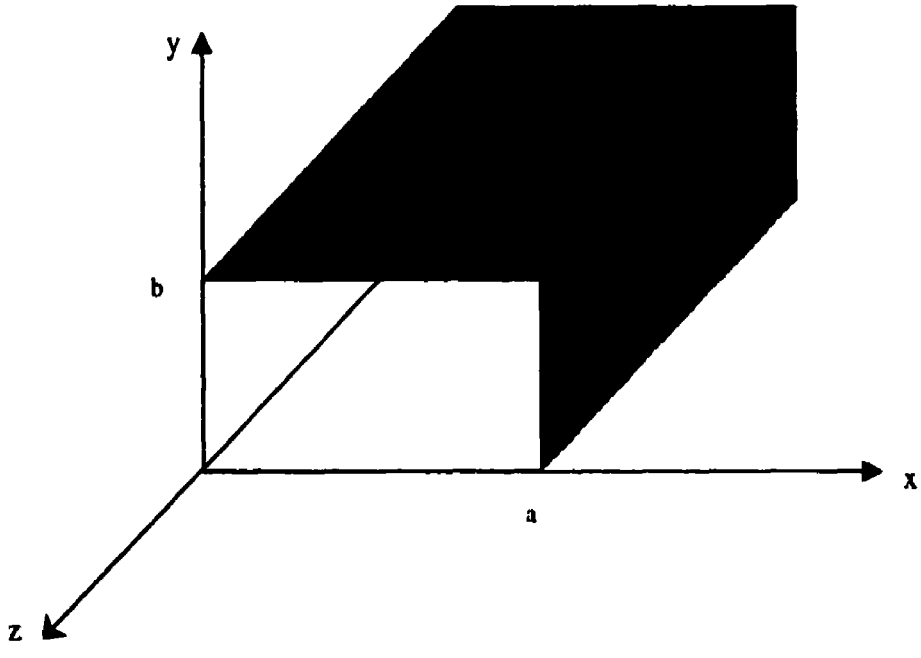


Figure 2.1 : Représentation d'un guide d'onde rectangulaire

Le guide d'onde le plus largement utilisé est le guide d'onde rectangulaire. Les quelques raisons qui expliquent ce choix sont une bonne largeur de bande d'opération pour un mode de propagation donné, une atténuation raisonnablement faible, et finalement une bonne stabilité du mode de propagation fondamental. Les dimensions habituelles de ce genre de guide sont généralement une largeur égale au double de la hauteur.

La théorie générale démontre qu'une double infinité de mode TE et TM peut se propager dans un guide aux parois conductrices. Pour qu'un de ces modes existe toutefois, il faut qu'il ait été excité. Les relations générales, basées sur la formulation du mode d'un guide d'onde à partir de la théorie des lignes de transmission,

$$\overline{E}_t(x,y,z) = V(z)\overline{e}(x,y) \tag{2.1}$$

$$\overline{H}_t(x,y,z) = I(z)\overline{h}(x,y) \tag{2.2}$$

ainsi que les conditions aux limites, permettent de déterminer alors les amplitudes des champs, dans des conditions d'excitation données. On notera que $\overline{E}_t$ et $\overline{H}_t$ représentent respectivement les champs électriques et magnétiques transverses de chaque mode, $\overline{e}(x,y)$ et $\overline{h}(x,y)$ des fonctions vectorielles indiquant la forme transversale des champs du mode. V(z) et I(z) représentent elles, les amplitudes respectives de la tension et du courant modales.

Dénotons $\overline{e}_i'$, $\overline{h}_i'$ les fonctions vecteurs champs relatifs aux modes TM, et $\overline{e}_i''$, $\overline{h}_i''$ les fonctions vecteurs champs relatifs aux modes TE, définis par :

$$\left.\begin{aligned} \overline{e}_i' &= -\nabla_t \Phi_i \\ \overline{h}_i' &= \overline{z} \times \overline{e}_i' \end{aligned}\right\} \text{ pour les modes TM} \tag{2.3}$$

$$\left.\begin{aligned} \overline{e}_i'' &= \overline{z} \times \nabla_t \psi_i \\ \overline{h}_i'' &= \overline{z} \times \overline{e}_i'' \end{aligned}\right\} \text{ pour les modes TE} \tag{2.4}$$

tel que Φ_i et ψ_i sont respectivement les fonction potentiel relatives aux modes TM et TE.

Dans ce qui suit, nous nous intéresserons aux seuls modes TE, mais nous noterons cependant que la même démarche peut être suivie en ce qui concerne les modes TM et qui est bien expliqué par R. Collin dans [14].

Ainsi, pour les modes TE, les $\bar{e}_i''$ normalisés par rapport à la section transverse peuvent être dérivés à partir de la fonction potentiel scalaire donnée par Marcuvitz dans [15].

$$\psi_i = \frac{\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{\pi} \frac{1}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \cos\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b}$$

(2.5)

où m,n=0,1,2,3,..., mode m=n=0 exclu

et

$$\varepsilon_m = 1 \quad si \quad m = 0$$

$$\varepsilon_m = 2 \quad si \quad m \neq 0$$

et ψ_i doit satisfaire les conditions aux limites aux parois (conducteur électrique parfait) tel que :

$$\nabla_t^2 \psi_i + \kappa_{ci}''^2 \psi_i = 0 \qquad (2.6)$$

$$\bar{n} \cdot \nabla_t \psi = 0 \qquad (2.7)$$

où κ_{ci}'' représente le nombre d'onde de coupure associé au guide

et $$K = \sqrt{\kappa^2 - \kappa_{ci}''^2} \qquad (2.8)$$

avec K : nombre d'onde dans le guide , $K = \frac{2\pi}{\lambda_g}$

$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda_0}$: nombre d'onde dans l'espace.

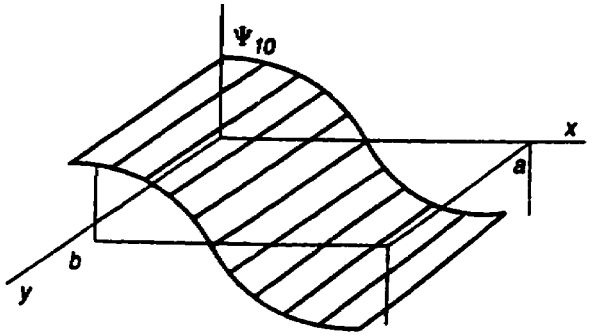


Figure 2.2 : Représentation du potentiel scalaire TE_{10} comme fonction spatiale

Les composantes du champ pour les modes TE_{mn} se déduisent à partir de (2.1),(2.4) et(2.5) tel que :

$$\left.\begin{aligned} E_x &= V_i^{+} \frac{\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{b} \frac{n}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \cos\frac{m\pi x}{a} \sin\frac{n\pi y}{b} \\ E_y &= V_i^{+} \frac{\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{a} \frac{m}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \sin\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b} \\ E_z &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad (2.9)$$

$$\left.\begin{aligned} H_x &= I_i^{+} \frac{\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{a} \frac{m}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \sin\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b} \\ H_y &= I_i^{+} \frac{\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{a} \frac{n}{\sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}}} \cos\frac{m\pi x}{a} \sin\frac{n\pi y}{b} \\ H_z &= -j\eta V_i^{+} \frac{\lambda\sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_n}}{2ab} \sqrt{m^2 \frac{b}{a} + n^2 \frac{a}{b}} \cos\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b} \end{aligned}\right\} \qquad (2.10)$$

La longueur d'onde de coupure pour le mode TE_{mn} est

$$\lambda_{ci}^{\cdot\cdot} = \frac{2\sqrt{ab}}{\sqrt{m^2\frac{b}{a}+n^2\frac{a}{b}}} \tag{2.11}$$

A partir de la formule (2.11), on peut vérifier aisément que le mode dominant est un mode TE. En l'occurrence, il s'obtient lorsque l'indice relatif à la plus petite dimension n est égal à zéro. ainsi $\lambda_{c10}=2a$.

En remplaçant $V_i^{\cdot\cdot}, I_i^{\cdot\cdot}$ par la tension V et le courant I tel que,

$$\left.\begin{aligned} V_{10}^{\cdot\cdot} &= \sqrt{\frac{a}{2b}}V \\ I_{10}^{\cdot\cdot} &= \sqrt{\frac{2b}{a}}I \end{aligned}\right\} \tag{2.12}$$

les composantes de champ relatives au mode TE_{10} s'écrivent :

$$\left.\begin{aligned} E_y &= -\frac{V}{b}\sin\frac{\pi}{a}x \\ H_x &= \frac{2I}{a}\sin\frac{\pi}{a}x \\ H_z &= -j\eta\frac{\lambda}{2a}\frac{V}{b}\cos\frac{\pi}{a}x \end{aligned}\right\} \tag{2.13}$$

On voit clairement la variation sinusoïdale des champs le long de l'axe du guide. Le champ magnétique longitudinal est déphasé de 90° par rapport aux autres composantes, notamment du champ magnétique transverse; c'est ce qui met en évidence la fermeture des lignes de champ magnétique représentés à la figure 2.3

Si $m \neq 0$ et $n=0$, le champ électrique maximal s'écrit

$|E_{max}| = \sqrt{\frac{2}{ab}}|V_{10}^{\cdot\cdot}|^2$ et intervient à $x = \frac{a}{2m} = \frac{a}{2}$

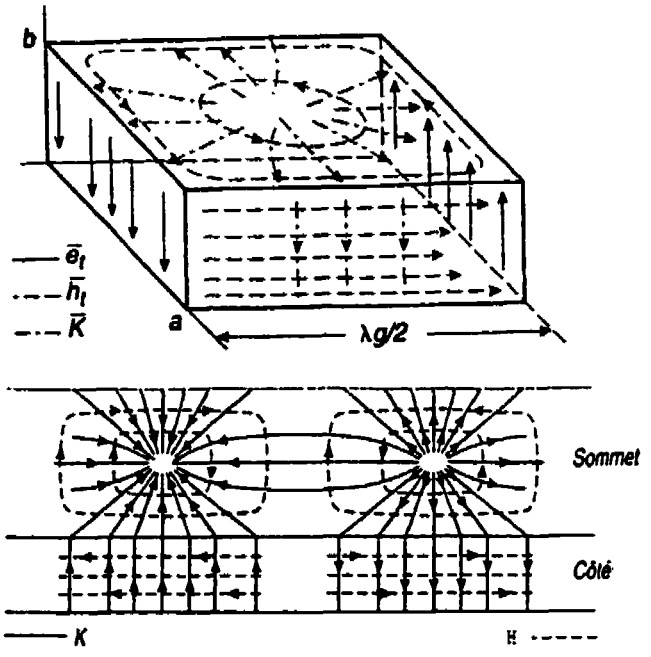


Figure 2.3 : Représentation du mode TE_{10}

2.3 Diagramme de dispersion du guide rectangulaire

On appelle diagramme de dispersion l'expression qui relie l'exposant de propagation à la fréquence.

D'après A. Vandervorst dans [21] on peut exprimer l'exposant de propagation γ par la relation :

$$\gamma^2 = p^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \qquad (2.14)$$

à des fréquences inférieures à la fréquence de coupure, l'exposant de propagation est réel, puisque son carré est positif, l'atténuation α est positive et la constante de propagation β est nulle. Il n'y a pas propagation, il y a atténuation. Et $\alpha = \sqrt{p^2 - \omega^2 \mu\varepsilon}$

À $f = 0$ $\alpha = p$, nous obtenons une courbe en arc d'ellipse.

À f supérieure à la fréquence de coupure, l'exposant de propagation est imaginaire puisque son carré est négatif, donc β est positif et α nul : Il y a donc propagation sans

atténuation et $\beta = \sqrt{\omega^2 \mu\varepsilon - p^2}$. La courbe devient un arc d'hyperbole ayant la droite $\beta = \omega/c$ comme asymptote. Le diagramme de dispersion est représenté à la figure 2.4.

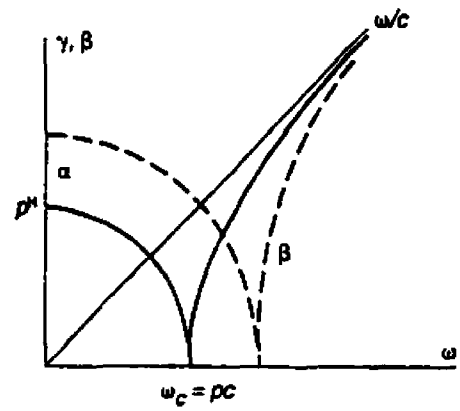


Figure 2.4 : Représentation du diagramme de dispersion d'un guide rectangulaire

En pratique, on travaille à des fréquences situées entre les fréquences de coupure des deux premiers modes de façon à n'avoir qu'un seul mode de propagation dans le guide.
Les modes susceptibles de se propager après le TE_{10} sont le mode TE_{01} pour lequel $\lambda_{c01}=2b$, et TE_{20} pour $\lambda_{c20}=a$

Si $b>a/2$ nous avons $\omega_{c01}<\omega_{c20}$

Si $b<a/2$ nous avons $\omega_{c01}>\omega_{c20}$

Dans le cas particulier d'un guide carré la fréquence de coupure du mode TE_{10} est la même que celle du mode TE_{01}, de plus les modes TE_{11} et TM_{11} auront la même fréquence de coupure que le mode TE_{20}.

Puisqu'on désire élargir la bande de fréquence où seul le mode dominant se propage, une fois la largeur du guide fixée, la pulsation ω_{c20} est aussi fixée ; par conséquent, on utilisera des guides dont la hauteur est égale ou inférieure à la demi-largeur.

2.4 La ligne Micro ruban :

Les lignes planaires se composent de deux parties : le substrat, couche généralement diélectrique et à faible perte, et une métallisation sur les deux faces du substrat, partielle ou totale selon le type de ligne envisagé. L'ensemble des composantes est ainsi situé sur le même plan.

Le substrat remplit deux fonctions distinctes : il sert de support mécanique à la structure, mais il fait aussi partie intégrante de la ligne de transmission en déterminant les caractéristiques électriques de la ligne. Différentes propriétés du substrat doivent donc être considérées : la résistance mécanique, la stabilité de forme, le coefficient de dilatation, la permittivité diélectrique et les pertes, la facilité d'usinage, etc. Les substrats couramment utilisés pour réaliser des circuits planaires sont l'Alumine ($Al_2 O_3$), le Quartz, le Téflon.

2.4.1 Caractéristiques générales

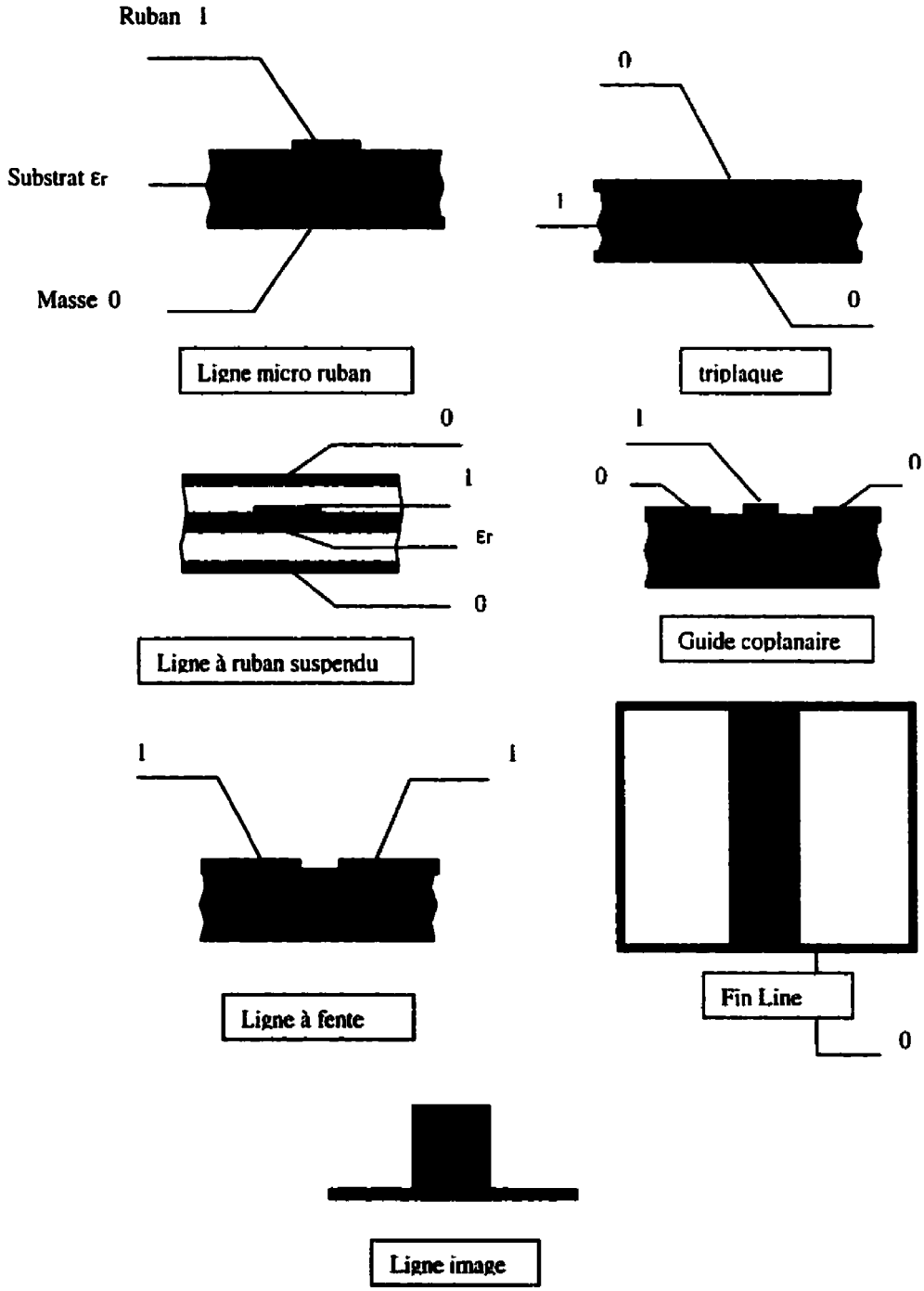


Figure 2.5 : Représentations de plusieurs types de lignes planaires

Les structures géométriques varient fortement d'un type de ligne planaire à l'autre (fig 2.5), par le nombre et la forme des conducteurs ainsi que par l'emplacement, l'épaisseur et les paramètres électriques du diélectrique. En conséquence, les paramètres électriques de ces diverses lignes – impédance caractéristique d'une part et constante de propagation ou longueur d'onde effective d'autre part – peuvent être très différents, de même que les méthodes utilisées pour les calculer.

Les lignes planaires comportent des lignes dites TEM et des lignes dites quasi–TEM.

En effet, les champs du mode quasi-TEM possèdent non seulement des composantes tangentielles comme ceux des modes TEM, mais également des composantes longitudinales. Ces dernières sont cependant petites par rapport aux composantes transverses, ce qui permet d'utiliser les notions d'impédance, de tension et de courant de ligne. Ce mode quasi-TEM s'écarte du mode TEM lorsque la fréquence augmente; cela limite l'utilisation des modèles simples au delà d'une limite dépendante du type de ligne.

L'étude des lignes quasi-TEM comporte le calcul de la distribution des champs de la vitesse de phase et de l'impédance caractéristique. Deux types d'analyse sont utilisés : l'analyse dynamique et l'analyse statique. L'analyse dynamique est la plus générale : elle calcule le mode hybride fondamental et les modes hybrides d'ordre supérieur. Les modes hybrides sont obtenus comme solutions caractéristiques de l'équation de Helmholtz avec les conditions aux limites imposées sur les conducteur et les interfaces. Dans l'analyse statique, le calcul des capacités linéiques de la structure réelle C et de la structure sans diélectrique C_a fournissent la vitesse de phase et l'impédance caractéristique. L'approximation statique n'est valable qu'aux basses fréquences et son utilisation est limitée à des fréquences pour lesquelles la dimension transverse du conducteur est faible par rapport à la longueur d'onde dans le vide.

Les paramètres géométriques de la ligne micro ruban sont illustrés à la figure 2.6.

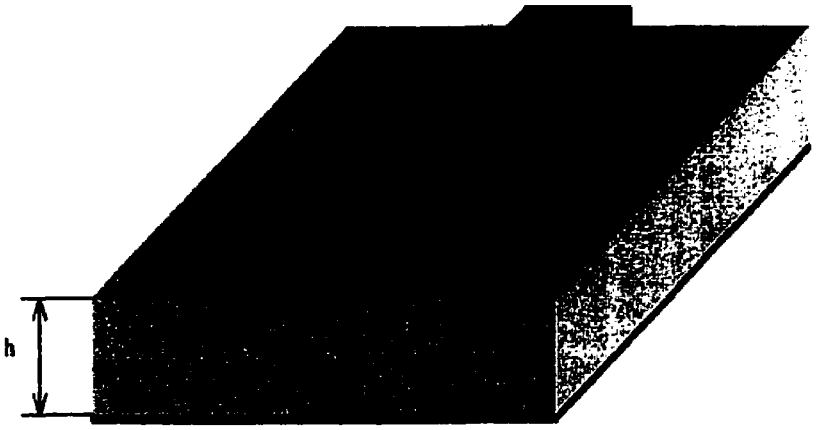


Figure 2.6 : Paramètres géométriques de la ligne micro ruban

Diverses méthodes permettent de calculer les deux capacités de la ligne C_a et C et sont décrites dans [26]. Nous nous attarderons à présenter la méthode dite du " modèle guide d'onde planaire " introduite par Wolff et al. [22] pour calculer les paramètres des lignes micro ruban. Ce modèle est dérivé du modèle utilisé dans les calculs de lignes à rubans symétriques et permet d'estimer l'expansion latérale des champs, la fréquence de coupure du premier mode supérieur et la fréquence limite d'utilisation du modèle statique. La base de la méthode est l'utilisation d'un guide d'onde planaire ayant la même impédance caractéristique, la même permittivité effective et la même vitesse de phase que la ligne micro ruban. Ce guide est constitué de deux rubans métalliques séparés par un diélectrique homogène, lui-même limité par des parois magnétiques parfaites (figure 2.7).

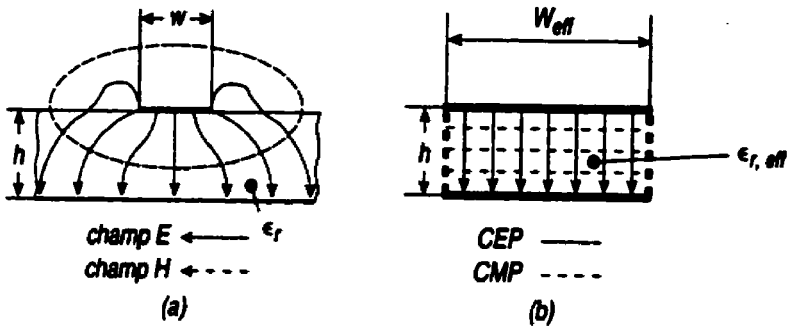


Figure 2.7 : Modèle de guide d'onde planaire utilisé pour le calcul des lignes micro ruban(a) ligne micro ruban (b) guide planaire

La permittivité du diélectrique est la permittivité effective de la ligne micro ruban ε et la largeur des rubans conducteurs w_{eff} est supérieure à w puisqu'elle tient compte de l'épanouissement des champs dans le diélectrique. Les diagrammes des champs dans le guide d'onde planaire peuvent se déduire des diagrammes des champs dans le guide d'onde de même dimension en enlevant les parois conductrices latérales et en déplaçant les parois magnétiques de $\lambda/4$ pour en faire les limites du guide.

Dans le domaine de validité de l'approximation statique, les paramètres caractéristiques de la ligne comme l'impédance caractéristique, ne dépendent pas de la fréquence. La limite au delà de laquelle l'approximation statique n'est plus valable, est donnée par la formule empirique :

$$f_{g,stat} \approx \frac{213}{\left((w+2h)\sqrt{\varepsilon_r+1}\right)} \qquad (2.15)$$

Le mode fondamental de la ligne micro ruban est un mode hybride quasi-TEM. Au delà de la fréquence limite du modèle statique $f_{g,stat}$, la dépendance en fréquence de

l'impédance caractéristique et de la permittivité effective devient importante. De plus, l'impédance caractéristique n'est pas définie de façon unique.

Les modes hybrides se propageant sur la ligne micro ruban consistent en un mode fondamental et une infinité de modes hybrides d'ordre supérieur décrits comme des modes EH_m ou HE_m suivant que la composante longitudinale E domine la composante longitudinale H ou l'inverse.

Les modes HE_m se distinguent du mode quasi-TEM par le fait que les champs présentent des maximums et des minimums le long de la ligne de transmission et également dans le plan transverse pour m >>1, comme les modes TE_{mn} des guides rectangulaires.

La détermination de la fréquence de coupure des premiers modes d'ordre supérieur est importante pour éviter de travailler dans la gamme de fréquence où plusieurs modes se propagent. La fréquence de coupure s'exprime en fonction de la largeur du guide d'onde planaire et de la permittivité effective.

$$f_{g,HE_{m0}} = f_{g,H_{m0}} = \frac{cm}{2w_{eff}\sqrt{\varepsilon_{r,eff}}} \qquad (2.16)$$

2.5 Techniques des transitions guides d'onde - ligne micro ruban :

Une transition efficace entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne micro ruban requière une conformité des champs à l'interface entre les deux structures, ainsi qu'une adaptation d'impédance.

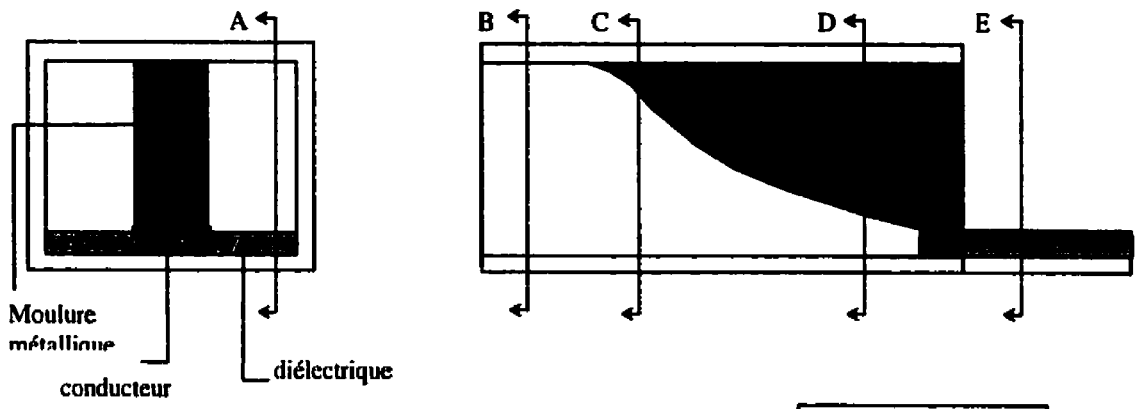
Les lignes de champs du mode TE_{10} et ceux quasi-TEM d'une ligne micro ruban sont représentés aux figures 2.3 et 2.7. Il est apparent que les champs sont, dans les deux cas, polarisés de la même façon. Par contre, les champs du guide d'onde couvrent une région plus grande par rapport à ceux de la ligne micro ruban qui sont plus concentrés entre le plan de masse et le conducteur. Une des manières pour remédier à cela consisterai donc à forcer les lignes de champ du guide à se concentrer de façon continue ou périodique.

