

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE MENTOURI - CONSTANTINE

FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

**THESE**

Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat en Sciences

en ELECTRONIQUE

Option: MICRO-ONDES

par : **Rawdha THABET**

*Contribution à l'Optimisation de Transitions  
en Guides d'Ondes Cylindriques Métalliques.  
Applications aux Filtres et aux Convertisseurs de Modes*

**Soutenue le 12 février 2012 devant le jury composé de :**

<b>M. Malek BENSLAMA</b>	Professeur Université Mentouri-Constantine	<b>Président</b>
<b>M. Mohamed Lahdi RIABI</b>	Professeur Université Mentouri Constantine	<b>Directeur de Thèse</b>
<b>M. Junwu TAO</b>	Professeur ENSEEIHT-INP-Toulouse	<b>Co-directeur de Thèse</b>
<b>M. Noureddine DOGHMANE</b>	Professeur Université Badji Mokhtar-Annaba	<b>Examineur</b>
<b>M. Djamel BENATIA</b>	Professeur Université Hadj Lakhdar-Batna	<b>Examineur</b>
<b>M. Mohamed Toufik BENHABILES</b>	Maître de conférences U.M.Constantine	<b>Examineur</b>

*Je dédie ce travail à mes parents.*

## *Résumés*

## **Résumé**

*Ce travail s'inscrit dans le cadre de la conception de structures et dispositifs passifs hyperfréquences en guides d'ondes cylindriques métalliques. Il couvre la modélisation électromagnétique, les méthodes d'optimisation et la conception de dispositifs tels que filtres micro-ondes et convertisseur de modes. Il est divisé en deux grandes parties.*

*Dans la première partie, l'étude présente une procédure d'optimisation basée sur la technique de l'algorithme génétique pour la conception de transformateurs quart d'onde et de filtres passe-bande à bande étroite en guides cylindriques métalliques creux. L'analyse des discontinuités uni-axiales entrant dans la réalisation des structures proposées est basée sur la méthode de raccordement modal associée à la technique de la matrice  $S$  généralisée. Une étude sur la convergence des résultats, en fonction du nombre de modes utilisés, est présentée pour l'optimisation du temps de calcul. La sélection optimale des paramètres géométriques a permis une amélioration des performances en bande passante.*

*Dans la deuxième partie, l'étude de structures périodiques en guides d'ondes a été exposée. Le guide circulaire corrugué offre une meilleure performance, en termes de bande passante, comme élément d'excitation des antennes cornet circulaire. On propose ici l'étude, par des méthodes modales, de la jonction guide circulaire simple-guide circulaire corrugué. La détermination des champs modaux dans le guide corrugué est basée sur la technique des équations intégrales couplées. Cette technique permet, par ailleurs, la détermination des diagrammes de dispersion des modes de Floquet, y compris des modes complexes.*

### **Mots clés:**

*Algorithme génétique, Convertisseur de modes, Filtre, Modes complexes, Optimisation, Raccordement modal, Synthèse de filtre, Technique des équations intégrales couplées.*

## **Abstract**

*The purpose of this work is the design of passive microwave devices in metallic cylindrical waveguides. It covers electromagnetic modeling, optimization methods and the design of devices such as microwave filters and mode converters. It is divided into two main parts.*

*In the first part, an optimization procedure based on the genetic algorithm technique for the design of transformers and coupled cavity narrow band-pass filters in metallic cylindrical waveguides is presented. The characterization of the proposed structures is carried out by the mode-matching method associated with the generalized scattering matrix technique. A study on the convergence of the results is presented for the optimization of computational time. The genetic algorithm introduced is intended to evolve optimal structures parameters required to yield better performances in pass-band.*

*In the second part, the study of periodic structures in waveguides is presented. The circular corrugated waveguide provides better performance in terms of bandwidth, as part of circular horn antenna excitation. We propose here the study, by modal methods, of the junction between a smooth circular waveguide and a corrugated circular waveguide. The determination of the modal fields in the corrugated waveguide is based on the coupled-integral-equation technique. This technique allows, also, the determination of dispersion diagrams of Floquet modes, including complex modes.*

### **Keywords:**

*Genetic algorithm, Mode converter, Filter, Complex modes, Optimization, Mode-Matching, filter Synthesis, Coupled-integral-equation technique.*

## ملخص

يندرج هذا العمل في إطار تصميم الأجهزة في الترددات الجد عالية في موجات الأمواج الأسطوانية المعدنية و هو يغطي النمذجة الكهرومغناطيسية, أساليب التحسين و تصميم أجهزة مثل المرشحات و المحولات. ينقسم هذا العمل إلى جزأين.

في الجزء الأول, تعرض الدراسة طريقة تحسين استنادا إلى الخوارزمي الجيني لتصميم التحويلات و المرشحات في موجات الأمواج الأسطوانية الجوفاء. ارتكزت محاكاة التصميم على حساب معمق سمح باستخراج مصفوفة التبدد المعممة للأجهزة. هذا الحساب المبني على أساس طريقة الوصل النمطية سمح لنا باستنتاج مختلف الأجوبة الترددية. الانتقاء الأمثل للوسائط سمح بتحسين ملحوظ في كفاءة الجهاز على الشريط النافذ.

في الجزء الثاني, عرضنا دراسة على هياكل دورية في موجه الأمواج حيث أن موجه الأمواج المموج يوفر أداء أفضل من حيث عرض الشريط النافذ و ذلك كجزء من تغذية الهوائيات الدائرية. نقترح هنا دراسة للوصل بين موجه أمواج عادي و موجه أمواج مموج. يستند تحديد الحقول في موجه الأمواج المموج على تقنية المعادلات التكاملية الممزوجة.

معظم النتائج المعروضة في هذا العمل تم التأكد من صحتها إما عن طريق مقارنتها بمعطيات من أعمال علمية أخرى أو عن طريق نتائج برنامج المحاكاة HFSS.

### الكلمات المفتاحية:

الخوارزمي الجيني, المحول, المرشح, التحسين للأمثل, طريقة الوصل النمطية, تحليل المرشح, تقنية المعادلات التكاملية الممزوجة.

## *Remerciements*

*Ce travail a été effectué au sein de l'équipe de recherche en modélisation électromagnétique du laboratoire d'Electromagnétisme et de Télécommunications (LET) de l'université Mentouri de Constantine et, en partie, au laboratoire LAPLACE à l'école nationale supérieure d'Electrotechnique, d'Electronique, d'Informatique, d'Hydraulique et de Télécommunication (ENSEEIH) de Toulouse.*

*Je tiens en premier lieu à remercier Monsieur Mohamed Lahdi RIABI, mon directeur de thèse, qui a dirigé ce travail avec beaucoup d'intérêt et de rigueur. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude pour sa disponibilité, son expérience et ses conseils.*

*Je voudrai très sincèrement remercier Monsieur Junwu TAO de m'avoir accueilli dans son groupe de recherche (GRE) durant mon stage à LAPLACE et d'avoir assuré la co-direction de ce travail. Sa disponibilité, son expérience, son savoir scientifique ont été déterminants dans l'aboutissement de ce travail.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur Malek BENSLAMA, professeur à l'université de Constantine, pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de présider le jury de cette thèse.*

*Je remercie sincèrement Monsieur Noureddine DOGHMANE, professeur à l'université Badji Mokhtar de Annaba, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail en acceptant de l'examiner.*

*Que Monsieur Djamel BENATIA, professeur à l'université Hadj Lakhdar de Batna, reçoive mes sincères remerciements pour avoir accepté de faire partie du jury.*

*Je suis profondément reconnaissante à Monsieur Mohamed Toufik BENHABILES, maître de conférences à l'université de Constantine, d'avoir accepté de juger mon travail.*

*J'exprime également ma profonde gratitude à tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à la réalisation de ce travail.*

*Pour finir, je remercie du fond du cœur ceux qui m'ont toujours soutenu, qui représentent le support de ma vie: ma famille, mes amis.*

# *Table des matières*

# Table des matières

<i>Introduction générale</i> .....	1
<i>Chapitre I</i>	
<i>Méthodes numériques de modélisation électromagnétique et techniques d'optimisation</i>	
I-1- Introduction.....	4
I-2- Méthodes numériques de modélisation électromagnétique.....	7
I-2-1- La méthode de raccordement modal associée à la technique de la matrice S généralisée.....	7
I-2-1-1- Principe de la méthode de raccordement modal.....	8
I-2-1-2- La matrice de dispersion [S] généralisée.....	11
I-2-2- La matrice de dispersion généralisée de jonctions multiples.....	12
I-2-3- La méthode variationnelle multimodale classique.....	14
I-3- Application de la MVM classique à la caractérisation de discontinuités uni-axiales en guides circulaires concentriques.....	19
I-3-1- Jonction simple entre deux guides circulaires.....	20
I-3-2- Discontinuité double ou iris circulaire épais.....	23
I-3-3- Transition graduelle à trois discontinuités ou transformateur à deux paliers....	24
I-3-4- Transition graduelle à cinq discontinuités ou transformateur à quatre paliers...26	
I-3-5- Transition non graduelle à trois discontinuités.....	27
I-4- La technique d'optimisation basée sur l'algorithme génétique.....	29
I-4-1- Principes généraux.....	30
I-4-2- Principe de la technique.....	31
I-4-3- L'échantillonnage déterministe.....	34
I-4-4- Codage des paramètres.....	36
I-5- Optimisation de transformateurs quart d'onde .....	36
I-5-1- Formulation du problème.....	36
I-5-2- Résultats numériques.....	37
I-6- Conclusion.....	41

Références du chapitre I.....	42
<b>Chapitre II</b>	
<b>Contribution à la conception de filtres micro-ondes</b>	
II-1- Introduction.....	47
II-2- Procédure de synthèse approximative de filtres micro-ondes passe-bande.....	49
II-2-1- Caractéristiques d'un filtre.....	49
II-2-2- Prototype passe-bas normalisé.....	50
II-2-3- Procédure de conception de filtre passe-bande.....	53
II-2-3-1- Détermination du circuit électrique d'un filtre passe-bande.....	54
II-2-4- Notions de synthèse des filtres passe-bande à éléments distribués.....	56
II-2-5- Application à la synthèse de filtre à bande étroite à cavités résonantes demi-onde couplées par des iris circulaires.....	58
II-2-5-1- Jonctions en guides d'ondes couplées par des iris : Etat de l'art.....	58
II-2-5-1-1- Théorie de Bethe pour les petites ouvertures.....	58
II-2-5-1-2 Corrections apportées par Cohn pour les iris épais de grand diamètre.....	60
II-2-5-1-3- Calcul des coefficients de couplage dans le cas d'iris minces.....	61
II-2-5-1-4- Détermination des dimensions des iris de couplage.....	63
II-2-5-2- Couplage par iris circulaire épais de grand diamètre.....	65
II-2-5-3- Correction sur les longueurs des résonateurs.....	65
II-3- Caractérisation par la méthode de raccordement modal.....	66
II-3-1- Discontinuité circulaire-rectangulaire.....	68
II-3-2- Exemple d'application : caractérisation d'un iris circulaire en guide rectangulaire.....	70
II-4- Optimisation par l'algorithme génétique.....	71
II-4-1- Contraintes de conception.....	72
II-4-1-1- Limites sur les dimensions géométriques.....	72
II-4-2- Fonction d'adaptation.....	73

II-5- Organigramme général.....	73
II-6- Résultats de conception.....	75
II-6-1- Conception de filtre à bande étroite à trois cavités en guide rectangulaire couplées par des iris circulaires épais.....	76
II-6-2- Conception de filtre à trois cavités en guide circulaire couplées par des iris circulaires .....	81
II-6-3- Conception de filtre à bande étroite à cinq cavités en guide rectangulaire couplées par des iris circulaires épais.....	84
II-7- Conclusion.....	86
Références du chapitre II.....	87

### ***Chapitre III***

#### ***Structures périodiques en guides d'ondes circulaires et modes de Floquet***

III-1- Introduction.....	91
III-2- Présentation générale d'une structure périodique en guide d'ondes.....	92
III-3- Formulation du problème et résolution de l'équation de propagation.....	93
III-4- Résultats numériques .....	98
III-4-1- Analyse de la propagation dans les guides circulaires corrugués périodiques.....	98
III-4-1-1- Cas des seuls modes $TE_{0n}$ dans un guide circulaire corrugué.....	99
III-4-1-2- Guide circulaire corrugué où les modes $TE_{1n}$ et $TM_{1n}$ sont analysés.....	104
III-5- Conclusion.....	113
Références du chapitre III.....	114

### ***Chapitre IV***

#### ***Application des guides corrugués dans des dispositifs hyperfréquences***

IV-1- Introduction.....	117
IV-2- Développement modal des champs dans un guide d'ondes circulaire corrugué.....	118
IV-3- Matrice de dispersion S de la jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué.....	120
IV-4- Résultats numériques et discussions.....	123
IV-4-1- Introduction.....	123

IV-4-2- Jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué périodique.....	123
IV-4-3- Jonction double : guide simple-guide périodique-guide simple.....	127
IV-4-4- Exemple d'étude de convergence: cas de la jonction double.....	133
IV-4-5- Application à un système de sections de guides corrugués: convertisseur complet.....	134
IV-4-5-1- Convertisseur de modes à transitions graduelles.....	136
IV-4-5-2- Structure Complète.....	137
IV-5- Conclusion et perspectives .....	141
Références du chapitre IV.....	142
<b>Conclusion générale</b> .....	143
<b>Annexes</b> .....	146
<b>Liste des publications</b> .....	148

# *Introduction générale*

## ***Introduction générale***

Dans le domaine des Télécommunications spatiales, la conception des systèmes électroniques compacts et performants travaillant dans des bandes de fréquences de plus en plus élevées est un besoin de plus en plus croissant et pressant. Une modélisation théorique rigoureuse permettant l'étude des performances de ces dispositifs dispense le concepteur d'une expérimentation longue et coûteuse surtout dans le domaine spatial où le poids et le volume sont des paramètres cruciaux. A cet effet, de nombreuses techniques électromagnétiques de modélisation ont été développées durant les dernières décennies dans le but de concevoir des éléments de faible taille tout en augmentant leurs performances et en minimisant leur coût.

Parallèlement, il existe sur le marché de nombreux simulateurs commerciaux de modélisation électromagnétique dont l'efficacité a été prouvée dans un grand nombre d'applications plus ou moins variées. Cependant pour des configurations de plus en plus complexes, ces logiciels sont généralement assez coûteux en termes de temps de calcul, d'où la nécessité de développer des outils spécifiques de plus en plus performants et de nouvelles méthodes de modélisation numériques hybrides.

Ce travail de thèse est une contribution à la modélisation et à l'optimisation de dispositifs passifs hyperfréquences, à discontinuités uni axiales, en guides d'ondes cylindriques métalliques creux tels que les transitions pseudo graduelles et les filtres. Des structures périodiques en guides d'ondes circulaires simples et en guides nervurés très utilisées dans les domaines des télécommunications et des antennes ainsi que des convertisseurs de modes sont également étudiés.

L'un des objectifs avoués est donc de concevoir des transformateurs et des filtres en guides cylindriques métalliques pour lesquels les performances sont améliorées par utilisation d'une technique d'optimisation basée sur l'algorithme génétique (AG).

Cette thèse est organisée en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre, nous rappelons les principes fondamentaux des méthodes numériques exploitées dans ce travail. Nous exposons des formulations assez détaillées de la méthode de raccordement modal (MRM) et la méthode variationnelle multimodale (MVM) qui, à partir de la décomposition modale des champs, permettent de déterminer la matrice de dispersion et donc la caractérisation d'une discontinuité en guide d'ondes. Quelques applications en guide circulaire sont ensuite proposées. Nous donnons également un aperçu sur la technique d'optimisation basée sur l'AG et son principe de fonctionnement. Ce chapitre est terminé par l'étude de transformateurs à paliers en guide circulaire par utilisation de la MRM en conjonction avec l'AG où il a été question d'optimiser le choix des paramètres définissant les dimensions géométriques dans le but d'obtenir de meilleures performances électriques et physiques.

Le deuxième chapitre, composé de trois volets, concerne la conception et l'optimisation de filtres passe-bande à plusieurs cavités à couplage direct. Le premier volet inclut un rappel sur les notions de synthèse de filtre passe-bande à éléments localisés et distribués. Cette synthèse basée sur l'approximation mathématique de Tchebychev a permis la détermination du schéma électrique équivalent et des dimensions géométriques des filtres traités. En se basant sur les résultats de synthèse, la modélisation des filtres en guides métalliques à jonctions circulaire-rectangulaires et circulaire-circulaires par utilisation de la MRM associée à la technique de la matrice S généralisée (MSG) est entreprise. Enfin, le troisième et dernier volet porte sur l'adaptation de la technique de l'AG à la conception des filtres proposés et présente les résultats de l'optimisation effectuée.

Dans le troisième chapitre, nous avons abordé l'étude des structures périodiques en guides d'ondes circulaires. Dans ce type de structures se propagent des modes de types HE et EH dits modes de Floquet. Les caractéristiques de dispersion de ces modes de Floquet sont déterminées par l'utilisation de la technique des équations intégrales couplées (TEIC).

Dans le chapitre IV, notre étude est orientée vers la caractérisation de jonctions entre guide circulaire simple et guide circulaire corrugué. La formulation utilisée est basée sur une hybridation de la TEIC avec la MRM. Quelques applications sur les jonctions en guides corrugués et un convertisseur de modes complet en guides circulaires sont étudiés.

# *Chapitre I*

*Méthodes numériques de modélisation*

*électromagnétique et techniques d'optimisation*

## I-1- Introduction

Les guides d'ondes métalliques sont à la base de la conception d'un grand nombre de dispositifs micro-ondes tels que les filtres, les transformateurs, les adaptateurs, les polariseurs, les cornets corrugués,... ayant une large application dans les domaines de télécommunications spatiales, des antennes et des systèmes radar aéroportés. Il est donc nécessaire de caractériser de façon précise les discontinuités métalliques entre ces guides.

L'analyse des discontinuités en guides d'ondes est une théorie électromagnétique classique qui a été abordée dans la littérature par plusieurs méthodes. L'utilisation d'une méthode ou d'une autre, dépend de la structure étudiée et du domaine de fréquence, de la facilité de mise en œuvre, des moyens informatiques disponibles et de la précision voulue.

Ces méthodes sont classées en deux types:

- Les méthodes analytiques, plus anciennes, utilisées dans les années 50 à 60 telles que les méthodes de transformations intégrales [1], les approximations statiques et quasi-statiques [2] et les techniques variationnelles utilisées par Collin [1], permettent d'avoir des solutions exactes mais leur domaine d'application est restreint. Les structures qui peuvent être traitées sont relativement simples.
- Les techniques numériques sont largement plus sollicitées car elles sont plus conformes à la réalité physique. La solution fournie par ces méthodes est approximative (utilisation de troncatures). Elles sont réparties en deux familles selon le type de discrétisation.
  - ✓ Les méthodes différentielles ou à discrétisation spatiale pour lesquelles l'approximation de la solution se fait directement à partir des équations de Maxwell. Ces méthodes conduisent à la résolution d'un système d'équations linéaires. Parmi ces méthodes, nous pouvons citer la méthode des éléments finis [3], [4], la méthode des différences finies, la méthode des éléments aux frontières [5], la méthode TLM (Transmission-Line Matrix) [6],[7]. Ces méthodes permettent l'étude de structures complexes. Elles utilisent un nombre élevé

d'éléments de maillage et donc nécessitent l'emploi de beaucoup d'espace mémoire donc des moyens informatiques importants.

- ✓ Les méthodes intégrales ou à discrétisation spectrale pour lesquelles l'approximation de la solution ne se fait pas directement à partir des équations de Maxwell. Un calcul analytique plus poussé est d'abord effectué avant de faire l'objet de traitement numérique, ce qui offre un gain considérable en temps de calcul. Cette formulation analytique permettra l'écriture des champs électromagnétiques sous formes canoniques. Parmi ces méthodes, nous trouvons, en bonne position, la méthode de raccordement modal (MRM) [8-11] associée à la technique de la matrice  $S$  généralisée (MSG). Cette méthode repose sur le développement modal des champs électromagnétiques et leur raccordement au niveau de la discontinuité. La connaissance des champs à l'intérieur des guides découle sur la caractérisation de la discontinuité en termes de coefficients de réflexion et de transmission. La MRM est une méthode précise et s'avère adéquate à la caractérisation d'un grand nombre de structures à discontinuités uni-axiales en guides d'ondes, mais cependant, pour des discontinuités multiples en cascades, les matrices à développer sont de grandes tailles ce qui nécessite un temps de calcul assez important. Une autre variante assez rigoureuse de la MRM est la méthode variationnelle multimodale (MVM) classique [12]. Elle fait partie des modèles de représentation multimodales en réseaux d'impédance. La MVM classique, telle la MRM, permet de caractériser une discontinuité isolée. Les paramètres  $S$  d'une structure globale à plusieurs discontinuités sont calculés en chaînant les matrices de dispersion individuelles des discontinuités successives tenant compte des sections de guides qui les séparent. L'avantage de la MVM par rapport à la MRM est que les matrices qu'elle utilise, pour la caractérisation des discontinuités successives, sont de dimensions beaucoup plus petites et la modélisation de structures à plusieurs discontinuités prendra un temps beaucoup moins important. Une autre variante de la MVM a été par la suite introduite en [13] : c'est la nouvelle formulation variationnelle multimodale (NFVM). Une analyse rigoureuse des discontinuités a été proposée où la matrice de dispersion globale est déduite directement à partir de la matrice impédance de l'ensemble de la structure.

L'application de la théorie électromagnétique dans les problèmes de dispersion nécessite, dans la majorité des cas, l'utilisation de l'optimisation. L'objectif avoué est de concevoir des composants de faible taille tout en augmentant leurs performances et en minimisant leur coût. Dans cette optique, plusieurs études utilisant différentes techniques d'optimisation sont investies dans la conception des composants micro-ondes.

Les techniques de recherche et d'optimisation sont également classées en deux grandes familles : les techniques locales et les techniques globales.

- Les techniques locales telles que la technique de recherche basée sur le gradient conjugué [14], la méthode quasi-newtonienne et le simplex fournissent des résultats plus ou moins précis dépendant très étroitement du problème et des conditions initiales. Elles offrent cependant une convergence relativement rapide vers un optimum local.
- Les techniques globales, telles que les algorithmes génétiques (AG) [15-17], le parcours aléatoire [18] et le recuit simulé [19], sont indépendantes du problème à traiter et placent seulement quelques contraintes sur l'espace des solutions. Cependant, la convergence est plus lente. Les techniques globales sont plus robustes face aux problèmes à plusieurs optimums locaux et en présence des contraintes de discontinuités et de dérivabilités. Elles obtiennent un optimum global et évitent de rester piégées dans un optimum local. Souvent, ces techniques trouvent des solutions utiles quand les techniques locales ne le permettent pas.