Dans cette partie, nous allons présenter brièvement les différentes techniques et approches utilisées en micro onde afin de réaliser ce type de transition.

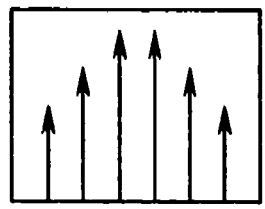
2.5.1 1ère approche :technique du "Ridged waveguide"

La transition entre le guide d'onde rectangulaire et la ligne micro ruban passe par un "Ridged waveguide", comme l'indique la figure 2.8 , ceci permet de faire une adaptation des lignes de champs de façon continue ou en utilisant des tronçons de ligne, permettant par la même occasion de passer d'une valeur d'impédance à une autre, jusqu'à la valeur voulue.

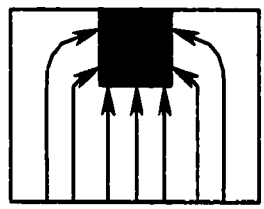
Ceci implique la connaissance de l'impédance de ce guide en fonction de ses dimensions physiques, ainsi que sa fréquence de coupure, pour pouvoir concevoir un "taper" qui permette d'atteindre la valeur de 50Ω par exemple, pour une adaptation d'impédance convenable à la ligne micro ruban.



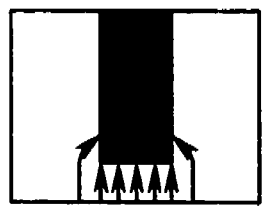
VUE B : mode dominant TE_{10}



VUE C : courbure des lignes de champ vers le « Ridge »



VUE D : Diminution du « Ridge » afin de concentrer les lignes de champ



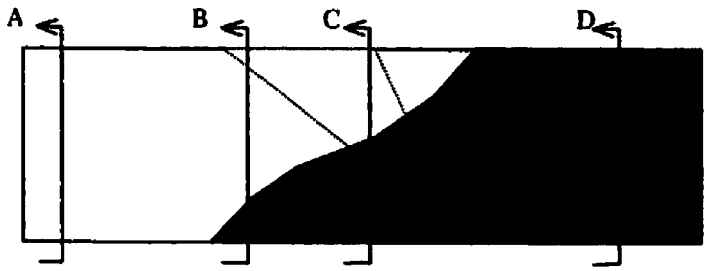
VUE E : Lignes de champ électriques de la ligne micro ruban



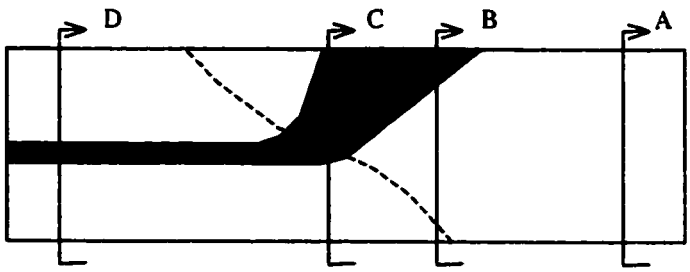
Figure 2.8 : Évolution des lignes de champ électrique à travers la transition « Ridge waveguide »

2.5.2 2ème approche : Technique de la ligne à ailettes (fin-line) :

Cette technique utilise la ligne à ailettes pour permettre la transition. En effet, à l'instar de la technique précédente, on passe par une structure planaire de façon continue ou par tronçon périodique de longueur $\lambda/4$. Dans ce cas-ci, on modélise la ligne à ailettes comme une cascade de sections de lignes de transmission uniformes ayant la même permittivité, c'est-à-dire le passage d'un guide rectangulaire à un guide partiellement rempli de diélectrique, puis de ce dernier, à une ligne à ailettes. Cette technique comporte des contraintes puisque le diélectrique sur lequel le conducteur est posé cause des réflexions à l'interface avec le guide, causant ainsi une mésadaptation dont il faut tenir compte.
On peut aussi utiliser une ligne à ailettes antipodale.
La figure 2.9 explique la technique de couplage des lignes de champ par étape.



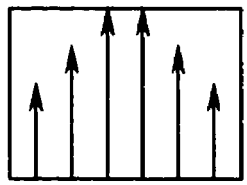
Coté plan de masse



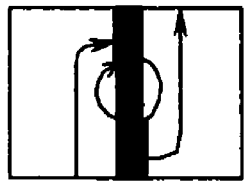
Coté conducteur

Configuration physique et
lignes du champ électrique :

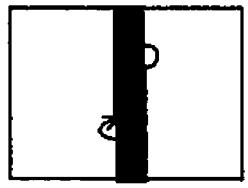
Vue A : guide rectangulaire



Vue B : ligne à ailettes antipôdale , les lignes ne se chevauchent pas.



Vue C : chevauchement des lignes



Vue D : Ligne micro ruban encastrée.

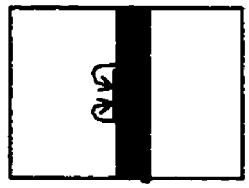


Figure 2.9: La technique de la ligne à ailettes

2.5.3 3ème approche : Technique de la sonde "Probe type"

Cette technique consiste à insérer une ligne micro ruban à l'intérieur d'un guide d'onde sur toute sa hauteur à travers une petite fente située sur la section large de celui-ci. Les dimensions de la fente sont prises aussi petite que possible afin de perturber le moins possible la distribution des champs dans le guide. Les paramètres importants du « design » sont la position du court-circuit et la longueur de la sonde.

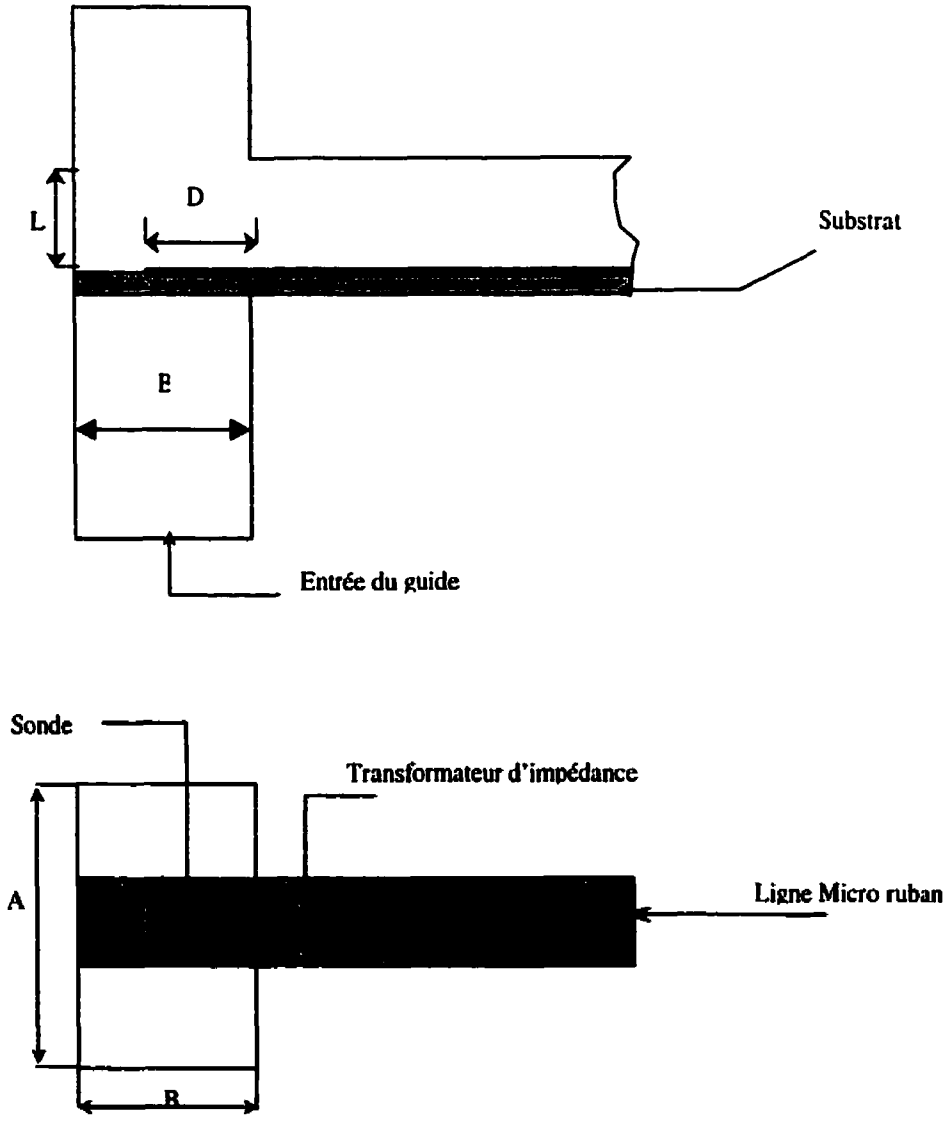


Figure 2.10 : Représentation de la technique de la sonde

Les différentes techniques de conception des transitions micro-onde usuelles présentées dans ce chapitre [1],[2],et[3] présentent de bonnes performances électriques mais souffrent par contre de plusieurs lacunes. En effet, la plupart de celles-ci contiennent plusieurs modules indépendants, qui nécessitent un assemblage en plusieurs étapes, et contiennent plusieurs niveaux de conducteurs et de substrats. Elles nécessitent aussi une précision accrue dans la fabrication et le positionnement de composants comme les paliers du guide d'onde " waveguides tapers " ou les court-circuits, ce qui ne va pas sans accroître la complexité mécanique et, de ce fait, les coûts de fabrication de tels modules[1]..[3]. Malgré leur large utilisation, aucune d'entre elles n'est arrivée, à notre avis, à offrir une intégration du guide d'onde rectangulaire avec une structure planaire (ligne micro ruban en l'occurrence) à haut niveau et à coût effectif pour des applications pratiques.

Pour exploiter les avantages complémentaires inhérents de la structure planaire et guide d'onde rectangulaire, tout en éliminant les inconvénients potentiels associés à la non similarité des interconnexions entre les deux topologies, une nouvelle intégration entre le guide et les circuits planaires a été proposée.

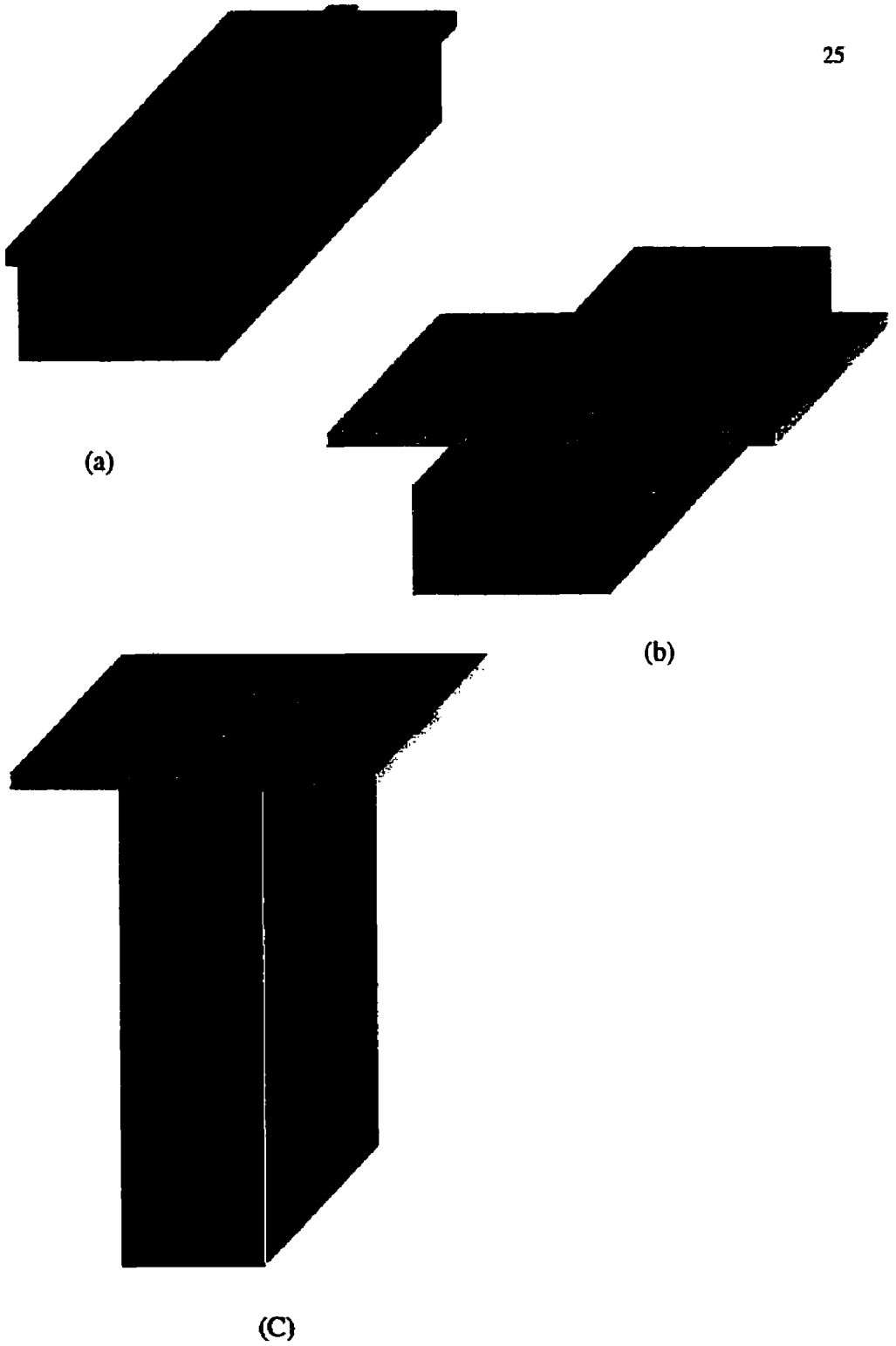


Figure 2.11 : Géométries multiples de la transition entre un guide d'onde et une ligne micro-ruban à travers une ouverture de couplage tel que, (a) :les axes des deux structures sont parallèles, (b) : à axes perpendiculaires, (c) : jonction en T.

La Figure 2.11 montre une vue générale simplifiée de la technologie guide/planaire utilisant une transition intégrée qui relie la structure planaire d'une façon cohérente avec le guide d'onde rectangulaire. La structure planaire peut être utilisée sous la forme d'une ligne micro ruban ou guide d'onde coplanaire ou même ligne à ailettes. Ici, nous nous limiterons à considérer la ligne micro ruban même si des structures planaires alternatives peuvent être utilisées dans la conception et la fabrication de telles transitions.

La présente technique, consiste à coupler l'énergie du guide d'onde rectangulaire à l'aide d'un iris ou une ouverture rectangulaire commune au plan E transverse du guide et au plan de masse de la ligne, formant ainsi une jonction en T entre les deux structures. Le plan de masse de la ligne micro ruban sert directement de face externe au guide d'onde, le substrat se trouvant ainsi directement fixé au guide d'onde permettant une meilleure isolation. La ligne micro ruban située le long du plan E du guide se termine par un circuit ouvert dont la longueur est cruciale dans la conception de transition à hautes performances. L'adaptation d'impédance utilise les avantages de la technologie planaire. De plus, une cavité ferme et termine la structure à l'exception de l'entrée de la ligne micro ruban, de façon à ce que les circuits planaires soient intégrés avec les composants guide d'onde en un seul bloc pour une meilleure utilisation des avantages complémentaires des deux structures.

Chapitre 3 :

Analyse théorique de la transition guide rectangulaire – ligne micro ruban

Dans ce chapitre, l'analyse théorique de la transition entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne micro ruban à travers un iris est examinée. Dans un premier temps, l'analyse d'une discontinuité dans le plan transverse d'un guide, en l'occurrence un iris rectangulaire, est étudiée utilisant la technique de l'équilibrage modal Par la suite, cette même technique combinée à la discontinuité de la tension modale d'une ligne micro - ruban permet de bien décrire notre transition, justifiant par la même occasion la technique de modélisation utilisée lors de la conception de celle-ci.

3.1 Introduction

3.1.1 la technique de l'équilibrage modal ou « mode matching »

La technique de l'équilibrage de modes est très largement utilisée dans l'analyse et la conception de composants micro – onde passifs, surtout pour des structures ayant des géométries fixes ainsi que pour des discontinuités se situant dans la direction de propagation. Le principal avantage de cette technique est la possibilité d'inclure l'excitation de modes d'ordre supérieur ainsi que leurs interactions, permettant de tenir compte de la contribution des modes évanescents TE et TM à l'ensemble des champs électromagnétiques étudiés. De chaque côté de la discontinuité, le champ est décrit comme étant une série de solutions connues aux équations de Maxwell dans cette région. La décomposition du champ ainsi obtenue est adaptée au plan de la discontinuité (condition aux frontières) de manière à en déduire la matrice de répartition généralisée de

la structure étudiée. Dans ce qui suit, la technique de l'équilibrage modal va être appliquée à une discontinuité de type iris rectangulaire dans le plan transverse d'un guide d'onde rectangulaire à l'image du schéma de la figure 3.2.

3.1.2 Étude de la discontinuité :

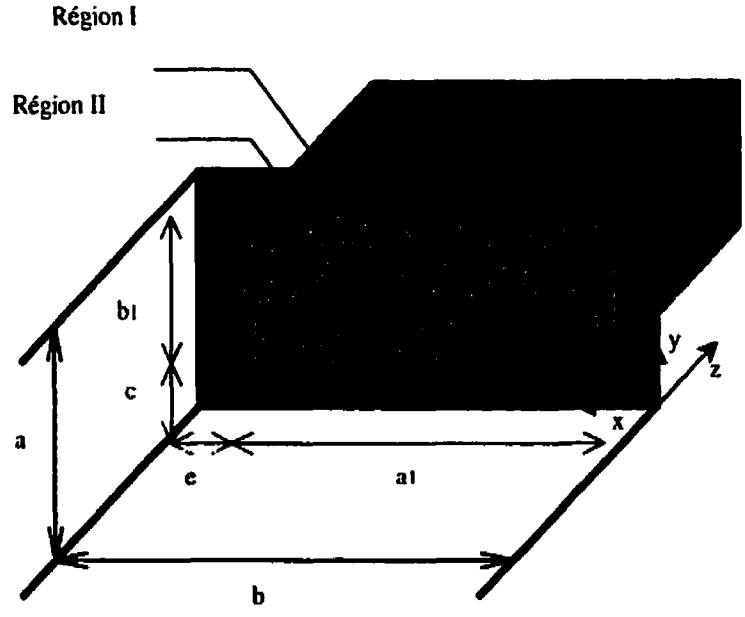


Figure 3.1 : Schéma représentant une discontinuité de type ouverture dans le plan E du guide d'onde

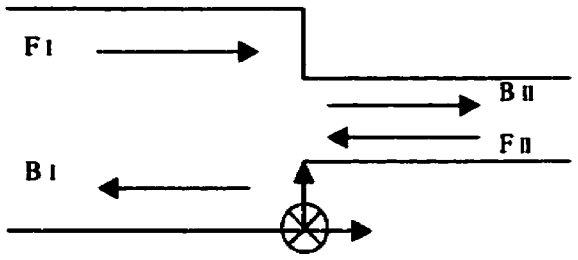


Figure 3.2 : Schéma représentant les ondes voyageant dans les directions positives et négatives

Les champs électromagnétiques dans la région d'une discontinuité ayant une largeur ou une hauteur du guide constante, ne nécessitent qu'une approximation dans une direction, comme l'explique J. Uher dans [17], résultant en une série d'expansion unidimensionnelle. L'iris rectangulaire nécessite lui une double expansion des champs, l'une suivant les x et l'autre suivant les y.

Pour un guide rectangulaire supportant le mode dominant TE_{10} incident au port 1, la composante E_x du champ électrique à la discontinuité est très petite par rapport à E_y et E_z. Dans ce cas ci, la discontinuité peut être décrite en utilisant cinq composantes du champ dérivées à partir d'un vecteur potentiel que l'on notera A_{hx} ; cette approche est nommée analyse de mode TE^x_{mn}.

Les champs électromagnétiques satisfont aux équations de Maxwell tel que :

$$\vec{E} = \nabla \times \vec{A}_h \qquad (3.1)$$

$$\vec{H} = \frac{j}{\omega \mu_0} \nabla \times \nabla \times \vec{A}_h \qquad (3.2)$$

et peuvent être décris par un ensemble de modes TE à x noté TE^x_{mn}, modes dérivés à partir du potentiel vecteur suivant x noté $\vec{A}_h = A_{hx} \cdot \vec{e}_x$.

Les composantes du champ électromagnétique deviennent :

$$E_x = 0 \tag{3.1}$$

$$H_x = \frac{j}{\omega\mu_0}\left[k_0{}^2 A_{hx} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} A_{hx}\right] \tag{3.2}$$

$$E_y = \frac{\partial A_{hx}}{\partial z} \tag{3.3}$$

$$H_y = \frac{j}{\omega\mu_0}\frac{\partial^2}{\partial x \partial y} A_{hx} \tag{3.4}$$

$$Ez = -\frac{\partial A_{hx}}{\partial y} \tag{3.5}$$

$$H_z = \frac{j}{\omega\mu_0}\frac{\partial}{\partial x \partial z} A_{hx} \tag{3.6}$$

Les champs électromagnétiques sont dérivés dans les régions I et II de la figure 3.2 à partir des vecteurs potentiel suivants :

$$A^I_{hx} = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=0}^{N} G^I_{mn} \sin(\frac{m\pi}{a}x)\frac{\cos(\frac{n\pi}{b}y)}{\sqrt{1+\delta_{0n}}}(F^I_{mn}e^{-jk^I_{zmn}z} - B^I_{mn}e^{+jk^I_{zmn}z}) \tag{3.7}$$

$$A^{II}_{hx} = \sum_{i=1}^{I}\sum_{k=0}^{K} G^{II}_{ik} \sin(\frac{i\pi}{a_1}(x-e))\frac{\cos(\frac{k\pi}{b_1}(y-c))}{\sqrt{1+\delta_{0k}}}(F^{II}_{ik}e^{-jk^{II}_{zik}z} - B^{II}_{ik}e^{+jk^{II}_{zik}z}) \tag{3.8}$$

tel que :

F et B sont les amplitudes d'ondes voyageant respectivement dans les directions positives et négatives à l'axe des z.

G représente des termes de normalisation dépendants de m, n, i, k avec :

$$G^I_{mn} = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{abk^I_{zmn}\left[k_0^2 - (\frac{n\pi}{a})^2\right]}} \tag{3.9}$$

$$G_{ik}^{II} = 2\sqrt{\frac{\omega\mu_0}{a_1 b_1 k_{zik}^{II}\left[k_0^2 - \frac{k\pi}{a_1}\right]}} \qquad (3.10)$$

et $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0$

avec k_{zmn}^{I} et k_{zik}^{II} respectivement les constantes de propagation dans les régions I et II, tel que :

$$k_{zmn}^{I} = \sqrt{k_0^2 - (\frac{n\pi}{a})^2 - (\frac{m\pi}{b})^2} \qquad (3.11)$$

$$k_{zik}^{II} = \sqrt{k_0^2 - (\frac{k\pi}{a_1})^2 - (\frac{i\pi}{b_1})^2} \qquad (3.12)$$

$\delta_{on,k}$, la fonction delta de Kronecker, est utilisée pour compenser le facteur de deux introduit par le système de fonctions orthogonales « cosin » (pour le cas n = 0 seulement).

En appliquant les conditions aux frontières (figure 3.1) aux composantes Ey et Hx à z = 0 pour les régions I et II, nous avons :

$$E^{I}{}_{y} = 0 \quad pour \quad \begin{Bmatrix} 0 \le x \le e \, et \, a_1 \le x \le a - a_1 \\ 0 \le y \le c \, et \, b_1 \le y \le b - b_1 \end{Bmatrix}$$

$$E^{II}{}_{y} = E^{I}{}_{y} \quad pour \quad \begin{Bmatrix} e \le x \le a_1 \\ c \le y \le b_1 \end{Bmatrix}$$

$$H^{I}{}_{x} = H^{II}{}_{x} \, pour \quad \begin{Bmatrix} e \le x \le a_1 \\ c \le y \le b_1 \end{Bmatrix}$$

ce qui nous amène à un système d'équations en notation vectorielle et matricielle de la forme :

$$E_y: \qquad F^I + B^I = L_E(F^{II} + B^{II}) \tag{3.13}$$

$$H_x: \qquad L_{H_x}(F^I - B^I) = F^{II} - B^{II} \tag{3.14}$$

tel que $L_{H_x} = L_E^T$ (où T dénote la matrice transposée) sont des matrices contenant les amplitudes d'onde transmises et réfléchies tel que :

$$\begin{bmatrix} B^I \\ F^{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} F^I \\ B^{II} \end{bmatrix} \tag{3.15}$$

ce qui nous donne la relation entre les paramètres S de notre discontinuité en fonction des amplitudes d'ondes

$$S_{11} = [L_E L_H + I]^{-1}[L_E L_H - I] \tag{3.16}$$

$$S_{12} = 2[L_E L_H + I]^{-1} L_E \tag{3.17}$$

$$S_{21} = L_H\{I - S_{11}\} \tag{3.18}$$

$$S_{22} = I - L_H S_{12} \tag{3.20}$$

Il est à noter qu'il est possible de simplifier l'expression des vecteurs potentiel Ahx dans les régions I et II, il faut réduire la double somme à une somme unique, en arrangeant les modes par ordre de fréquences de coupure croissantes. Ainsi toute combinaison d'indices *mn* ou *ik* est remplacée par p ou k respectivement.

Cette méthodologie étant générale, elle n'inclut pourtant pas le cas qui est le notre, c'est à dire la résonance de l'ouverture. En effet, pour tenir compte de celle-ci une approche

modifiée est proposée dans [23] où H_y est aussi inclus et adapté aux conditions aux frontières :

$$\mathbf{H_y : L_{H_y}}\,(\mathbf{F^I - B^I}) = \mathbf{F^{II} - B^{II}} \qquad (3.21)$$

et puisque nous nous retrouvons avec trois équations seulement deux inconnues (selon que l'on adapte E_y, H_x ou H_y), les équations (3.13), (3.14) et (3.21) sont combinées pour une nouvelle matrice $\mathbf{L_H}$ tel que :

$\left(\mathbf{L_H}\right)_{qp} = \left(\mathbf{L_{H_x}}\right)_{qp}$ si le mode q ou le mode p est un mode de type TE^{x}_{m0}

$\left(\mathbf{L_H}\right)_{qp} = \left(\mathbf{L_{H_y}}\right)_{qp}$ si ni le mode q ni p ne sont de type TE^{x}_{m0}.