Dans la partie optimisation que nous avons traitée dans ce travail, nous nous sommes intéressés de faire une optimisation basée sur l'AG.

Les AG, introduits en premier par Holland en 1975 [20] et étendus à l'optimisation fonctionnelle par De Jong (1980), ont une large application en sciences physiques et en engineering. En électromagnétisme, en particulier, ils ont été appliqués à la résolution efficace de problèmes complexes dans le domaine des antennes [21], les filtres [22], [23], les absorbeurs micro-ondes large bande [24], les structures multicouches telles que les surfaces sélectives en fréquences [25]...En 2000, Chiu et Chen ont appliqué l'AG pour reconstruire la forme et la conductivité d'un objet métallique à travers la connaissance du champ diffracté [26]. Lai et Jeng [22] ont développé une technique pour la conception de filtres passe-bande et dual-bande compacts et de hautes performances avec des lignes micro-ruban. Ils ont optimisé

un schème capable de chercher la topologie appropriée du circuit et les paramètres électriques correspondants. Nishino et Itoh, en 2002, introduisent une génération évolutionnaire de circuits micro-ondes à segments de droite [23]. Ils utilisent l'AG pour optimiser la topologie et les dimensions de ces circuits. La procédure a également garantie que la taille des circuits optimisés est plus petite que la taille spécifiée au début. Dans tous ces travaux et d'autres, l'AG a montré une grande flexibilité et une efficacité.

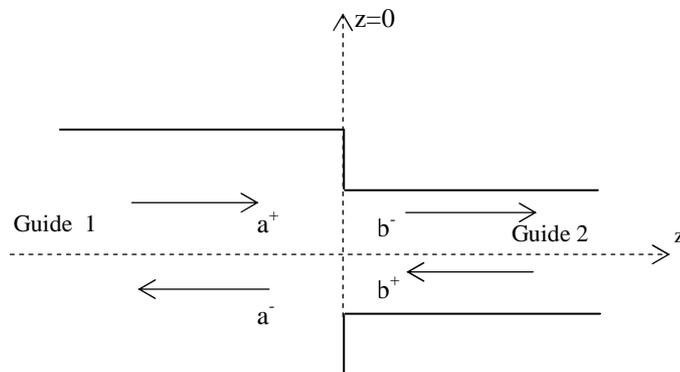
Dans ce chapitre, nous mettons l'accent sur les méthodes numériques et la technique d'optimisation que nous avons utilisées dans le cadre de notre travail et qui sont la MRM associée à la technique de la MSG, la MVM classique et l'AG.

Enfin, la technique des équations intégrales couplées (TEIC), introduite par Amari *et al.* [27-28], sera présentée dans le chapitre III et appliquée dans le chapitre IV en hybridation avec la MRM.

## I-2- Méthodes numériques de modélisation électromagnétique

### I-2-1- La méthode de raccordement modal associée à la technique de la matrice S généralisée

Nous présentons la formulation basique de la MRM en termes des champs électromagnétiques dans le cas d'une jonction transversale entre deux guides d'ondes (Fig. I-1).  $z=0$  représente le plan de la discontinuité. Les sections droites  $S_1$  du guide 1 et  $S_2$  du guide 2 sont soit rectangulaire ou circulaire. Des modes d'ordre supérieur sont excités au niveau de la discontinuité.



**Fig. I-1.** Jonction simple entre deux guides d'ondes concentriques

### I-2-1-1- Principe de la méthode de raccordement modal

Ce principe consiste à déterminer tous les modes (propagatifs ou évanescents) de part et d'autre de la discontinuité où le champ électromagnétique est donc développé en une combinaison linéaire du mode fondamental et des modes d'ordre supérieur. L'application des conditions de continuité des champs imposées par la discontinuité en conjonction avec la propriété d'orthogonalité des modes normaux nous permettent de déterminer une série infinie d'équations algébriques linéaires dont les coefficients de réflexion et de transmission sont les inconnus. Pour le calcul numérique, cette série d'équations est tronquée de façon appropriée afin d'assurer la convergence des résultats.

Les champs électrique et magnétique transverses, de chaque côté de la discontinuité (à  $z=0$ ) peuvent être exprimés en une série de modes normaux incidents et réfléchis tel que:

$$\overrightarrow{E}_t^{(1)} = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^+ + a_m^-) \vec{e}_m^{(1)} \quad (\text{I-1})$$

$$\overrightarrow{H}_t^{(1)} = \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^+ - a_m^-) \vec{h}_m^{(1)} \quad (\text{I-2})$$

et

$$\overrightarrow{E}_t^{(2)} = \sum_{n=1}^{\infty} (b_n^+ + b_n^-) \vec{e}_n^{(2)} \quad (\text{I-3})$$

$$\overrightarrow{H}_t^{(2)} = \sum_{n=1}^{\infty} (b_n^+ - b_n^-) \vec{h}_n^{(2)} \quad (\text{I-4})$$

avec

$$\vec{h}_m^{(1 \text{ ou } 2)} = Y_m^{(1 \text{ ou } 2)} (\vec{e}_z \times \vec{e}_m^{(1 \text{ ou } 2)}) \quad (\text{I-5})$$

$\vec{e}_m^{(1 \text{ ou } 2)}$ ,  $\vec{h}_m^{(1 \text{ ou } 2)}$  et  $Y_m^{(1 \text{ ou } 2)}$  représentent le champ électrique transverse, le champ magnétique transverse et l'admittance d'onde du mode  $m$  en région 1 (ou 2), respectivement.  $\vec{e}_z$  est le vecteur unitaire dans la direction de propagation.

$a_m^{+(ou-)}$  et  $b_m^{+(ou-)}$  sont les coefficients de l'expansion modale. Les exposants + et - indiquent les ondes incidente et réfléchie, respectivement.

Les champs électrique et magnétique tangentiels, exprimés dans les équations (I-1) à (I-4), peuvent également être exprimés par superposition des champs modaux transverses électriques TE (type h) et transverses magnétiques TM (type e) [9].

$$\vec{E}_t^{(1)} = \sum_{m=1}^{\infty} \left( a_m^{(h)} \vec{e}_m^{(1,h)} + a_m^{(e)} \vec{e}_m^{(1,e)} \right) \quad (\text{I-6})$$

$$\vec{H}_t^{(1)} = \sum_{m=1}^{\infty} \left( a_m^{(h)} \vec{h}_m^{(1,h)} + a_m^{(e)} \vec{h}_m^{(1,e)} \right) \quad (\text{I-7})$$

et

$$\vec{E}_t^{(2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left( b_n^{(h)} \vec{e}_n^{(2,h)} + b_n^{(e)} \vec{e}_n^{(2,e)} \right) \quad (\text{I-8})$$

$$\vec{H}_t^{(2)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left( b_n^{(h)} \vec{h}_n^{(2,h)} + b_n^{(e)} \vec{h}_n^{(2,e)} \right) \quad (\text{I-9})$$

où  $a_m^{(h(ou e))}$ ,  $a_m^{(h(ou e))}$ ,  $b_m^{(h(ou e))}$ ,  $b_m^{(h(ou e))}$  sont les amplitudes modales et  $\vec{e}_m^{(i,h(ou e))}$ ,  $\vec{h}_m^{(i,h(ou e))}$  sont les champs modaux du mode m, avec i= 1 ou 2.

L'application des conditions aux limites au niveau du plan de la jonction (z=0) nous permet d'écrire les équations suivantes :

$$\vec{E}_{t(z=0)}^{(1)} = \begin{cases} \vec{E}_{t(z=0)}^{(2)} & \text{sur } S_2 \\ 0 & \text{sur } S_1 - S_2 \end{cases} \quad (\text{I-10})$$

$$\vec{H}_{t(z=0)}^{(1)} = \vec{H}_{t(z=0)}^{(2)} \quad \text{sur } S_2 \quad (\text{I-11})$$

En substituant les équations (I-6) et (I-8) dans l'équation (I-10) et en effectuant le produit scalaire de cette dernière avec  $\vec{e}_m^{(1,h)}$  puis en l'intégrant sur la surface  $S_1$  et avec l'utilisation de la propriété d'orthogonalité des modes normaux, l'expression suivante est obtenue:

$$a_m^{(h)} = \sum_n H_{mn} b_n^{(h)} + K_{mn} b_n^{(e)} \quad (\text{I-12})$$

De la même manière, en multipliant (I-10) par  $\vec{e}_m^{(1,e)}$  et en l'intégrant sur la section droite  $S_1$  du guide 1, à z=0, nous obtenons :

$$a_m^{(e)} = \sum_n Q_{mn} b_n^{(h)} + E_{mn} b_n^{(e)} \quad (I - 13)$$

Les équations (I-12) et (I-13) permettent de définir la matrice [M] de couplage entre modes telle que:

$$[a] = [M][b] \quad \Leftrightarrow \quad \begin{bmatrix} a^{(h)} \\ a^{(e)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [H] & [K] \\ [Q] & [E] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b^{(h)} \\ b^{(e)} \end{bmatrix} \quad (I-14)$$

où  $a^{(h \text{ ou } (e))}$  et  $b^{(h \text{ ou } (e))}$  sont les vecteurs des coefficients de pondération modale dans les guides 1 et 2, respectivement.

Les éléments des sous-matrices [H], [K], [Q] et [E] de l'équation (I-14) sont les produits scalaires ou coefficients de couplage entre modes, pour les champs modaux électriques, TE-TE, TE-TM, TM-TE et TM-TM, respectivement au niveau de la jonction [9], [10]. Ils sont donnés par :

$$\begin{aligned} H_{mn} &= \int_{S_2} \vec{e}_m^{(1,h)} \cdot \vec{e}_n^{(2,h)} dS \\ K_{mn} &= \int_{S_2} \vec{e}_m^{(1,h)} \cdot \vec{e}_n^{(2,e)} dS \\ Q_{mn} &= \int_{S_2} \vec{e}_m^{(1,e)} \cdot \vec{e}_n^{(2,h)} dS \\ E_{mn} &= \int_{S_2} \vec{e}_m^{(1,e)} \cdot \vec{e}_n^{(2,e)} dS \end{aligned} \quad (I - 15)$$

Pour assurer la convergence des résultats, un nombre important de modes est utilisé pour le raccordement modal, par conséquent un calcul efficace et exact des produits scalaires est nécessaire. En général, une expression analytique est plus désirée que les intégrales numériques.

Pour ce qui est du travail présenté dans ce manuscrit, nous avons exploité des guides rectangulaires et circulaires pour lesquels les champs modaux sont exprimés, dans les

systèmes de coordonnées cartésien et cylindrique, par des fonctions trigonométriques et des fonctions de Bessel, respectivement. Le calcul des intégrales des équations (I-15) a été évalué analytiquement.

Pour le champ magnétique, une expression analogue à celle de l'équation (I-14) peut être obtenue.

Pour le calcul numérique, les équations des matrices sont tronquées à un nombre N et M de termes d'expansion dans le guide 1 et le guide 2, respectivement. Ces valeurs correspondent au nombre de modes nécessaires pour assurer la convergence des paramètres S de la jonction.

### I-2-1-2- La matrice de dispersion [S] généralisée

On définit la matrice de dispersion [S] généralisée des coefficients modaux des champs électriques au niveau de la jonction entre deux guides par (voir Fig. I-1):

$$\begin{bmatrix} a^- \\ b^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_{11}] & [S_{12}] \\ [S_{21}] & [S_{22}] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a^+ \\ b^+ \end{bmatrix} \quad (\text{I-16})$$

Les expressions des quatre sous-matrices de la matrice [S] peuvent être exprimées par [40]:

$$\begin{aligned} [S_{22}] &= ([Y^{(2)}] + [YL])^{-1}([Y^{(2)}] - [YL]) \\ [S_{21}] &= 2([Y^{(2)}] + [YL])^{-1}[M]^T[Y^{(1)}] \\ [S_{12}] &= [Y^{(1)}][M][Y^{(2)}]^{-1}([I] + [S_{22}]) \\ [S_{11}] &= [Y^{(1)}][M][Y^{(2)}]^{-1}[S_{21}] - [I] \end{aligned} \quad (\text{I-17})$$

avec

$$[YL] = [M]^T[Y^{(1)}][Y^{(1)}][M][Y^{(2)}]^{-1} \quad (\text{I-18})$$

[I] est la matrice unité et  $[Y^{(j)}]$  est la matrice des admittances modales du j<sup>ème</sup> guide, elle est définie par :

$$[Y^{(j)}] = \begin{bmatrix} [Y^{(j,h)}] & [0] \\ [0] & [Y^{(j,e)}] \end{bmatrix} \quad \text{pour } j = 1 \text{ ou } 2 \quad (\text{I-19})$$

$Y^{(j,h)}$  et  $Y^{(j,e)}$  sont des matrices diagonales dont les éléments sont les racines carrées des admittances des modes TE et TM, respectivement. Les éléments diagonaux dans l'équation (I-19) sont:

$$Y_m^{(j,h)} = \sqrt{\frac{\gamma_m^{(j,h)}}{j\omega\mu_0}} \quad , \quad Y_m^{(j,e)} = \sqrt{\frac{j\omega\epsilon_j}{\gamma_m^{(j,e)}}} \quad (I-20)$$

avec 
$$\gamma_m^{(j,h(ou e))} = \sqrt{\left(k_{c_m}^{(j,h(ou e))}\right)^2 - k_j^2} \quad (I-21)$$

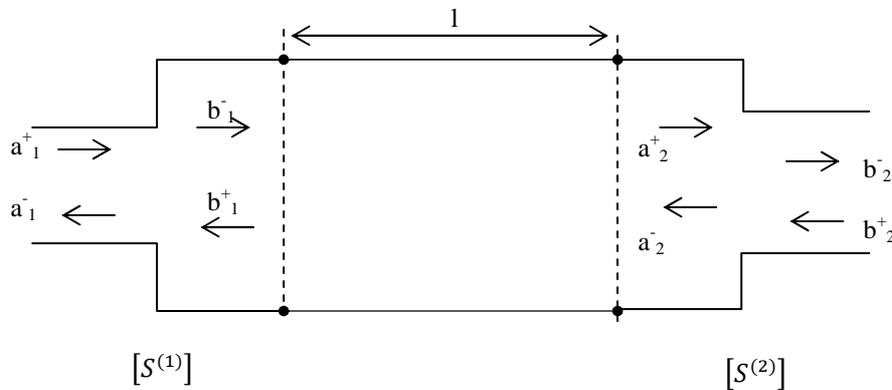
$k_{c_m}^{(j,h(ou e))}$  est le nombre d'onde de coupure du m<sup>ième</sup> mode TE (ou TM) du guide j.  $\mu_0$  est la perméabilité en espace libre tandis que  $\epsilon_j$  représente la permittivité du diélectrique remplissant le guide j.

La matrice de dispersion [S] déterminée ci-dessous caractérise le changement dans la section droite entre deux guides d'ondes.

### I-2-2- La matrice de dispersion généralisée de jonctions multiples

Dans le cas de la propagation dans une structure à transitions en cascade, nous utilisons le principe d'association des matrices S individuelles de chaque transition en tenant compte des longueurs qui les séparent. Des techniques pour la détermination de la matrice S généralisée à transitions multiples sont données dans [31], [32].

Pour se fixer les idées, nous déterminons la matrice S résultante de la structure (Fig. I-2) formée de deux jonctions successives en guides d'ondes.



**Fig. I-2.** Deux discontinuités en cascade

Soit  $[S^{(1)}] = \begin{bmatrix} [S_{11}^{(1)}] & [S_{12}^{(1)}] \\ [S_{21}^{(1)}] & [S_{22}^{(1)}] \end{bmatrix}$  la matrice de dispersion de la première jonction

et  $[S^{(2)}] = \begin{bmatrix} [S_{11}^{(2)}] & [S_{12}^{(2)}] \\ [S_{21}^{(2)}] & [S_{22}^{(2)}] \end{bmatrix}$  la matrice de dispersion de la seconde jonction.

Ces deux jonctions sont reliées par une section de guide k de longueur  $l$ . La matrice de ligne de transmission (transmission-line matrix)  $[L]$  du guide central k est une matrice diagonale telle que:

$$[L] = \begin{bmatrix} [L^{(h)}] & [0] \\ [0] & [L^{(e)}] \end{bmatrix} \quad (\text{I-22})$$

avec les éléments diagonaux des sous-matrices donnés par:

$$L_{mm}^{(h \text{ (ou } e)})} = \exp \left( -\gamma_m^{(k, h \text{ (ou } e)})} \cdot l \right) \quad (\text{I-23})$$

$\gamma_m^{(k, h \text{ (ou } e)})}$  étant la constante de propagation du mode m du guide k.

La matrice de dispersion  $[S^d]$  des deux jonctions en cascade est telle que:

$$\begin{bmatrix} [a_1^-] \\ [b_2^-] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [S_{11}^d] & [S_{12}^d] \\ [S_{21}^d] & [S_{22}^d] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [a_1^+] \\ [b_2^+] \end{bmatrix} \quad (\text{I-24})$$

où les sous-matrices sont données par:

$$\begin{aligned} [S_{11}^d] &= [S_{11}^{(1)}] + [S_{12}^{(1)}][L][U_2][S_{11}^{(2)}][L][S_{21}^{(1)}] \\ [S_{12}^d] &= [S_{12}^{(1)}][L][U_2][S_{12}^{(2)}] \\ [S_{21}^d] &= [S_{21}^{(2)}][L][U_1][S_{21}^{(1)}] \\ [S_{22}^d] &= [S_{22}^{(2)}] + [S_{21}^{(2)}][L][U_1][S_{22}^{(1)}][L][S_{12}^{(2)}] \end{aligned} \quad (\text{I-25})$$

avec

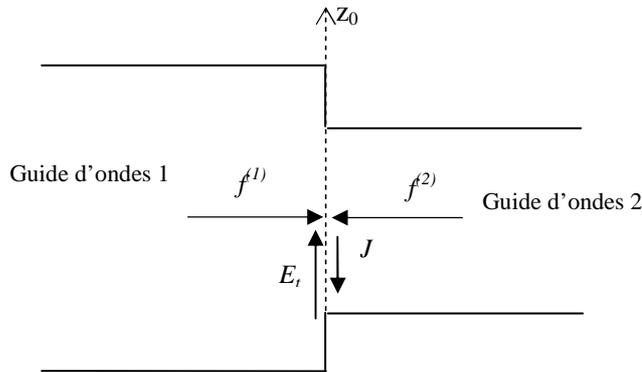
$$\begin{aligned} [U_1] &= \left( [I] - [L][S_{22}^{(1)}][L][S_{11}^{(2)}] \right)^{-1} \\ [U_2] &= \left( [I] - [L][S_{11}^{(2)}][L][S_{22}^{(1)}] \right)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{I-26})$$

### I-2-3- La méthode variationnelle multimodale classique

La MVM, méthode développée au sein du laboratoire LAPLACE, INP-ENSEEIH, se révèle être un outil de calcul très efficace pour modéliser les discontinuités uni-axiales. Elle a permis de réaliser avec succès plusieurs types de composants micro-ondes passifs tels que les filtres, les antennes, les déphaseurs,...

Comparée à la MRM, dans la MVM, des calculs analytiques supplémentaires sont effectués pour minimiser le temps de calcul et l'occupation en espace mémoire.

Considérons la jonction entre deux guides uni-axiaux (Fig. I-3). Les parois des guides sont supposées parfaitement conductrices.



**Fig. I-3.** Discontinuité entre deux guides d'ondes

On définit la densité de courant au niveau de l'interface des deux guides par la relation [13]:

$$\vec{J} = \left( \vec{H}_t^{(1)} - \vec{H}_t^{(2)} \right) \times \vec{n} \quad (\text{I-27})$$

$\vec{H}_t^{(i)}$  est le champ magnétique tangentiel à l'interface dans le guide  $i$  ( $i=1, 2$ ) et  $\vec{n}$  le vecteur unitaire normal à l'interface des guides, ici  $\vec{z}$ .

La densité de courant et le champ électrique tangentiel à l'interface sont liés par :

$$J(z_0) = \hat{Y}E_t(z_0) \quad (\text{I-28})$$

où

$$\hat{Y} = \sum_{n=1}^{\infty} y_n^{(1)}(z_0)\hat{Y}_n^{(1)} + \sum_{m=1}^{\infty} y_m^{(2)}(z_0)\hat{Y}_m^{(2)} \quad (\text{I-29})$$

$\hat{Y}$  est l'opérateur admittance de la discontinuité, avec:

$$\hat{Y}_m^{(i)} = \left| j_m^{(i)} \right\rangle \frac{1}{N_m^{(i)}} \left\langle j_m^{(i)} \right| \quad (\text{I-30})$$

- $\hat{Y}_m^{(i)}$  est le projecteur sur le mode m dans le guide i
- $y_m^{(i)}(z_0)$  est l'impédance réduite ramenée au plan  $z_0$  du mode m dans le guide i
- $j_m^{(i)}$  est la densité de courant du mode m
- $N_m^{(i)}$  est la constante de normation des champs du mode m dans le guide i, définie par :

$$N_m^{(i)} \delta_{mn} = \left\langle e_m^{(i)} \right| j_n^{(i)} \rangle \quad (\text{I-31})$$

$\delta_{mn}$  est le symbole de Kronecker  $\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = n \\ 0 & \text{si } m \neq n \end{cases}$

A l'interface des deux guides, la densité de courant  $J(z_0)$  est nulle sur les parties isolantes, c'est à dire que:

$$\hat{Y}E_t(z_0) = 0 \quad (\text{I-32})$$

$\hat{Y}$  est un opérateur auto-adjoint.

Quand les pertes métalliques et diélectriques ne sont pas prises en comptes, la relation (I-33) est une forme variationnelle.

$$f(E_t) = \langle E_t | \hat{Y}E_t \rangle \quad (\text{I-33})$$

Pour une discontinuité donnée, la recherche de la solution de l'équation (I-32) consiste à minimiser cette forme variationnelle.

Si le champ électrique tangentiel est décomposé sur une base de fonctions d'essai appropriées  $\{f_p\}$  :

$$E_t = \sum_{q=1}^{\infty} C_q f_q(r) \quad (\text{I-34})$$

En introduisant l'expression de (I-34) dans (I-33), on aura :

$$f(E_t) = \left\langle \sum_{q=1}^{\infty} C_q f_q(r) \left| \dot{Y} \sum_{p=1}^{\infty} C_p f_p(r) \right. \right\rangle \quad (\text{I-35})$$

La forme variationnelle (I-35) étant stationnaire [13], sa dérivée par rapport à  $C_q$  est nulle:

$$\sum_{q=1}^{\infty} \left\{ \sum_{n=1}^{m_1} y_n^{(1)}(z_0) \langle f_p | \dot{Y}_n^{(1)} f_q \rangle + \sum_{m=1}^{m_2} y_m^{(2)}(z_0) \langle f_p | \dot{Y}_m^{(2)} f_q \rangle - \sum_{n=m_1+1}^{\infty} \langle f_p | \dot{Y}_n^{(1)} f_q \rangle - \sum_{m=m_2+1}^{\infty} \langle f_p | \dot{Y}_m^{(2)} f_q \rangle \right\} C_q = 0 \quad (\text{I-36})$$

avec  $p=1, 2, \dots, \infty$

où  $m_1$  et  $m_2$  désignent le nombre de modes accessibles, respectivement, à l'entrée et à la sortie. Ces modes représentent les modes diffractés propagatifs et évanescents participant au couplage de deux discontinuités successives.

Les matrices  $Q$ ,  $N^{(i)}$ ,  $Y^{(i)}$  et  $U^{(i)}$ ,  $i=1, 2$ , sont définies par :

$$Q_{pq} = -j \left[ \sum_{n=m_1+1}^{\infty} \langle f_p | \dot{Y}_n^{(1)} f_q \rangle + \sum_{m=m_2+1}^{\infty} \langle f_p | \dot{Y}_m^{(2)} f_q \rangle \right] \quad (\text{I-37})$$

$$N^{(i)} = \begin{bmatrix} N_1^{(i)} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & N_2^{(i)} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & 0 & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & N_{m_1 \text{ ou } m_2}^{(i)} \end{bmatrix} \quad (\text{I-38})$$

$$Y^{(i)} = \begin{bmatrix} y_1^{(i)}(z_0) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & y_2^{(i)}(z_0) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 \\ \vdots & \vdots & 0 & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & y_{m_1 \text{ ou } m_2}^{(i)}(z_0) \end{bmatrix} \quad (\text{I-39})$$

$$U_{pn}^{(1)} = \langle f_p | J_n^{(1)} \rangle, \quad n = 1, 2, \dots, m_1 \quad (\text{I-40})$$

$$U_{pn}^{(2)} = \langle f_p | J_n^{(2)} \rangle, \quad n = 1, 2, \dots, m_2 \quad (\text{I-41})$$

Nous pouvons réécrire la relation (I-36) comme suit:

$$\sum_{q=1}^{\infty} \left\{ j \sum_{n=1}^{m_1} y_n^{(1)}(z_0) U_{pn}^{(1)} N_n^{(1)-1} U_{nq}^{(1)*T} + j \sum_{m=1}^{m_2} y_m^{(2)}(z_0) U_{pm}^{(2)} N_m^{(2)-1} U_{mq}^{(2)*T} + Q_{pq} \right\} C_q = 0 \quad (\text{I-42})$$

Les matrices  $U^{(\alpha)}$  et  $N^{(\alpha)}$  étant diagonales, la relation (I-42) peut se mettre sous la forme matricielle :

$$-jUYN^{-1}U^{*T}C = QC \quad (\text{I-43})$$

soit encore :

$$-j\Gamma Y N^{-1} T = T \quad (\text{I-44})$$

$$\text{où } T = \begin{bmatrix} U^{(1)*T} C \\ U^{(2)*T} C \end{bmatrix} \quad (\text{I-45})$$

$$Y = \begin{bmatrix} Y^{(1)} & 0 \\ 0 & Y^{(2)} \end{bmatrix} \quad (\text{I-46})$$

$$\text{et } \Gamma = \begin{bmatrix} U^{(1)*T} Q^{-1} U^{(1)} & U^{(1)*T} Q^{-1} U^{(2)} \\ U^{(2)*T} Q^{-1} U^{(1)} & U^{(2)*T} Q^{-1} U^{(2)} \end{bmatrix} \quad (\text{I-47})$$

Le symbole (\*T) représente le conjugué transposé.

Les accès du multipôle étant normalisés par rapport à l'impédance caractéristique des lignes, la matrice admittance de la discontinuité est définie par :

$$I = YV \quad (\text{I-48})$$

D'autre part, le vecteur T est lié à V par la relation:

$$T = N|N|^{-1/2}V \quad (\text{I-49})$$

En fonction de I et V, la relation (I-43) s'écrit :

$$-jN^{-1}N^{+\frac{1}{2}}\Gamma N^{-\frac{1}{2}}I = V \quad (\text{I-50})$$

D'où l'on identifie immédiatement la matrice impédance de la discontinuité dont la dimension ne dépend que du nombre de modes accessibles aux accès des deux guides [33],[34]:

$$Z = -jN^{-1}N^{+\frac{1}{2}}\Gamma N^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{I-51})$$

L'analyse d'une discontinuité simple par la MVM se ramène donc à la détermination des produits scalaires entre la base des fonctions d'essai et les modes des deux guides c'est-à-dire la détermination de la matrice  $\Gamma$ .

Une fois la matrice impédance connue, la matrice de dispersion peut être déduite sans difficulté :

$$S = (Z + I)^{-1}(Z - I) \quad (\text{I-52})$$

Dans la formulation théorique, le nombre de modes utilisés est infini, cependant en pratique, on considère un nombre fini de modes pour représenter la base modale (troncature spectrale). Ce nombre de modes devrait bien entendu vérifier la convergence des résultats. Dans cette formulation intervient la nécessité de classer les modes des guides par ordre de fréquence de

coupure croissante afin de privilégier les modes d'énergie plus élevée ou en fonction de l'importance du couplage entre modes des guides adjacents.

Pour une structure présentant plusieurs discontinuités uni-axiales en cascade, la matrice de dispersion de l'ensemble sera obtenue en effectuant le chaînage des matrices de dispersion des discontinuités individuelles.

### I-3- Application de la MVM classique à la caractérisation de discontinuités uni-axiales en guides circulaires concentriques

La MVM a été appliquée avec succès sur un grand nombre de structures en guide d'ondes [33-35]. Dans cette section, nous utilisons les codes développés pour les appliquer dans la caractérisation de quelques discontinuités uni-axiales en guides circulaires concentriques creux. Les discontinuités considérées sont sans pertes. Nous déterminerons pour chaque cas le nombre de modes accessibles pour la convergence des résultats. Une vérification des résultats est faite par comparaison avec le MRM.

Les guides circulaires étudiés sont des guides homogènes et uniformes selon la direction de propagation (Oz). Les champs électromagnétiques, qui s'y propagent, peuvent se décomposer en modes de type TE et de type TM. Les expressions des fonctions de base correspondantes sont analytiques et sont disponibles dans la littérature [1],[36].

Les fonctions de base du champ électrique transverse pour les modes  $TE_{mn}$  et  $TM_{mn}$  d'un guide circulaire de rayon R s'expriment en coordonnées cylindriques par :

$$\vec{e}_{mn}^{(h)}(r, \theta) = N_{mn}^{(h)} \left( \frac{m}{r} J_m \left( \frac{u'_{mn}}{R} r \right) \begin{Bmatrix} \cos m\theta \\ \sin m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_r - \frac{u'_{mn}}{R} J'_m \left( \frac{u'_{mn}}{R} r \right) \begin{Bmatrix} \sin m\theta \\ -\cos m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_\theta \right) \quad (I - 53)$$

$$\vec{e}_{mn}^{(e)}(r, \theta) = N_{mn}^{(e)} \left( \frac{u_{mn}}{R} J'_m \left( \frac{u_{mn}}{R} r \right) \begin{Bmatrix} \cos m\theta \\ -\sin m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_r - \frac{m}{r} J_m \left( \frac{u_{mn}}{R} r \right) \begin{Bmatrix} \sin m\theta \\ \cos m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_\theta \right) \quad (I - 54)$$

où

$u_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  racine de la fonction de Bessel d'ordre m

$u'_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  racine de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre m

$N_{mn}^{(h)}$  et  $N_{mn}^{(e)}$  : constantes de normalisation pour modes TE et modes TM respectivement, leurs expressions sont données par:

$$N_{mn}^{(h)} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}}}{\sqrt{u_{mn}'^2 - m^2} \cdot J_m(u_{mn}')} \quad \text{et} \quad N_{mn}^{(e)} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}}}{u_{mn} \cdot J_m'(u_{mn})} \quad (I - 55)$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{si } m = 0 \\ 2 & \text{si } m \neq 0 \end{cases}$$

Les admittances des modes sont données par :

$$Y_{mn}^{(h)} = \frac{-j\gamma_{mn}}{\omega\mu_0} \quad \text{et} \quad Y_{mn}^{(e)} = \frac{j\omega\epsilon_0}{\gamma_{mn}} \quad (I-56)$$

avec  $\gamma_{mn}^2 = k_c^2 - \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ ,  $k_c^{(h)} = \frac{u_{mn}'}{R}$  et  $k_c^{(e)} = \frac{u_{mn}}{R}$

Dans les cas de figures traités dans ce chapitre, les structures sont symétriques par rapport à l'axe de propagation, par conséquent seuls les modes  $TE_{1n}$  et  $TM_{1n}$ , avec  $n=1,2,\dots$ , sont nécessaires à l'étude [29]. Dans les paragraphes suivants, seuls ces modes seront analysés. Les fonctions de base correspondantes du champ électrique  $e_n^{(h)}$  et  $e_n^{(e)}$  sont exprimées par:

$$\vec{e}_n^{(h)}(r, \theta) = N_n^{(h)} \left( \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{u_n'}{R} r \right) \cos\theta \vec{e}_r - \frac{u_n'}{R} J_1' \left( \frac{u_n'}{R} r \right) \sin\theta \vec{e}_\theta \right) \quad (I - 57)$$

$$\vec{e}_n^{(e)}(r, \theta) = N_n^{(e)} \left( \frac{u_n}{R} J_1' \left( \frac{u_n}{R} r \right) \cos\theta \vec{e}_r - \frac{1}{r} J_1 \left( \frac{u_n}{R} r \right) \sin\theta \vec{e}_\theta \right) \quad (I - 58)$$

où l'indice '1n' est remplacé par 'n' pour simplifier l'écriture.

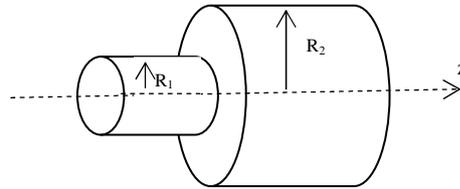
### I-3-1- Jonction simple entre deux guides circulaires

Considérons la discontinuité uni-axiale (Fig. I-4) constituée par la jonction entre deux guides circulaires de rayons respectifs  $R_1=11.165\text{mm}$  et  $R_2=13.4\text{mm}$ . Le mode fondamental  $TE_{11}$  est incident dans le guide 1.

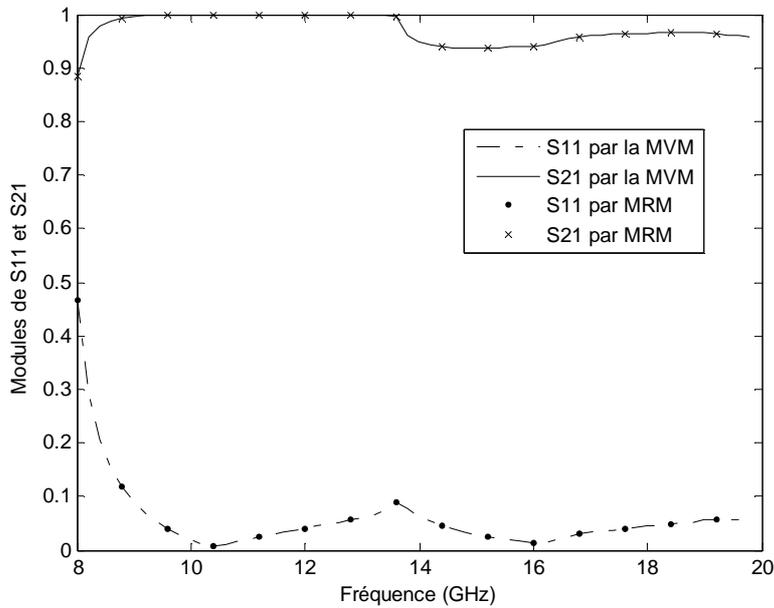
Nous avons tracé, sur la Fig. I-5, les modules des coefficients de réflexion  $S_{11}$  et de transmission  $S_{21}$  pour le mode fondamental. Le nombre total de modes, dans chaque guide, satisfait la relation suivante si le nombre  $M$  est assez grand [37]:

$$\frac{N}{M} > \frac{R_2}{R_1} \quad (\text{I-59})$$

où  $M$  est le nombre de mode dans le petit guide et  $N$  le nombre de modes dans le grand guide. Il est de 8 modes dans le guide 1 et de 10 modes dans le guide 2 dont un mode accessible pour chaque guide. Le choix des fonctions d'essai étant un facteur déterminant dans le processus de convergence des résultats, nous avons pris les modes du guide de plus petite section droite comme fonctions d'essai. Ce choix s'applique également pour l'ensemble des cas traités dans cette section.



**Fig. I-4.** Discontinuité simple entre guides circulaire concentriques



**Fig. I- 5.** Modules de  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en fonction de la fréquence pour le mode  $TE_{11}$

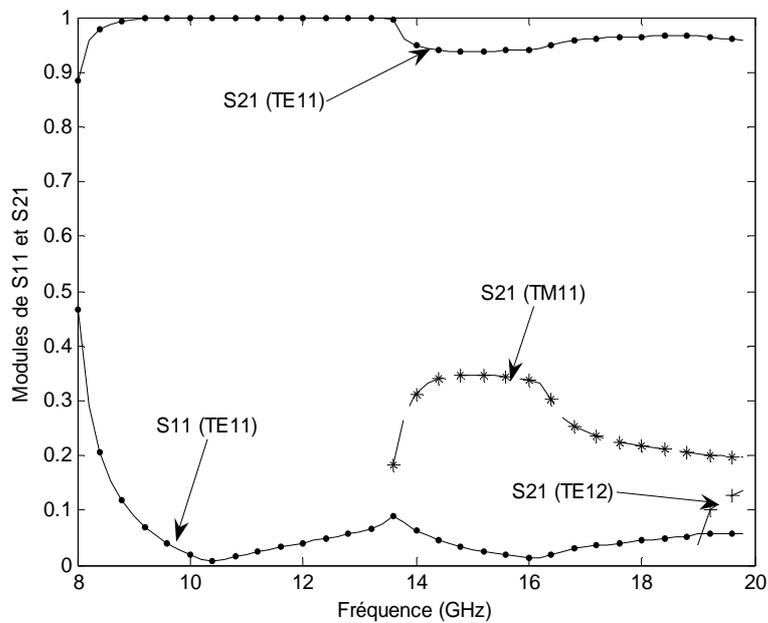
A la fréquence 13.6GHz, la remontée de la courbe traduit l'interaction avec le premier mode d'ordre supérieur.

Nous pouvons également comparer les temps de calcul nécessaires pour l'obtention des paramètres S en considérant le même nombre de modes total pour la MRM que celui pour la MVM. Nous avons utilisé 60 points de fréquences (Tableau I-1).

Pour la même jonction, nous avons également tracé les coefficients de réflexion et de transmission des premiers modes d'ordre supérieur (Fig. I-6). Pour la convergence des résultats, trois modes accessibles pour chaque guide ont été utilisés.

	MVM	MRM
Temps de calcul (s)	0.218	0.343

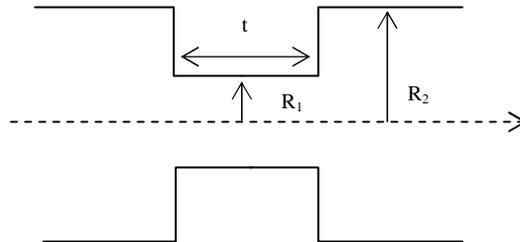
**Tableau I-1.** Temps de calcul pour une jonction simple



**Fig. I-6.** Modules des paramètres S pour les premiers modes propagatifs

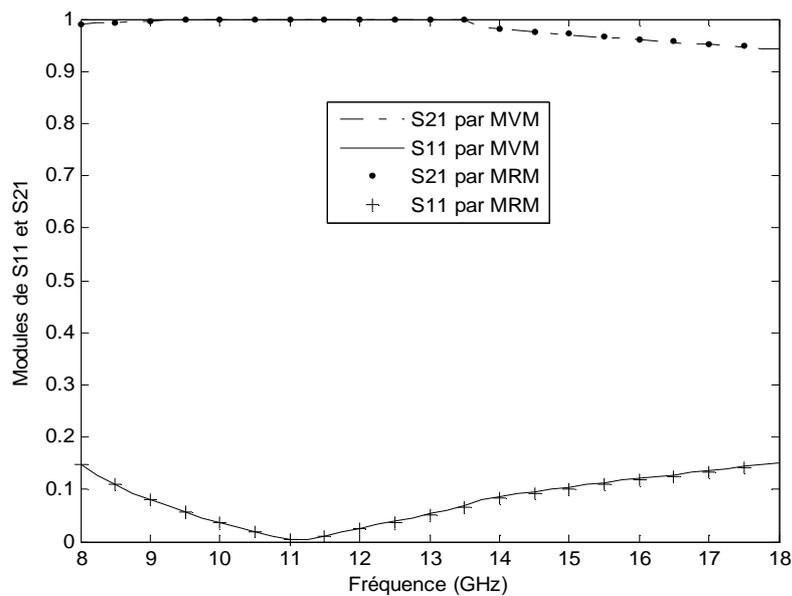
### I-3-2- Discontinuité double ou iris circulaire épais

La matrice de dispersion pour une discontinuité double est obtenue en faisant le chaînage des matrices de dispersion individuelles de chaque discontinuité séparées entre elles par la section de guide intermédiaire.

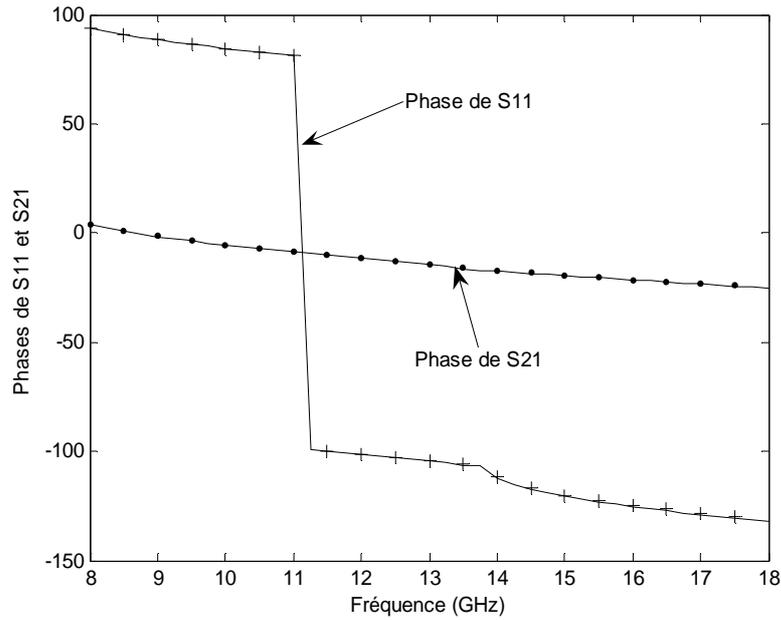


**Fig. I-7.** Section longitudinale d'un iris circulaire d'épaisseur  $t$

La discontinuité double étudiée est représentée par une section de guide circulaire d'épaisseur 1mm et de rayon 11.165mm inséré dans un guide de rayon 13.4mm (Fig. I-7). Les Fig. I-8 et Fig. I-9 représentent les variations en amplitude et en phase des coefficients de réflexion et de transmission en considérant 8 modes (4 modes TE et 4 modes TM) dans le guide central dont 5 modes accessibles et 10 modes dans chacun des guides d'entrée et de sortie dont un mode accessible pour chacun.



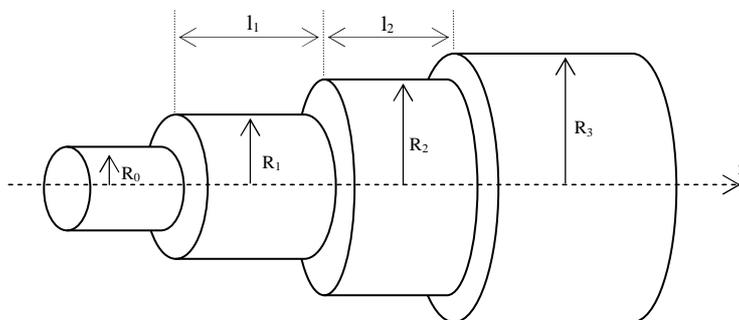
**Fig. I-8.** Modules de  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en fonction de la fréquence pour l'iris circulaire



**Fig. I-9.** Phases de  $S_{11}$  et  $S_{21}$  en fonction de la fréquence pour l'iris circulaire

### I-3-3- Transition graduelle à trois discontinuités ou transformateur à deux paliers

Dans un autre cas de figure, nous avons analysé un transformateur d'impédance à transitions graduelles constitué de trois discontinuités entre guides circulaires concentriques uni-axiaux (Fig. I-10). Les dimensions du transformateur sont reportées sur le Tableau I-2 et le nombre de modes utilisés, dans chaque section de guide, pour la convergence des résultats est exposé dans le Tableau I-3. Sur la Fig. I-11, sont représentées les variations du rapport d'ondes stationnaires (ROS) en fonction de la fréquence.