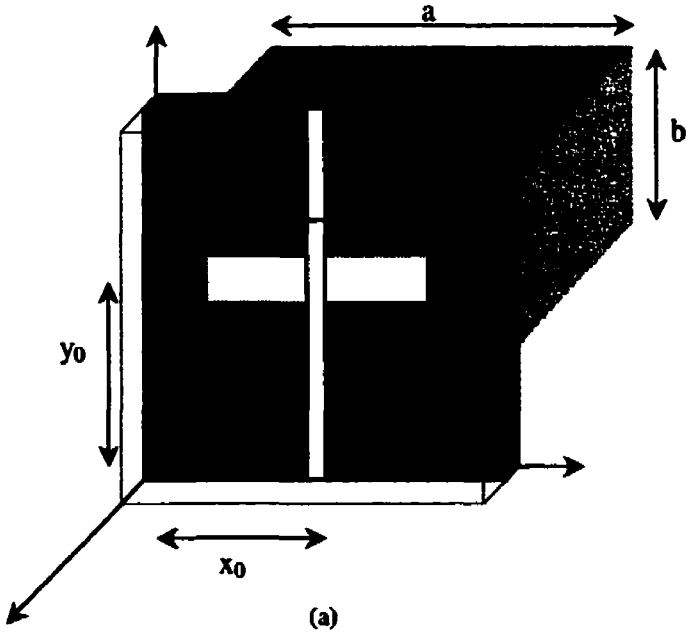
3.2 Théorie de la transition Guide Rectangulaire-ligne micro ruban

3.2.1 Technique de couplage entre la ligne micro ruban et le guide d'onde rectangulaire.

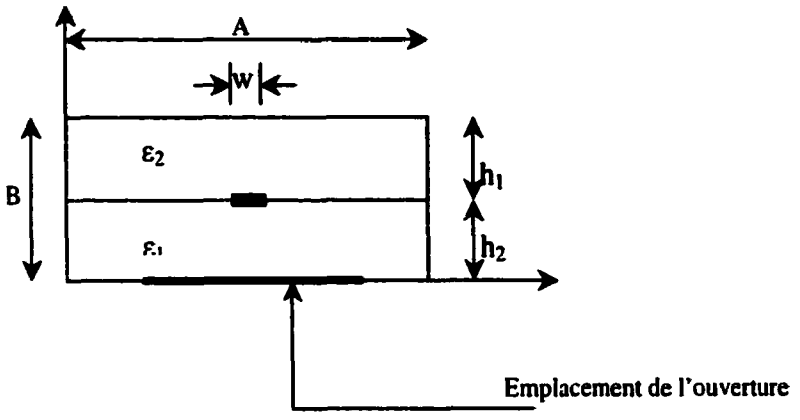
Le problème de couplage de la transition étudiée peut être considéré comme le cas de deux structures non similaires guidantes couplées à travers un iris dans la plan de masse, ce qui a été étudié auparavant par un nombre de techniques de modélisation dans les articles[5],[6]et[7], toutes limitées en général dans le cadre de leurs propres applications, sans jamais offrir une méthodologie générale. Ce n'est que récemment, avec le développement des méthodes de calcul et des outils de simulation (HFSS, HPeesof), que la modélisation et l'étude de telles structures ont été possible.

En vue de modéliser notre transition, deux problèmes de base doivent être considérés : la conformité géométrique, et la non correspondance de l'impédance.
La conformité géométrique revient à avoir une conformité au niveau des lignes de champ, et dans ce cas nécessite l'utilisation d'une ouverture rectangulaire considérant un schéma couplant efficace.
Il revient donc à résoudre la non correspondance de l'impédance pour réaliser une largeur de bande plus grande ainsi qu'une haute efficacité de couplage. Dans ce qui suit, l'expression de l'impédance de charge vue à partir d'une ligne micro ruban excitant un guide d'onde a été déterminée [8]; cette approche est basée sur la connaissance de la puissance complexe véhiculée par un guide d'onde rectangulaire supportant le mode dominant TE10 ainsi que sur la discontinuité du voltage modal sur la ligne . La réactance obtenue pourra être éliminée en terminant la ligne micro ruban par un court-circuit.

La manière utilisée afin d'exciter un guide d'onde rectangulaire à travers un iris dont le centre est localisé par le couple (x_0 , y_0) au dessus du plan de la ligne micro ruban est représenté à la figure 3.3 . La longueur de l'ouverture est parallèle à l'axe des x.



(a)



(b)

Figure 3.3 : (a)configuration utilisée pour l'excitation du guide d'onde à travers un iris dans le plan de masse de la ligne micro-ruban. (b) géométrie de la ligne micro-ruban.

L'analyse qui suit est prise dans le cas général d'une ligne à ruban "strip-line" dont le conducteur est positionné parallèlement aux plans de masse et suspendu entre deux milieux diélectriques différents.

Le champ électrique sur la ligne micro ruban peut être exprimé par la relation

$$\overline{E} = \overline{e}\, V \qquad (3.22)$$

où $\overline{e}$ représente le vecteur modal et V le voltage modal tel que les vecteurs $\overline{e}$ et $\overline{h}$ satisfont la condition

$$\int e^2 ds = 1 \qquad (3.23)$$

$$\int h^2 ds = 1 \qquad (3.24)$$

où *ds* représente une surface infiniment petite sur le plan transverse du guide d'onde.

À partir de la géométrie de la transition , nous pouvons noter que le couplage de l'ouverture est transverse par rapport à l'axe de la ligne micro ruban. Il a été prouvé qu'un tel iris produit donc une discontinuité de la tension modale, comme l'explique Marcuvitz et Schwinger dans [10] dont le circuit équivalent apparaît comme un élément en série comme l'indique la figure 3.4.

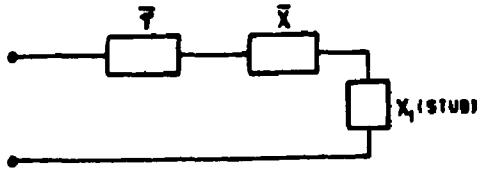


Figure 3.4 : Circuit équivalent de l'ouverture vue à partir de la ligne micro ruban

Au début du chapitre nous avons utilisé la technique de l'équilibrage de modes pour décrire une discontinuité de type iris rectangulaire, dans ce qui suit une méthode équivalente basée sur la conservation de la puissance complexe est utilisée. En effet, à la place d'appliquer les conditions aux frontières pour les deux composantes du champs électromagnétiques E et H, on utilise la continuité de la puissance complexe du guide à travers l'ouverture comme décrit dans [24].

À partir de la connaissance de la discontinuité de la tension modale ΔV, l'admittance de charge normalisée vue à partir de la ligne micro ruban couplant le guide d'onde rectangulaire s'écrit :

$$\bar{Y} = \frac{P}{Y_0(\Delta V)^2} \tag{3.24}$$

où *Yo* est l'admittance normalisée de la ligne à ruban .
et *P* la puissance complexe véhiculée dans le guide.

La distribution du champ électrique dans le plan d'une ouverture excitant le guide peut s'écrire sous la forme :

$$E_y = Eo \sin K\left(\frac{L}{2} - |x - x_0|\right) \tag{3.25}$$

Avec *Eo* étant la valeur maximale du champ électrique dans le plan de l'ouverture.
L représente la longueur de l'ouverture, et *K* s'écrit

$$K = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)\sqrt{\varepsilon_r'} \tag{3.26}$$

Avec ε_r' étant constante diélectrique effective définit par $\varepsilon_r' = \frac{2\varepsilon_r}{1+\varepsilon_r}$ et ε_r la constante diélectrique effective du milieu entourant la ligne micro ruban.
Le champ électrique de l'ouverture couplante donné par l'équation (3.25) excite les modes TE_{mn} exprimés comme une superposition de modes TE et TM.
Les amplitudes modales des modes excités s'écrivent comme l'explique Harrington dans [11]

$$E_{mn} = \frac{2\xi_n}{ab}\iint_{slot} E_y \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right)\cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)dxdy \tag{3.27}$$

où $\xi_n = 1$ pour $n = 0$

$\xi_n = 2$ pour $n > 0$

La puissance complexe dans le guide d'onde est donné par Harrington dans [11]

$$P = \iint_{z=0} \bar{u}_z \cdot \bar{E} \times \bar{H}^* ds \tag{3.28}$$

où $\bar{u}_z$ est le vecteur unité le long des axes du guide d'onde .

en substituant (3.25) dans (3.27) et en utilisant (3.28), on trouve que l'expression de la puissance complexe dans le guide est

$$P = \sum_{m=1}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}(Y_0)^*_{mn}\frac{8E}{ab}V_0^2K^2\left[\frac{\sin\frac{n\pi d}{2b}}{\frac{n\pi d}{2b}}\right]^2\cdot\cos^2\frac{n\pi y_0}{b}\cdot\sin^2\frac{m\pi x_0}{a}\cdot\left[\frac{\cos\frac{KL}{2}-\cos\frac{m\pi L}{2a}}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2-K^2}\right] \tag{3.29}$$

$$avec\ (Y_0)^*_{mn} = j\frac{\omega^2\mu\varepsilon-\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2}{\omega\mu\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2+\left(\frac{n\pi}{b}\right)^2-\omega^2\mu\varepsilon}}$$

où d représente la largeur de l'ouverture, *Vo* la tension maximale autour de l'ouverture , a et b respectivement la grande et la petite dimension externe du guide d'onde, $\mu et \varepsilon$ respectivement la perméabilité ainsi que la permittivité du milieu à l'intérieur du guide et vu que le guide est rempli d'air, ces valeurs sont celles de l'espace libre.

Afin d'évaluer la discontinuité du voltage modal, il faut déterminer l'expression de la fonction vecteur modal $\bar{e}$

Si on suppose que la fonction de distribution de charge au centre du conducteur est de la forme

$$\rho(x) = \frac{\rho_0}{\sqrt{1-\left[\frac{2}{W}\left(x-\frac{A}{2}\right)\right]^2}} \qquad pour \quad \left(\frac{A}{2}-\frac{W}{2}\right) \le x \le \left(\frac{A}{2}+\frac{W}{2}\right) \qquad (3.30)$$

$= 0$ ailleurs

alors utilisant la méthode suggérée par E. Yamashita dans [12], on peut déduire l'expression de la fonction potentiel du mode TEM, tel que :

$$\Phi(x,z) = \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{W\pi\rho_0}{n\pi\varepsilon_0\Delta_n} \cdot J_0\left(\frac{n\pi W}{2A}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi z}{A}\right)$$

pour $0 \le z \le h_1$ (3.31)

et

$$\Phi(x,z) = \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{W\pi\rho_0}{n\pi\varepsilon_0\Delta_n} \cdot J_0\left(\frac{n\pi W}{2A}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi(B-z)}{A}\right)$$

pour $h_1 \le z \le B$ (3.32)

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0 et

$$\Delta_n = \varepsilon_1 \cosh\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right) + \varepsilon_2 \cosh\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right) \cdot \sin\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right). \qquad (3.33)$$

De plus, d'après Harrington dans [11] nous pouvons écrire

$$\bar{e} = -\nabla_t \Phi \qquad (3.34)$$

où ∇_t est l'opérateur de dérivation perpendiculairement à l'axe de la ligne.

Ainsi, en utilisant les expressions (3.31), (3.32) et (3.33) dans (3.34), nous obtenons l'expression de la fonction vecteur modal du champ électrique tel que :

$$\bar{e} = -\sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{\sqrt{2\pi}}{AR\Delta_n} \cdot J_0\left(\frac{n\pi W}{2A}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right) \cdot \left[\cos\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \sinh\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \cdot \bar{u}_x + \sin\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \cosh\left(\frac{n\pi z}{A}\right) \cdot \bar{u}_z\right]$$

pour $0 \le z \le h_1$ (3.35)

$$\bar{e} = -\sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{\sqrt{2\pi}}{AR\Delta_n} \cdot J_0\left(\frac{n\pi W}{2A}\right) \sin\left(\frac{n\pi}{2}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right) \cdot \left[\cos\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \sinh\left(\frac{n(B-z)\pi}{A}\right) \cdot \bar{u}_x - \sin\left(\frac{n\pi x}{A}\right) \cosh\left(\frac{n(B-z)\pi}{A}\right) \cdot \bar{u}_z\right]$$

pour $h_1 \le z \le B$ (3.36)

avec

$$R^2 = \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{1}{n} \frac{J_0^2\left(\frac{n\pi W}{2A}\right)\left[\coth\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right) + \coth\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right)\right]}{\left[\varepsilon_1 \coth\left(\frac{n\pi h_1}{A}\right) + \varepsilon_2 \coth\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right)\right]}$$

nous pouvons donc déterminer la discontinuité de la tension modale [8] tel que

$$\Delta V = \iint_{slot} \bar{n} \times \bar{E}^s \cdot \bar{h} \cos\beta y \cdot ds \qquad (3.37)$$

où β est la constante de phase dans la direction y.

$\bar{E}^s$ représente la distribution du champ électrique dans le plan de l'ouverture

$\bar{h}$ est la fonction vecteur modal transverse du champ magnétique du mode TEM dominant de la ligne micro ruban relié au vecteur modal électrique par la relation

$$\bar{h} = \bar{u}_y \times \bar{e} \qquad (3.38)$$

Ainsi en utilisant (3.35), (3.38) dans (3.37), nous obtenons l'expression de la discontinuité de la tension modale pour une ouverture située dans le plan de masse d'une ligne micro ruban pour $z = 0$, de la forme

$$\Delta V = V_0 \sum_{n=1,3,5}^{\infty} \frac{\sqrt{2\pi}}{AR\Delta_n} J_0\left(\frac{n\pi W}{2A}\right) \cdot \sinh\left(\frac{n\pi h_2}{A}\right) K \left[\frac{\cos\left(\frac{KL}{2}\right) - \cos\left(\frac{n\pi L}{2A}\right)}{\left(\frac{n\pi}{A}\right) - K^2}\right] \qquad (3.39)$$

Ceci fait, nous pouvons maintenant à partir des expressions (3.24), (3.29) et (3.39) aboutir à l'expression finale donnant l'admittance vue à partir d'une ligne micro ruban à travers une ouverture de couplage rayonnant à l'intérieur d'un guide d'onde rectangulaire tel que

$$\overline{Y} = \overline{g} + j\overline{b} = \frac{1}{\overline{z}} = \frac{1}{\overline{r} + j\overline{X}} = \frac{P_r + jP_i}{Y_0(\Delta V)^2} \qquad (3.40).$$

la matrice de répartition généralisée de la transition peut à ce moment là être déduite de la relation (3.40).

3.3 Présentation des logiciels de simulation

3.3.1 Le logiciel de simulation HFSS

La technique de simulation utilisée par HFSS pour calculer la totalité du champ électromagnétique à l'intérieur d'une structure tri-dimensionnelle est basée sur la méthode des éléments finis. La structure est subdivisée en plusieurs petites régions à partir desquelles les champs dans chaque élément de l'espace sont calculés à l'aide d'une fonction variationnelle. En effet, le modèle géométrique est automatiquement divisé en plusieurs tétraèdres, formés de quatre triangles équilatéraux, appelé « *Mesh* », ou maille, tel que représenté dans la figure 3.5 .

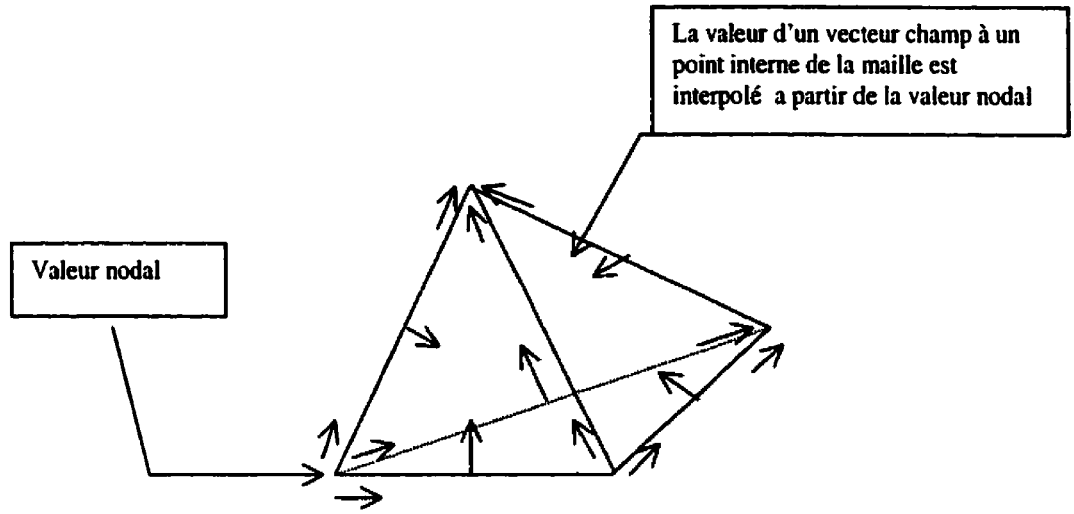


Figure 3.5 : Représentation des vecteurs champs sur une maille.

Calcul de champs :

La valeur d'un vecteur champ à un point à l'intérieur d'un tétraèdre est interpolée à partir des valeurs de champs calculées aux sommets de celui-ci. En effet, à chaque coin, les composantes du champ, tangentielles aux cotés du tétraèdre, ainsi que les composantes tangentielles aux surfaces de celui-ci tout en étant normales aux centres des côtés, sont calculées et sauvegardées par HFSS, ces valeurs sont appelées ***valeurs nodales.*** Cette représentation, permet de transformer les équations de Maxwell en systèmes d'équations matricielles qui sont résolues en utilisant des méthodes numériques traditionnelles, qui sont présentées dans [13].

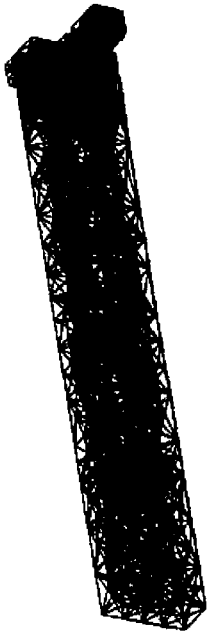


Figure 3.6 : Maillage interne de la transition guide rectangulaire – ligne micro ruban

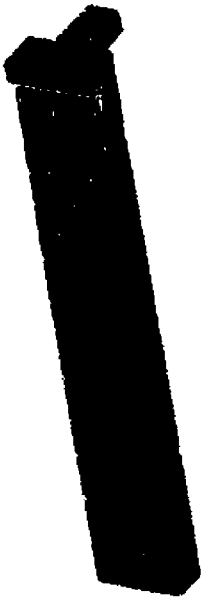


Figure 3.7 : Maillage de surface de la transition guide d'ondeligne micro ruban

Afin de calculer la matrice de répartition généralisée initiale de notre transition, HFSS effectue les étapes suivantes :

1) La structure entière est divisée en plusieurs mailles d'éléments finis,
2) Les ondes au port d'entrée et de sortie, en l'occurrence le guide et la ligne micro ruban, sont calculées afin d'estimer les ondes d'excitation initiales et nous permettent d'estimer les impédances d'entrée et de sortie de notre transition, ainsi que les constantes de propagation à chaque port,
3) Connaissant les ondes d'excitation, la totalité des champs électromagnétiques à l'intérieur de la structure est calculée,
4) Par la suite, la matrice de répartition généralisée est déduite à partir du taux d'ondes réfléchies et transmises à l'intérieur de la transition.

Dans un premier temps donc, une première simulation est faite à l'aide d'un premier maillage afin d'obtenir les solutions initiales à notre structure. Par la suite, on définit un critère de convergence basé sur une tolérance d'erreur, noté ΔS. De même, on définit un certain nombre d'étape de raffinement. On peut intervenir aussi au niveau de la qualité de maillage qui peut être soit léger, soit au contraire très dense. On notera que HFSS ne peut raffiner qu'à une seule fréquence à la fois.

Ainsi, lorsque l'erreur entre deux étapes successives se trouve à l'intérieur de la tolérance spécifiée, la solution est acceptée. Dans le cas contraire, un autre raffinement est effectué.

Limites et précision de la solution.

Il existe une corrélation entre le niveau de précision recherché, le type de maillage utilisé et les ressources informatiques disponibles.

En effet, la précision de la solution trouvée dépend de la grandeur de chaque élément de la maille. Une solution basée sur un maillage dense sera plus précise qu'une solution basée sur un petit nombre d'éléments.

D'autre part, plus la précision voulue est grande, plus le temps de simulation est grand, d'autant plus que pour une transition comme la notre, HFSS nécessite une quantité de mémoire de stockage et de calcul élevée. Dans ce cas de figure, il faut procéder par solution approchée, c'est-à-dire effectuer des premières simulations utilisant un léger maillage. Une fois que l'élément voulue est caractérisé, on effectue une simulation plus précise avec un maillage plus dense.

3.3.2 Le logiciel d'optimisation Empipe 3 D

Depuis toujours, la nécessité d'optimiser des structures électromagnétiques tri-dimensionnelles s'est imposée comme étant l'un des champs d'étude les plus importants en micro-ondes. Pour cela, on combinait des méthodes de calcul numériques à des techniques d'optimisation connues. Ce n'est que très récemment que la compagnie Hewlett-Packard a développé le logiciel d'optimisation Empipe 3D qui combine la méthode des éléments finis avec plusieurs méthodes d'optimisation telles que la «Quasi-Newton», «Minimax» ou «Random».

Ainsi Empipe 3D permet de choisir la dimension ainsi que le milieu de transmission à l'intérieur d'une structure comme variable à optimiser, utilisant une technique appelée «Geometry Capture Technology» qui compare la géométrie de deux projets créés sur HFSS et note la dimension qui varie pour la choisir comme variable.

Cette technique cependant présente des limites puisqu'on ne peut pas optimiser de dimensions courbées ou circulaires. De plus, pour comparer deux projets entre eux, il est nécessaire d'utiliser la même échelle lors de la conception de la structure, ce qui est une restriction de taille car on ne peut optimiser que dans la direction spécifique de la variation de la dimension.

Vu que notre structure ne contient aucun élément ayant un rayon de courbure, l'utilisation d'Empipe3D devient attrayante car notre transition est entièrement optimisable. Les éléments à optimiser sont les dimensions de l'Iris, ou l'ouverture de couplage, notées (a_1,b_1), le substrat utilisé, de permittivité ε_r et de hauteur h, la longueur du circuit ouvert de la ligne micro ruban λ_{eff} /4, la hauteur de la cavité d'isolation $h_{cavité}$ ainsi que l'iris inductif de la cavité dont la largeur sera notée l'.

Néanmoins, l'ordre d'optimisation est important. Après avoir fixé les dimensions du guide et de la ligne micro-ruban, on commence par optimiser l'ouverture de couplage puisqu'elle constitue l'élément le plus crucial de la conception et que les dimensions des autres éléments à optimiser varient en fonction de l'ouverture choisie, de même que les performances électriques de la transition elles-même. Par la suite vient la longueur du circuit ouvert ainsi que les caractéristiques de la ligne (ε_r, h). Une fois ces éléments fixés, on optimisera la cavité ($h_{cavité}$, l').

Ainsi donc, l'optimisation d'un élément de notre transition se fera en créant une structure de référence dans un projet que l'on appellera nominal. Par la suite, on créera un projet dit perturbé où l'on fera varier la dimension voulue. Empipe 3D optimisera alors cette dimension à l'intérieur d'un intervalle d'interpolation que l'on aura fixé et comparera les résultats obtenus avec l'objectif à atteindre, tel qu'on l'aura défini. Il est clair qu'il faut choisir au départ un intervalle d'interpolation qui ne soit pas trop précis car Empipe 3D utilise HFSS pour les calculs numériques. Dans le cas contraire, l'optimisation serait très lente.

L'annexe I présente un exemple de « Netlist », c'est à dire le programme d'optimisation utilisé par *Empipe3D*.

3.4 Conclusion

L'analyse théorique de la transition guide rectangulaire-ligne micro ruban est à nos yeux très importante puisqu'elle offre d'une part la seule méthodologie générale qui décrit entièrement la transition, d'autant plus que les équations présentées incluent le cas de la résonance, et d'autre part, elle inclut les modes d'ordres supérieurs qui sont susceptibles de se propage à travers la ligne micro ruban, ce qui nous est très utile lors de la conception.

Enfin, cette technique est programmable, et de plus amples informations pourront être trouvées dans [4] et [17].

Pour notre part, le logiciel HFSS combiné à Empipe3D s'avère être un moyen efficace pour la conception de ce genre de structure. Le chapitre 4 traite d'ailleurs en détail des techniques de conception et présente les résultats obtenus.

Chapitre 4 :

résultats et discussion

4.1 Introduction

Concevoir une transition efficace entre deux lignes de transmission ayant deux géométries différentes, nécessite d'imaginer un mécanisme par lequel la transformation de l'onde électromagnétique d'un mode donné à un autre, puisse s'opérer dans les deux sens de la propagation, ou dans une direction spécifique. Ceci dépend principalement du champ d'application où l'on veut l'utiliser. Une transition utilisée par exemple à la suite d'une antenne de réception n'a pas besoin d'être bidirectionnelle, le sens guide d'onde – ligne micro ruban suffirait. De plus, la propagation devrait se faire sans pertes, tout en réalisant une bonne adaptation d'impédance entre les deux lignes à l'intérieur de la bande de fréquence voulue.

Pour une transition idéale, réciproque et sans pertes, on a donc :

$$|S_{11}| = |S_{22}| = 0$$

et

$$|S_{12}| = |S_{21}| = 1$$

Ainsi, une bonne transition micro onde serait dans un premier temps à géométrie simple ne nécessitant pas beaucoup d'éléments indépendants (du point de vue conception et fabrication), et présenterait une bonne adaptation d'impédance ainsi que de bonnes performances électriques à l'intérieur de la bande de fréquence voulue.

La transition guide rectangulaire - ligne micro ruban a fait l'objet de plusieurs réalisations à différentes fréquences et différentes techniques ont été proposées dans le passé, dont certaines ont été présentées dans le chapitre 2.