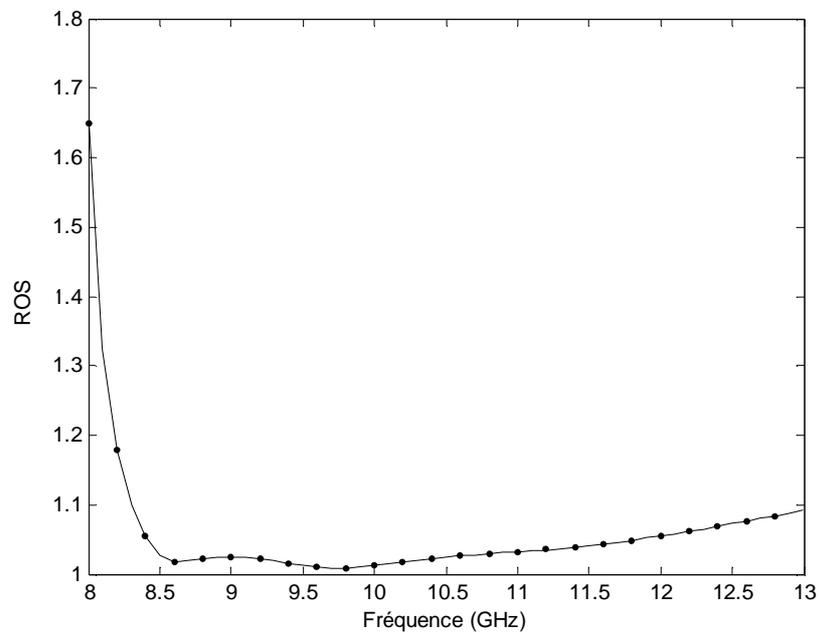
**Fig. I-10.** Transformateur à deux paliers

Rayons des différentes sections de guides				Longueurs des paliers	
$R_0$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$l_1$	$l_2$
11.165	11.36	11.965	13.4	13.61	12.41

**Tableau I-2.** Dimensions en millimètres du transformateur à deux paliers

	Guide d'entrée	Guide intermédiaire 1	Guide intermédiaire 2	Guide de sortie
MVM	4 (dont 1 accessible)	6 (dont 1 accessible)	8 (dont 1 accessible)	10 (dont 1 accessible)
MRM	4	6	8	10

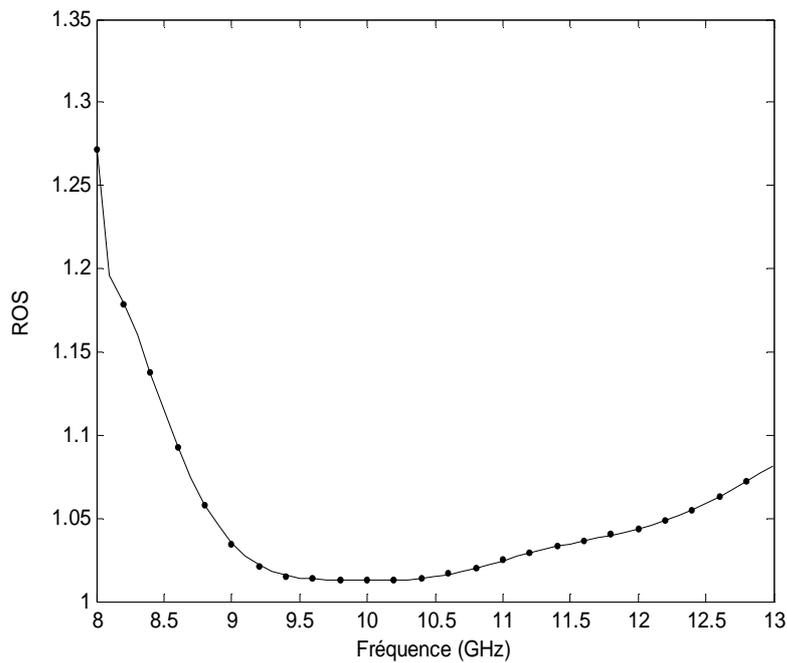
**Tableau I-3.** Nombre total de modes (et nombre de modes accessibles) utilisés dans les différentes sections de guides du transformateur à deux paliers



**Fig. I-11.** Variation du ROS pour un transformateur à deux paliers

### I-3-4- Transition graduelle à cinq discontinuités ou transformateur à quatre paliers

Nous avons également représenté, sur la Fig. I-12, les variations du ROS en fonction de la fréquence pour un transformateur à quatre paliers dont les dimensions sont reportées sur le Tableau I-4. Pour la convergence des résultats, un nombre de modes a été utilisé et est donné en Tableau I-5. Une comparaison des temps de calcul pour les deux méthodes appliquées (MRM et MVM) est représentée en Tableau I-6. Cinquante points de fréquences ont été utilisés.



**Fig. I-12.** Variation du ROS pour un transformateur à quatre paliers

Rayons des différentes sections de guides						Longueurs des paliers			
R <sub>0</sub>	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>	R <sub>3</sub>	R <sub>4</sub>	R <sub>5</sub>	l <sub>1</sub>	l <sub>2</sub>	l <sub>3</sub>	l <sub>4</sub>
11.165	11.21	11.415	11.685	12.09	13.4	13.99	13.48	12.93	12.27

**Tableau I-4.** Dimensions en millimètres du transformateur à quatre paliers

	Guide d'entrée	Guide intermédiaire 1	Guide intermédiaire 2	Guide intermédiaire 3	Guide intermédiaire 4	Guide de sortie
MVM	2 (dont 1 accessible)	4 (dont 1 accessible)	6 (dont 1 accessible)	8 (dont 1 accessible)	10 (dont 1 accessible)	12 (dont 1 accessible)
MRM	2	4	6	8	10	12

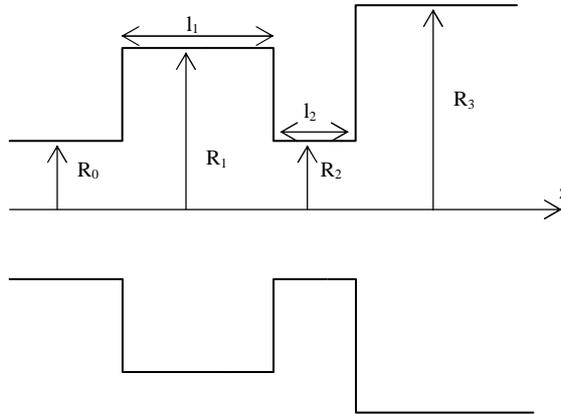
**Tableau I-5.** Nombre total de modes (et nombre de modes accessibles) utilisés dans les différentes sections de guides du transformateur à quatre paliers

	MVM	MRM
Temps de calcul (s)	0.437	0.64

**Tableau I-6.** Temps de calcul pour le transformateur à quatre paliers

### I-3-5- Transition non graduelle à trois discontinuités

Une autre forme de structure à discontinuités multiples en guides circulaires concentriques est représentée en Fig. I-13. Les dimensions de la structure étudiée et le nombre de modes (total et accessibles) utilisés, dans chaque section de guide, sont exposés dans le Tableau I-7 et le Tableau I-8, respectivement. La Fig. I-14 représente la variation du ROS en fonction de la fréquence pour le mode fondamental. Les résultats obtenus sont confrontés à ceux de [39]. Une comparaison des temps de calcul entre MVM et MRM est illustrée dans le Tableau I-9. Nous avons utilisé, pour ce cas, 61 points de fréquences.



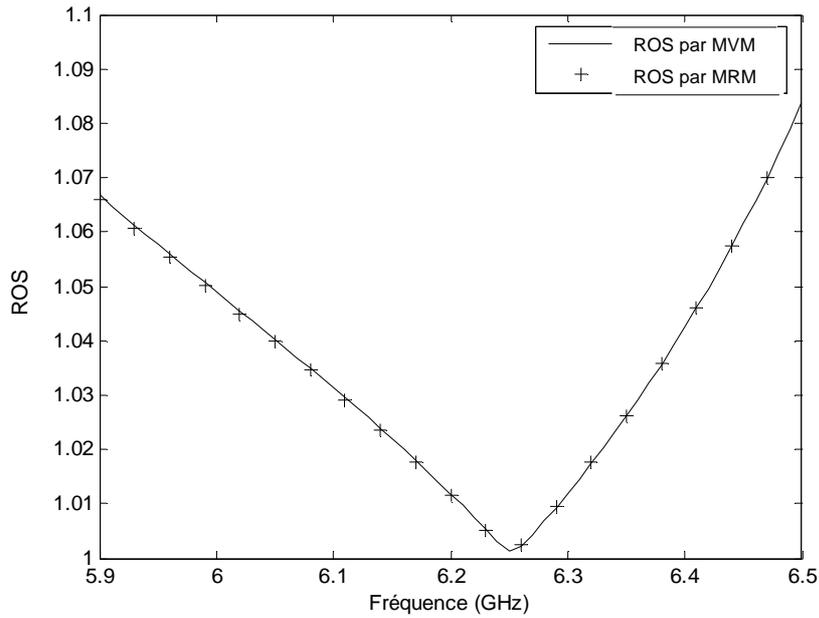
**Fig. I-13.** Section longitudinale pour une transition à trois discontinuités

Rayons des différentes sections de guides				Longueurs des paliers	
$R_0$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$l_1$	$l_2$
17.5	26.25	17.5	26.75	5.1	2.25

**Tableau I-7.** Dimensions en millimètres de la transition non graduelle

	Guide d'entrée	Guide intermédiaire 1	Guide intermédiaire 2	Guide de sortie
MVM	30 (dont 1 accessible)	46 (dont 10 accessible)	30 (dont 10 accessible)	46 (dont 1 accessible)
MRM	30	46	30	48

**Tableau I-8.** Nombre total de modes (et nombre de modes accessibles) utilisés dans les différentes sections de guides de la transition non graduelle



**Fig. I-14.** Variation du ROS pour une transition non graduelle à trois discontinuités

	MVM	MRM
Temps de calcul (s)	1.513	3.557

**Tableau I-9.** Temps de calcul pour la structure de la Fig. I-13

#### I-4- La technique d'optimisation basée sur l'algorithme génétique

La technique d'optimisation basée sur l'AG est une technique de recherche globale stochastique qui s'appuie sur le concept de l'évolution génétique des espèces. Cette évolution repose sur deux mécanismes : la sélection naturelle et la reproduction. La sélection assure la survie des individus les mieux adaptés. Quant à la reproduction, elle assure la recombinaison des caractéristiques parentales créant ainsi des descendants aux potentialités nouvelles. La combinaison de ces deux mécanismes conduit à l'évolution d'une population d'individus (solutions potentielles) qui, de génération en génération, ne contiendra que les individus les

mieux adaptés à leur environnement et qui doit éventuellement converger vers une population optimale constituée de solutions optimales.

Dans ce qui suit, nous exposons une brève présentation de la technique. Des études complètes et diversifiées sont données dans la littérature par plusieurs auteurs tels que Goldberg [15] qui a réuni, dans son ouvrage édité en 1995, des techniques informatiques, des outils mathématiques et des résultats de recherche pour permettre une application large de l'AG aux problèmes de différents domaines. Il a présenté l'AG, ses bases théoriques et les techniques employées dans l'exploration génétique et l'optimisation avec une complexité qui va de la plus simple à la plus avancée. Une description génétique d'un type de système d'apprentissage automatique fondé sur la génétique, un système de classifieurs, est également présentée. Des exemples d'application et des codes informatiques développés avec le langage Pascal ont été, à chaque étape, présentés pour illustrer les points traités. Johnson et Rahmat [16] ont présenté une étude et un point de vue sur les AG dans l'optimisation électromagnétique. Ils ont mis l'accent sur leurs relation et différence avec les techniques d'optimisation traditionnelles. Une présentation de leurs différents aspects est donnée. Cette étude a été suivie par quelques applications électromagnétiques où l'AG a prouvé son efficacité. Haupt et Werner [17] ont ajouté à une étude exhaustive et très détaillée sur l'AG, des codes pour application sur Matlab et des exemples variés de problèmes électromagnétiques en partie dans le domaine des hyperfréquences.

#### **I-4-1- Principes généraux**

Les AG utilisent une procédure d'optimisation itérative dans le but d'optimiser un comportement donné, défini par l'utilisateur et exprimé sous forme de fonction, nommée fonction d'adaptation (en anglais : fitness function).

L'application de l'AG dans les problèmes d'optimisation est basé sur :

- Une représentation chromosomique des solutions du problème. Cette étape associe à chacun des points de l'espace de recherche une structure de données. Les codages binaires ont été utilisés à l'origine. Les codages réels sont désormais largement utilisés, notamment dans les domaines applicatifs pour l'optimisation de problèmes à variables réelles.

- Un mécanisme de génération d'une population initiale aléatoire. Ce mécanisme doit être capable de produire une population d'individus non homogènes qui servira de base pour la génération suivante.
- Un choix approprié de la fonction d'évaluation ou d'adaptation ; elle classe les solutions selon leurs aptitudes. Elle représente une mesure d'efficacité.
- Les opérateurs de reproduction qui définissent la manière dont les caractéristiques parentales sont transmises aux descendants.
- Les valeurs des paramètres utilisés par l'AG tels que : la taille de la population, le nombre de génération ou critère d'arrêt, les probabilités liées à l'application des opérateurs génétiques de croisement et de mutation.

#### **I-4-2- Principe de la technique**

L'AG travaille en parallèle sur une population de taille P, généralement constante. Cette population est formée de points candidats appelés individus ou chromosomes, distribués dans la totalité de l'espace de recherche. Chaque chromosome représente le codage d'une série de données X, telle que :

$$X=(x_1, x_2, \dots, x_n)$$

Cette chaîne de données correspond à une solution potentielle du problème à résoudre. Le but est de chercher la combinaison optimale de ces éléments, qui donne lieu au maximum d'adéquation.

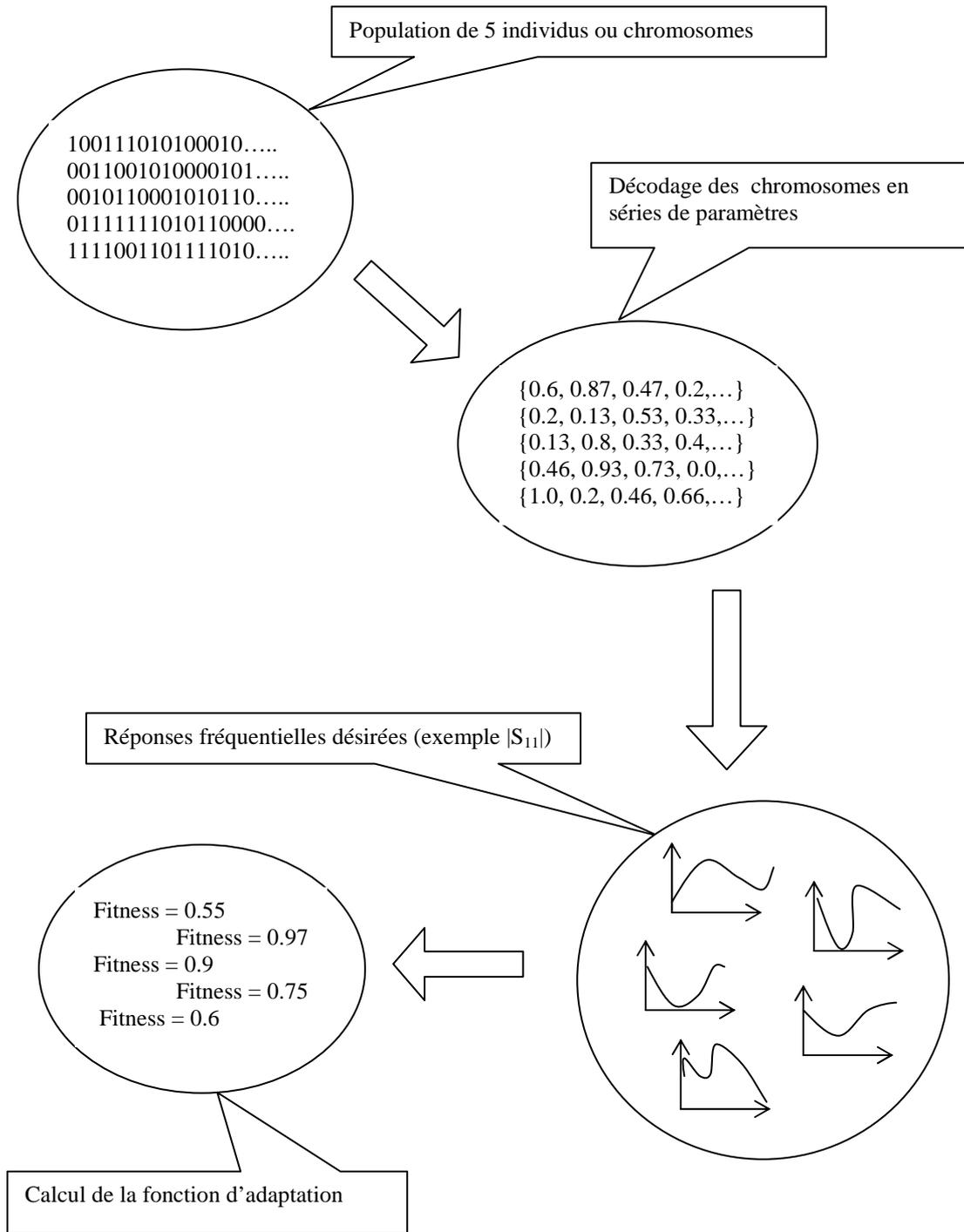
A chaque itération, appelée génération, est créée une nouvelle population avec le même nombre d'individus P. La création d'une nouvelle population à partir de la précédente s'effectue en trois étapes:

- a) L'évaluation : la fonction d'adaptation est estimée pour tous les chromosomes dans la population actuelle, basée sur certaines caractéristiques désirées dans la solution. La fonction d'adaptation est fonction des variables à optimiser  $x_1, x_2, \dots, x_n$ . Elle représente le seul lien entre le problème physique et l'AG. Sa définition peut être simplement analytique ou elle peut faire appel à un modèle numérique du dispositif étudié. En ne citant que le domaine des micro-ondes, l'optimisation peut porter sur différentes réponses fréquentielles : le coefficient de réflexion ' $S_{11}$  ou  $S_{22}$ ', le coefficient de transmission ' $S_{21}$  ou  $S_{12}$ ', le rapport d'ondes stationnaires 'ROS', le

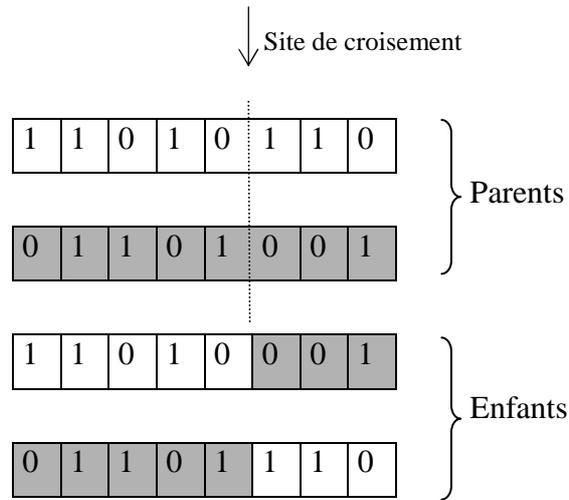
temps de transit... Plus la valeur d'adaptation pour un individu évolue vers une valeur optimale est plus la structure associée à cet individu fournit une réponse satisfaisante. Un exemple démonstratif d'évaluation de la fonction d'adaptation, pour une population de cinq individus à une génération donnée, est illustré sur la Fig. I-15.

- b) Après l'évaluation de chaque individu dans la population, la sélection est appliquée pour remplir la nouvelle génération. Deux parents sont générés par une des méthodes de sélection. Dans notre cas, la sélection déterministe [15] est adoptée; cette dernière est représentée dans la section suivante. L'AG sélectionne les individus qui optimisent au mieux la fonction d'adaptation. A chaque génération, la meilleure solution est choisie comme élite et est directement copiée dans la population de la génération suivante. C'est ce qu'on appelle la stratégie de l'élitisme [16].
- c) La reproduction par croisement et mutation est alors appliqué sur les parents sélectionnés pour générer des descendants qui remplacent leurs parents dans la nouvelle population. Le croisement à un point a été adopté dans notre cas, il est représenté en Fig. I-16. Le rôle de l'opérateur de mutation est de modifier aléatoirement, avec une certaine probabilité  $p_m$ , la valeur d'un ou plusieurs gènes de l'individu. Ceci consiste à générer une erreur sur un ou plusieurs bits de la chaîne. Le bit est tiré au hasard d'un individu tiré au hasard dans la population. Le croisement est un opérateur fondamental dans l'AG. La mutation possède une importance secondaire : elle est utilisée pour garder une certaine diversité dans la population. La probabilité de croisement  $p_c$  et de mutation  $p_m$  sont, en général, de 0.6-0.9 et 0.01-0.1, respectivement. Des auteurs comme De Jong ont proposé que  $p_m$  soit inversement proportionnelle à la taille de la population ( $p_m = 1/P$ ), d'autres ont proposé qu'elle soit inversement proportionnelle à la longueur  $L$  du chromosome ( $p_m = 1/L$ ) [15].

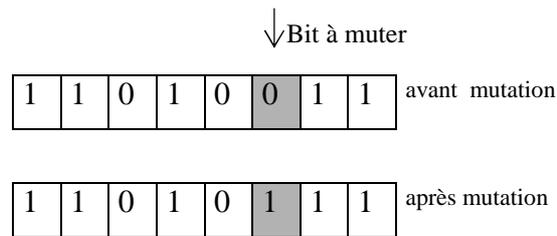
D'après la théorie de l'évolution, la nouvelle génération est plus adaptée au problème que la précédente. Le processus d'optimisation est réitéré jusqu'à satisfaction d'un certain critère d'arrêt ou si un nombre total de générations est atteint. L'organigramme d'un AG de base est représenté en Fig. I-17.



**Fig. I- 15.** Exemple de procédure d'évaluation de la fonction d'adaptation pour une génération donnée



(a)



(b)

**Fig. I-16.** Opérateurs de reproduction (a) croisement, (b) mutation

### I-4-3- L'échantillonnage déterministe

On calcule les probabilités de sélection  $\frac{f_i}{\sum_{j=1}^P f_j}$ ;  $f_j$  étant la fonction d'adaptation de l'individu  $j$ .

On calcule ensuite le nombre de copies attendues pour chaque chaîne  $r_i = P \frac{f_i}{\sum_{j=1}^P f_j}$ . Chaque chaîne se voit accorder un nombre de copies égal à la partie entière des valeurs  $r_i$  et la population est triée selon les valeurs décroissantes des parties décimales de  $r_i$ . Le reste des chaînes nécessaires au remplissage de la population est obtenu en les prélevant dans la liste résultant de ce tri [15].

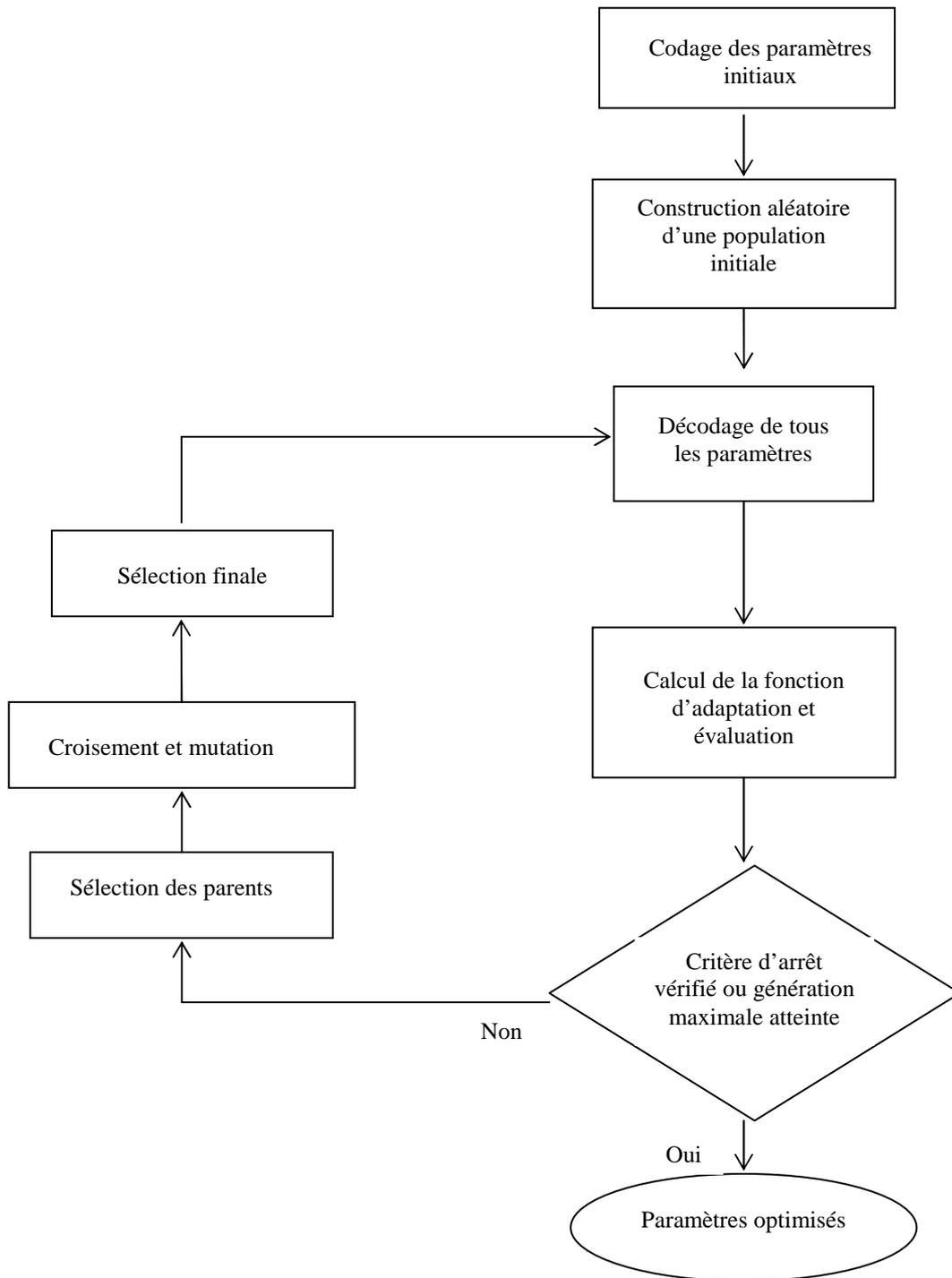


Fig. I-17. Organigramme de base de l'AG

#### I-4-4- Codage des paramètres

Dans ce travail, le codage binaire est adopté.

Chaque chromosome contient un nombre de gènes qui correspond au nombre de variables inconnues. Ces variables sont les paramètres géométriques de la structure à optimiser. Pour chaque paramètre, on considère un espace de recherche tel que :

$$x_{k_{min}} \leq x_k \leq x_{k_{max}} \quad \forall k \in [1, n] \quad (\text{I-60})$$

n étant le nombre de variables à optimiser.

Le codage d'une variable  $x_k$  de longueur  $l_k$  bits implique une discrétisation du domaine de recherche en  $g_{k_{max}} = 2^{l_k} - 1$  valeurs discrètes.  $l_k$  est la longueur du gène k. Les paramètres géométriques sont décodés par la formule suivante [16] :

$$x_k = x_{k_{min}} + \left( \frac{x_{k_{max}} - x_{k_{min}}}{g_{k_{max}}} \right) \sum_{i=0}^{l_k-1} a_{ki} 2^i \quad (\text{I-61})$$

où  $a_{k0}, a_{k1}, \dots$  sont les  $l_k$  bits de la chaîne binaire représentant  $x_k$ .

$x_{k_{min}}$  et  $x_{k_{max}}$  sont les limites inférieure et supérieure de l'intervalle de recherche correspondant au paramètre  $x_k$ ; ils sont déterminés par la connaissance antérieure de la structure. Il est nécessaire de fixer ces limites pour éviter les paramètres irraisonnables.

### I-5- Optimisation de transformateurs quart d'onde

#### I-5-1- Formulation du problème

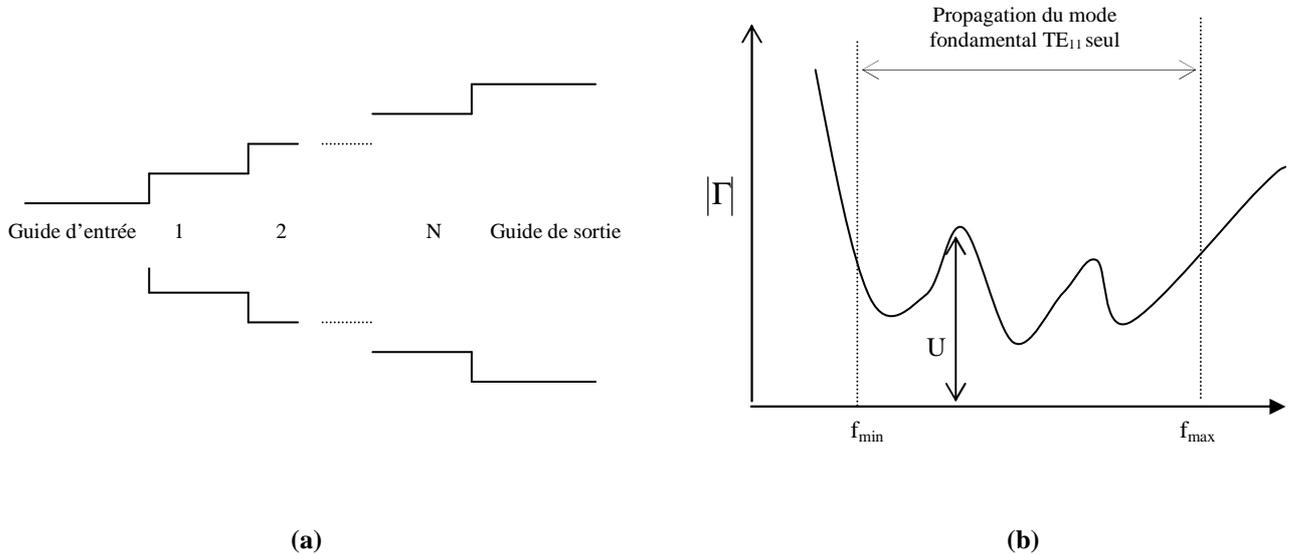
Considérons le transformateur en guide circulaire de la Fig. I-18(a), formé de N paliers avec N+1 discontinuités uni-axiales. Notre objectif est de trouver la fonction [41]:

$$\hat{U} = \min_{\Phi} (U) = \min_{\Phi} \left\{ \begin{matrix} \max \\ f_{min} < f < f_{max} \end{matrix} [|\Gamma(\Phi, f)|] \right\} \quad (\text{I-62})$$

où  $\Gamma(\Phi, f) = S_{11}(\Phi, f)$  et  $\Phi = (R_1, l_1, R_2, l_2, \dots, R_N, l_N)$

La fonction  $U$  est la fonction d'adaptation à minimiser, elle correspond à l'amplitude maximale du coefficient de réflexion à l'entrée du transformateur pour le mode fondamental  $TE_{11}$  dans la bande utile délimitée par  $f_{\min}$  et  $f_{\max}$  (Fig. I-18(b)). La fonction  $U$  est calculée par la MRM.  $R_k$  et  $l_k$  sont, respectivement, le rayon et la longueur du  $k^{\text{ième}}$  palier, pour  $k=1,2,\dots,N$ . Le but est de trouver l'ensemble optimal des valeurs des paramètres de  $\Phi$  minimisant  $U$ .

Trois points doivent être pris en considération dans la conception d'un transformateur optimum : sa longueur, sa largeur de bande et le coefficient de réflexion tolérable en bande passante [42]. Ainsi, le but de l'optimisation sera de minimiser le coefficient de réflexion (ou le rapport d'ondes stationnaires ROS) au voisinage de la fréquence de travail, de diminuer la longueur totale du transformateur et d'augmenter sa largeur de bande.



**Fig. I-18.** (a) Transformateur à N paliers,  
(b) Fonction  $U$  à minimiser dans la bande utile du transformateur

### I-5-2- Résultats numériques

Nous avons considéré le cas de transformateurs non homogènes à deux et à quatre paliers. Le processus d'optimisation est établi en évaluant les rayons  $R_k$  des paliers uniquement. Les longueurs  $l_k$  étant, par la suite, calculées égales au quart des longueurs d'ondes guidées des sections correspondantes à la fréquence de travail  $f_0=9.5\text{GHz}$  : les deux transformateurs sont quart d'onde. Les transformateurs optimisés [30] sont comparés à des transformateurs quart d'onde dont les dimensions sont prises de la référence [38]. Les dimensions du guide d'entrée

et du guide de sortie sont fixées aux valeurs de référence dans le but de rester dans la même bande de fréquence, qui est la bande utile du transformateur. Le mode fondamental  $TE_{11}$  est incident dans le guide d'entrée.

Les gènes constituant un chromosome correspondent aux valeurs des dimensions géométriques à optimiser ; dans notre cas les rayons des paliers.

Les paramètres géométriques du transformateur quart d'onde à N paliers vérifient les conditions suivantes :

$$\begin{cases} R_0 < R_1 < \dots < R_N < R_{N+1} \\ l_k = \lambda_{gk}/4 \\ k = 1, 2, \dots, N \end{cases} \quad (I-63)$$

$R_0$  et  $R_{N+1}$  sont, respectivement, les rayons du guide d'entrée et du guide de sortie,  $\lambda_{gk}$  est la longueur d'onde guidée du mode fondamental relative à la fréquence de travail  $f_0$  et correspondant au palier k:

$$\lambda_{gk} = \lambda_0 / \sqrt{1 - (0.293\lambda_0/R_k)^2} \quad (I-64)$$

où  $\lambda_0 (= c/f_0)$  est la longueur d'onde en espace libre à 9.5GHz.

Sur les Fig. I-19 et Fig. I-21, nous avons tracé les variations du ROS pour le mode fondamental en bande utile dans le cas des transformateurs quart d'onde optimisés. Les dimensions sont reportées sur le Tableau I-10.

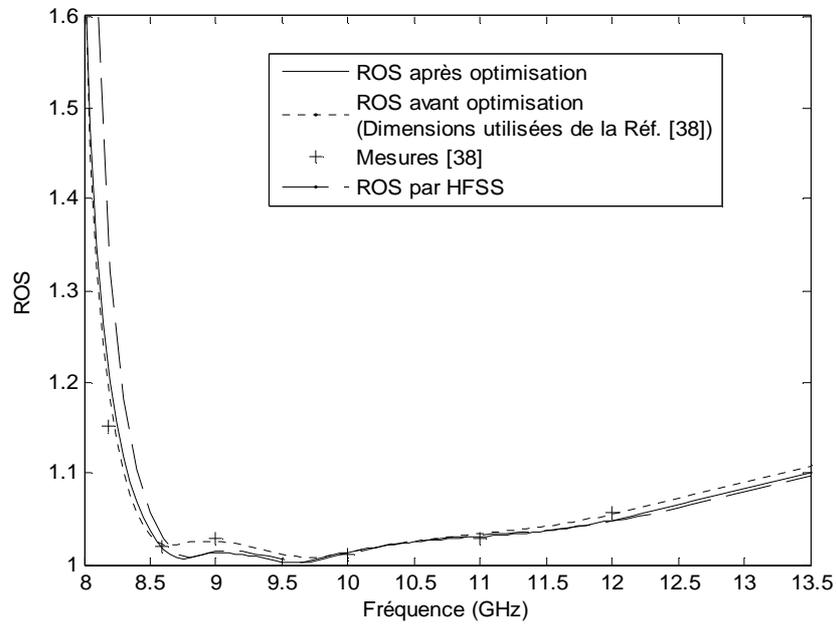
Le transformateur à deux paliers (Fig. I-19) est optimisé sur la bande de fréquence 8.5 à 11.6GHz. Un ROS maximum de 1.0384 est obtenu (fréquence de travail 9.5GHz).

Pour le transformateur à quatre paliers (Fig. I-21), toutes les améliorations désirées sur la bande passante, le ROS et la longueur totale sont obtenues.

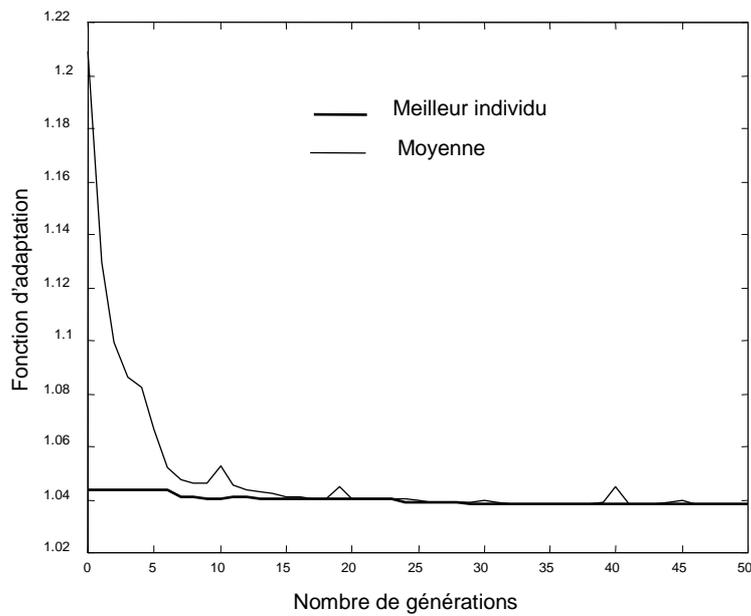
Une comparaison des résultats obtenus après optimisation avec les résultats de simulation par le logiciel HFSS (High Frequency Structure Simulator) a été réalisée.

L'évolution de la valeur d'adaptation pour l'individu le mieux adapté et de la moyenne des valeurs d'adaptation en fonction du nombre de générations est représenté en Fig. I-20 et Fig.

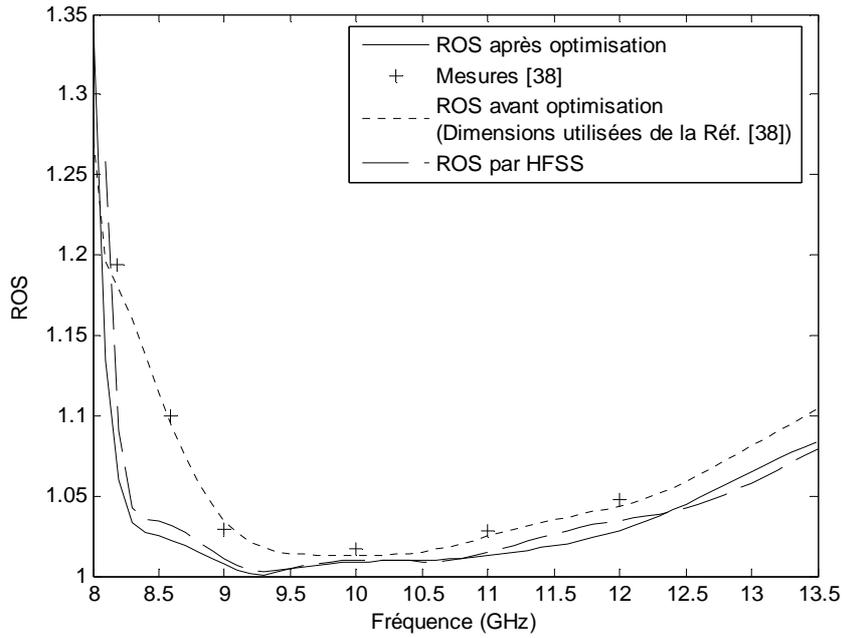
I-22, respectivement, pour la structure 1 et la structure 2. Les tailles de la population sont de 30 individus pour la structure 1 et de 20 individus pour la structure 2.



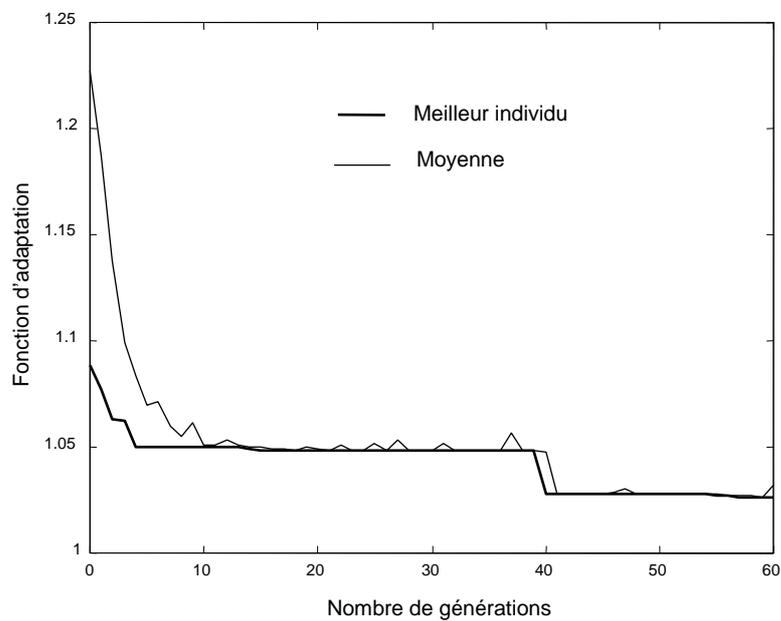
**Fig. I-19.** ROS du transformateur quart d'onde à deux paliers optimisé (Structure 1)  
Les dimensions correspondantes sont données en Tableau I-10



**Fig. I-20.** Evolution de la valeur d'adaptation du meilleur individu et de la moyenne des valeurs d'adaptation pour la structure 1



**Fig. I-21.** ROS du transformateur quart d'onde à quatre paliers optimisé (Structure 2)  
Les dimensions correspondantes sont données au Tableau I-10



**Fig. I-22.** Evolution de la valeur d'adaptation du meilleur individu  
et de la moyenne des valeurs d'adaptation pour la structure 2

	k	$R_k$		$I_k$	
		Réf.[38]	Obtenus par AG [30]	Réf.[38]	obtenus par AG [30]
Structure 1	0		11.165		$\infty$
	1	11.36	11.424	13.61	13.462
	2	11.965	12.172	12.41	12.152
	3		13.40		$\infty$
Structure 2	0		11.165		$\infty$
	1	11.21	11.226	13.99	13.943
	2	11.415	11.377	13.48	13.57
	3	11.685	11.856	12.93	12.628
	4	12.09	12.816	12.27	11.41
	5		13.40		$\infty$

**Tableau I-10.** Dimensions en millimètres des transformateurs quart d'onde à deux et à quatre paliers optimisés

## I-6- Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé deux techniques numériques intégrales très bien adaptées pour la détermination des paramètres S de discontinuités uni-axiales en guides d'ondes cylindriques : la méthode de raccordement modal associée à la technique de la matrice S généralisée et la méthode variationnelle multimodale classique.

Dans la première variante, lors du calcul matriciel qui chaîne les matrices S de discontinuités en cascade, les dimensions des matrices dépendent du nombre total de modes du guide, par contre dans la seconde variante, elles sont uniquement fonction du nombre de modes couplés (appelés modes accessibles). Quelques applications de structures en guides circulaires ont été traitées par utilisation des deux méthodes où la MVM s'est avérée plus rapide.

Nous avons également abordé le problème de l'optimisation de transitions pseudo graduelles en guides d'ondes par utilisation des algorithmes génétiques où des exemples de transformateurs quart d'onde à deux et à quatre paliers ont été analysés. Les résultats obtenus sont très satisfaisants.

## Références du chapitre I

- [1] R. E. Collin, Field theory of guided waves. New-York: McGraw-Hill, 1960.
- [2] N. Marcuvitz, Waveguide Handbook. New-York McGraw-Hill, 1951.
- [3] G. M. Wilkins, J. F. Lee and R. Mittra, “ Numerical modeling of axisymmetric coaxial waveguide discontinuities,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, pp. 1323-1328, 1991.
- [4] M. Koshiha and M. Suziki, “Finite-element analysis of H-plan waveguide junction with arbitrarily shaped ferrite post,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol-MTT 34, N°6, pp. 103-109, june 1986.
- [5] M. Koshiha and M. Suziki, “Application of boundary-element method to waveguide discontinuities,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, no. 2, pp. 301-307, Feb, 1986.
- [6] A. S. Omar and K. Schunemann, “Transmission matrix representation of finline discontinuities,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, pp. 765-770, 1985.
- [7] W. J. R. Hoefler, “The transmission-line matrix method-theory and application,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.33, N°10,pp. 882-893, oct. 1985.
- [8] A. Wexler, “Solution of waveguide discontinuities by modal analysis,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-15, no. 9, pp. 508-517, Sep, 1967.
- [9] J. D. Wade and R. H. Macphie, “Scattering at circular-to-rectangular waveguide junction,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, N°11,pp. 1085-1091, November 1986.
- [10] S. L. Lin, L. W. Li, T. S. Yeo and M. S. Leong, “Novel unified mode matching analysis of concentric waveguide junctions,” *IEE Proc. Microwave Antennas Propag.*, vol. 148, N° 6, pp. 369-374, December 2001.
- [11] H. Patzelt and F. Arndt, “Double Plane Steps in Rectangular Waveguides and their Application for Transformers, Irises and Filters ,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, no. 5, pp. 771-776, May, 1982

- [12] J. W. Tao and H. Baudrand, "Multimodal variational analysis of uniaxial waveguide discontinuities," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, no. 3, pp. 506-516, March, 1991.
- [13] J. W. Tao, "Travaux scientifiques," Habilitation à diriger des recherches, Université de Savoie, 1999.
- [14] J. W. Bandler, R.M. Biernacki, S. H. Chen, D. G. Swanson, and S. Ye, "Microstrip filter design using direct EM field simulation," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 42, N°. 7, pp. 1353-1359, July 1994.
- [15] D. E. Goldberg, *Algorithmes Génétiques : Exploration, Optimisation et Apprentissage Automatique*. Addison-Wesley, France, S.A., June 1994.
- [16] Y. Rahmet-Samii and E. Michielssen, *Electromagnetic optimization by genetic algorithms*. New York: Willey, 1999.
- [17] R. L. Haupt and D.H. Werner, *Genetic algorithms in electromagnetic*. New Jersey: A Willey-interscience Publication, 2007.
- [18] G. B. Tait, "Random-walk technique for measuring the electromagnetic environment in electrically large reflective spaces," *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*, vol. 62, pp. 1003-1009, March 2011.
- [19] M. H. Hsu, J. F. Huang, "Annealing algorithm applied in optimum design of 2.4GHz and 5.2GHz dual-wideband microstrip line filters," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E88-C, N°. 1, pp. 47-56, January 2005.
- [20] J. H. Holland, "Adaptation in natural and artificial systems," Ann Arbor, MI: University of Michigan Press, 1975.
- [21] R. J. Allard, D. H. Werner and P. L. Werner, "Radiation pattern synthesis for arrays of conformal antennas mounted on arbitrarily shaped three-dimensional platforms using Genetic Algorithms," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 51, pp. 1054-1062, 2003.
- [22] M. I. Lai and S. K. Jeng, "Compact Microstrip Dual-Band Bandpass Filters Design using Genetic-Algorithm Techniques," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 54, N°1, pp. 160-168, January 2006.