Au niveau de la conception, la difficulté de ce genre de transition réside dans le choix de la manière avec laquelle on réalise une correspondance entre les lignes de champ des deux lignes de transmission en question. D'une part, le mode dominant TE_{10} du guide et le mode quasi -TEM de la ligne micro ruban sont polarisés de la même façon comme l'indiquent les figures 2.3 et 2.7 . D'autre part, ces deux modes ne couvrent pas autant d'espace en terme d'expansion des lignes de champ puisqu'en effet, les lignes de champ de la ligne micro ruban sont concentrées entre le conducteur et le plan de masse.

Afin de forcer les lignes de champ du guide à se concentrer, la technique du « ridged waveguide » ou guide à moulure ainsi que la technique de la ligne à ailettes proposent un changement graduel à travers respectivement des tronçons du « ridge » ou des tronçons de lignes « tapers », par échelons ou de façon continue. Ces derniers permettent d'élargir la bande de fréquence obtenue pour atteindre autour de 20% sur toute la bande utile du guide. Ces bons résultats expliquent que ces techniques soient encore utilisées à l'heure actuelle. Il n'en reste pas moins qu'elles restent très coûteuses, d'autant plus que pour obtenir une transition large bande ceci implique l'utilisation de plusieurs échelons, chaque section ayant une longueur d'un quart de longueur d'onde dans le guide nécessitant une précision accrue.

La technique de conception doit aussi tenir compte des réflexions dues au « ridge » ainsi qu'au diélectrique dans le cas de la ligne à ailettes, qui peuvent générer des pertes. De plus, le nombre de sections indépendantes qui interviennent et la nécessité d'avoir plusieurs niveaux de conducteurs et de substrats, compliquent les phases d'assemblage et de fabrication.

Récemment, une nouvelle technique utilisant une ouverture de couplage commune au plan transverse du guide et au plan de masse de la ligne micro ruban, a été présentée par B. N. Das dans [4]. Celle-ci permet d'éviter bon nombre des inconvénients précédemment cités, du fait que son principal atout est la simplicité de la géométrie suggérée, de même que le faible coût de fabrication. Les résultats obtenus étaient encourageants, en effet la transition mesurée dans la bande S présentait une largeur de

0.1GHz autour de 3GHz pour un S_{12} inférieur à 1dB sur toute la bande, et une largeur de 0.54GHz centré à 11.5GHz dans la bande X, pour le même seuil de référence.

En contrepartie, comme nous allons le constater à la lecture des résultats présentés dans cette partie, cette nouvelle méthode nécessite un processus de fabrication de haute qualité et très précis, surtout lorsqu'on travaille à des fréquences plus élevées.

Stones et Villegas dans [5], ont repris et amélioré cette technique pour le compte de l'industrie militaire. Les résultats obtenus dans la bande Q présentaient 10% de largeur de bande autour de 44.25GHz, pour un seuil de référence de S_{11} = -15dB et un S_{11}de -22dB à 44.25GHz. Pourtant, lors de la conception, les auteurs n'ont pas réussi à optimiser les dimensions de l'ouverture de couplage, ce qui les a obligé à utiliser les techniques d'adaptation planaires (deux courts-circuits radiaux en parallèle), ce qui complique d'une part la géométrie de même que la technique de conception, mais leur assure une adaptation d'impédance large bande.

Pour notre part, et profitant de l'évolution des techniques de simulation (HFSS) et de calcul numérique (Empipe3D), nous nous sommes fixé comme objectif d'améliorer la transition à ouverture de couplage afin d'en simplifier d'avantage l'architecture, d'autant plus que les dimensions de l'iris ou l'ouverture de couplage ainsi que de la cavité d'isolation, peuvent être optimisés à l'aide d'Empipe3D.

Vu que le sujet de notre étude est la réalisation d'une transition guide rectangulaire-ligne micro ruban, à la fréquence de 20GHz, notre objectif est d'avoir les meilleurs coefficients de réflexion et de transmission possible, tout en ayant une bonne largeur de bande autour de cette fréquence, de l'ordre de 10%, afin de pouvoir l'intégrer à des circuits MMIC tel que des amplificateurs.

Le seuil minimal qui fixe la largeur de bande d'une transition micro onde, utilisé dans des applications commerciales est un S_{11}=-15dB. Il n'en reste pas moins que pour les transitions déjà réalisée au laboratoire de POLY-GRAMES [27], le seuil de référence est de -10dB, ce qui correspond à un taux d'onde stationnaire acceptable de 1.925, surtout si on sait que la majorité des amplificateurs commerciaux viennent avec un taux d'ondes stationnaires minimal de 2.

Malgré cela nous considérerons les deux seuils de référence précédemment cités dans la discussion de nos résultats.

Dans ce chapitre, nous allons donc présenter l'architecture de la transition étudiée ainsi que la méthode de conception utilisée. Par la suite, nous allons montrer la technique de fabrication et les résultats comparatifs des transitions « dos à dos » et de l'ouverture décalée. Dans tous les résultats de simulations que nous allons présenter dans la suite de ce chapitre, le port 1 représente l'entrée de la ligne micro ruban et le port 2 représente l'entrée du guide.

De plus, il existe trois types de définitions d'impédance équivalentes Z_{vi}, Z_{pv}, et Z_{pi}, dont l'utilisation dépend de la géométrie de la structure à chaque port. Nous avons pour notre part utilisé la définition d'impédance Z_{vi}, car mieux adaptée à la ligne micro ruban.

4.2 Géométrie de la transition

4.2.1 Description de la transition

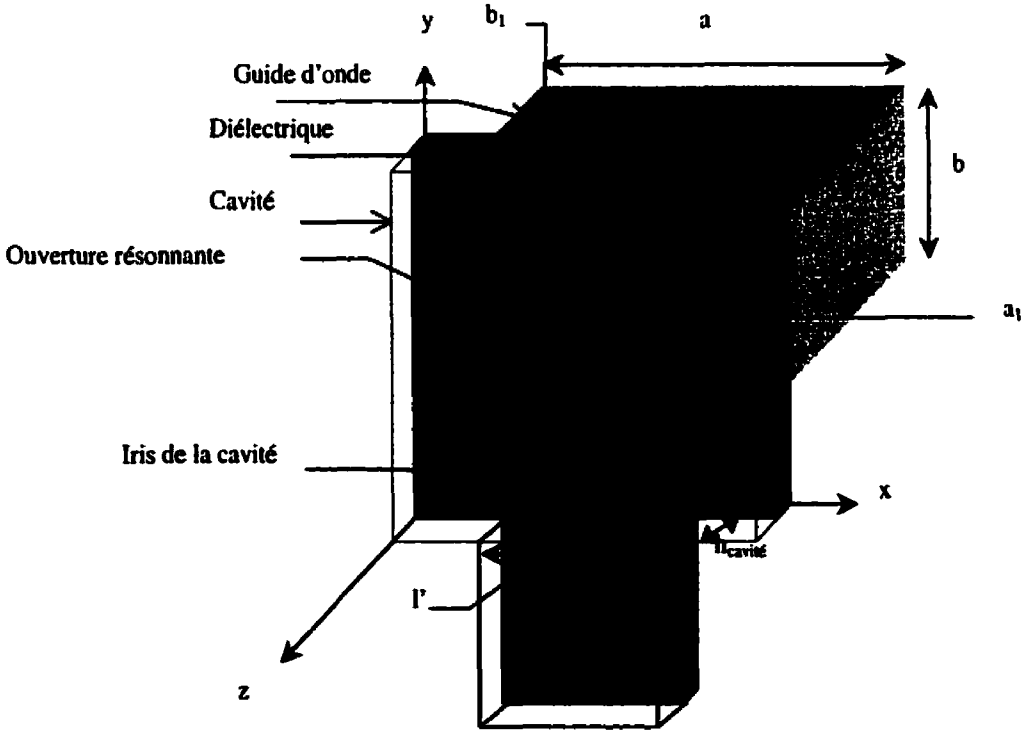


Figure 4.1 : Vue en perspective de la transition

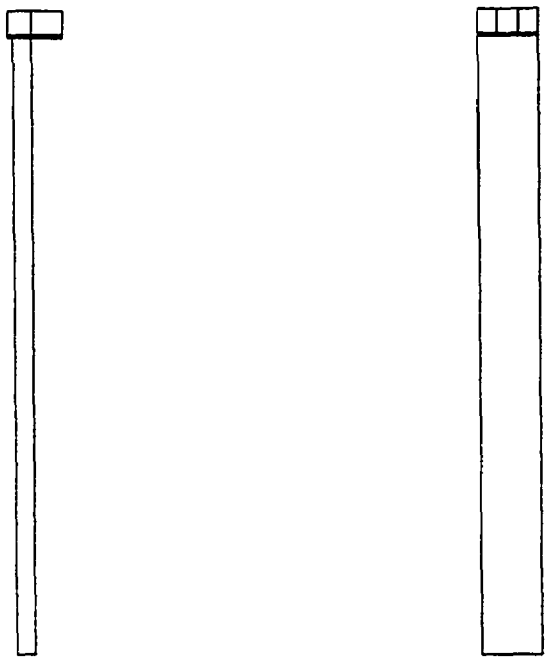


Figure 4.2 : La transition guide rectangulaire-ligne micro ruban, vue de face et vue de côté

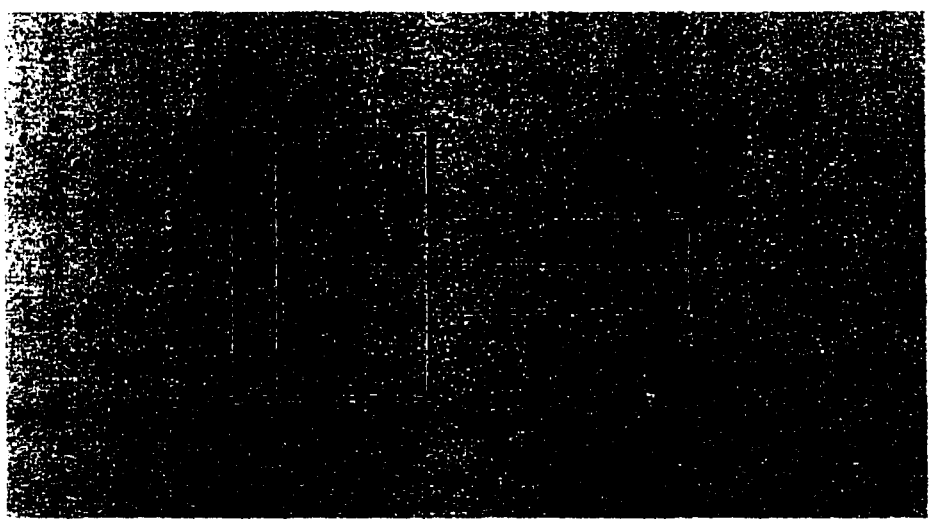


Figure 4.3 : Vue de haut de la transition à travers l'iris de couplage dans le plan transverse.

La géométrie de la nouvelle transition est formée d'une ligne micro ruban située le long du plan transverse du guide d'onde rectangulaire, formant ainsi une jonction en T. L'iris ou l'ouverture résonnante est commun au plan transverse du guide et au plan de masse de la ligne micro ruban, en étant orienté perpendiculairement à celle-ci. De plus, la ligne micro ruban se termine par un tronçon de ligne de longueur $\lambda/4$ à une extrémité de la fenêtre de couplage. Une cavité d'isolation termine la structure éliminant les rayonnements et empêchant par l'intermédiaire de l'iris inductif la propagation de mode d'ordres supérieurs. La structure sous ces conditions forme une **transition** entre le guide d'onde rectangulaire et la ligne micro ruban.

4.3 Éléments constitutifs de la transition

Le Guide Rectangulaire

Le guide rectangulaire utilisé lors de la conception de notre transition est le guide WR-42, qui couvre les plages de fréquence allant de 18 à 26GHz, communément appelée la *bande K* . Ce guide se caractérise par des dimensions internes (a, b) = (420 mil , 170 mil) = (10.67 mm, 4.32 mm) ainsi qu'externes de (A ,B) = (500 mil, 250 mil) = (12.7 mm, 6.35 mm).

Lors des simulations, la longueur du guide a été choisie égale à trois fois la longueur d'onde dans le guide λg = 831.6 mil = 21.12 mm soit L = 2495 mil = 63.37 mm. Ainsi, le premier mode à être excité sera le mode dominant TE10 ayant la plus petite fréquence de coupure.

$$fc = \frac{\upsilon}{\lambda_c} = \frac{c}{\lambda_c\sqrt{\mu_R\varepsilon_R}} = c\times\frac{\sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2+\left(\frac{n}{2b}\right)^2}}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} = 14.047\ \text{GHz}$$

Le diagramme de dispersion à la figure 4.4 illustre bien cela puisque les deux autres modes susceptibles de se propager sont les modes TE_{01} dont la longueur d'onde de coupure $\lambda_c = 2b$ et le mode TE20 dont $\lambda_c = a$ ayant respectivement des fréquences de coupures de 28.094GHz et 34.704GHz.

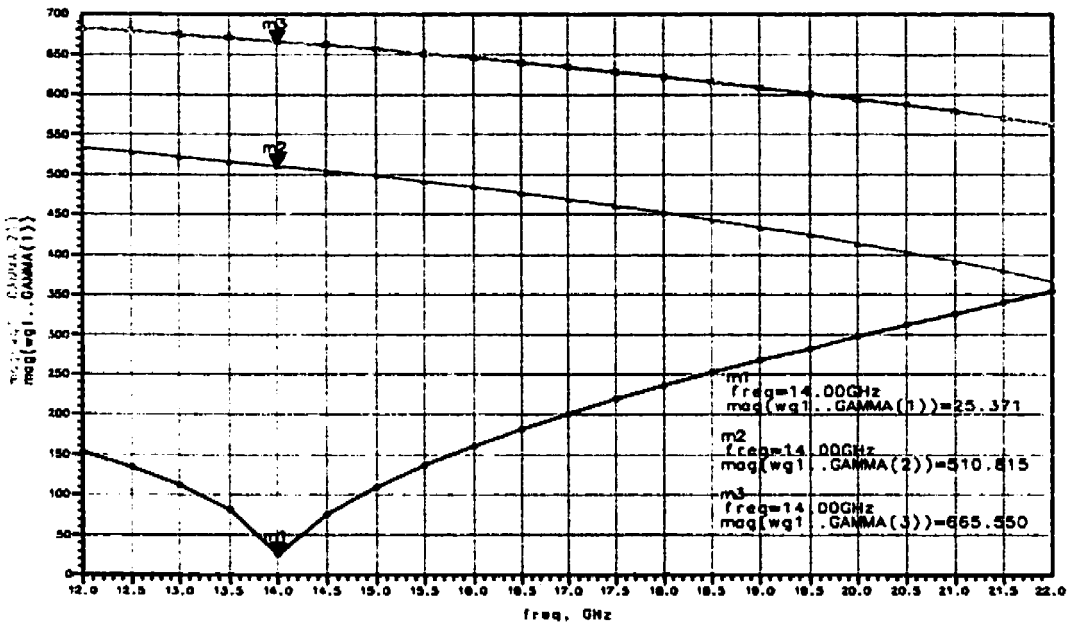


Figure 4.4 : Diagramme de dispersion pour les trois premiers modes du guide rectangulaire

Ligne Micro ruban :

Plusieurs lignes micro rubans (mono-modes à f=20GHz), d'impédance Z_{vi} = 50 Ω, conçues sur des substrats différents, ont été simulées afin de sonder le type de ligne qui nous donneront les meilleurs résultats. En effet, la permittivité du substrat, ainsi que la largeur de la ligne utilisée, influencent les caractéristiques d'une transition.

Trois substrats ont ainsi été choisis selon le tableau suivant :

Tableau 4.1 : Paramètres des lignes micro rubans utilisées.

f = 20GHz h = 10 mil	εr	W	L=385+λeff/4	Pertes diélectriques
Quartz	4.7	18.52 mil 0.47 mm	463 mil 11.76 mm	2.0^{e}-4
Alumine	9.6	9.97 mil 0.25 mm	442 mil 11.22 mm	3.0^{e}-4
Duroïd ©	10.2	8.1 mil 0.21 mm	443 mil 11.25 mm	2.0^{e}-3

De plus, on a étudié les variations du couplage en fonction de l'épaisseur du substrat h, pour le Duroïd, tel que :

Tableau 4.2 : Paramètres de la ligne micro ruban choisie en fonction de la hauteur.

Duroïd © A f_0=20 GHz	h = 5 mil	h = 10 mil	h = 15 mil	h = 20 mil
W	4.66 mil 0.11 mm	8.1 mil 0.21 mm	14.46 mil 0.37 mm	20.03 mil 0.51 mm
λeff/4	56.16 mil 1.43 mm	55 mil 1.4 mm	54.7 mil 1.39 mm	53.84 mil 1.37 mm

Cavité d'isolation :

La conception d'une cavité rectangulaire qui termine notre transition est cruciale pour celle-ci. En effet, comme nous allons le voir lors de la discussion des résultats, l'absence de la cavité induit des pertes de rayonnement, ainsi que la propagation de modes guides TE sur la ligne, qui à l'origine étaient évanescents.

Les dimensions de la cavité ont été choisies de façon à ce qu'il n'y ait aucune résonance qui se produise dans la bande de fréquence de travail (18 – 22 GHz).

La condition de non résonance de la cavité s'écrit :

$$\left|\frac{f_0 - f_{resi}}{f_0}\right| \geq 0.1 \qquad (4.1)$$

tel que f_0 est notre fréquence centrale et f_{resi} sont les deux fréquences de résonance modales les plus proches de 20 GHz et qui peuvent êtres calculées en considérant une cavité remplie homogènement par un diélectrique de largeur h tel que décrit par R. Collins dans [14].

Afin de montrer l'existence du mode TE qui se propage sur la ligne en l'absence de la cavité d'isolation, une transition similaire sans cavité a été simulée dans un premier temps avec HFSS tel que $L_{cavité}$ = 800 mil = 20.32 mm, $l_{cavité}$= 420 mil = 10.67 mm et $h_{cavité}$ = 1000 mil= 25.4 mm de telle façon que cette dernière ne soit pas à la résonance.

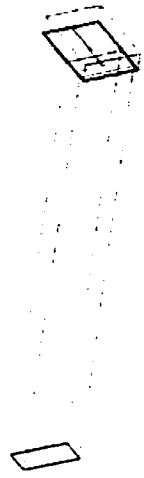


Figure 4.5 : Perspective de la transition sans cavité (h_{cav} =1000mil)

Lors des simulations, nous avons défini trois modes à chaque port, que l'on a annoté sur la figure 4.6 par mode 1, pour le mode dominant au port 1 (ligne micro ruban), et mode 2 et 3 pour les modes évanescents excités par l'ouverture au même port. Le mode 4 représente le mode dominant au port 2 (guide rectangulaire) et enfin, les modes 4 et 5, les modes d'ordre supérieur au même port.

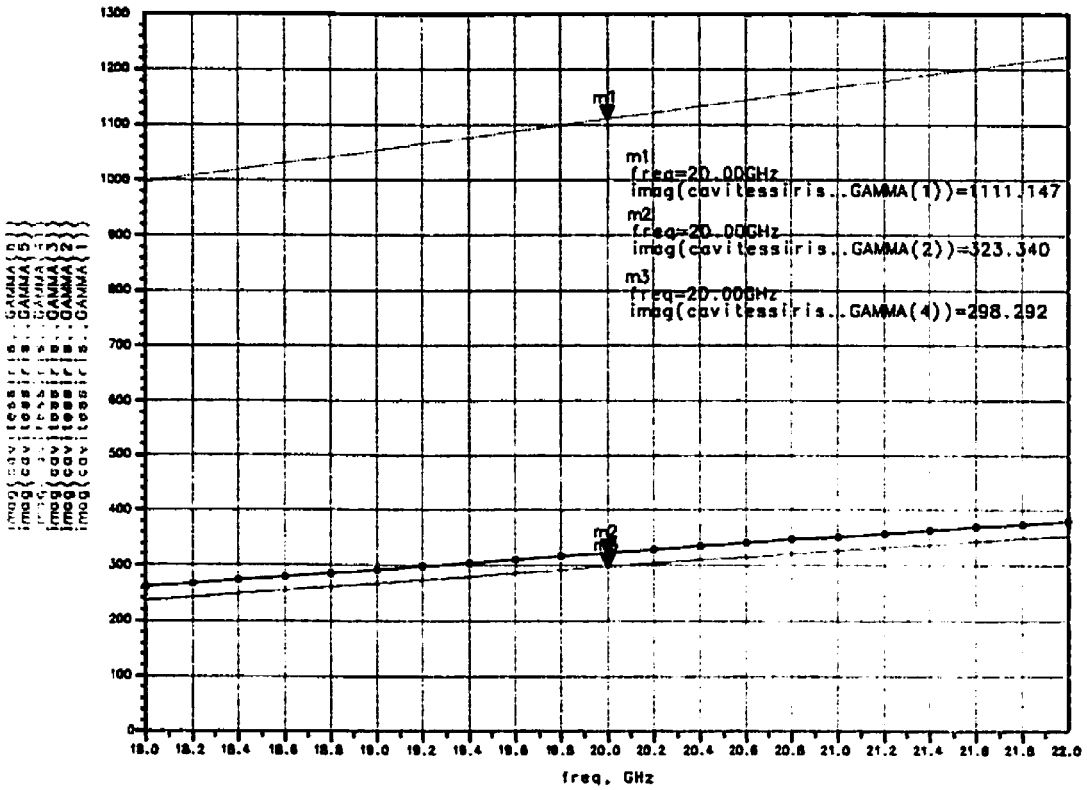


Figure 4.6 : Courbes des parties imaginaires des constantes de propagation en fonction de la fréquence pour la transition sans cavité.

Les résultats représentant la partie imaginaire de gamma en fonction de la fréquence montrent bien l'existence d'un mode qui se propage sur la ligne micro ruban, en l'absence de cavité (Gamma2). On peut même affirmer que c'est un mode guide de type TE, comme on l'a expliqué dans la théorie, créant ainsi une atténuation tel que S_{42}= -7 dB à 20GHz (Figure 4.7). Ainsi, une partie de l'onde du mode dominant au port 2 (guide) couple le mode évanescent qui dégrade le S_{11} à -18.5dB.

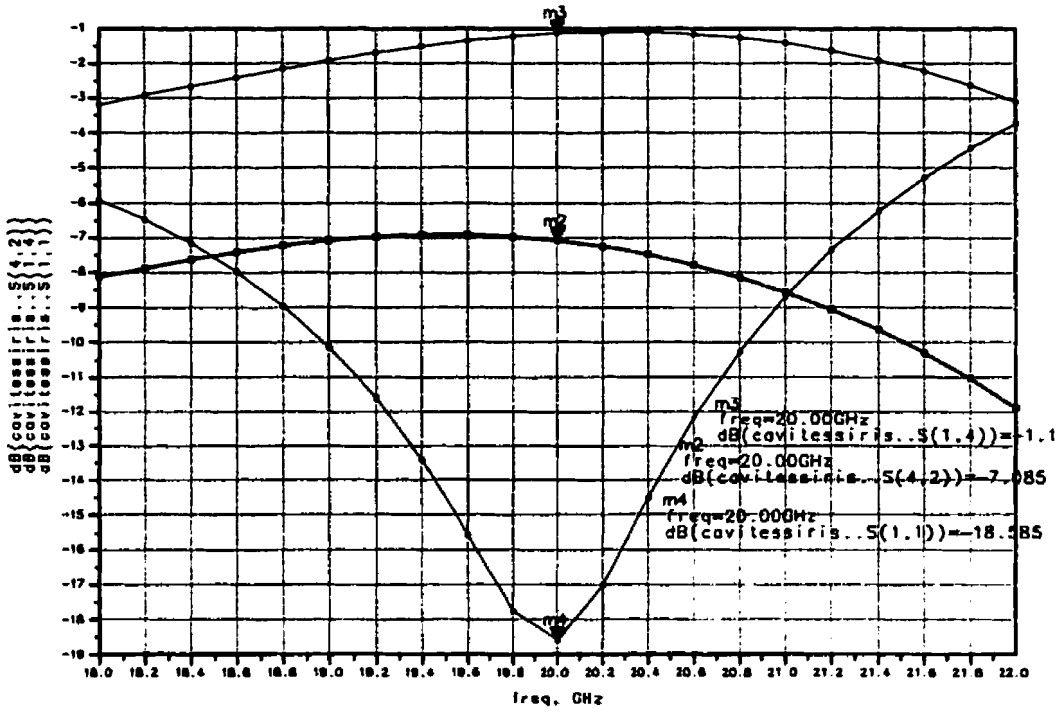


Figure 4.7 : Courbes des coefficients de réflexion des deux modes qui se propagent dans notre transition.

Afin d'éliminer ce mode, on conçoit une discontinuité inductive qui compense la réactance introduite par ce mode. En effet, un iris inductif peut être représenté par une inductance en parallèle, dont l'expression de la susceptance normalisée est donnée par Marcuvitz en fonction de la longueur d'onde et des dimensions de l'iris dans [15]. Pour notre part, nous avons utilisé à nouveau **Empipe** afin d'en optimiser les dimensions qui influencent un minimum l'impédance de la ligne micro ruban fixée à Z0 = 50 Ω . Les dimensions optimales ont été obtenues pour l' =150 mil soit 3.81 mm et $h_{cavité}$ =110 mil soit 2.8 mm.

L'ouverture résonnante :

Dans le chapitre 3, nous avons mis à jour la méthodologie générale à appliquer afin de décrire une discontinuité de type ouverture rectangulaire utilisant la technique du

« mode-matching » ou adaptation de modes. Il est à noter qu'il faudrait faire une distinction entre le couplage par petite ouverture, basé sur la théorie de diffraction de Bethe [16], et le couplage par l'intermédiaire de larges ouvertures. En effet, on parle de petites ouvertures pour les cas où la grande dimension de l'ouverture est très petite par rapport à la longueur d'onde et on suppose dans ces cas là qu'il n'existe aucune perturbation due aux parois du guide. En général, ceci est valable pour $a_1 \leq \lambda/6$. Cette théorie est surtout utilisée lors de la conception de coupleurs impliquant l'utilisation de plusieurs petites ouvertures situées le plus souvent sur le petit ou le coté large d'un guide [17].

En général, si on suppose un guide supportant à l'un de ses ports le mode dominant TE10, le couplage à travers une ouverture large ou non, peut être causé par les composantes des champs électromagnétiques Hx, Hz, Ey ou des combinaisons de celles-ci. En effet, suivant la position donnée de l'ouverture, on peut donc avoir :

- *une réactance série due à un couplage par Hx*.

l'iris est dit inductif et sa réactance peut s'écrire $$x_x = \frac{X_x}{Z_0} = \frac{4\pi P_{mx}}{ab\lambda_g}\sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad (4.2)$$

- *une suscéptance en parallèle due à un couplage par Hz*

l'iris est dit inductif et sa susceptance peut s'écrire $$b_z = \frac{B_z}{Y_0} = \frac{\pi\lambda_g P_{mz}}{a^3 b}\cos^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad (4.3)$$

- *une suscéptance en parallèle due à un couplage par Ey*

l'iris est dit capacitif et sa susceptance peut s'écrire $$b_y = \frac{B_y}{Y_0} = \frac{4\pi\lambda_g P_{ey}}{ab\lambda_0^{\,2}}\sin^2\left(\frac{\pi x}{a}\right) \quad (4.4)$$

où Z_0 et Y_0 sont respectivement les impédances et les admittances du mode fondamental TE_{10} et $P_{mx,z}$ et P_{ey} représentent les fonctions de polarisation qui dépendent de la

fréquence et des dimensions de l'ouverture et dont les expressions se trouvent dans la littérature [18],[19].

Ainsi, un iris dans le plan transverse couple les composantes H_x et E_y et peut donc être soit inductif soit capacitif ou une combinaison des deux. Dans ce cas ci, on a choisi de travailler à la résonance d'une ouverture large qui, par un choix adéquat des dimensions a_1 et b_1, résonne à la fréquence voulue (ici, le couplage par H_y est inclus aussi). La longueur d'onde de résonance λ_r peut être obtenue à partir de la relation empirique suivante :

$$\frac{a_1}{b_1}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_r}{2a'}\right)^2}=\frac{a}{b}\sqrt{1-\left(\frac{\lambda_r}{2a}\right)^2} \qquad (4.5)$$

En résolvant cette équation pour un guide rempli d'air, cela donne :

$$f_r=\frac{c}{\lambda_r}=\frac{c}{2a}\sqrt{\frac{1-\left(b_1/b\right)^2}{\left(a_1/a\right)^2-\left(b_1/b\right)^2}} \qquad (4.6)$$

Le domaine de validité de cette relation est expliqué par Slater [20]. En effet, la précision de celle-ci est de 5% tant que l'épaisseur de l'iris est inférieure à 0.1b ; au-delà, celle-ci n'est plus valable.

Pour une fréquence de résonance f_r donnée, il existe donc une infinité de couple (a_1, b_1) qui satisfont à l'équation ci-dessus. Les seules restrictions sont :

$$2a_1 > \lambda r \; et \;\; \frac{a_1}{a} > \frac{b_1}{b}$$

Montgomery [20] explique que l'équation de résonance représente une hyperbole dont les variables sont a_1 et b_1 et qui passe par les coins du guide comme l'indique la figure (4.8).

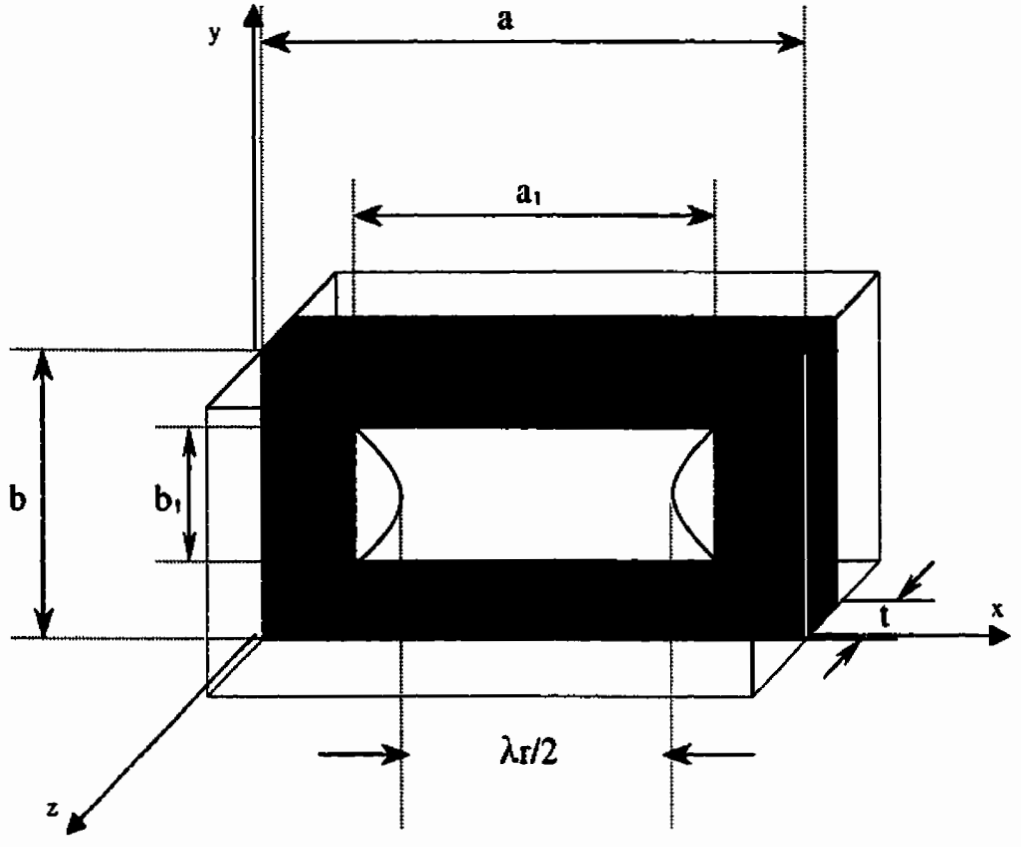


Figure 4.8 : Représentation d'une ouverture à la résonance.

Ce choix pratique a des avantages ainsi que des inconvénients. En effet, la résonance permet d'élargir la bande de fréquences de notre transition (par rapport à une ouverture non résonnante), mais en même temps, celle-ci introduit des pertes de rayonnement lors du couplage, ce qui peut avoir des conséquences non négligeables sur les performances électriques des modules auxquels la transition pourrait être intégrée, d'où la nécessité de concevoir une cavité d'isolation qui empêchera le rayonnement et par la même occasion, facilitera l'intégration de notre transition.

4.3.1 Choix des dimensions de l'ouverture

Il a été démontré précédemment que le choix des dimensions optimales de l'ouverture est l'élément crucial de la conception de notre transition. Afin d'illustrer cela, plusieurs transitions ont été simulées avec HFSS, utilisant à chaque fois un couple de dimensions de l'ouverture à la résonance (a_l, b_l) selon le tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Couples d'ouvertures à la résonance

Couples à la résonance	a_l = 305 mil =7.74 mm b_l = 43 mil =1.1 mm	a_l = 310 mil = 7.87 mm b_l = 53.7 mil =1.36 mm	a_l = 315 mil =8 mm b_l = 62.4 mil =1.58 mm	Couple optimal obtenu avec EMPIPE3D a_l = 312.8 mil =7.94 mm b_l = 54.13mil =1.37 mm

La ligne micro ruban utilisée est une ligne de 50Ω qui se termine par un circuit ouvert d'un quart de longueur d'onde sur un substrat «duroïd» (εr =10.2, pertes électriques = 0.002). Il est à noter que pour chaque ouverture, la longueur du circuit ouvert change en fonction des dimensions de celle-ci. De plus, la hauteur de la cavité est égale à 110 mil soit 2.8mm pour toutes les ouvertures.

Discussion des résultats :

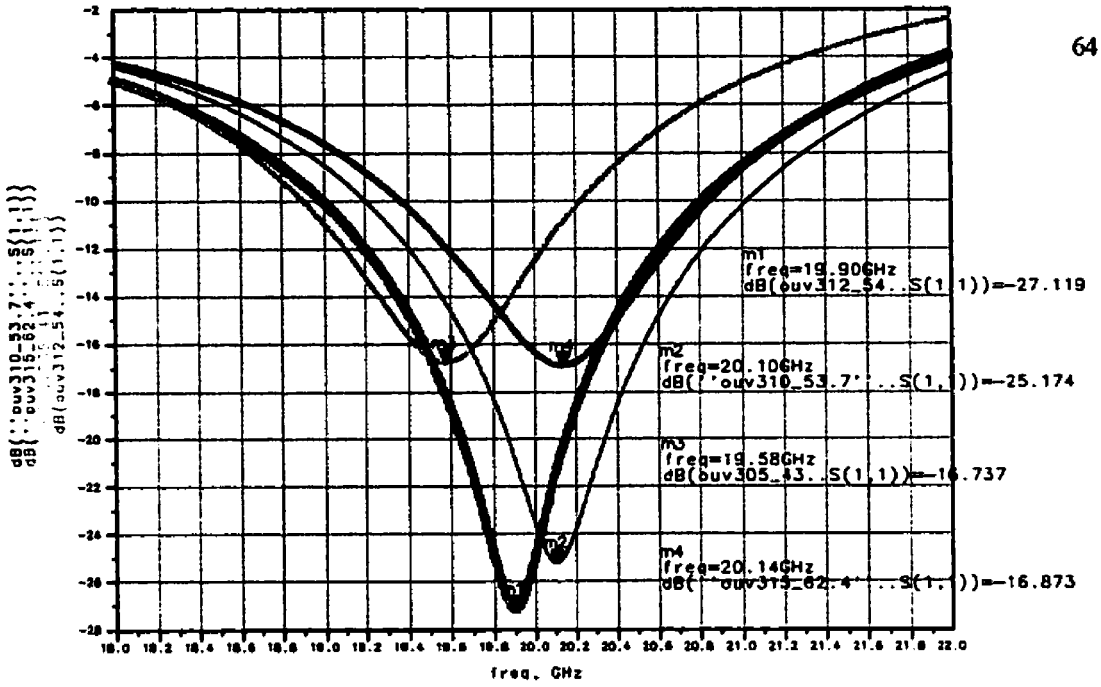


Figure 4.9 : Coefficients de réflexion S_{11} des différentes ouvertures à la résonance.

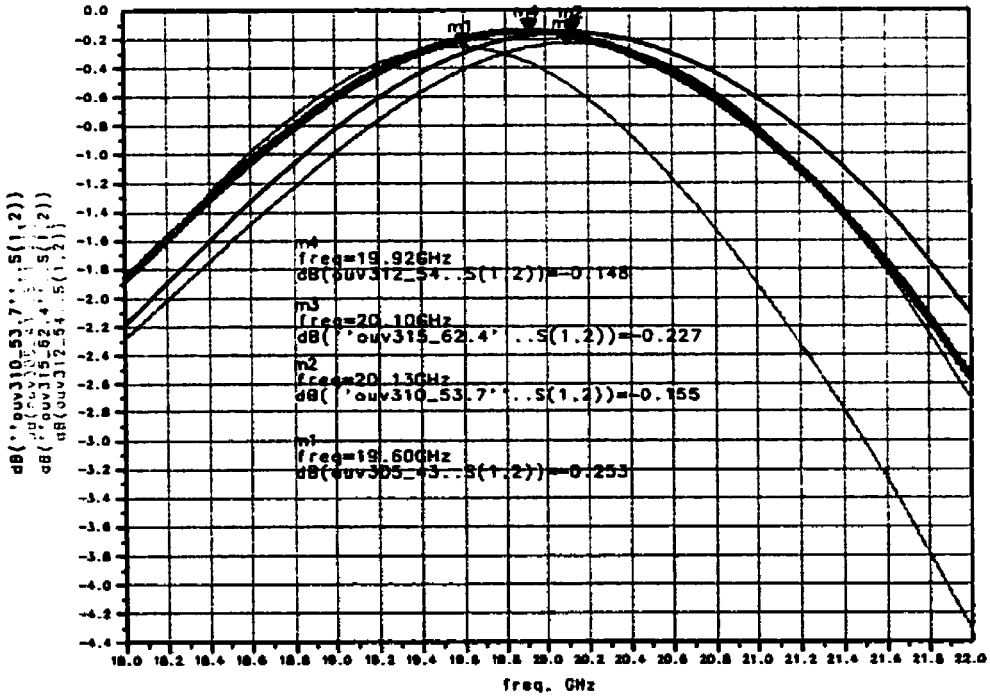


Figure 4.10 : Coefficients de transmission S_{12} des différentes ouvertures à la résonance.

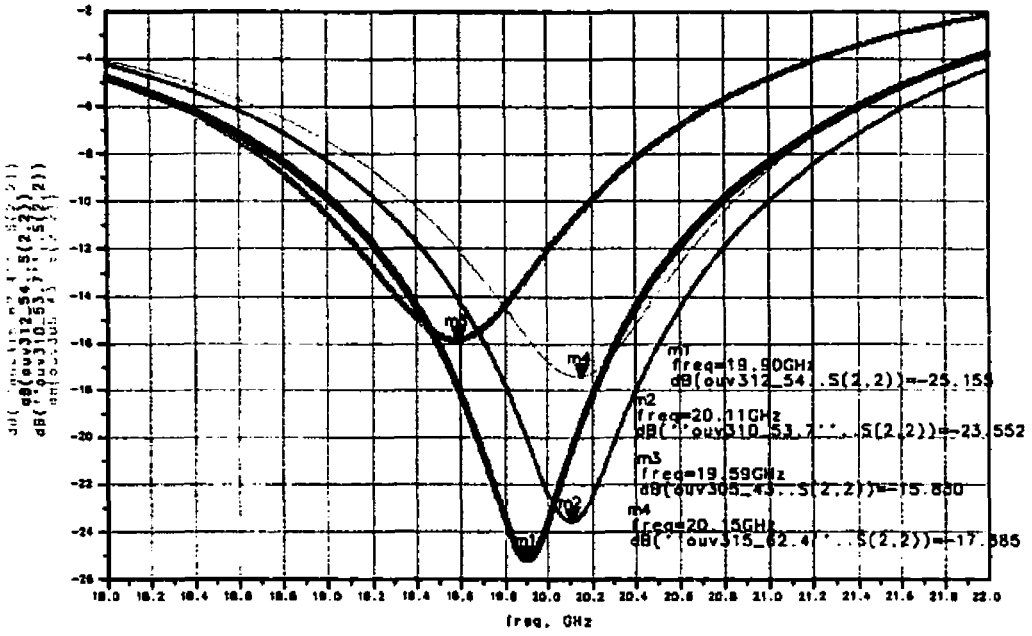


Figure 4.11 : Coefficient de réflexion S_{22} vu du port 2 (guide), pour différentes ouvertures résonantes.

La première constatation à la vue des résultats des figures 4.9, 4.10, et 4.11, est le fait qu'aucune de nos ouvertures ne résonne exactement à la fréquence centrale voulue f0 = 20GHz. Ceci est du au côté empirique de la relation de résonance. En effet, cette fréquence est toujours décalée. Un décalage maximum de 0.4GHz par rapport à f0 = 20GHz a été observé pour le couple (305, 43) pour un S11 = -16.73 dB à la fréquence de résonance f_0=-19.58GHz et une largeur de bande par rapport à un seuil de référence de –10dB de 1.5GHz, ce qui équivaut ≈ 7 %. D'autre part, le meilleur coefficient de réflexion a été obtenu par le couple optimal (312, 54) à la fréquence de résonance f_0=19.9GHz pour un S11 = -27dB et une largeur de bande équivalente à 2GHz ou 10 % pour un seuil de –10dB et 1GHz pour un seuil de –15dB.

On remarque aussi qu'une fois la valeur optimale de l'ouverture dépassée (c'est-à-dire pour une ouverture résonante plus grande), par exemple (315, 62.4), le coefficient de

réflexion augmente considérablement pour une fréquence de résonance f_0 =20.1GHz de l'ordre de S11 = -17dB. Ceci confirme le caractère optimal de notre ouverture.

On notera par contre que le coefficient de transmission est sensiblement le même pour tous les couples d'ouvertures résonnantes étudiées, le meilleur étant pour le couple optimal. En effet, à f0=19.9GHz on a un S12 de -0.14dB.

On remarque aussi le caractère résonnant de notre ouverture sur l'abaque de Smith à la figure 4.12, en effet les ouvertures couvrent la bande fréquence de 18 à 22GHz et atteignent la meilleure adaptation à la fréquence de 20GHz pour le couple optimal.

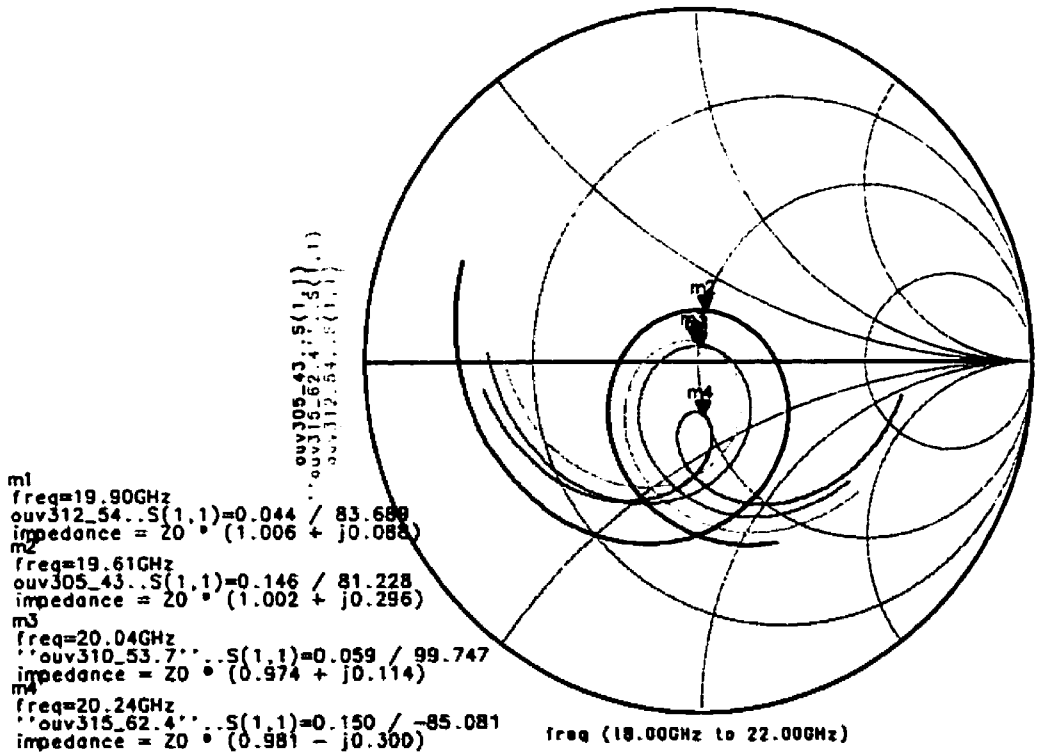


Figure 4.12 : Représentation sur l'abaque de Smith des coefficients de réflexions pour différentes ouvertures résonnantes.

4.3.2 Choix de la ligne micro ruban :

Les lignes micro ruban présentées au tableau 4.1 ont été terminées par un circuit ouvert en $\lambda / 4$, l'ouverture ayant les dimensions optimales.

Dans un premier temps, la largeur du substrat utilisé a été fixée à h = 10 mil comme l'indique les résultats de la figure 4.13. Par la suite, la largeur du diélectrique a été prise comme variable pour le substrat choisi (figure 4.14). Les résultats obtenus nous montrent la corrélation directe entre le type de substrat utilisé et le couplage. En effet, plus εr augmente, plus le coefficient de réflexion en valeur absolue augmente. En effet, pour $\varepsilon r = 9.6$ (alumine), nous avons un S11 = -16. 2dB à $f_0 = 21.6$GHz. Le décalage de la fréquence de résonance, dans ce cas-ci, peut s'expliquer par le fait que plus la permittivité du substrat est grande, plus les lignes de champ sont comprimées à proximité du système conducteur-ouverture. Celui-ci se comporte comme un transformateur d'impédance, permettant ainsi le couplage des lignes de champ. Par ailleurs, le fait que nous n'ayons pas de bon couplage, pour des substrats comme le Quartz, est du à la désadaptation d'impédance entre la ligne micro ruban et le guide d'onde et, dans ce cas ci, il faut tenir compte de la largeur du substrat, car en effet ce dernier a une largeur de 10 mil, soit 0.25 mm très petite par rapport à la longueur d'onde, ce qui fait que les lignes de champ n'atteignent pas la courbure nécessaire pour un couplage effectif sur la ligne. C'est pour cela que notre choix s'est arrêté sur le duroïd©.

On utilise par la suite le tableau 4.2 pour montrer la corrélation qui existe entre la largeur du substrat et le couplage. On voit bien que l'on atteint un couplage maximum pour h = 10 mil pour un S_{11} de –27 dB. Plus on augmente la largeur du substrat plus la fréquence centrale se décale. La largeur choisie est donc h = 10 mil.

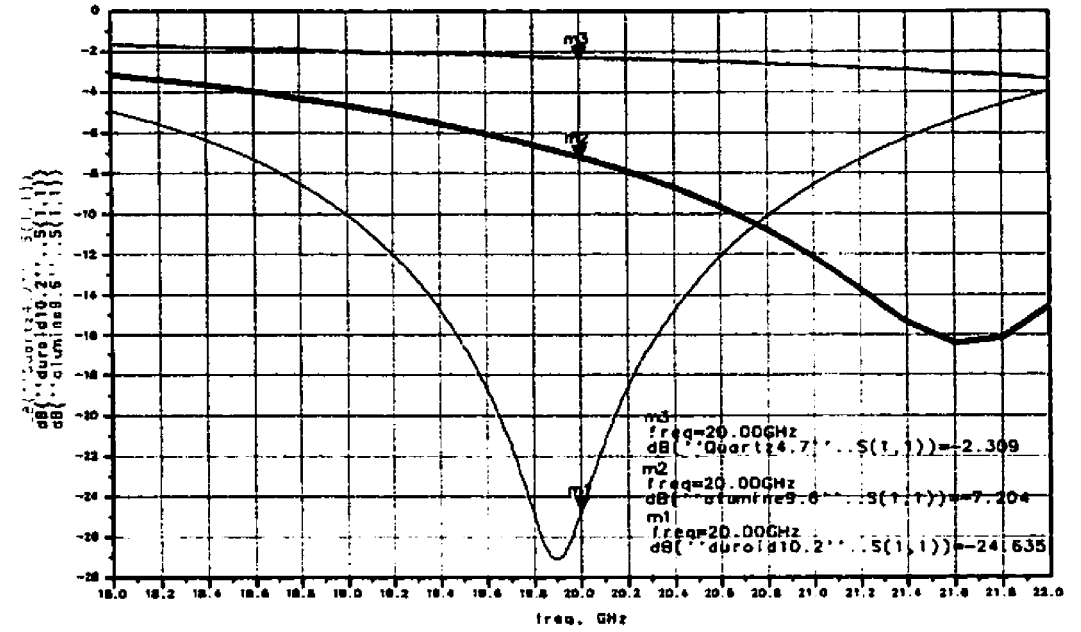


Figure 4.13 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction du substrat utilisé

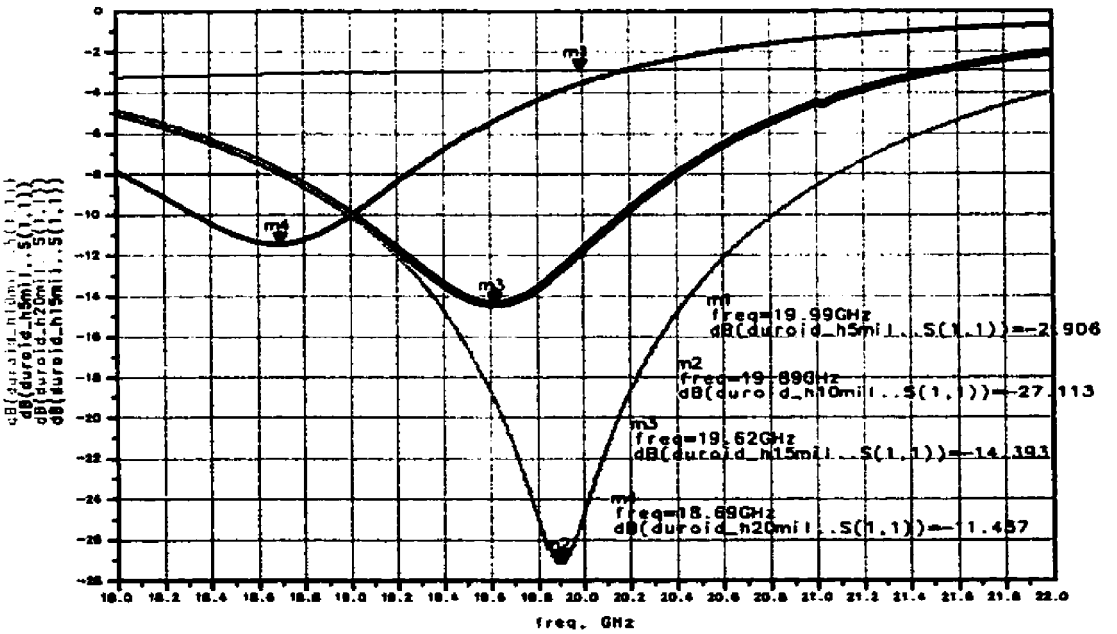


Figure 4.14 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction de la hauteur du substrat.

4.3.3 Variation de la hauteur de la cavité :

Dans ce qui suit, la hauteur de la cavité sera prise comme variable tout en gardant les autres dimensions fixes tel que l_{cav} = 420 mil =10.67 mm et L_{cav} = 220 mil = 5.6 mm et l' =150 mil = 3.8 mm. Notre transition a donc été simulée en faisant varier 90 mil < h < 130 mil, soit 2.28 mm < h_{cav} <3.3 mm, en incrémentant la hauteur de 10 mil ou 0.25 mm à chaque fois.