- [23] T. Nishino and T. Itoh, "Evolutionary Generation of Microwave Line-Segment Circuits by Genetic Algorithms," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, N°9, pp. 2048-2055, September 2002.
- [24] E. Michielssen, J. Sajer, S. Ranjithan and R. Mittra, "Design of Lightweight, Broad-band Microwave Absorbers using Genetic Algorithms," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-41, pp. 1024-1031, June/July. 1993.
- [25] E. Michielssen, J. M. Sajer and R. Mittra, "Design of multilayered FSS and waveguide filter using genetic algorithms," in *IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, 1936-1939, 1993.
- [26] C. C. Chiu and W. T. Chen, "Electromagnetic imaging for an imperfectly conducting cylinder by the genetic algorithm" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 48, N° 11, 1901-1905, 2000.
- [27] S. Amari, R. Vahldieck and J. Bornemann, "*Analysis of propagation in periodically loaded circular waveguides*", IEE Proc.-Microw. Antennas Propag., Vol. 146, No. 1, February 1999.
- [28] S. Amari, R. Vahldieck, J. Bornemann and P. Leuchtman, "*Spectrum of corrugated and periodically loaded waveguides from classical matrix eigenvalues*", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 48, No. 3, March 2000.
- [29] C. Sabatier, "Etude des discontinuités en guide circulaire à l'aide de l'analyse modale. Application aux cornets," *Proc. JINA'88*, 432-436, 1988.
- [30] R. Thabet, M. L. Riabi and M. Belmeguenai, "Rigorous design and efficient optimization of quarter-wave transformers in metallic circular waveguides using the mode-matching method and the genetic algorithm," *PIER* 68, 15-33, 2007.
- [31] T. S. Chu and T. Itoh, "Generalized scattering matrix method for analysis of cascaded and offset microstrip step discontinuity," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, 280-284, 1986.
- [32] R. De Smedt and B. Denturk, "Scattering matrix of junction between rectangular waveguides," *Proc. IEE H*, Vol. 130, pp. 183-190, 1983.

- [33] D. Lilonga-Boyenga, *Contribution à la nouvelle formulation variationnelle: Application aux études des discontinuités et des filtres en guides d'ondes métalliques*. Thèse de doctorat de l'INP-Toulouse, nov, 2005.
- [34] M. Yahia, *Modélisation électromagnétique des structures complexes par couplage des méthodes*. Thèse de doctorat de l'INP-ENSEEIH DE Toulouse & ENI de Gabès, nov, 2010.
- [35] P. Couffignal, *Contribution à l'étude de filtres en guides d'ondes métalliques*. Thèse de doctorat de l'INP-Toulouse, nov. 1992.
- [36] R. E. Collin, *Fundations for microwave engineering*. New-York: McGraw-Hill, 1966.
- [37] O. P. Franza and W. C. Chew, "Recursive mode matching method for multiple waveguide junction modeling," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, N° 1, pp. 87-92, Jan. 1996.
- [38] C. Sabatier, R. Behe, and P. Brachat, "approximate formulas for step discontinuities in circular waveguides," *Electron. Lett.*, Vol. 26, 173-175, 1990.
- [39] M. Philippe Guillot, « Contribution à l'étude des discontinuités en guides métalliques. Application aux transitions et aux filtres » Thèse de Doctorat INPT, soutenue le 22.11.1994, Toulouse, France.
- [40] M. Belmeguenai, M. L. Riabi and P. Saguet, "Caractérisation rigoureuse des discontinuités en guides circulaires. Application aux iris et transformateurs," 16ème Int. Conférence OHD'01, 233-236,2001.
- [41] J. W. Bandler, "Computer optimization of inhomogeneous waveguide transformers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-17, pp. 563-571, 1969.
- [42] H. J. Riblet, "A general theorem on an optimum stepped impedance transformers," *IRE Trans. Microwave Theorem Tech.*, 169-170, 1960.

## ***Chapitre II***

### ***Contribution à la conception de filtres micro-ondes***

## II-1- Introduction

Les filtres et autres dispositifs micro-ondes (transformateurs, coupleurs directifs, résonateur,...) conçus pour des applications spatiales, doivent présenter de faibles pertes. Ce besoin de minimiser les pertes afin de réduire la consommation d'énergie engendrée par l'amplification des signaux, conduit à l'utilisation de filtres en guides d'ondes réputés pour avoir des pertes d'insertion plus faibles qu'en technologie planaire. C'est dans ce contexte que le problème de conception de structures filtrantes en guides d'ondes a depuis des décennies suscité beaucoup d'intérêt et d'attention. Une théorie rigoureuse d'analyse électromagnétique de ce type de structures est développée et plusieurs méthodes numériques ont été conçues pour l'analyse des discontinuités qui les composent [1], [2]. Dans notre cas, nous avons utilisé la méthode de raccordement modale (MRM) associée à la technique de la matrice S généralisée (MSG) [3]-[5].

Le but recherché consiste à concevoir des structures filtrantes à plusieurs cavités à couplage direct pour lesquelles les performances électriques (pertes d'insertion en bande passante, rejection en bande d'arrêt, sélectivité,...) et physiques (miniaturisation des dispositifs fabriqués, poids,...) seront améliorées. La sélection des paramètres géométriques les plus performants est une opération assez délicate et importante et c'est dans cette optique qu'on s'est proposé de faire une optimisation à l'aide de l'AG.

L'étude est constituée de trois volets:

Le premier volet concerne la mise en œuvre d'un code permettant la synthèse de filtres passe bande à plusieurs cavités demi-ondes. Le prototype passe-bas conventionnel de Tchebychev est utilisé et a été préféré à celui de Butterworth pour sa meilleure sélectivité en bande passante. Ainsi donc, à partir d'un cahier de charge spécifié par l'utilisateur (pertes d'insertion maximales en bande passante, fréquence centrale, pertes de rejection minimales,...), le problème de synthèse des filtres à cavités se ramène d'une part à la détermination du circuit électrique équivalent du dispositif et d'autre part à la détermination des dimensions géométriques des iris et des longueurs de cavités qui assurent le couplage requis. Nous nous sommes basés, pour cette étude, sur la synthèse établie par Cohn [6] ainsi que les améliorations apportées par Jennigs et Gray [7] pour les ouvertures larges, étendues à la conception de filtres à cavités rectangulaires couplées par des iris circulaires. Le filtre résultant est à réponse fréquentielle approximative puisqu'il ne répond pas exactement aux spécifications fixées par le cahier de charge. Les dimensions de ce filtre seront utilisées comme valeurs initiales dans le processus d'optimisation.

Le second volet consiste à élaborer un code permettant de caractériser des filtres résultants de la synthèse. Une fois les dimensions géométriques (longueurs des cavités et dimensions des iris) déterminées, la caractérisation du filtre est établie par la MRM associée à la technique de la MSG. Cette caractérisation permet d'obtenir la matrice de dispersion  $S$  généralisée et, par conséquent, de déterminer les coefficients de réflexion et de transmission pour les modes TE et TM excités. Cette étude inclue les filtres mixtes en guides métalliques creux sans pertes à cavités circulaires ou rectangulaires couplées par des iris circulaires, remplis d'air. Une étude rigoureuse sur la convergence des résultats est faite afin de déterminer au mieux le nombre de modes nécessaire dans chaque section de guide en vue d'obtenir des résultats rigoureux et optimiser le temps de calcul.

Le troisième volet portera sur l'adaptation de la technique de l'AG à l'optimisation des structures filtrantes étudiées. L'optimisation par l'AG devrait permettre de réduire les pertes d'insertion dans la bande passante et d'augmenter la sélectivité des dispositifs étudiés. Le comportement fréquentiel en bande atténuée et la possibilité de réduire la taille des filtres sont également pris en considération dans la procédure d'optimisation.

## **II-2- Procédure de synthèse approximative de filtres micro-ondes passe-bande**

Nous nous limiterons dans notre étude à la conception de filtres passe-bande à éléments localisés et à éléments distribués. Plus de détails sur la conception de filtres passe-bas, passe-haut et stop-bande sont décrits dans la littérature [6], [8], [9], [18], [19].

La méthode de synthèse utilisée est la méthode des pertes d'insertion qui prend en compte le gabarit du filtre passe-bas normalisé.

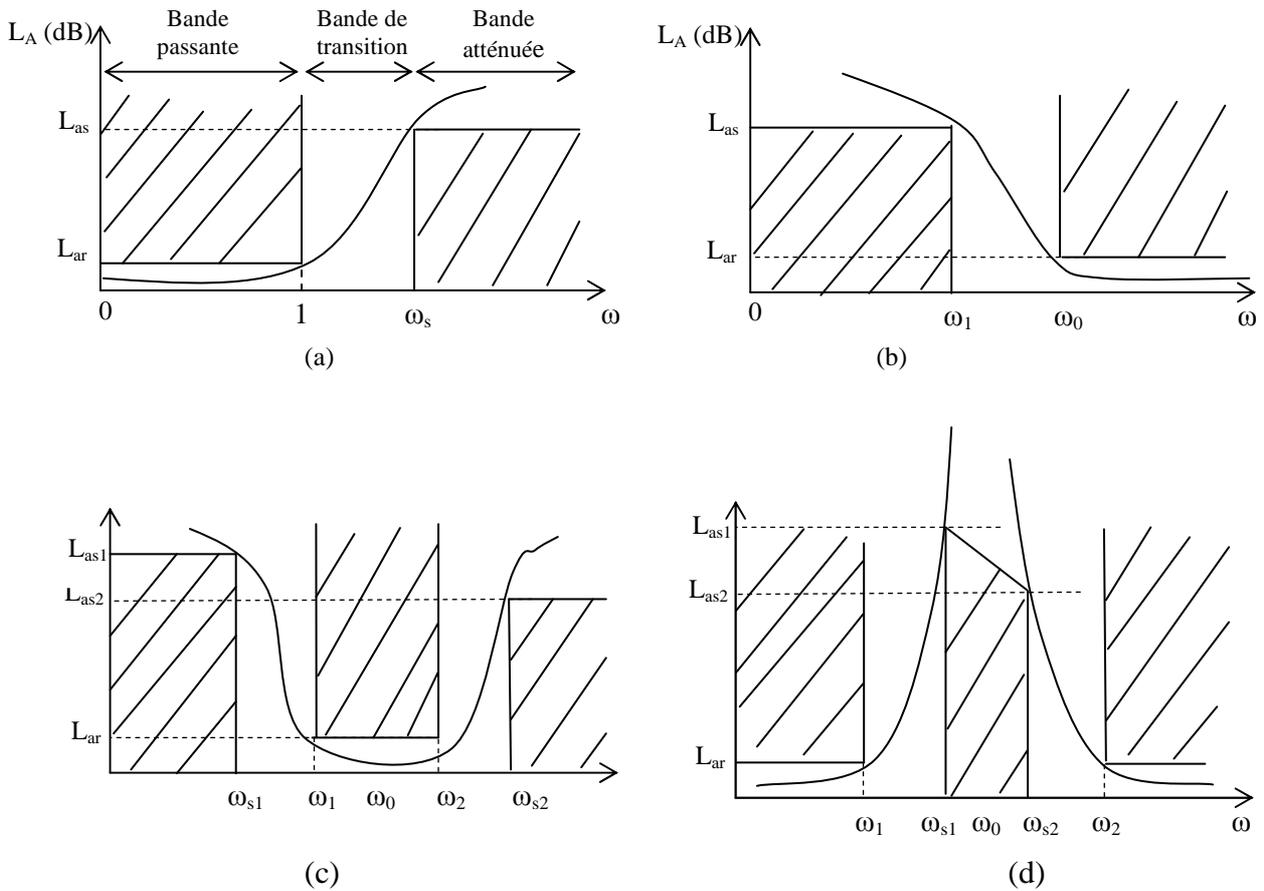
La conception basique de filtres micro-ondes passe-bande sans pertes repose sur les étapes suivantes:

- 1/ Conception d'un filtre prototype passe-bas à éléments localisés en se basant sur les spécifications passe-bande désirées ou cahier de charge.
- 2/ Transformation du prototype passe-bas en un filtre passe-bande à éléments localisés avec les fréquences centrale et limites de bande spécifiées.
- 3/ Réalisation du circuit sous sa forme micro-onde en utilisant des sections de lignes de transmission micro-ondes dont les réactances correspondent à ceux des éléments distribués du circuit.

### **II-2-1- Caractéristiques d'un filtre**

Les filtres sont des quadripôles linéaires sans pertes, permettant de séparer des signaux selon leurs fréquences. Le graphe de l'atténuation en fonction de la fréquence constitue la caractéristique essentielle. Il est défini par sa bande passante, sa pente de rejection ou sélectivité, ses pertes d'insertion et son taux d'ondulation. Le choix de la technologie du filtre dépend de ces paramètres.

On distingue quatre familles de filtres selon qu'ils favorisent ou défavorisent les composantes spectrales d'un signal dans une bande de fréquences donnée : les filtres passe-bas, les filtres passe-haut, les filtres passe-bande et les filtres coupe-bande (voir Fig. II-1).



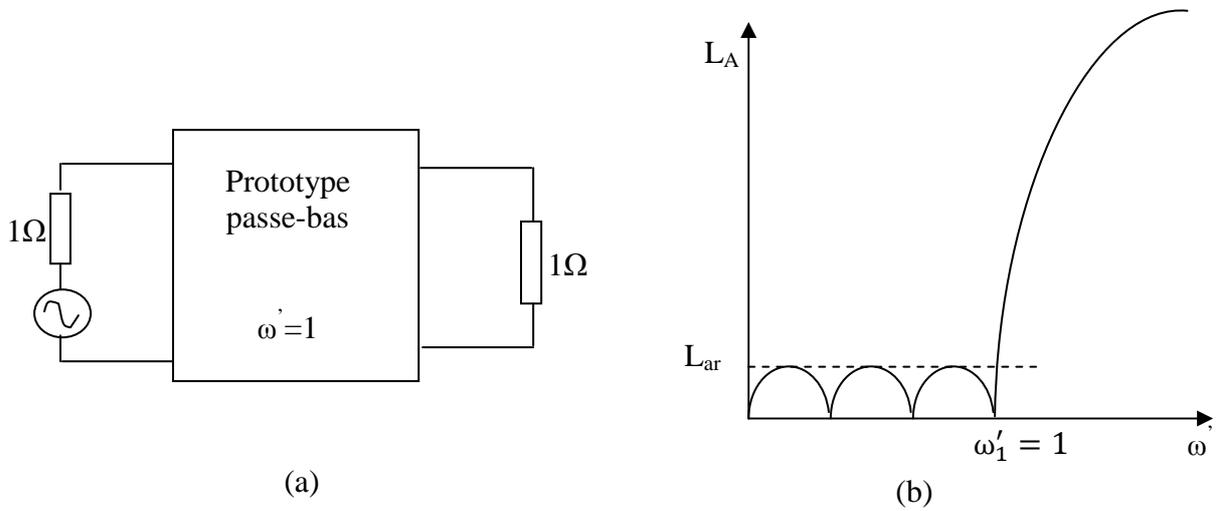
**Fig. II-1.** Gabarits d'atténuation de filtres (a) passe-bas, (b) passe-haut, (c) passe-bande, (d) coupe-bande

### II-2-2- Prototype passe-bas normalisé

Le prototype passe-bas normalisé est un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure normalisée est  $\omega' = 1$  et les résistances du générateur et de charge égales à  $1\Omega$  (Fig. II-2).

Les méthodes de synthèse de filtre consistent généralement à définir une fonction de transfert (par exemple le coefficient de transmission) comme fonction complexe de la fréquence pour le prototype passe-bas normalisé. Plusieurs approximations mathématiques ont été développées pour approcher au mieux le module ou la phase de cette fonction. Nous avons opté pour l'approximation de Tchebychev. Cette dernière définit des filtres qui possèdent une

pende élevée dans la zone de transition (sélectivité élevée), pour un ordre N donné, et une ondulation d'amplitude constante dans la bande passante.



**Fig. II-2.** (a) Filtre prototype passe-bas normalisé,  
(b) Caractéristique d'atténuation du filtre passe-bas de Tchebychev

Dans ce cas de figure, les pertes d'insertions ou l'atténuation en décibels sont exprimées par [6], [8]:

$$L_A(dB) = 10 \log_{10} \left( \frac{1}{|S_{21}|^2} \right) \quad (II-1)$$

avec

$$|S_{21}|^2 = \frac{1}{1 + \epsilon^2 T_N^2(\omega')} \quad (II-2)$$

où  $T_N(\omega')$  est le polynôme de Tchebychev d'ordre N, défini par :

$$\begin{aligned} T_N(\omega') &= \cosh[N \operatorname{Arccosh}(\omega')], \text{ pour } |\omega'| > 1 \\ T_N(\omega') &= \cos[N \operatorname{Arccos}(\omega')], \text{ pour } 0 < \omega' \leq 1 \end{aligned} \quad (II-3)$$

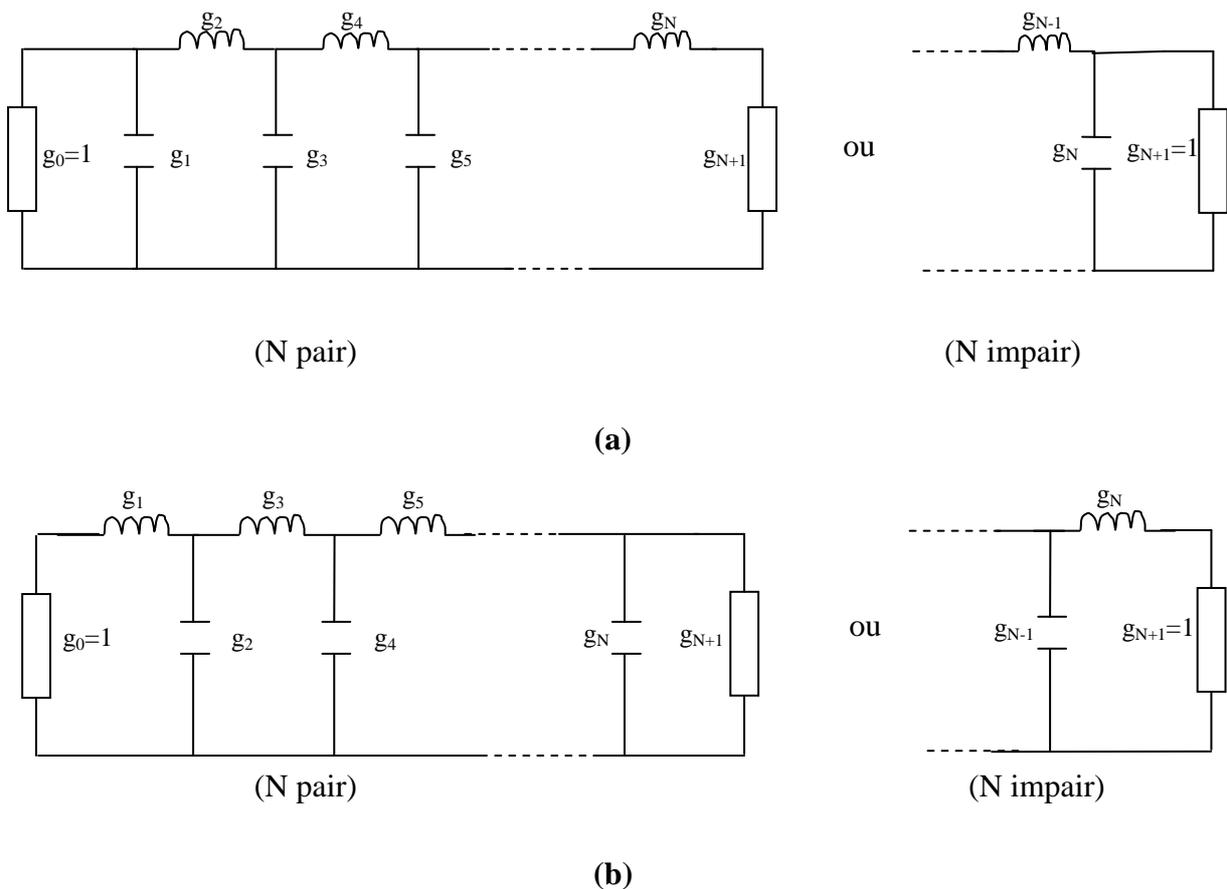
N est le nombre d'éléments réactifs du circuit et  $\epsilon$  est le taux d'ondulation dans la bande passante. Ce dernier est défini par :

$$\epsilon^2 = 10^{(L_{ar}/10)} - 1 \quad (\text{II-4})$$

$L_{ar}$  est le niveau d'ondulation en bande passante exprimé en décibels.

Le filtre prototype passe-bas normalisé est formé d'inductances en série et de capacités en shunt. Chaque élément est caractérisé par son impédance réduite par rapport à  $Z_0$ , impédance de normalisation. Ce filtre est représenté par le schéma électrique de la Fig. II-3 pour un circuit en  $\pi$  et un circuit en T. Les deux circuits se correspondent par dualité et donnent la même réponse.