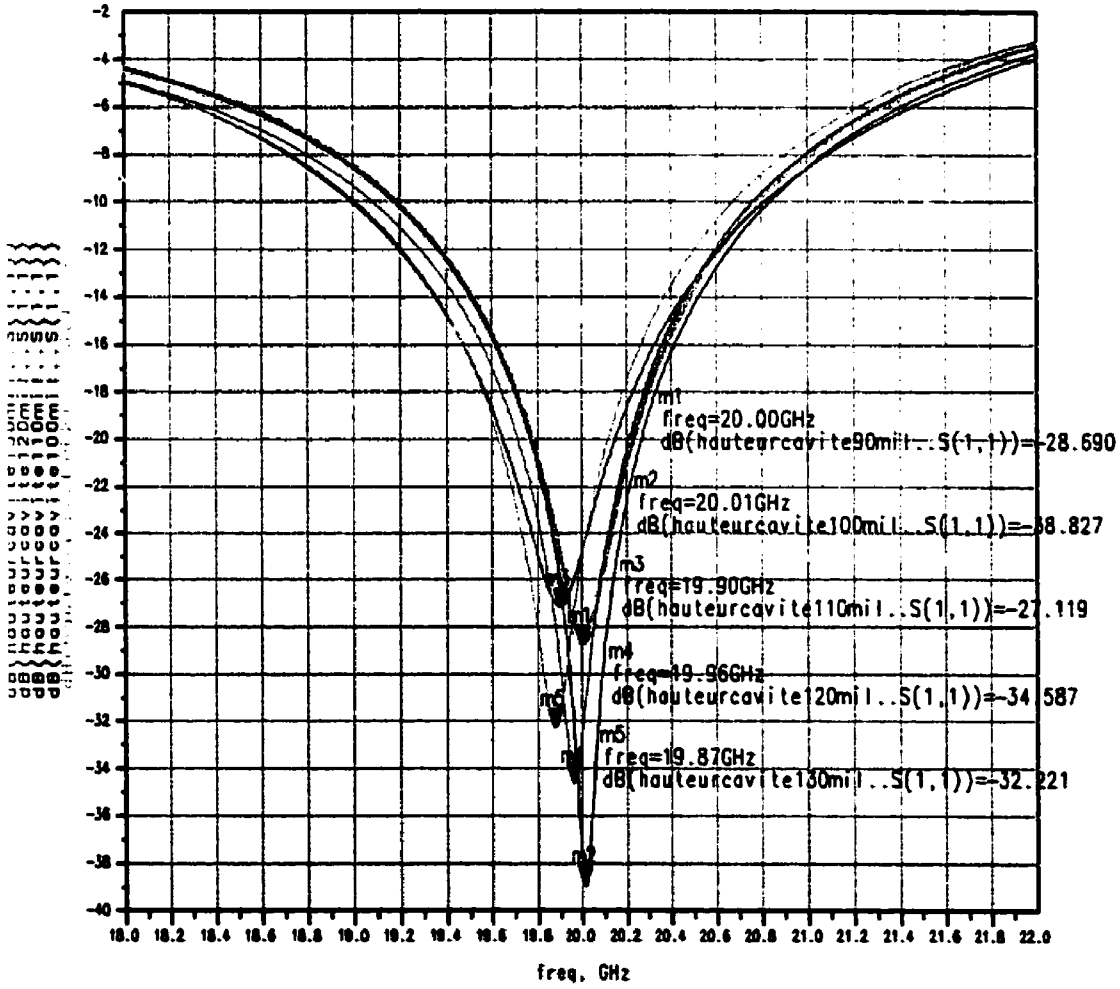


Figure 4.15 : Courbe de la variation du coefficient de réflexion en fonction des différentes hauteurs de la cavité.

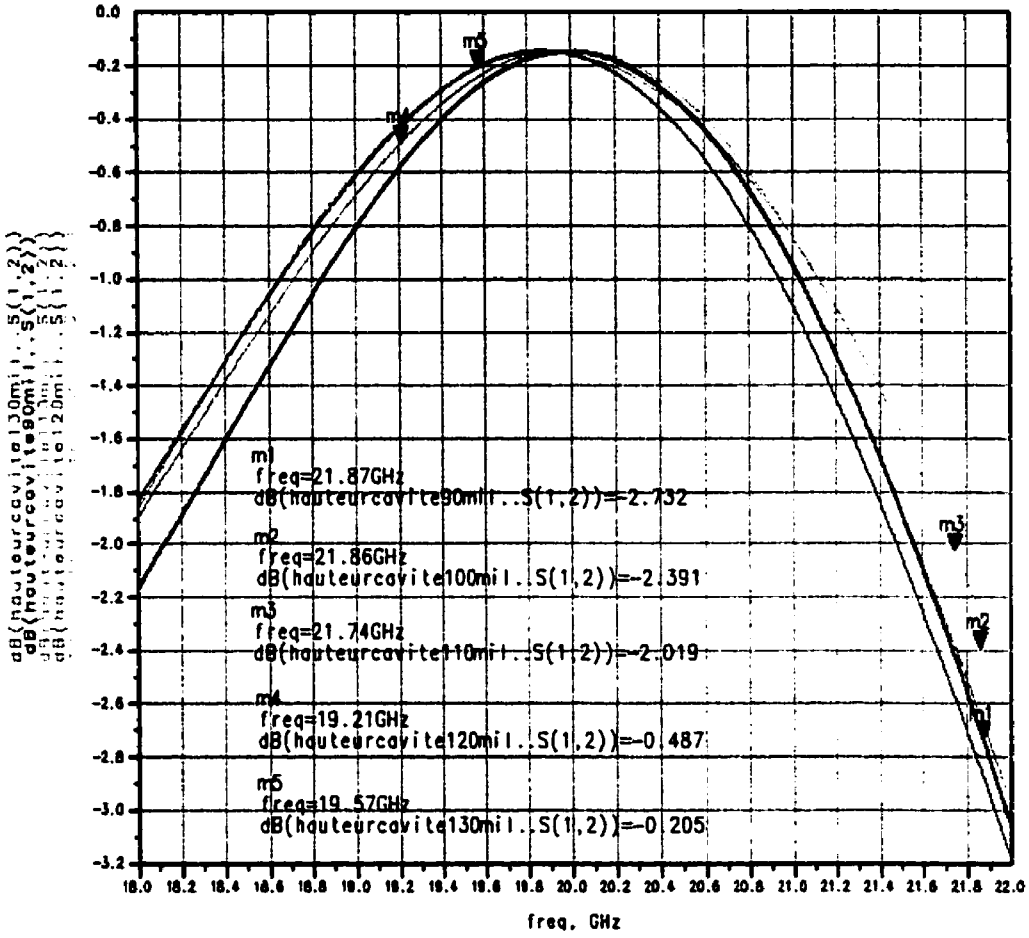


Figure 4.16 : Représentation des coefficients de transmission pour différentes hauteurs de la cavité

La première constatation qui nous vient à l'esprit est qu'en variant la hauteur de la cavité cela induit une variation au niveau du coefficient de réflexion S_{11} (figure 4.15) alors que le coefficient de transmission S_{12} (figure 4.16) reste sensiblement le même quelque soit la hauteur, c'est-à-dire égale à S_{12} = -0.15 dB à f_0 = 20GHz. Toutefois, augmenter la hauteur décale aussi la fréquence centrale ; en effet, le plus grand écart a été noté pour h = 130 mil à la fréquence f_0 = 19.85GHz correspondant à un S_{11} de -32.5 dB et de -25 dB à

f = 20GHz pour une largeur de bande de 1.7GHz par rapport à -10dB, ce qui équivaut à 8.5 % autour de la fréquence centrale et une largeur de bande de 0.8GHz pour un seuil de -15dB.

On remarque aussi que lorsque la hauteur diminue, la largeur de bande augmente sensiblement jusqu'à atteindre un maximum de 1.9GHz autour de f_0 = 19.9GHz par rapport à un seuil de -10dB pour h = 110 mil, c'est-à-dire 9.5% de la bande pour un S_{11} de –27dB à cette fréquence. Pour un seuil de référence de -15dB, une largeur de 1GHz a été obtenue et S_{11}= -25 dB à f = 20GHz. Passé cette valeur nominale, plus la hauteur diminue plus la largeur de bande diminue aussi. Le meilleur coefficient de réflexion a par contre été obtenu pour h = 100 mil = 2.54 mm avec un S_{11} = -38dB à 20GHz, pour une largeur de bande de 8%.

Le choix de la hauteur de cavité optimale qui nous incombe, sera donc un compromis entre la meilleure largeur de bande possible versus les meilleures performances électriques possible, c'est pourquoi notre choix s'est arrêté sur la valeur de h = 110 mil, soit 2.8 mm.

4.3.4 Simulations avec Court-circuit radial :

Maintenant que les paramètres de notre transition sont fixés, il nous faut en améliorer davantage la largeur de bande afin d'atteindre la valeur symbolique de 10% autour de 20GHz pour un seuil de -10dB. Pour y arriver, il nous faut remplacer le circuit ouvert en $\lambda/4$ par un court-circuit radial dont le rôle est d'amener une condition de voltage nul à l'extrémité supérieure de l'ouverture. Ainsi, toute l'énergie sera canalisée vers la ligne micro ruban ou dans le cas inverse vers le guide. Pour cela, on a optimisé la longueur du court-circuit à l'aide de Empipe 3D. Par contre, étant donné que Empipe 3D ne peut pas optimiser sur les surfaces courbes, nous avons effectué plusieurs simulations en prenant l'angle pour variable tel que $45° < \theta_{ccradial} < 90°$ et la longueur de celui-ci L_{cc}=53 mil = 1.34 mm (figures 4.17 et 4.18).

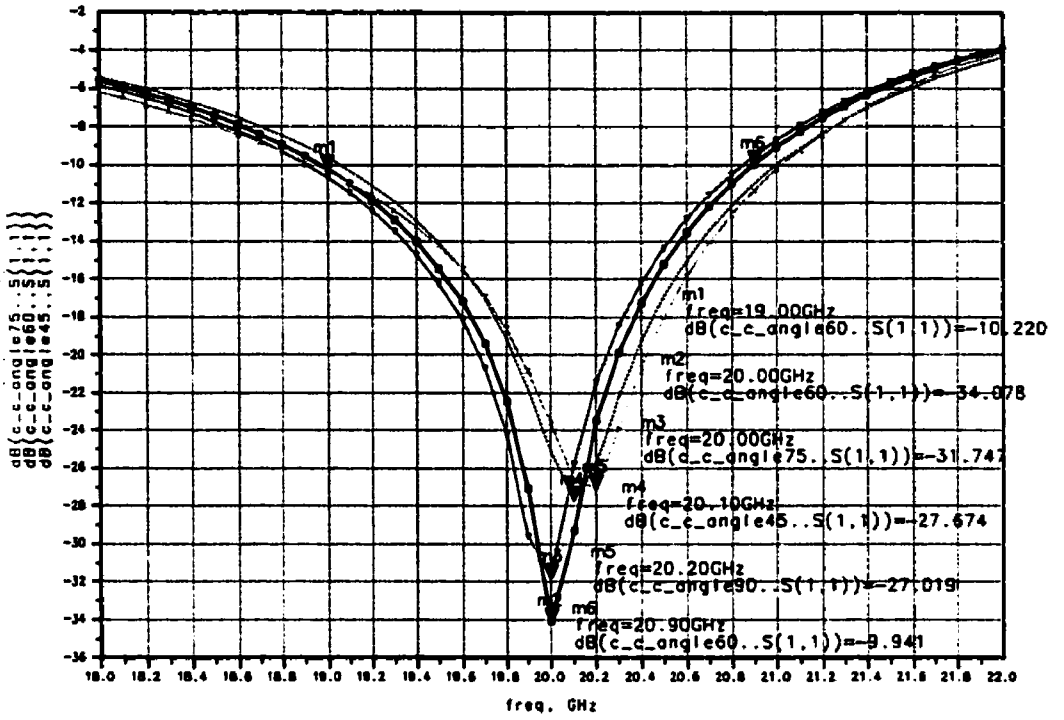


Figure 4.17 : Variation du coefficient de réflexion en fonction de l'angle du court circuit radial

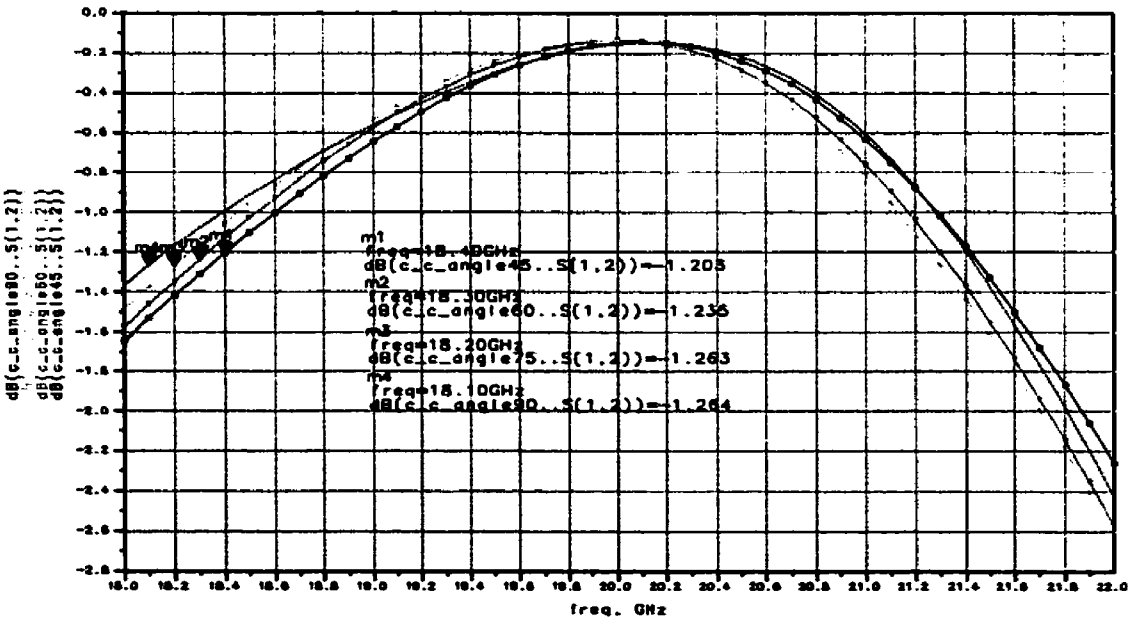


Figure 4.18 : Variation du coefficient de transmission en fonction de l'angle du court circuit radial

Nous remarquons au départ un coefficient de transmission supérieur à -0.6 dB sur toute la largeur de la bande pour un maximum de –0.15 dB à f_0 = 20GHz . En ce qui concerne le coefficient de réflexion de notre transition, la plus large bande est obtenue pour $\theta_{ccradial}$ =90° pour légèrement plus que 10 %, avec par contre un S_{11} à f_0 de –27.019dB. D'autre part, on remarque que pour quasiment tous les court-circuits le 10 % de bande par rapport à un seuil de -10dB est atteint. D'autre part, le meilleur coefficient de réflexion est atteint pour $\theta_{ccradial}$= 60° avec un S_{11}= -34.07dB à 20GHz. Par rapport à un seuil de -15dB, la largeur de bande est égal à 1.2GHz.

Afin de confirmer l'amélioration des résultats, la figure 4.19 présente les résultats comparatifs pour un court-circuit radial et un circuit ouvert en λ/4.

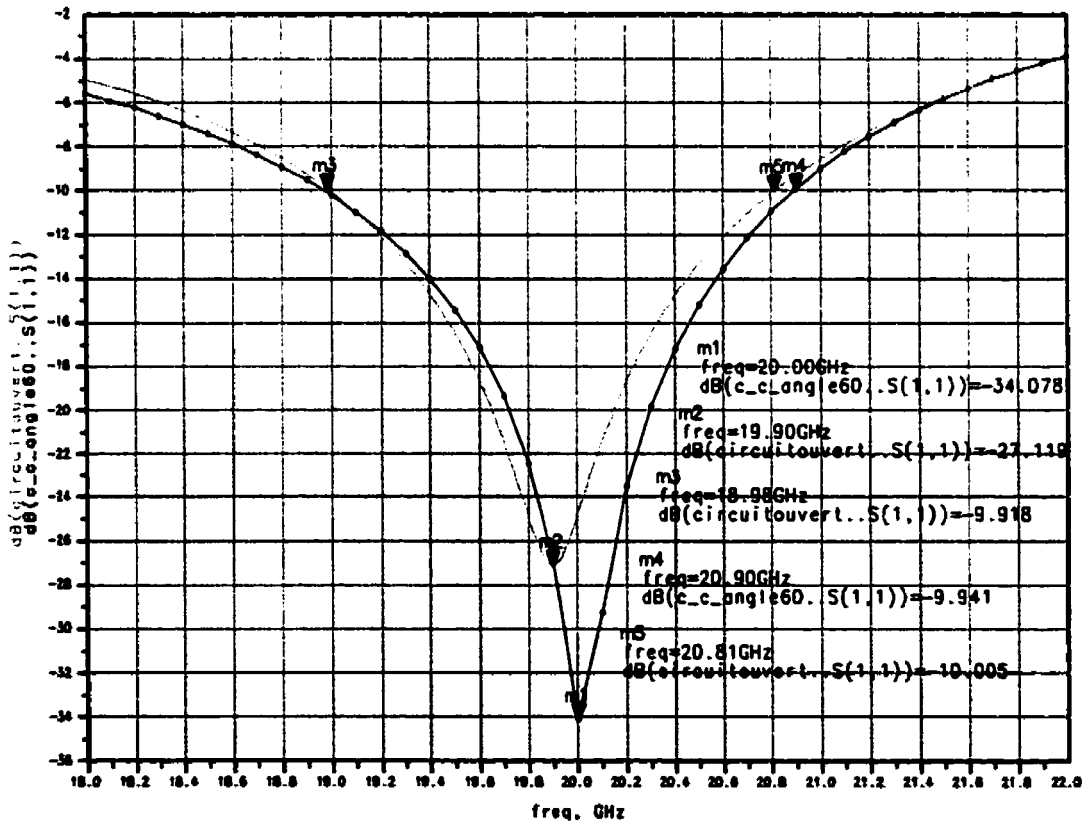


Figure 4.19 : Comparaison entre les coefficients de réflexion pour un circuit ouvert en λ/4 et le court circuit radial optimal.

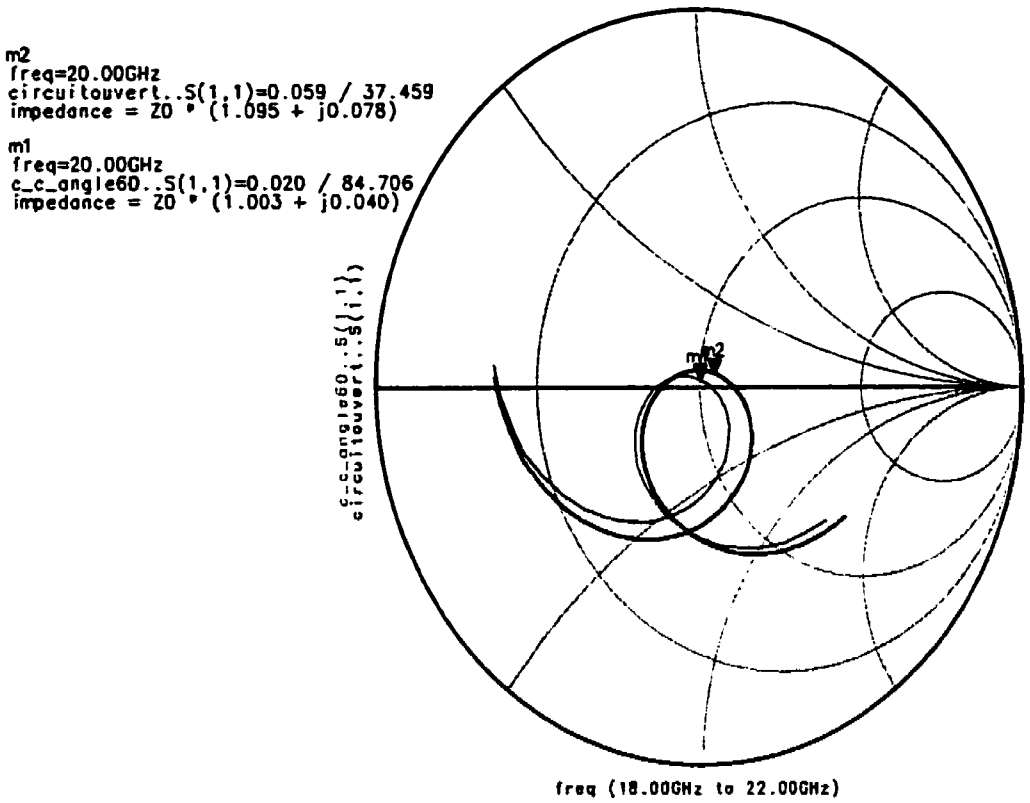


Figure 4.20 : Représentation des coefficients de réflexion pour le circuit ouvert en λ/4 et le court circuit radial optimal.

L'abaque de Smith à la figure 4.20 montre bien l'amélioration des résultats. En effet, la courbe de résonance est plus étroite en ce qui concerne une ligne court-circuitée, accompagnée d'une amélioration de l'adaptation d'impédance. Ceci se répercute nécessairement sur le coefficient de réflexion qui passe de S_{11} = -25dB pour un circuit ouvert à S_{11} = -34.07dB pour une largeur de bande plus grande, égale à 2GHz autour de 20GHz, ce qui représente une amélioration de 0.2GHz par rapport à la ligne en circuit ouvert pour un seuil de -10dB et une amélioration équivalente à 0.2GHz par rapport à -15dB.

4.4 Résultats de mesures

4.4.1 Introduction :

Afin de mesurer notre transition, on utilise l'analyseur de réseau HP 8510 représenté à la figure 4.21, ainsi que le Kit K2.9mm wiltron lors de la calibration " full two port ".

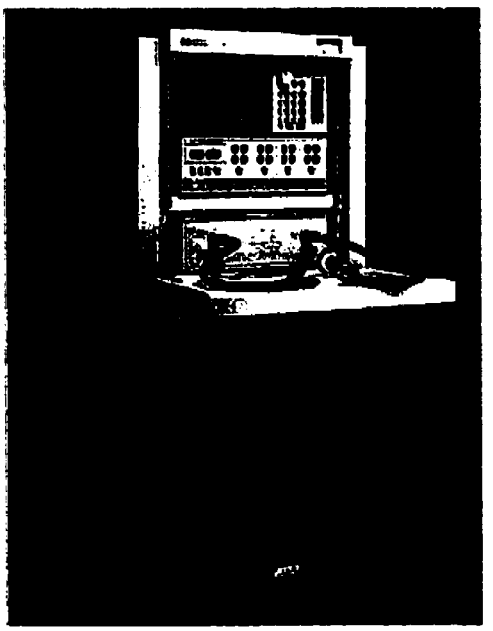


Figure 4.21 : Photographie du bloc d'analyseur de réseau HP 8510 utilisé lors des mesures

Le schéma de calibration « full two port » et de mesure est représenté à la figure 4.22

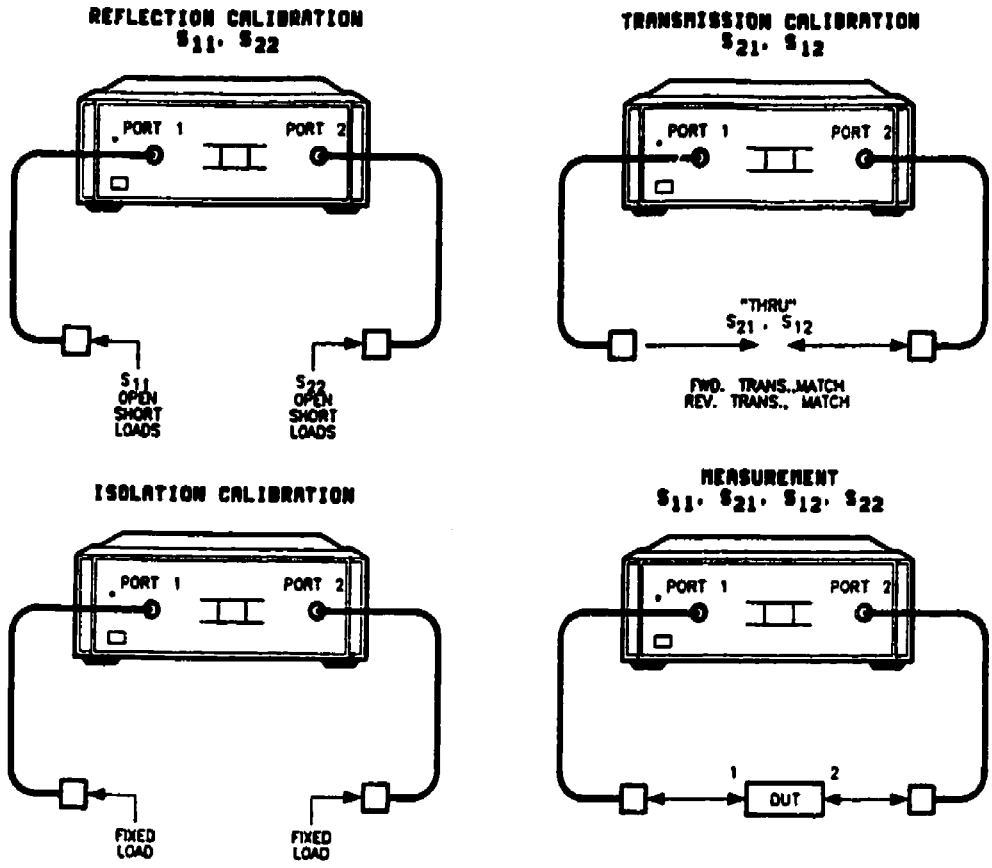


Figure 4.22 : Schéma de mesure et de calibration « full two port »

Étant donné que les deux sorties de l'analyseur sont des lignes coaxiales, cela nous pose un problème de compatibilité de lignes de transmission. En effet, il faut utiliser deux transitions fonctionnant dans notre bande, l'une *guide - coaxial* et l'autre ligne *micro ruban - coaxial,* ce qui n'est pas chose aisée car nous ne disposons pas au laboratoire de transition ligne micro ruban coaxiale en bande K. Afin de palier à cela, nous nous sommes procurés deux transitions similaires MDC (603) *guide - coaxial* et

nous avons décidé d'opter pour la fabrication d'une " back - to - back " ou ce que l'on appelle deux transitions dos à dos.