Les valeurs des éléments localisés  $g_k$  se calculent à partir des formules de récurrence de l'approche classique [6, chap.4-05]. On a utilisé le cas d'un filtre de Tchebychev ayant des terminaisons résistives.



**Fig. II-3.** Schéma électrique du prototype passe-bas normalisé,

(a) Circuit en  $\pi$ , (b) Circuit en T

$$g_0 = 1 \quad (\text{II-5})$$

$$g_1 = \frac{2a_1}{\gamma} \quad (\text{II-6})$$

$$g_i = \frac{4a_{i-1}a_i}{b_{i-1}g_{i-1}}, \quad i = 2, 3, \dots, N \quad (\text{II-7})$$

$$g_{N+1} = \begin{cases} 1 & \text{pour } N \text{ impair} \\ \coth^2\left(\frac{\beta}{4}\right) & \text{pour } N \text{ pair} \end{cases} \quad (\text{II-8})$$

avec

$$a_i = \sin\left(\frac{(2i-1)\pi}{2N}\right), \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (\text{II-9})$$

$$b_i = \gamma^2 + \sin^2\left(\frac{i\pi}{N}\right), \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (\text{II-10})$$

$$\gamma = \sinh\left(\frac{\beta}{2N}\right) \quad (\text{II-11})$$

$$\beta = \ln\left[\coth\left(\frac{10\log(1+\epsilon^2)}{17.37}\right)\right] \quad (\text{II-12})$$

Il est à noter que les filtres prototypes présentés dans cette section sont symétriques si le nombre  $N$  est impair. Si  $N$  est pair, ils ont la propriété d'antisymétrie.

### II-2-3- Procédure de conception de filtre passe-bande

Le comportement du filtre passe-bande pour une pulsation  $\omega$  est le même que celui d'un filtre passe-bas pour une pulsation  $\omega'$ . La transformation en fréquence est telle que :

$$\omega' = \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (\text{II-13})$$

avec  $\Delta = \frac{f_2 - f_1}{f_0} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0}$  est la bande passante relative du filtre et  $\omega_0 = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$  la pulsation centrale. Quand la bande passante relative est faible ou modérée, on peut utiliser  $\omega_0 = \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}$ .

Ceci transforme le prototype passe-bas de pulsation à la coupure  $\omega' = 1$  à un filtre passe-bande de pulsation centrale  $\omega_0$ .

Pour les filtres à bande étroite, la transformation passe-bas, passe-bande telle que :

$$\omega' = \frac{2}{\Delta} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right) \quad (\text{II-14})$$

avec  $\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$  peut donner une précision satisfaisante [6].

Nous présentons, dans le paragraphe suivant, les étapes les plus importantes dans la procédure de conception de filtre passe-bande à éléments localisés.

Pour des spécifications données du filtre telles que les fréquences inférieure et supérieure de la bande passante  $f_1$  et  $f_2$ , les pertes d'insertion en bande passante  $L_{ar}$ , l'atténuation  $L_{as}$  en bande atténuée à une fréquence  $f_s$ , la procédure de conception est résumée comme suit [8], [18] :

- Déterminer le taux d'ondulation  $\epsilon$  en bande passante à partir de l'équation:

$$L_{ar}(dB) = 10 \log_{10}(1 + \epsilon^2) \quad (\text{II-15})$$

indépendante de  $N$ , pour les pulsations  $\omega = \omega_1$  et  $\omega = \omega_2$ .

- Déterminer le nombre d'éléments réactifs  $N$  à partir de l'équation:

$$L_{as}(dB) = 10 \log_{10} \left( 1 + \epsilon^2 T_N^2 \left( \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\omega_s}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega_s} \right) \right) \right) \quad (\text{II-16})$$

- Déterminer les valeurs des éléments  $g_i$  du prototype passe-bas à partir des équations (II-5) à (II-8).
- Déterminer les valeurs des éléments localisés du filtre passe-bande.

### II-2-3-1- Détermination du circuit électrique d'un filtre passe-bande

Le passage à un filtre passe-bande centré sur  $\omega_0$  se fait en accordant les éléments série et shunt, de la Fig. II-3, sur la pulsation  $\omega_0$ . On obtient ainsi des résonateurs LC série à la place des inductances et des résonateurs LC parallèles à la place des capacités. Le circuit électrique

d'un filtre passe-bande est représenté en Fig. II-4. Les impédances de source et de charge sont arbitraires et égales à  $Z_0$ .

Pour les résonateurs LC série, nous avons [8], [9], [19]:

$$L_i = \frac{g_i Z_0}{2\pi f_0 \Delta} \quad , \quad i = 2,4,6 \dots \quad (\text{II-17})$$

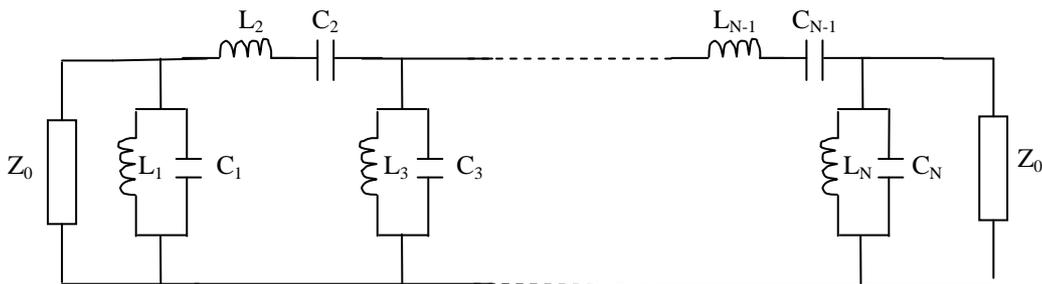
$$C_i = \frac{\Delta}{2\pi f_0 g_i Z_0} \quad , \quad i = 2,4,6 \dots \quad (\text{II-18})$$

Et pour les résonateurs LC parallèles, nous avons :

$$L_i = \frac{\Delta \cdot Z_0}{2\pi f_0 g_i} \quad , \quad i = 1,3,5 \dots \quad (\text{II-19})$$

$$C_i = \frac{g_i}{2\pi f_0 \Delta Z_0} \quad , \quad i = 1,3,5 \dots \quad (\text{II-20})$$

La procédure de conception des filtres passe-bande décrite dans cette section est utilisable pour la conception en bande large. Cependant pour la conception en bande étroite, on peut faire appel au concept d'inverseurs d'impédances ou d'admittances et n'utiliser qu'une seule famille de résonateurs série ou parallèle [8]. La notion d'inverseurs d'impédances ou d'admittances est rappelée dans la section suivante.



**Fig. II-4.** Filtre passe-bande à éléments localisés

#### II-2-4- Notions de synthèse des filtres passe-bande à éléments distribués

Aux fréquences micro-ondes et millimétriques, les dimensions des circuits ne sont plus négligeables devant la longueur d'onde. Il n'est plus possible de réaliser des circuits avec des éléments localisés dont les paramètres ne varient pas avec la fréquence. Ainsi donc, dans cette gamme de fréquences, les circuits sont réalisés avec des éléments distribués dont le comportement dépend de la fréquence.

La conception d'un filtre hyperfréquence est, dans la plupart des cas, effectuée en termes de paramètres réactifs dynamiques  $x_j$  (ou  $b_j$ ), définissant les résonateurs en éléments distribués, et de paramètres d'inversion d'impédance (ou d'admittance)  $K_{j,j+1}$  (ou  $J_{j,j+1}$ ) [6], reliant les résonateurs entre eux. L'utilisation des inverseurs d'impédances ou d'admittances dans la conception de filtres micro-ondes est une approche pratique et plus facile à réaliser par rapport à l'alternance de résonateurs série et parallèle.

Connaissant les valeurs des éléments  $g_i$  du prototype passe-bas normalisé, le processus de synthèse consiste à déterminer les valeurs des paramètres de couplage  $K_{j,j+1}$ , entre résonateurs, et les longueurs des résonateurs à partir des longueurs électriques  $\Phi_{j,j+1}$  correspondant aux longueurs des lignes qui peuvent être ajoutées ou soustraites aux longueurs des résonateurs qui sont, en général, des lignes demi-onde ou quart-onde.

Si nous considérons le cas de filtre à résonateurs série couplés par des inverseurs d'impédances (Fig. II-5), nous avons:

$$K_{01} = \sqrt{\frac{\Delta \cdot R_A \cdot x_1}{g_0 \cdot g_1 \cdot \omega'_1}} \quad (\text{II-21})$$

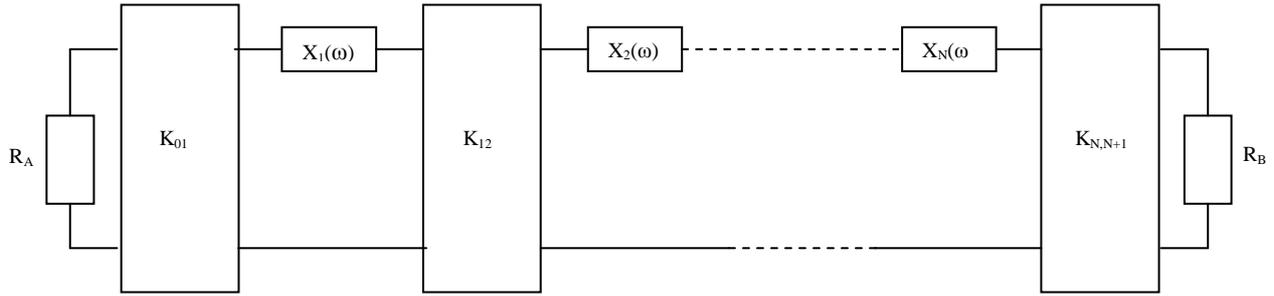
$$K_{N,N+1} = \sqrt{\frac{\Delta \cdot R_B \cdot x_N}{g_N \cdot g_{N+1} \cdot \omega'_1}} \quad (\text{II-22})$$

$$K_{j,j+1} \Big|_{j=1 \text{ à } N-1} = \frac{\Delta}{\omega'_1} \sqrt{\frac{x_j \cdot x_{j+1}}{g_j \cdot g_{j+1}}} \quad (\text{II-23})$$

$x_j$  représente la réactance dynamique du résonateur série  $j$ , de réactance  $X_j(\omega)$  à la fréquence centrale  $\omega_0$ , elle est donnée par [6], [9], [16]:

$$x_j = \frac{\omega_0}{2} \left. \frac{dX_j(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega = \omega_0} \quad \text{ohms} \quad (\text{II} - 24)$$

Pour un résonateur LC série simple, l'équation (II-24) se réduit à  $x_j = \omega_0 L_j = \frac{1}{\omega_0 C_j}$ .



**Fig. II-5.** Circuit du filtre passe-bande utilisant des inverseurs d'impédances

Avec l'application des inverseurs d'impédances, il est plus commode d'utiliser l'approche équivalente qui traite le problème en termes de facteurs de qualité et de coefficients de couplage. On définit les coefficients de couplage ou facteurs de qualité externes  $(Q_e)_A$  et  $(Q_e)_B$  à l'entrée et à la sortie du filtre par [6],[9]:

$$(Q_e)_A = \frac{x_1}{K_{01}^2/R_A} \quad (\text{II-25})$$

$$(Q_e)_B = \frac{x_N}{K_{N,N+1}^2/R_B} \quad (\text{II-26})$$

c'est-à-dire

$$(Q_e)_A = \frac{g_0 g_1 \omega'_1}{\Delta} \quad (\text{II-27})$$

$$(Q_e)_B = \frac{g_N g_{N+1} \omega'_1}{\Delta} \quad (\text{II-28})$$

et le facteur de couplage entre résonateurs  $j$  et  $j+1$  par :

$$k_{j,j+1} \Big|_{j=1 \text{ à } N-1} = \frac{K_{j,j+1}}{\sqrt{x_j x_{j+1}}} = \frac{\Delta}{\omega'_1 \sqrt{g_j g_{j+1}}} \quad (\text{II-29})$$

Similairement, un filtre passe-bande peut également être réalisé avec des résonateurs LC parallèles séparés par des inverseurs d'admittances.

La théorie précédente implique que les inverseurs soient indépendants de la fréquence. Ceci n'est pas généralement réalisable. Dans la pratique, on obtient des résultats satisfaisants pour des bandes passantes relatives atteignant 20% avec des résonateurs demi-onde et 40% avec des résonateurs quart-onde [6], [9], [16].

### **II-2-5- Application à la synthèse de filtre à bande étroite à cavités résonantes demi-onde couplées par des iris circulaires**

#### **II-2-5-1- Jonctions en guides d'ondes couplées par des iris : Etat de l'art**

La conception de filtre à cavités résonantes couplées par des iris minces à faible diamètre peut être réalisée par l'application de la théorie de Bethe pour les petites ouvertures [6, section 5.10], [10]. Cette théorie devient inadéquate dans le cas où le diamètre de l'iris est une fraction appréciable de la longueur d'onde et l'épaisseur de l'iris non négligeable. Durant des années, des travaux ont été investis dans l'étude et l'amélioration de la synthèse des iris de couplage, en particulier lorsque les dimensions de ces derniers deviennent significatives. En 1952, Cohn [11] a traité le cas des iris larges en employant des facteurs de correction empiriques pour l'épaisseur et le diamètre de l'iris. Ces résultats ont été exploités et étendus par Levy [12] dans la conception de coupleurs directionnels à plusieurs ouvertures. McDonalds [13] a dérivé des facteurs de correction exacts pour l'épaisseur de l'iris en évitant ainsi des facteurs empiriques. En 1980, une étude, faite par Levy [15], a permis de combiner les résultats de Cohn et de McDonalds pour donner des méthodes de conception performantes pour les coupleurs directionnels à plusieurs ouvertures. Jennings et Gray [7] ont utilisé les résultats de Levy dans le cas du couplage guide d'accès-cavité et le couplage cavité-cavité. Ceci a permis de développer des formules de conception rigoureuses pour les iris de couplage circulaires dans les filtres en guides d'ondes rectangulaires.

##### **II-2-5-1-1- Théorie de Bethe pour les petites ouvertures**

La théorie de Bethe est appliquée pour des iris infiniment minces et pour lesquels les dimensions sont petites devant la longueur d'onde relative à la fréquence de travail. De plus l'ouverture ne doit pas être proche d'autres perturbations. Pour des iris d'épaisseur finie, la théorie de Bethe est encore applicable sauf que la transmission à travers l'iris est réduite.

A partir des travaux de Bethe, une petite ouverture dans un plan métallique peut être représentée par ses polarisabilités électriques et magnétique.

Les Fig. II-6 et Fig. II-7 illustrent deux lignes de transmission à plans parallèles couplées par un iris mince de petites dimensions.



**Fig. II-6.** Le moment dipolaire électrique



**Fig. II-7.** Le moment dipolaire magnétique

En présence d'un champ électromagnétique dans l'une des régions, les champs déformés résultants à l'intérieur de l'iris peuvent être considérés comme provenir du moment dipolaire électrique  $\vec{p}$ , induit dans l'iris par un champ électrique incident normal à l'ouverture de l'iris, et du moment dipolaire magnétique  $\vec{m}$ , induit dans l'iris par un champ magnétique incident tangentiel à l'ouverture de l'iris. Ces moments sont donnés par :

$$\vec{p} = \varepsilon_0 P E_{0n} \vec{n} \quad (\text{II-30})$$

$$-\vec{m} = M_1 H_{0u} \vec{u} + M_2 H_{0v} \vec{v} \quad (\text{II-31})$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide,  $P$  est la polarisabilité électrique de l'iris,  $E_{0n} \vec{n}$  est le champ électrique normal à l'ouverture de l'iris,  $M_1$  et  $M_2$  sont les polarisabilités magnétiques,  $H_{0u}$ ,  $H_{0v}$  sont les composantes du champ magnétique tangentiel selon les axes  $u$  et  $v$  et  $\vec{u}$ ,  $\vec{v}$  sont les vecteurs unitaires sur le plan de l'iris selon les axes de symétrie.

Théoriquement, les valeurs de polarisabilités peuvent être déterminées seulement pour des iris de formes simples. Par exemple, un iris circulaire de diamètre  $d$  a des valeurs de  $M_1$ ,  $M_2$  et  $P$  telles que  $M_1 = M_2 = d^3/6$  et  $P = d^3/12$ .

Des polarisabilités d'iris minces de différentes formes, pour lesquels il est difficile de faire le calcul, ont été mesurées par Cohn [6] (voir par exemple Fig. II-10).

Dans le cas qui nous intéresse, les cavités et les guides d'accès ne propagent que le mode fondamental ; les champs électriques sont donc parallèles aux plans des différents iris et seul le dipôle magnétique est à considérer.

### II-2-5-1-2 Corrections apportées par Cohn pour les iris épais de grand diamètre

Quand l'iris n'est pas petit devant la longueur d'onde en espace libre, une correction est appliquée sur la polarisabilité magnétique  $M_1$ , elle est telle que :

$$M'_1 = \frac{M_1}{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2} \quad (\text{II-32})$$

où  $\lambda_c$  est la longueur d'onde de coupure du mode fondamental d'un guide de même section que l'iris et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde en espace libre à la fréquence de travail.

L'atténuation totale d'un iris épais est exprimée (avec des approximations raisonnables) par la somme de l'atténuation  $\alpha_0$  d'un iris mince et de l'atténuation  $\alpha_1$  d'un guide de même section que l'iris et de longueur  $t$  égale à l'épaisseur de l'iris:

$$\alpha_1 = \frac{54.6 tA}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2} \quad (\text{dB}) \quad (\text{II-33})$$

$A$  est une constante empirique approximativement égale à 1 pour une ouverture circulaire. La formule ne prend en compte que le mode fondamental.

En tenant compte des corrections (II-32) et (II-33), la polarisabilité magnétique  $M'_1$ , d'un iris épais pour lequel les dimensions en section droite ne sont pas faibles devant la longueur d'onde est exprimée par :

$$M'_1 = \frac{M_1}{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2} 10^{-\left[\frac{2.73tA}{\lambda_c} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_c}{\lambda_0}\right)^2}\right]} \quad (\text{II-34})$$

$M_1$  est déterminé à partir de l'abaque représenté en Fig. II-10.

### II-2-5-1-3- Calcul des coefficients de couplage dans le cas d'iris minces

La polarisabilité magnétique  $M$  d'un iris représente le transfert d'énergie à travers l'ouverture. Des relations établies par Matthaei [6, p.46] permettent d'écrire la polarisabilité magnétique en fonctions du coefficient de couplage de l'iris, que le couplage soit un couplage entre cavités ou un couplage cavité-guide d'accès.

Le coefficient de couplage externe, dans le cas des iris d'entrée et de sortie (Fig. II-8(b)), est donné par:

$$Q_e = \frac{l_1^3 a a_1 b b_1 \lambda_{g1}}{4\pi s^2 M^2 \lambda^2} \quad (\text{II-35})$$

avec

$$\lambda_{g1} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{2a_1}\right)^2}} \quad (\text{II-36})$$

et

$$l_1 = s \frac{\lambda_{g1}}{2} \quad \left| \begin{array}{l} s: \text{entier} \end{array} \right. \quad (\text{II-37})$$

$\lambda_{g1}$  : longueur d'onde du guide rectangulaire de dimensions en section droite  $a_1 \times b_1$ ,

$s$ : nombre de demi longueurs d'onde guidées de la longueur  $l_1$  de cavité, pris égal à l'unité,

$\lambda$  : longueur d'onde en espace libre

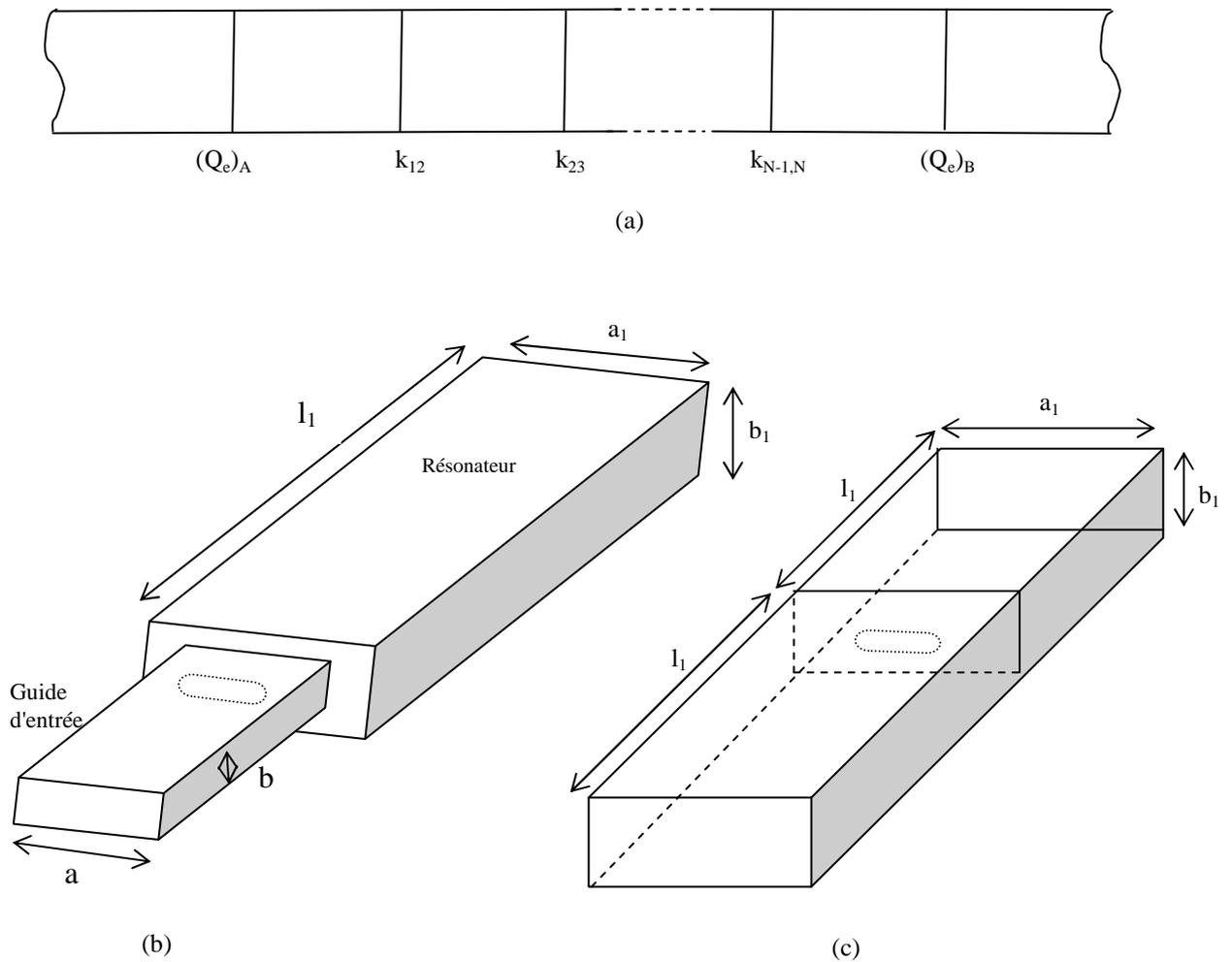
Le coefficient  $Q_e$  est également appelé le coefficient de surtension en charge.