4.4.2 Description des transitions dos à dos

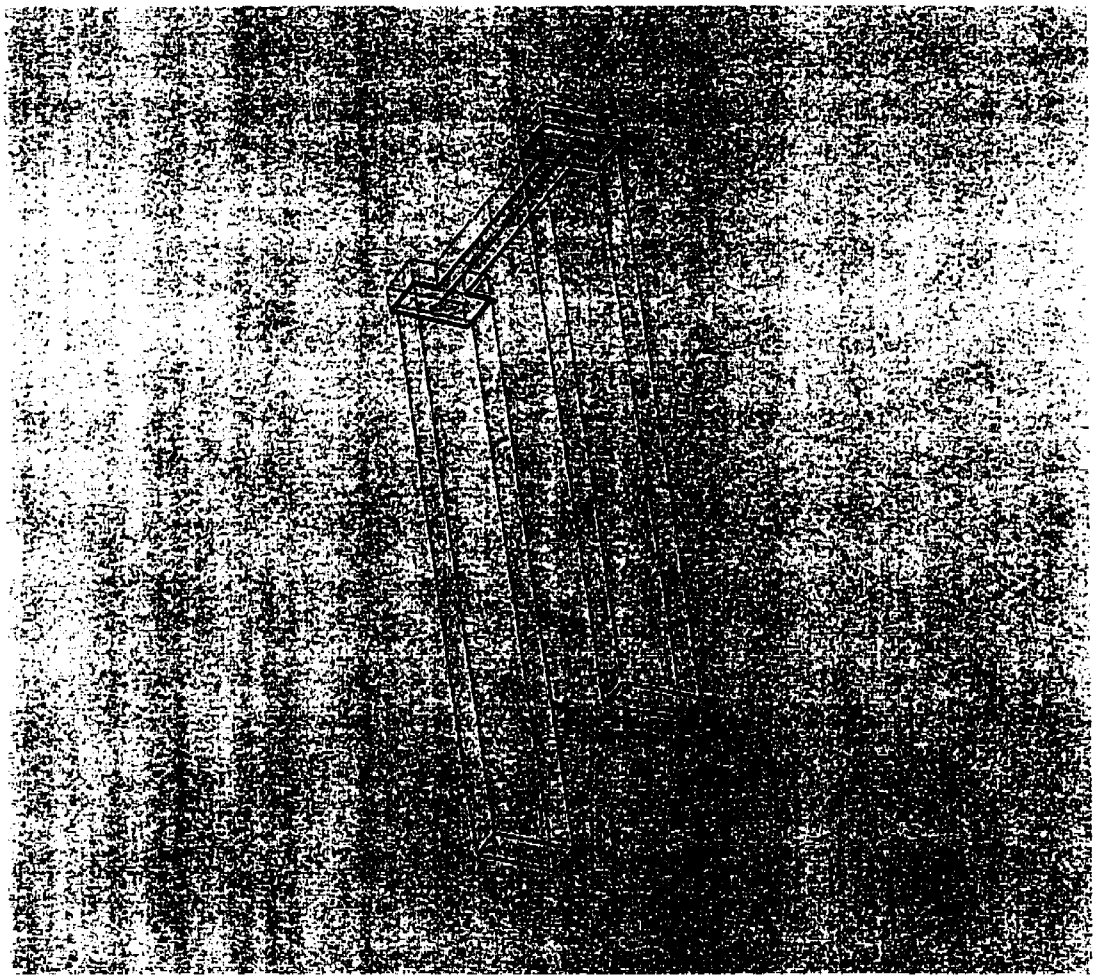


Figure 4.23 : Perspective des transitions dos à dos

La technique du dos à dos, à la figure 4.23 est une technique de mesure qui consiste à cascader deux transitions **similaires** en inversant l'une par rapport à l'autre. Ainsi, c'est

une transition de guide vers ligne micro ruban, ensuite de la ligne micro ruban vers un autre guide similaire. La figure 4.24 représente les dimensions réelles des transitions dos à dos. La longueur du guide a été prise 4 λg, c'est à dire 84.5 mm, tel que a = 420 mil = 10.67 mm et b = 170mil = 4.32 mm représentent les dimensions internes du guide. Les ouvertures résonnantes sont similaires tel que a_l = 312.4 mil = 7.93 mm et b_l= 54.13 mil = 1.37 mm. La longueur de la ligne a été prise égale à 1222.13 mil soit 31.04 mm, terminée par des court - circuits radials tel que θ_{cc}=60 et L_{cc}= 53 mil = 1.35 mm.

Les dimensions de la cavité sont l' = 150 mil = 3.81 mm , h_{cav} = 110 mil = 2.8 mm et L_{cav} = 2048 mil = 52.2 mm. La transition ainsi fabriquée aurait les dimensions optimales.

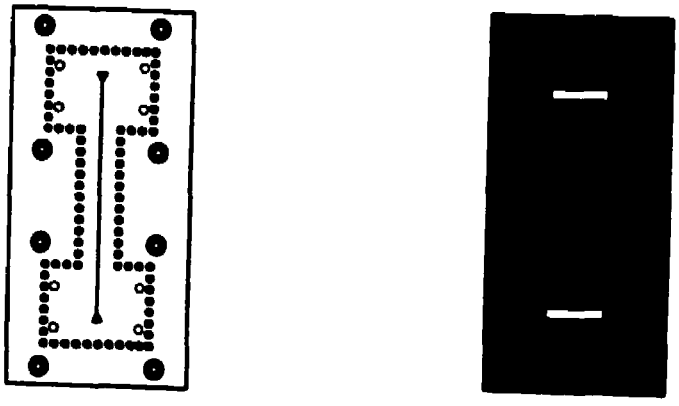


Figure 4.24 : Représentation de la transition dos à dos réalisée (coté ligne et plan de masse),en dimensions réelles

Les transitions dos à dos ont été fabriquées en trois modules indépendants.

Un premier module contient les deux guides d'ondes.

Un deuxième module contient sur une face la ligne micro ruban ainsi que les cercles d'alignements et sur l'autre face le plan de masse ainsi que les ouvertures résonnantes.

Un troisième module constitué d'une pièce métallique contient la cavité d'isolation.

La fabrication de la cavité a été pour nous sources de problèmes. En effet, il est difficile avec les moyens dont on dispose de fixer celle-ci avec précision sur le guide. Il a donc été décidé de la graver sur une profondeur de h=110 mil sur une pièce métallique que l'on vissera par la suite sur le système guide - substrat : la transition fabriquée éliminerai au moins les défauts de désalignements dus à la soudure. Malheureusement, on introduit quand même une imprécision de gravure de plus ou moins 10 mil, soit 0.25 mm, par rapport à l'axe de la ligne micro ruban. Ceci se répercutera, comme nous allons le voir, sur les résultats de nos mesures.

4.4.3 Discussion :

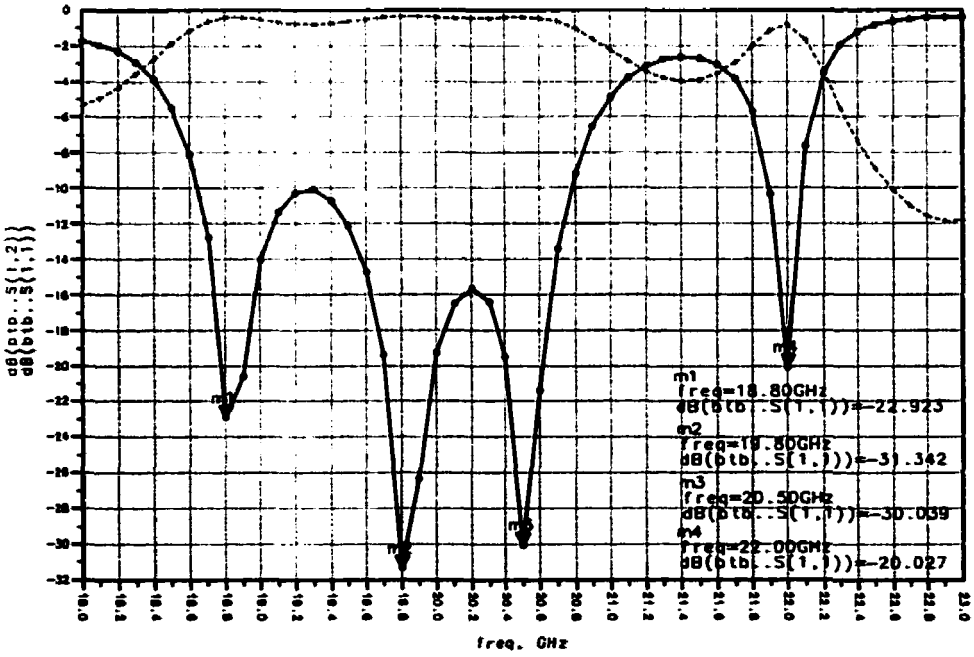


Figure 4.25 : Coefficients de réflexion et de transmission simulés

des transitions dos à dos

La figures 4.25 montre les résultats de simulation de la transition dos à dos. Nous pouvons constater que pour une référence de –10 dB, nous avons une largeur de bande légèrement supérieure à 10% entre 18,65 et 20,8GHz, ce qui donne une largeur de bande de 2,15GHz pour un coefficient de réflexion inférieur à -10 dB sur toute la bande et un S_{11} de -18 dB à 20GHz. D'autre part, le coefficient de transmission S_{12} est supérieur à -1 dB sur toute la bande. Pour un seuil de -15dB, la largeur de bande est de 1.2GHz et un S_{12} supérieur à -0.5dB sur toute la bande. On remarque aussi qu'entre 19 et 19,6 GHZ, nous avons un S_{11} supérieur à -15 dB pour atteindre environ -10,5 dB à 19,3 dB, ce qui de la même façon détériore notre S_{12} qui passe de -0,5 dB à -0,9 dB. Ceci est à notre avis dû à la configuration de la structure simulée. En effet, il est important de voir la transition dos à dos comme un artifice de mesure. A cause de la cascade de nos transitions; celle-ci réagit comme un filtre ainsi, les atténuations s'accumulent. Malgré cela, nous pensons que les résultats de simulations présentent une transition large bande pour de bonnes performances électriques.

Les figures 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29 montrent les résultats de mesure des transitions dos à dos fabriquées au laboratoire. On remarque que les résultats de mesure suivent la même allure que les résultats de simulation mais qu'ils ont subi un effet de décalage vers les fréquences inférieures, cumulé à un effet de compression des lobes, plus précisément le lobe "dangereux" qui était centré à 19,3GHz qui se retrouve centré à 19,65GHz entre M_2=19,31 et M_3=19,86 GHz et qui gagne en amplitude pour atteindre un maximum de S_{11} = - 8,5 dB, ce qui par la même occasion détériore notre largeur de bande de 200MHz qui si on omet ce pic aurait été de 2 GHz entre 18,4 et 20,4 GHz.

En ce qui concerne le S_{22}, l'effet du décalage est encore plus accentué. En effet, le lobe critique est plus large et l'atténuation plus grande entre 19,31 et 20,28 GHz pour un S_{22} maximum à 19,7 GHz à -6,2 dB. De plus, le minimum de réflexion qui était à M_2=19,31 GHz à -29.6 dB pour le S_{11} mesuré subit une atténuation pour atteindre -13.3 dB à la même fréquence pour le S_{22} mesuré. M_3 =19,8 GHz lui est complètement atténué à S_{22} = -8 dB, le nouveau minimum de réflexion étant situé à 20.28GHz pour un

S_{22} = -24.5dB. La largeur de bande est donc amoindrie entre 19,4 et 20,1GHZ. (fig S_{11} mesuré, S_{22} mesuré)

Pour le coefficient de transmission, à l'image des résultats obtenus pour le coefficient de réflexion, est supérieur à –2 dB entre 18.5 et 19.4 GHz, ce qui constitue au fait la largeur de bande effective des transitions dos à dos mesurées. Au-delà, celui-ci diminue considérablement.

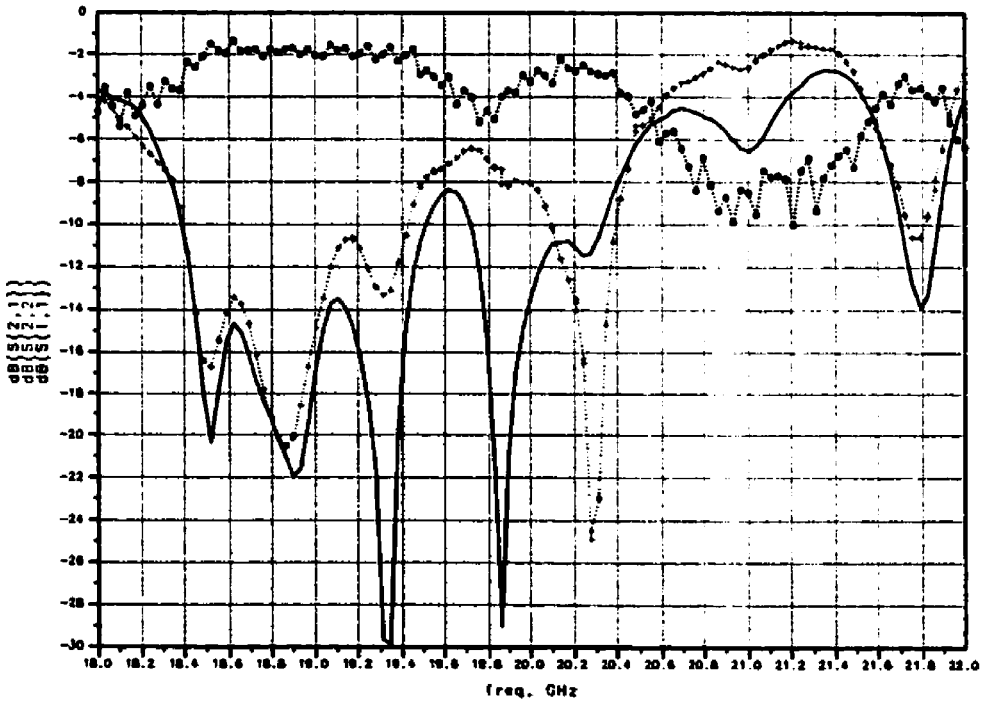


Figure 4.26 : Courbes représentant le coefficient de transmission et les coefficients de réflexion du « back to back » mesuré

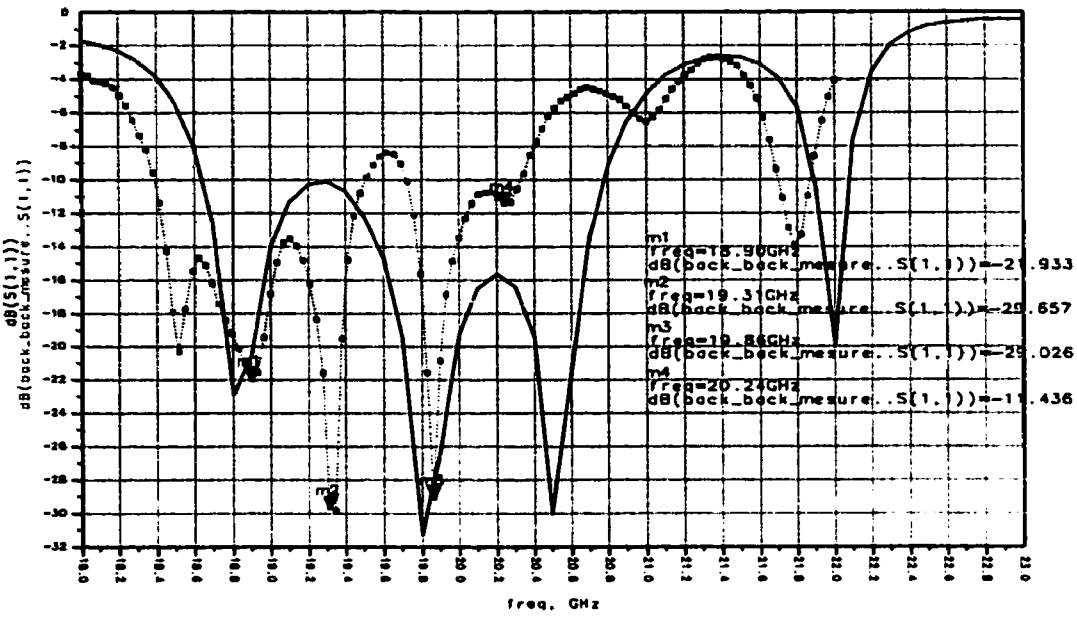


Figure 4.27 : Comparaison des coefficients de réflexion des transitions dos à dos simulées et mesurées au port 1.

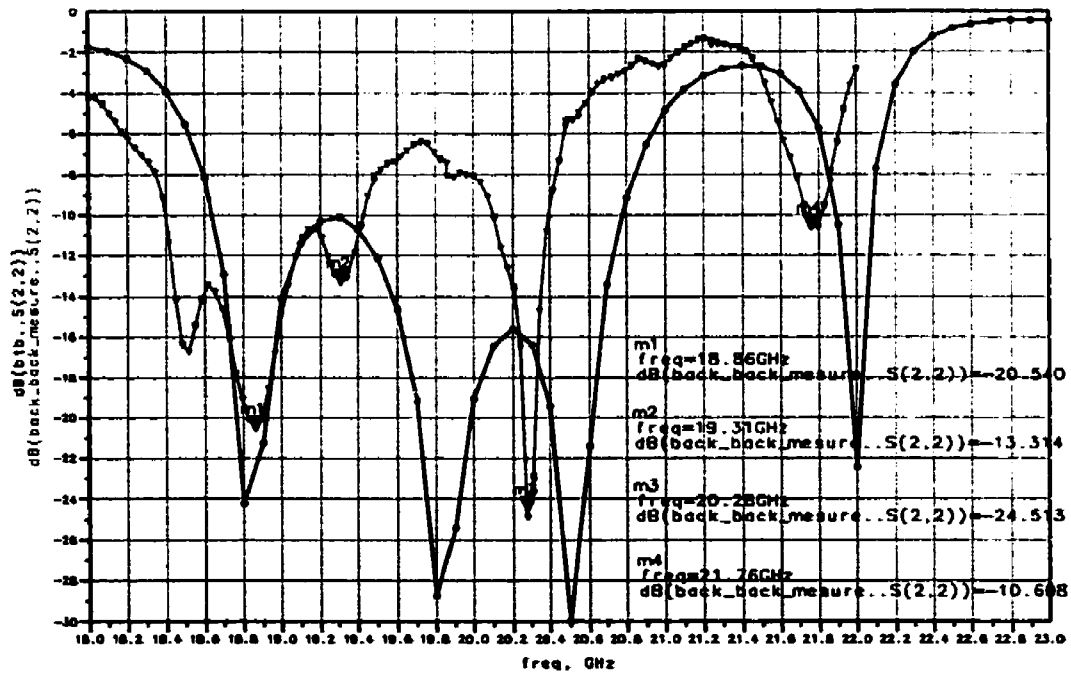


Figure 4.28 : Courbe représentant le coefficient de réflexion au port 2, mesuré et simulé

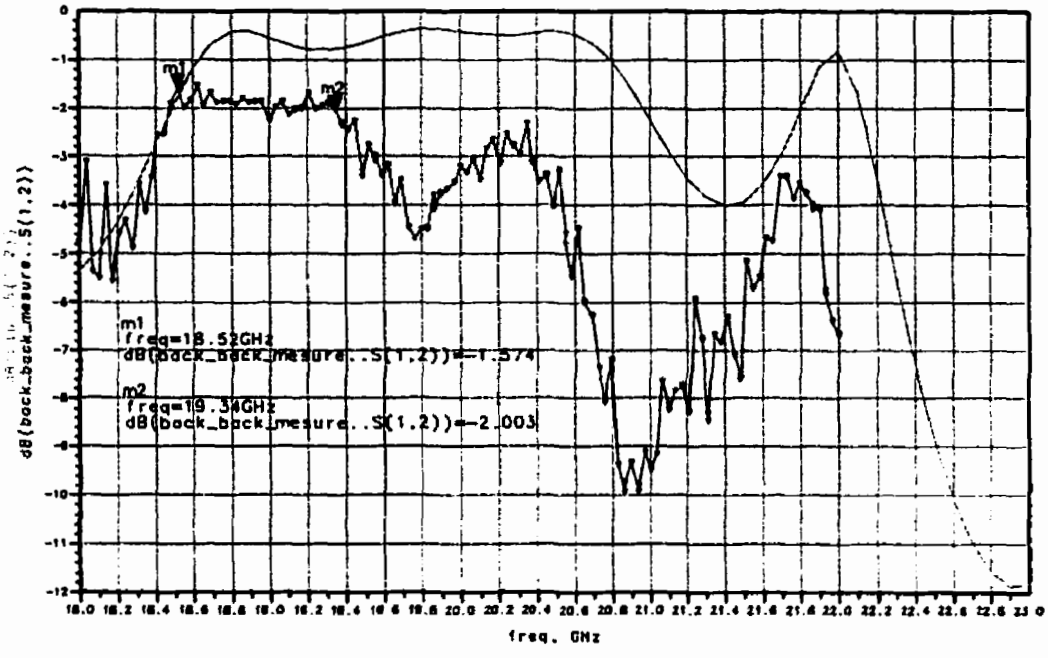


Figure 4.29 : Courbe représentant les coefficients de transmission simulés et mesurés

4.4.4 Commentaires des résultats :

Les résultats obtenus sont effectivement, difficilement acceptables. En effet, nous réalisons la difficulté de réaliser des transitions dos à dos à des fréquences élevées à l'image de la bande K.

L'écart entre les résultats de simulation et de mesure est du à notre avis à plusieurs raisons. La première et la plus importante est du à la manière que l'on a choisi de fabriquer la transition dos à dos. En effet, comme nous l'avons précédemment expliqué, celle-ci se compose de trois modules indépendants qu'il faut aligner avec une extrême précision vue les dimensions des éléments en jeu. Il est certain que malgré nos efforts, nous n'avons pu atteindre la précision voulue. Comme conséquence directe à cela, les deux ouvertures résonnantes se trouvent donc décalées par rapport aux ouvertures des guides, ce qui modifie les fréquences de résonance de chacune d'elles. Il est clair au vu

des résultats que l'ouverture au port 1 est largement désalignée par rapport à celle au port 2, créant ainsi le décalage des courbes de mesures par rapport aux courbes de simulation. On ne peut malheureusement pas évaluer l'ordre de grandeur du désalignement ni dans quel sens il a lieu.

Autre point important, le désalignement fait que l'iris inductif de la cavité ne joue plus son rôle, permettant la propagation du mode d'ordre supérieur sur la ligne micro ruban, ce qui entraîne des pertes supplémentaires.

La cavité introduit aussi des erreurs; ainsi la tolérance de fabrication de celle-ci est de plus ou moins 10 mil soit 0.25 mm par rapport aux axes de la ligne micro ruban. L'atténuation sur la ligne est de l'ordre de 0.3dB sur toute la longueur de celle-ci.

Pour prouver les points cités ci-dessus, nous allons procéder comme suit : dans un premier temps, nous allons présenter les résultats de mesures mais représentés en temporel, c'est-à-dire en fonction du temps, puis nous allons perturber notre système en introduisant un certain décalage de l'ouverture, à l'aide de HFSS. Par la suite, nous allons simuler et mesurer cette transition à ouverture décalée toute seule.

4.4.5 Paramètre S dans le domaine temporel :

La relation entre une réponse dans le domaine fréquentiel et une réponse dans le domaine temporel pour un quadripôle est décrite par la transformée de Fourrier.

En effet, on peut passer d'une réponse en fréquentiel à une autre en temporel à l'aide de la transformée de Fourrier inverse. L'avantage de la représentation dans le domaine temporel est qu'elle nous montre l'effet de chaque discontinuité individuellement en fonction du temps de propagation ou de la distance. En effet, chaque pic représente une discontinuité dont on peut connaître le coefficient de réflexion correspondant ainsi que la distance à laquelle elle se trouve. En effet, l'axe horizontal représente le temps (aller-retour) que prend une onde pour atteindre une discontinuité et revenir. Le marqueur sur une courbe, pour une mesure de réflexion lira donc le temps multiplié par deux ainsi que la longueur d'onde à la discontinuité multipliée par deux. Pour connaître la longueur

réelle, il faut multiplier la longueur électrique par la vitesse de la lumière c dans le médium de propagation. Pour une mesure de transmission, un marqueur indiquera le temps de transmission réel écoulé. L'analyseur de réseau HP8510 nous permet de faire une telle représentation tel que présenté à la figure 4.30

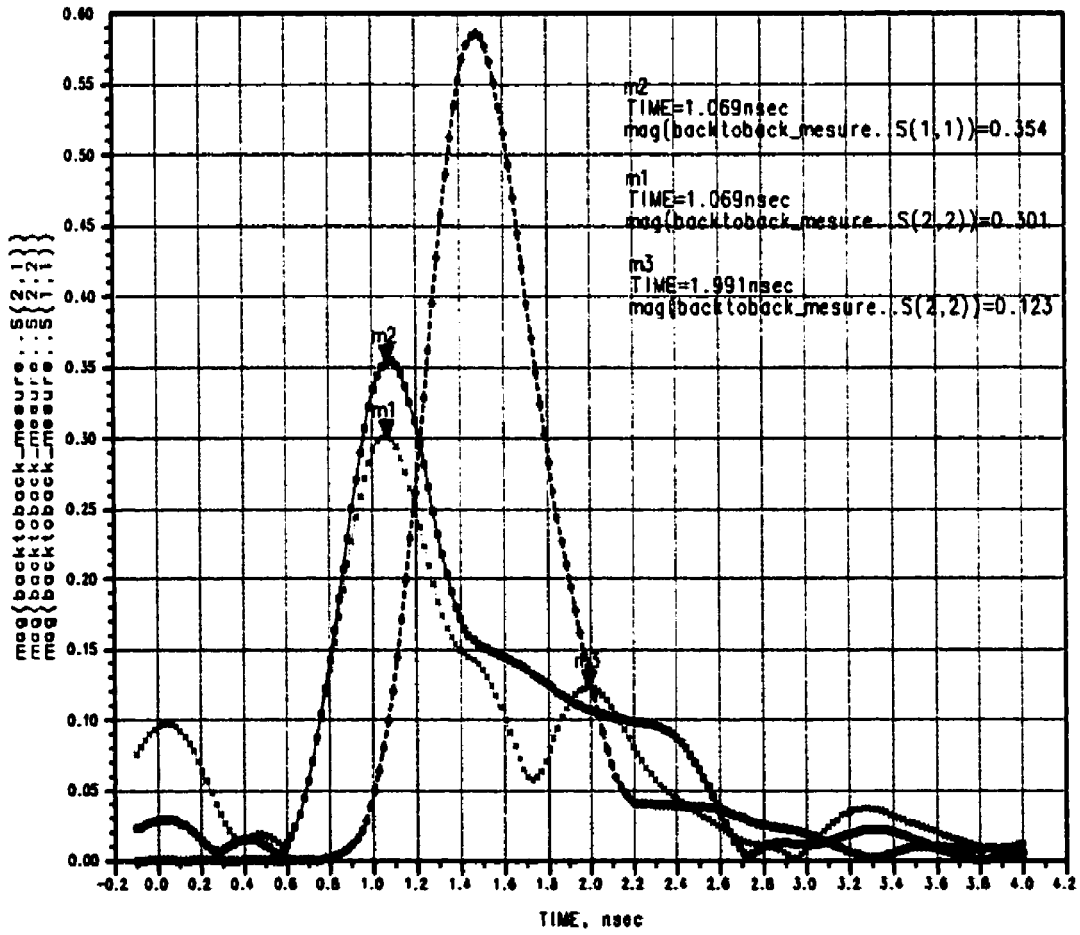


Figure 4.30 : Représentation des paramètres S de la transition dos à dos mesurée en fonction du temps.

On voit bien qu'il existe un décalage entre les deux lobes principaux à 1,1 nano secondes, et que l'onde à M_1 est atténuée par rapport à l'onde à M_2, ce qui voudrait dire que

l'ouverture au port 1 est plus décalée que celle au port 2. Par la suite, l'onde entre M_1 et M_3 se transmet sans atténuation, c'est le temps de transmission sur la ligne micro ruban, suivi d'un lobe en M_3, pour l'onde arrivant du port 2, qui est du au décalage de l'ouverture au port 1, plus important que celui au port 2 En effet, l'onde qui arrive du port 1 (S_{11}) ne subit pas plus d'atténuation et son temps de transmission est plus rapide, ce qui explique d'ailleurs que notre S_{11} mesuré en fonction de la fréquence soit meilleur que le S_{22}.

4.4.6 Effet du décalage de l'ouverture :

Toute bonne étude de transition doit aussi tenir compte de ce que l'on pourrait appeler les « aléas » de la fabrication. Ceci nous pousse à réfléchir à l'élément qui pourrait le plus détériorer les performances de la transition guide d'onde rectangulaire – ligne micro ruban. En effet, un des problèmes de fabrication qui peut survenir est celui du désalignement de l'ouverture résonante par rapport à la ligne micro ruban. En effet, celle-ci doit être centrée par rapport au plan de couplage XY.

C'est pour cela que nous avons effectué, dans un premier temps, plusieurs simulations, dans lesquelles nous avons introduit un décalage de l'ouverture. Par la suite, nous avons réalisé, volontairement, une transition à ouverture décalée qui nous permettra de confirmer par les mesures les résultats obtenus par la simulation.

Nous avons volontairement modifié la technique de fabrication dans ce cas-ci. En effet, nous avons choisi d'usiner le guide et la cavité en un seul morceau et d'aligner la ligne micro ruban dans un second lieu.

Dans ce qui suit, l'ouverture a été décalée de 5, 10, 20, 22.5 et 25 mil, soit de 0.12 à 0.63 mm.

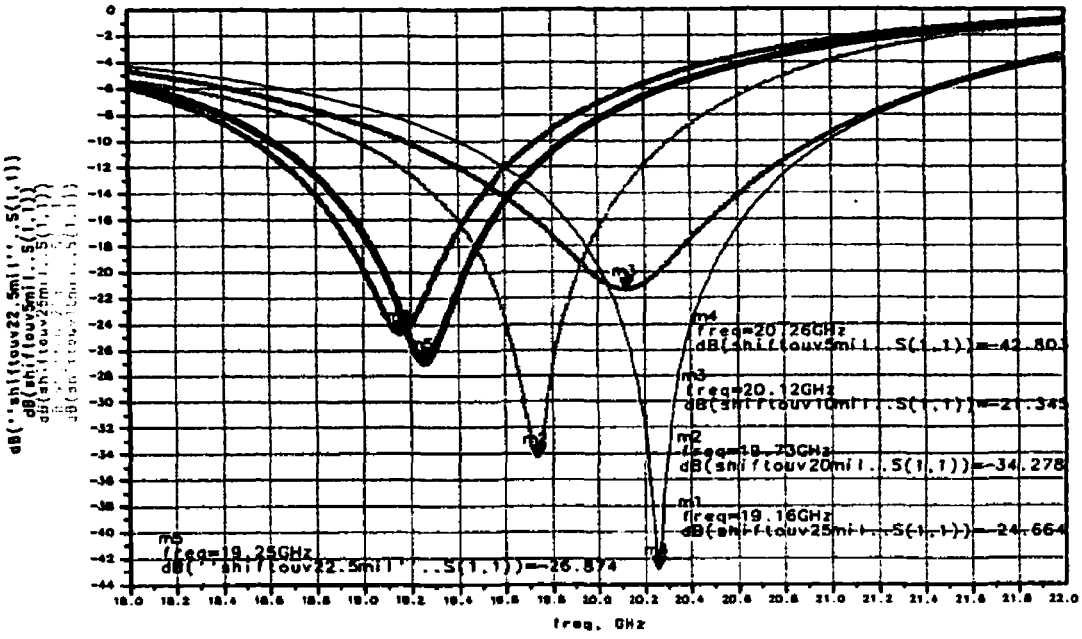


Figure 4.31 : Représentation du coefficient de réflexion en fonction du décalage de l'ouverture

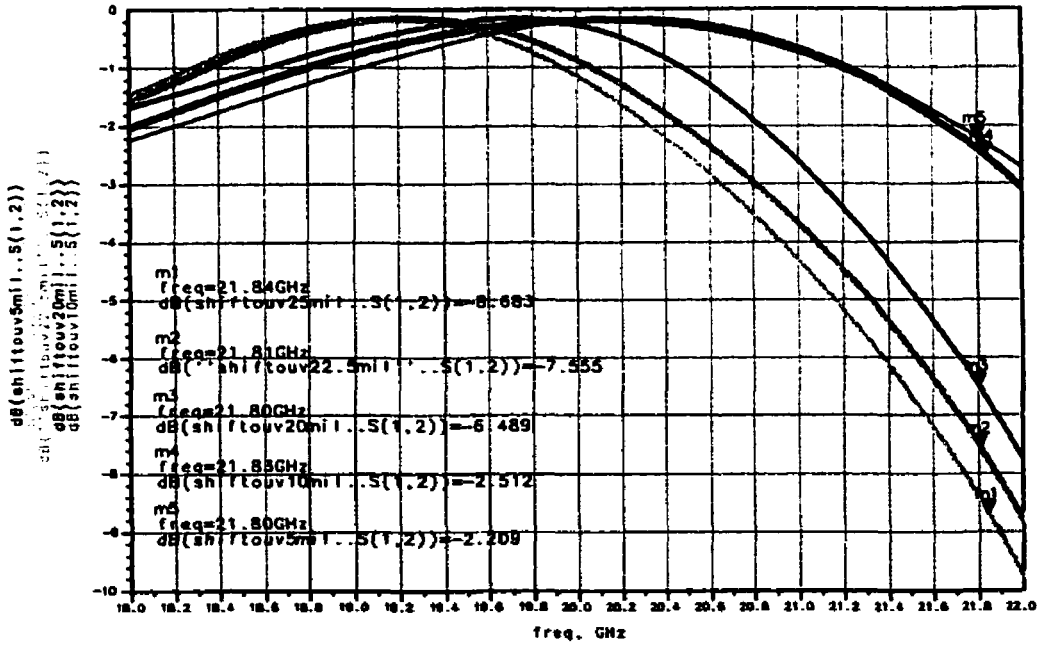


Figure 4.32 : Représentation du coefficient de transmission en fonction du décalage de l'ouverture

Commentaires :

D'après les figures 4.31 et 4.32, on remarque que le fait de décaler notre ouverture induit un décalage de la fréquence centrale. En effet, pour un décalage de 5 mil, nous obtenons un coefficient de réflexion S_{11} = -42.8dB à f_0 = 20.26GHz, pour une largeur de bande égale à 1.6GHz et un S_{12} supérieur à -0.6dB. Plus le décalage de l'ouverture augmente, plus la largeur de bande diminue et plus la fréquence se décale : f_0 = 19.16GHz pour S_{11} = -24.66 dB, pour une largeur de bande de 1.2GHz et un S_{12} supérieur à -0.5 dB.

On remarque également que notre transition peut tolérer un décalage maximum par rapport à l'axe de la ligne de 10 mil. En effet, passé cette valeur, le S_{11} à f = 20GHz augmente rapidement pour atteindre S_{11} = -8 dB pour un décalage de 22.5 mil, soit 0.57 mm. C'est d'ailleurs à partir de cette valeur que nous avons choisi de réaliser une autre transition afin de comparer les résultats de mesure et ceux simulés.



Figure 4.33 : Dimension réelle de la transition à ouverture décalée (côté ligne et plan de masse).

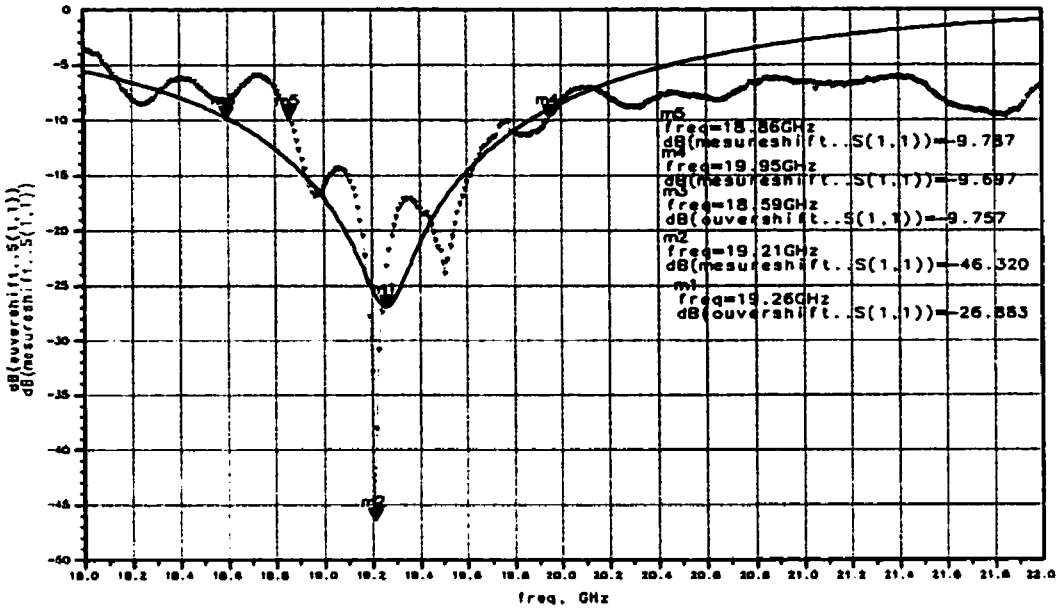


Figure 4.34 : Courbe du coefficient de réflexion à la ligne micro ruban (simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil.

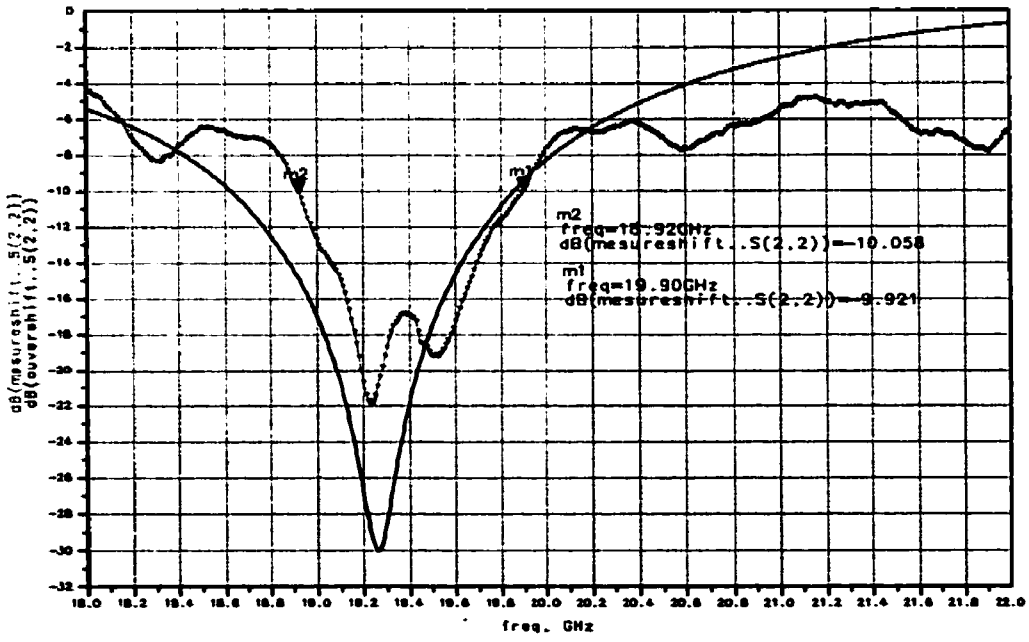


Figure 4.35 : Courbe du coefficient de réflexion au guide d'onde (simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil.

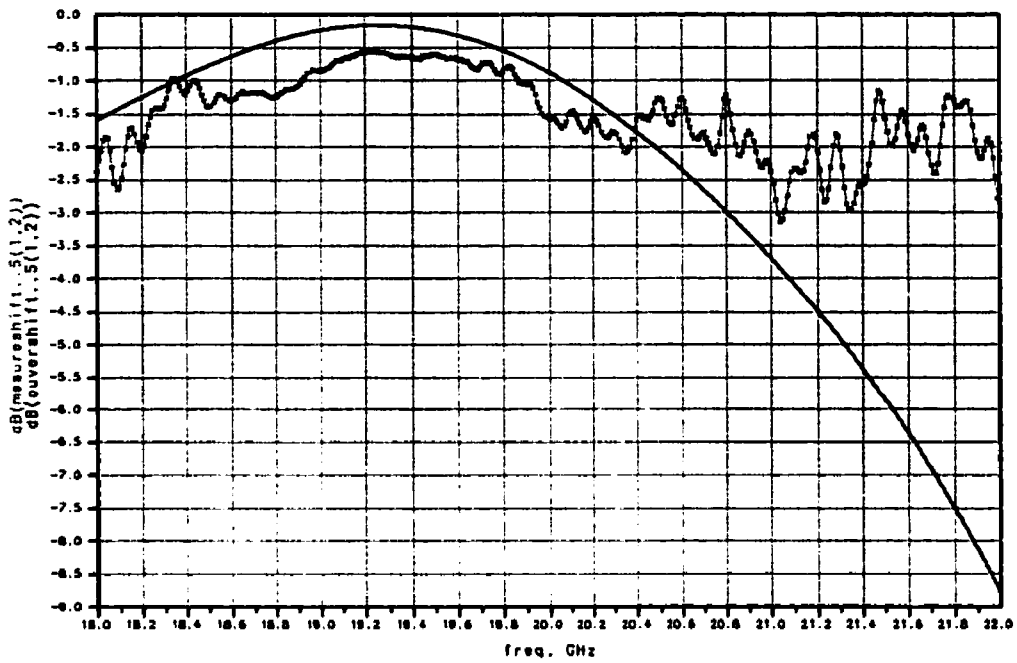


Figure 4.36 : Courbe du coefficient de transmission S_{12}(simulation et mesure) pour une ouverture décalée de 22.5 mil.

Nous remarquons que les courbes de S_{11} et du S_{22}, simulés et mesurés, ont la même allure et résonnent à f_0 = 19.2GHz avec un S_{11} mesuré de -46.32 dB et un S_{22} mesuré de -22 dB pour une largeur de bande de 1.11GHz pour un seuil de -10 dB et de 0.8GHz pour un seuil de -15dB, alors que la largeur de bande simulée donne 1.36GHz (Figures 4.34 et 4.35). D'autre part, nous avons un S_{12} supérieur à -1 dB sur toute la largeur de bande (Figure 4.36). Là encore, les simulations prédisaient un S_{12} supérieur à -0.5 dB.

Nous pensons que cette différence de largeur de bande est du au fait que nous ayons soudé un connecteur coaxial sur la ligne micro ruban pour des fins de mesure, étant donné que nous n'avions pas en notre possession de transition ligne micro ruban - ligne coaxiale.

4.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons exposé nos résultats en ce qui concerne la conception et les mesures de la transition dos à dos ainsi que la simulation de la transition avec ouverture décalée.

La technique de fabrication dans les deux cas n'a pas été la même. En effet, lorsque nous avons réduit le nombre d'éléments indépendants de notre transition (ouverture décalée), nous avons pu obtenir une meilleure précision de fabrication ainsi qu'une meilleure correspondance entre les résultats de simulation et de mesure. Malheureusement, nous ne pouvions pas appliquer la même méthode de fabrication à la transition dos à dos.

La transition à ouverture décalée nous a démontré à quel point notre transition était sensible à la position de l'ouverture. En effet, celle-ci ne peut tolérer plus de 0.25 mm, soit 10 mil, de décalage par rapport à l'axe de celle-ci. Ceci nous conforte dans l'idée que l'écart des résultats entre simulation et mesure de la transition dos à dos, était certainement du à cette sensibilité. En effet, un désalignement cumulatif des deux ouvertures induit deux résonances à deux fréquences différentes, ce qui crée un effet coupe-bande et biaise les résultats mesurés de la transition dos à dos.

Néanmoins, on notera que les résultats de simulation obtenus pour la transition dos à dos restent bons. En effet, celle-ci présente une larguer de bande de 2.15GHz par rapport à un seuil de -10dB et de 1.2GHz par rapport à un seuil de -15dB avec un coefficient de transmission supérieur à -0.5dB sur toute la bande.

CHAPITRE 5

Conclusion Générale

Une nouvelle transition entre le guide d'onde rectangulaire et la ligne micro ruban a été conçue sur HFSS, optimisée sur Empipe 3D, réalisée et mesurée dans la bande K à la fréquence centrale de 20GHz en se basant sur une nouvelle technique qui utilise la résonance de l'ouverture pour réaliser une bonne adaptation d'impédance ainsi que de bonnes performances électriques (plus de 10% de largeur de bande pour un coefficient de réflexion inférieur à –10 dB et un coefficient de transmission supérieur à –0,5 dB sur toute la bande).

De plus, comme nous l'avons montré, cette technique présente une topologie simplifiée et entièrement optimisable comparé à d'autres techniques comme la technique du guide d'onde à moulures ou la technique de la ligne à ailettes, qui malgré leurs bonnes performances électriques restent compliquées à réaliser car elles sont constituées de plusieurs parties mécaniquement indépendantes, ce qui d'une part augmente le risque au niveau des défauts qui peuvent survenir lors du processus de fabrication et d'autre part, conséquence logique de ce qui précède, les rend plus coûteuses.

Ajouté à cela, si l'on compare notre transition aux nouvelles techniques utilisées par F. J. Villegas [5]et D. I. Stones [6] qui utilisent une ouverture non optimisée dans le plan E du guide pour effectuer par la suite l'adaptation sur la ligne micro ruban à l'aide de court-circuits radials supplémentaires, notre transition est de beaucoup plus facile à concevoir et utilise des techniques d'optimisation nouvelles et efficaces (Empipe 3D) ne nécessitant aucune adaptation sur la ligne, pour d'aussi bonnes performances (à la bande Q (Fo= 44,5 GHz),10% de largeur pour un coefficient de réflexion de –15 dB et un coefficient de transmission de 0,3 dB à la fréquence centrale pour la transition de F. J. Villegas).

Il n'en reste pas moins que notre transition conserve les mêmes inconvénients que celles présentées précédemment dans [5] et [6]. En effet, comme cela a été expliqué dans le

chapitre des résultats, celle-ci est sensible aux positions de l'ouverture par rapport à la ligne micro ruban et à l'iris inductif de la cavité. Nous avons montrés en effet, que transition peut tolérer jusqu'à 10mil soit 0.25mm de désalignement de l'ouverture par rapport à la ligne mais reste très sensible à un éventuel désalignement de la cavité (l'iris inductif) qui, alors, ne remplirai plus son rôle et n'empêcherai pas la propagation de modes supérieurs sur la ligne à l'image des résultats de la transition dos à dos réalisée pour la présente recherche. En l'occurrence, le désalignement d'une ouverture résonnante par rapport à l'autre, cumulé à l'imprécision d'alignement de la cavité par rapport à la ligne micro ruban, a nuis aux résultats finaux mesurés.

Pour éviter ce genre de désagréments à l'avenir, il faudrait comme l'ont expliqué F. J. Villegas et D. I. Stones, disposer d'un processus de fabrication de haute qualité, tel que des machines numériques assistées par ordinateur qui nous permettrait d'assembler la transition en un seul blocs , éliminant ainsi toute imprécision due à l'alignement de plusieurs modules ensembles.

Il n'en reste pas moins qu'à notre avis, la méthodologie que nous avons utilisé, c'est-à-dire combiner HFSS et Empipe 3D) reste le point fort de cette réalisation et nous permet d'entrevoir d'autres champs d'application tout aussi intéressants. En effet, mis à part la facilité d'intégrabilité de notre transition à différents modules MMIC (Monolithic Microwave Integrated Circuits) tels que des récepteurs ou des amplificateurs micro-ondes.

D'autres part, notre transition pourra être étudiée de la même façon à n'importe quelle fréquence, de même que des transitions différentes tel NRD-Ligne micro ruban ou la transition à sonde et bien d'autres encore, avec pour seule restriction le fait qu'actuellement Empipe 3D ne puisse pas optimiser des lignes de transmission contenant des surfaces courbes.

Un autre champ d'application beaucoup plus étendu encore, serait l'implantation d'une telle méthodologie pour la conception de filtres ou de coupleurs micro-ondes en technologie guide d'onde.

REFERENCES

[1] Moochalla S. S. and An C. (1984), Ridge Waveguide used in Microstrip transition, Microwaves RF.

[2] Lavedan L. J. (1977), Design of waveguide-to-Microstrip transitions specially suited to millimeter-wave applications, Electronic. Letters, vol.13, no 20, pp. 604-605.

[3] Ho T. Q. and Shih Y. (1989), Spectral-domain analysis of E-plane waveguide-to-microstrip transition, IEEE transaction on. microwave theory and techniques., vol37, pp. 388-392.

[4] Das B. N., Prasad K. V. S. V. R. and Seshaghiri Rao K. V., Excitation of waveguide by stripline and microstrip-line-fed slots, IEEE Transaction. on microwave theory and techniques, vol MTT-34.

[5] Villegas F. J., Stones D. I. and Hung H. A. (1997), A novel waveguide-to-microstrip transition for low- cost millimeter-wave and MMIC application, IEEE MTT-S International Symposium Digest, vol.2, Denver, CO, pp 739-742.

[6] Stones D. I. (1994), Analysis of a novel microstrip-to-wavguide transition/combiner," IEEE MTT-S International Symposium Digest, vol.1, San Diego, CA, pp. 217-220.

[7] Hyvoenen L. and Hujanen A. (1996), A compact MMIC-compatible microstrip-to-waveguide transition, IEEE MTT-S International Symposium Digest, vol 2, san fransisco, CA., pp. 875-878.

[8] Rao J. S., Joshi K. K. and Das B. N. (1981), Analysis of Small Aperture coupling Between Rectangular Waveguide and Microstrip line, IEEE Transactions microwave theory and techniques, vol. MTT-29.

[9] Amjad A. Omar and Nihad I. Dib (1981), Analysis of slot-coupled Transition from Microstrip-to-Microstrip and Microstrip-to-waveguide, IEEE Transactions microwave theory and techniques, vol. MTT-45.

[10] Marcuvitz N. and Schwinger J. (1951), On the representation of electric and magnetic fields produced by currents and discontinuities in waveguides, Journal of Applied Physics, vol 22, pp. 806-819.

[11] Harrington R. F. (1961), Time Harmonic Electromagnetic fields, New York : McGraw-Hill.

[12] Yamashita E. and Atsuki K. H. (1978), Impedance characteristics of transverse slots in the ground plane of stripline, Proc., Inst. Elect. Eng., vol.125, pp. 29-31.

[13] Hewlett-Packard Company (1997), High frequency structure simulator, user reference, Hewlett-Packard Company, pp. A1-A29.

[14] Collin R. E. (1991), Field theory of guided waves (second edition), IEEE Press Inc., New-York, Chap. 586, pp. 329-411.

[15] Marcuvitz N. (1964), Waveguide Handbook, Boston Technical Publishers Inc., Chap. 2, pp. 56-66.

[16] Bethe H. A. (1944), Theory of diffraction by small holes, Phys. Rev., Vol. 66, pp. 163-182.

[17] Uher J., Bornemann J., Rosenberg U. (1993), Waveguide components for antenna feed systems, Artech House Inc., Chap. 2, pp. 9-42.

[18] Levy R. (1968), Analysis and synthesis of waveguide multiaperture directional coupler, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. MTT-16, no.12, pp. 995-1006.

[19] Pandharipande V. M. and Das B. N. (1978), Coupling of waveguides through large apertures, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. MTT-26, no 3, pp. 209-212.

[20] Slater J.S. (1942), Microwave transmission, McGraw-Hill Book Co, New-York.

[21] Vander Vorst A. and Vanhoenacker-Janvier D. (1996), Bases de l'ingénierie micro-onde, De Boeck Université, Chap. 1, pp. 62-64.

[22] Wolff I., Kompa G. and Mehran R. (1972), Calculation method for microstrip discontinuities and T junctions, Electronics Letters, Vol.8, no.7, pp. 177-179.

[23] Bornemann J. and Vahldieck R. (1990), Characterization of a class of waveguide discontinuities using a modified TE^{z}_{mn}-mode approach, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol.38, pp. 1816-1822.

[24] Safavi-Naini R. and MacPhie R. H. (1981), On solving waveguide junction scattering problems by the conservation of complex power technique, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. MTT-29, pp. 337-343.

[25] Montgomery C. G., Dicke R. H. and Purecell E. M. (1948), Principles of microwave circuits, Rad. Lab. Series, McGraw-Hill, New-York, Vol.8.

[26] Wheeler H. (1964), Transmission line properties of parallel wide strips by conformal mapping approximation, IEEE Transaction on microwave theory and techniques, Vol. MTT –12 , pp. 280-289.

[27] Ou Zifei (1997), Etude de l'integration hybride de structures planaires avec des guides NRD pour des circuits micro ondes et ondes millimétriques, Mémoire pour l'obtention de la maîtrise , département de genie éléctrique , Ecole Polytechnique de Montréal.

ANNEXE I

EMPIPE 3D

(NETLIST)

Example Netlist: bend1.ckt

Below is the netlist for the example used in Chapter 2. Tutorial: Bend1. The file name is *bend1.ckt*. In the following section, we dissect this file to illustrate the structure and syntax of a netlist.

```
! Optimization of bend1

Model
#include "bend1.inc";

   bend1_d:?0.05 0.2 0.35?;


   bend1 1 2 0 model=7
      d=bend1_d;

   PORTS 1 0 2 0;

   CIRCUIT;

   e3d_n_sources = 0;
   "Real Zpi"[2] = RZpi_bend1;
   "Imag Zpi"[2] = IZpi_bend1;
   "Real Zpv"[2] = RZpv_bend1;
   "Imag Zpv"[2] = IZpv_bend1;
   "Real Zvi"[2] = RZvi_bend1;
   "Imag Zvi"[2] = IZvi_bend1;
   "Real Gamma"[2] = RGamma_bend1;
   "Imag Gamma"[2] = IGamma_bend1;
   "Impedances"[16] = {"Real Zpv" "Imag Zpv" "Real Zpi" "Imag Zpi"
                       "Real Zvi" "Imag Zvi" "Real Gamma" "Imag Gamma"};
end

Sweep
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Mag S dB"
      {XSWEEP title="Mag S dB[1,1] and Spec" Y="Mag S dB[1,1]" X=FREQ
       SPEC=(from 9GHz to 15GHz, < -30)};
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Phase S";
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Mag S";
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Impedances";
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Real S" "Imag S"
      (Smith RI=("Real S"[1,1],"Imag S"[1,1]).S11 title="Smith Chart");
end

Spec
   AC: FREQ: from 9GHz to 15GHz step=1GHz "Mag S dB[1,1]" < -30;
end

Trace
end

Control
   Disable_Adjoint;
   Optimizer=Minimax;
   N_Iterations=30;
   Perturbation_Scale=1.0e-4;
   Accuracy=1.0e-6;
end
```