Si  $a=a_1$  et  $b=b_1$  alors :

$$Q_e = \frac{l_1^3 a^2 b^2 \lambda_g}{4\pi s^2 M^2 \lambda^2} \quad (\text{II-38})$$

Le coefficient de couplage entre cavités adjacentes est donné par l'expression [6, p. 462]:

$$k_{j,j+1} = \frac{M_{j+1} \lambda^2 s^2}{l_1^3 a_1 b_1} \quad (\text{II-39})$$



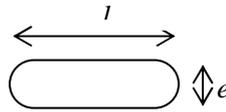
**Fig. II-8.** (a) Coefficients de couplage pour filtre à cavités résonantes couplées par des iris minces, (b) Couplage par iris mince entre guide d'accès et résonateur, (c) Couplage par iris mince entre deux résonateurs adjacents

Le coefficient de couplage représente le moyen par lequel l'énergie électromagnétique s'échange entre les cavités.

Les valeurs des coefficients de couplage externes  $(Q_e)_A$  et  $(Q_e)_B$  et les valeurs des coefficients de couplage  $k$  nécessaires pour coupler les résonateurs adjacents sont calculées à partir des équations (II-27) à (II-29) respectivement. La polarisabilité magnétique  $M$  correspondant à chaque ouverture est induite par la suite à partir des relations (II-38) et (II-39).

#### II-2-5-1-4- Détermination des dimensions des iris de couplage

Sur la Fig. II-10, est représenté un abaque qui permet de calculer le rapport  $\frac{M}{l^3}$  en fonction de  $\frac{e}{l}$  [6, Fig. 5-10-4(a)] pour le cas de l'iris représenté en Fig. II-9.



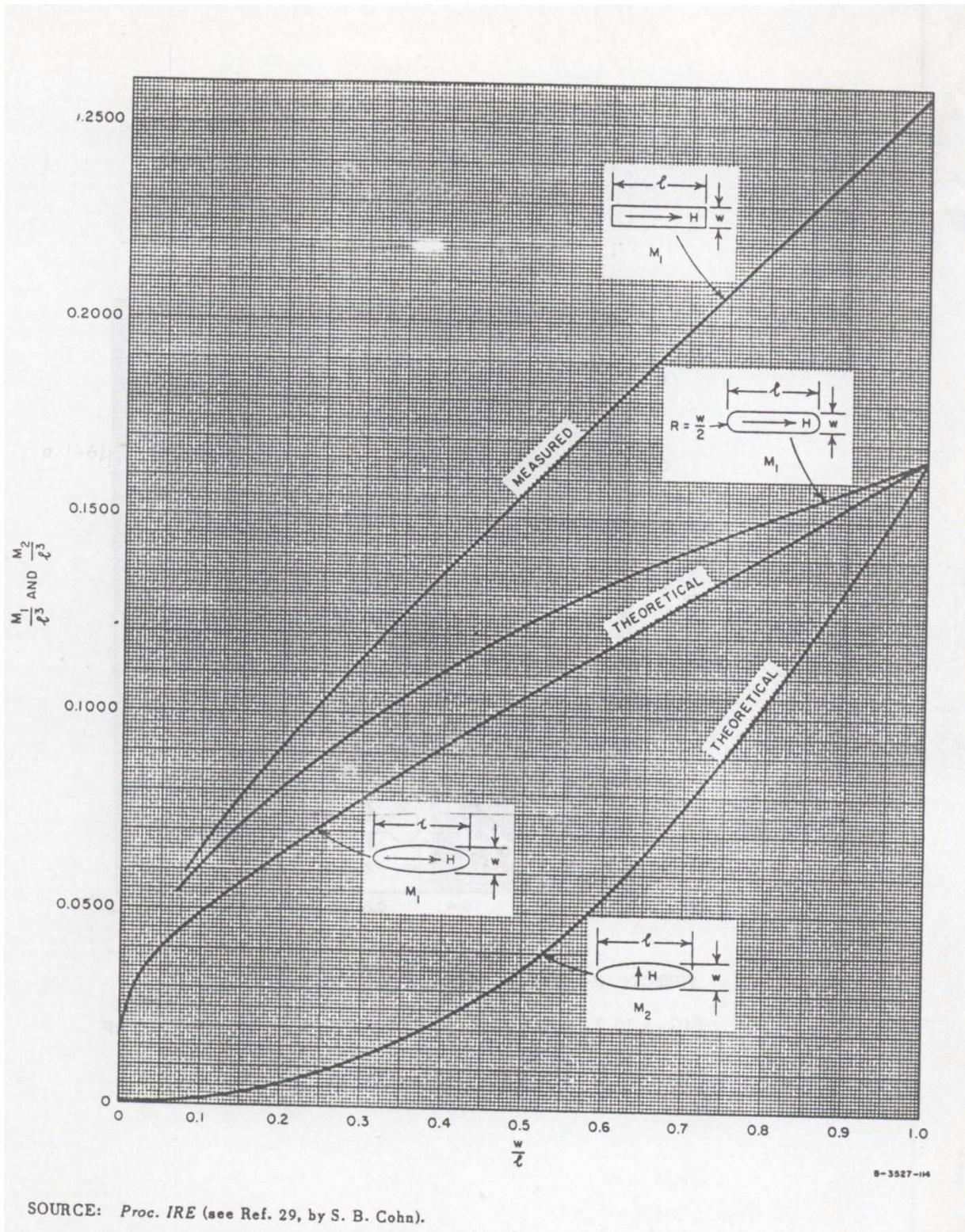
**Fig. II-9.** Iris à couplage

D'après cet abaque, pour le cas particulier de l'iris circulaire (quand  $\frac{e}{l} = 1$ ), nous avons  $\frac{M}{l^3} = 0.1664$  avec  $l$  qui correspond au diamètre  $d$  de l'iris.

De manière générale, pour les différents iris circulaires d'un filtre à cavités, nous aurons :

$$M_j = 0.1664 \cdot d_j^3 = \frac{d_j^3}{6} \quad (II - 40)$$

En ayant calculé  $M$  pour les coefficients de couplage externes et les coefficients de couplage entre résonateurs, les diamètres des différents iris sont déduits à partir de l'équation (II-40).



**Fig. II-10.** Polarisabilités magnétiques pour des ouvertures rectangulaire, arrondie et elliptique

### II-2-5-2- Couplage par iris circulaire épais de grand diamètre

Nous avons vu que pour le cas d'un iris circulaire épais de grand diamètre, le mécanisme de couplage est plus complexe et certaines corrections sur le diamètre doivent être appliquées. Dans le cadre de notre travail, nous avons appliqué les formules de conception développées par Jennings et Gray [7] pour l'étude du couplage, par iris circulaires, entre cavités en guide rectangulaire [26], [27]. Ces formules sont exactes et ne sont pas soumises à des paramètres empiriques. L'équation (II-40) définissant la polarisabilité magnétique en fonction du diamètre devient:

$$M_j = c_0 c_1 c_2 d_j^3 / 6 \quad (\text{II-41})$$

où  $c_0$ ,  $c_1$  et  $c_2$  sont des facteurs correctifs (en fonction du diamètre de l'iris) utilisés pour des iris épais avec  $t/d > 0.1$  et  $d/a < 0.4$  ; les détails de calcul sur les facteurs de correction sont reportés de la référence [7] et sont exposés en Annexe A.

L'équation (II-41) représente la polarisabilité magnétique en fonction du diamètre du  $j^{\text{ème}}$  iris. Pour la résoudre, on utilise la méthode de la sécante en prenant, comme estimation initiale du diamètre  $d$ , sa valeur obtenue en utilisant les équations (II-40), (II-38) et (II-39). La solution de l'équation pour chaque iris donne le diamètre corrigé.

Pour les filtres en guide circulaire [28], la polarisabilité magnétique est toujours définie par l'équation (II-40). Des corrections approximatives sur l'épaisseur et la taille sont effectuées pour les iris épais à grand diamètre ( $t/d > 0.1$ ) et la polarisabilité magnétique est exprimée par [6] :

$$M_{cj} = M_j \left[ 1 - \left( \frac{1.7d_j}{\lambda_0} \right)^2 \right] \cdot 10^{\frac{1.6t}{d_j} \sqrt{1 - \left( \frac{1.7d_j}{\lambda_0} \right)^2}} \quad (\text{II-42})$$

Les valeurs corrigées des diamètres ou  $d_{cj}$  sont calculées en utilisant les équations (II-42) et (II-40).

### II-2-5-3- Correction sur les longueurs des résonateurs

Si on désire une légère correction sur les longueurs des résonateurs, on applique les équations suivantes [6]:

$$Long_j = \frac{\theta_j \lambda_g}{\pi} \quad (II - 43)$$

qui correspond au voisinage de la demi-longueur d'onde, avec :

$$\theta_j = \pi - \frac{1}{2} [\tan^{-1}(2x_j) + \tan^{-1}(2x_{j+1})] \quad (\text{valeur en radian}) \quad (II - 44)$$

$$\lambda_g = \begin{cases} \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2}} , & \text{pour un guide rectangulaire} \\ \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{3.412R}\right)^2}} , & \text{pour un guide circulaire} \end{cases} \quad (II - 45)$$

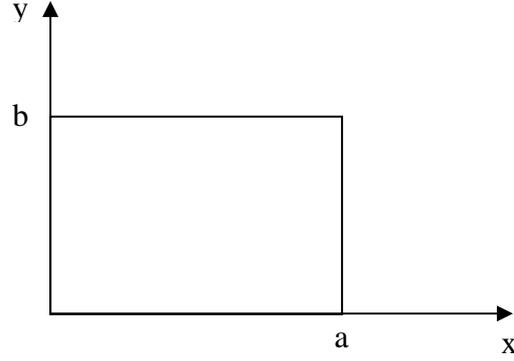
$Long_j$  est la longueur du  $j^{\text{ème}}$  résonateur,  $\lambda_g$  est la longueur d'onde guidée du mode fondamental correspondant à la fréquence centrale et  $\lambda_0$  est la longueur d'onde en espace libre à la fréquence centrale.

La réactance normalisée  $x_j$  du  $j^{\text{ème}}$  iris est donnée par :

$$x_j = \begin{cases} \frac{4\pi M_j}{ab\lambda_g} , & \text{pour un guide rectangulaire} \\ \frac{16M_j}{0.955d^2\lambda_g} , & \text{pour un guide circulaire} \end{cases} \quad (II-46)$$

### II-3- Caractérisation par la méthode de raccordement modal

Dans ce chapitre, nous avons traité deux types de discontinuités uni-axiales, la discontinuité circulaire-circulaire et la discontinuité circulaire-rectangulaire. Comme précisé dans le chapitre I, l'application de la MRM ou de l'une de ses variantes, nécessite la connaissance des champs modaux de part et d'autre de la discontinuité. Les fonctions de base pour le cas d'un guide circulaire sont déjà exposées au chapitre I (section I-3). Nous rappelons ici l'expression du champ électromagnétique dans le cas d'un guide rectangulaire homogène et uniforme de section droite ( $a \times b$ ) dont la direction de propagation est selon ( $oz$ ) et l'origine des axes coïncide avec un coin de la section droite du rectangle tel que c'est représenté en Fig. II-11.



**Fig. II-11.** Coupe transversale d'un guide rectangulaire

Les fonctions de base des champs transverses électriques pour les modes  $TE_{mn}$  et  $TM_{mn}$  peuvent être définies par [21], [22]:

$$\vec{e}_{mn}^{(h)}(x, y) = \frac{\sqrt{\epsilon_m \epsilon_n}}{K_{mn}} \left[ \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_x - \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_y \right] \quad (\text{II-47})$$

$$\vec{e}_{mn}^{(e)}(x, y) = \frac{2}{K_{mn}} \left[ -\frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_x - \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_y \right] \quad (\text{II-48})$$

avec  $\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{si } m = 0 \\ 2 & \text{si } m \neq 0 \end{cases}$

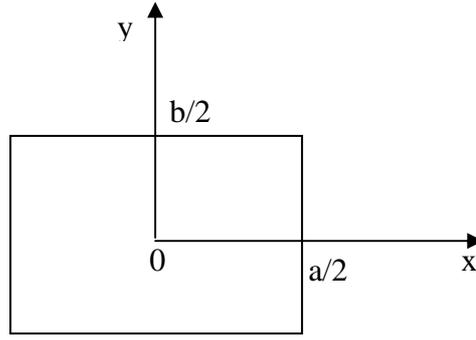
$m=0,1,\dots$

et  $m$  et  $n$  ne pouvant pas être nuls tous les deux en même temps.

$K_{mn}$  est la constante de normation, elle est définie par :

$$K_{mn} = \sqrt{ab \left[ \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \right]} \quad (\text{II-49})$$

Lorsqu'on étudie une discontinuité formée par deux guides, les champs électromagnétiques dans les deux guides doivent être exprimés dans le même repère. Pour les discontinuités uniaxiales, il est pratique de choisir un repère centré sur l'axe du guide (Fig. II-12).



**Fig. II-12.** Repère centré sur l'axe du guide

Etant donné que les guides rectangulaires utilisés dans les applications qui nous intéressent sont excités sur le mode fondamental TE<sub>10</sub> et que les discontinuités étudiées sont uni-axiales, seuls les modes qui ont un premier indice impair et un second indice pair seront considérés [5], [20]. Après ce changement de repère, les fonctions de base deviennent:

$$\vec{e}_{mn}^{(h)}(x, y) = N_{mn} \left[ \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_x + \frac{m\pi}{a} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_y \right] \quad (II - 50)$$

$$\vec{e}_{mn}^{(e)}(x, y) = N_{mn} \left[ \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_x - \frac{n\pi}{b} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \vec{e}_y \right] \quad (II - 51)$$

où

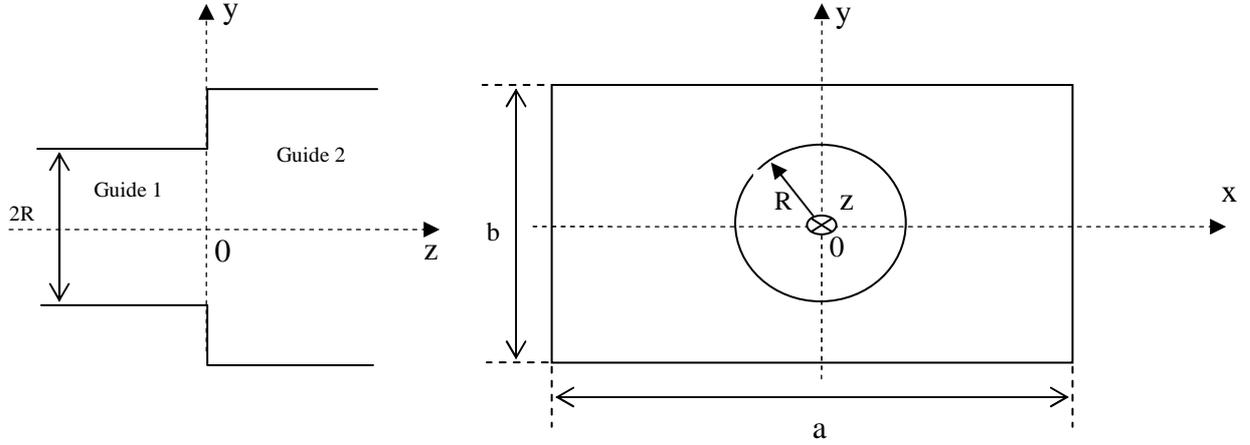
$$N_{mn} = \frac{2}{\sqrt{ab \left[ \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + 2 \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 / \epsilon_n \right]}} \quad (II - 52)$$

est le facteur de normalisation modal du guide rectangulaire,

avec  $m=1, 3, 5, \dots$  et  $n=0, 2, 4, \dots$

### II-3-1- Discontinuité circulaire-rectangulaire

La jonction circulaire-rectangulaire que nous avons traité est représentée en Fig. II-13. Il est plus pratique dans ce cas de transformer les équations (II-50) et (II-51) écrites en coordonnées cartésiennes  $(x, y)$  par leurs équivalentes en coordonnées circulaires  $(\rho, \varphi)$ .



**Fig. II-13.** Jonction circulaire-rectangulaire avec z axe de symétrie

Pour commencer, on peut montrer que les produits en sin et en cos, décrits en (II-50) et (II-51), peuvent être écrits sous la forme suivante [5]:

$$\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) = \sin[\beta_{mn}\cos\phi_{mn}\rho\cos\varphi]\sin[\beta_{mn}\sin\phi_{mn}\rho\sin\varphi] \quad (\text{II-53})$$

où

$$\rho^2 = x^2 + y^2 \quad , \quad \beta_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

$$\varphi = \tan^{-1}\left(\frac{y}{x}\right) \quad \text{et} \quad \phi_{mn} = \tan^{-1}\left(\frac{\frac{n\pi}{b}}{\frac{m\pi}{a}}\right)$$

En utilisant les identités trigonométriques standards et les expansions (9.1.43) et (9.1.44) de la référence [14, p. 361], nous pouvons vérifier que :

$$\sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) = -\sum_{p=1}^{\infty} (-1)^p J_{2p}(\beta_{mn}\rho)\sin(2p\phi_{mn})\sin(2p\varphi) \quad (\text{II-54})$$

et

$$\cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) = \sum_{p=0}^{\infty} \epsilon_p (-1)^p J_{2p}(\beta_{mn}\rho)\cos(2p\phi_{mn})\cos(2p\varphi) \quad (\text{II-55})$$

En utilisant les équations (II-54) et (II-55) dans (II-50) et (II-51), nous aurons :

$$\vec{e}_{mn}^{(h)}(\rho, \varphi) = N_{mn} \sum_{p=0}^{\infty} J_{2p}(\beta_{mn}\rho) \left[ \frac{n\pi}{b} S_{mn,p}(\varphi) \vec{e}_x + \frac{m\pi}{a} C_{mn,p}(\varphi) \vec{e}_y \right] \quad (\text{II} - 56)$$

$$\vec{e}_{mn}^{(e)}(\rho, \varphi) = N_{mn} \sum_{p=0}^{\infty} J_{2p}(\beta_{mn}\rho) \left[ \frac{m\pi}{a} S_{mn,p}(\varphi) \vec{e}_x - \frac{n\pi}{b} C_{mn,p}(\varphi) \vec{e}_y \right] \quad (\text{II} - 57)$$

avec

$$S_{mn,p}(\varphi) = -(-1)^p \sin(2p\phi_{mn}) \sin(2p\varphi) \quad (\text{II-58})$$

$$C_{mn,p}(\varphi) = \epsilon_p (-1)^p \cos(2p\phi_{mn}) \cos(2p\varphi) \quad (\text{II-59})$$

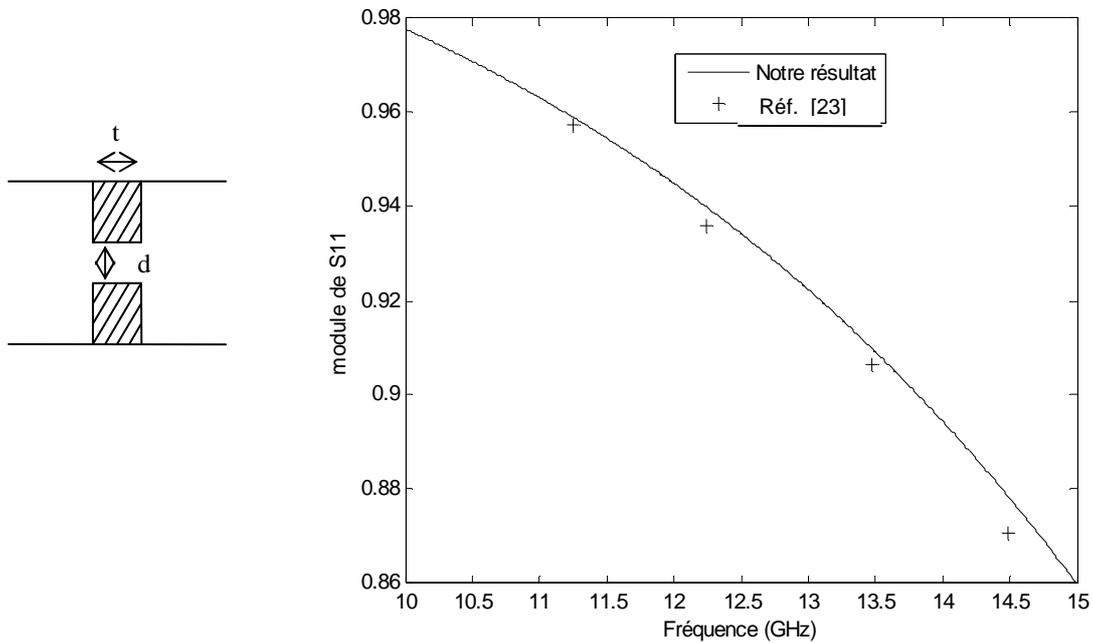
La condition de continuité sur le champ électrique transverse au niveau de la jonction circulaire-rectangulaire (à  $z=0$ ) est telle que le champ électrique doit être continu sur l'ouverture circulaire et s'annuler sur les parois métalliques. On assume également que la conductivité sur les surfaces métalliques est infinie. Donc les conditions aux limites pour le champ électrique sont telles que :

$$\vec{E}_t^{(2)}(\rho, \varphi) = \begin{cases} \vec{E}_t^{(1)}(\rho, \varphi) & 0 < \rho \leq R \\ 0 & \rho > R \text{ et } 2|x| < a, 2|y| < b \end{cases} \quad (\text{II-60})$$

L'application de cette condition avec l'utilisation des fonctions de base des champs modaux correspondants à la discontinuité circulaire-rectangulaire dans le développement précédemment exposé à la section I-2-1-1 du chapitre I, va permettre de déterminer la matrice [M] de couplage entre modes et par conséquent la matrice de dispersion S de la discontinuité.

### II-3-2- Exemple d'application : caractérisation d'un iris circulaire en guide rectangulaire

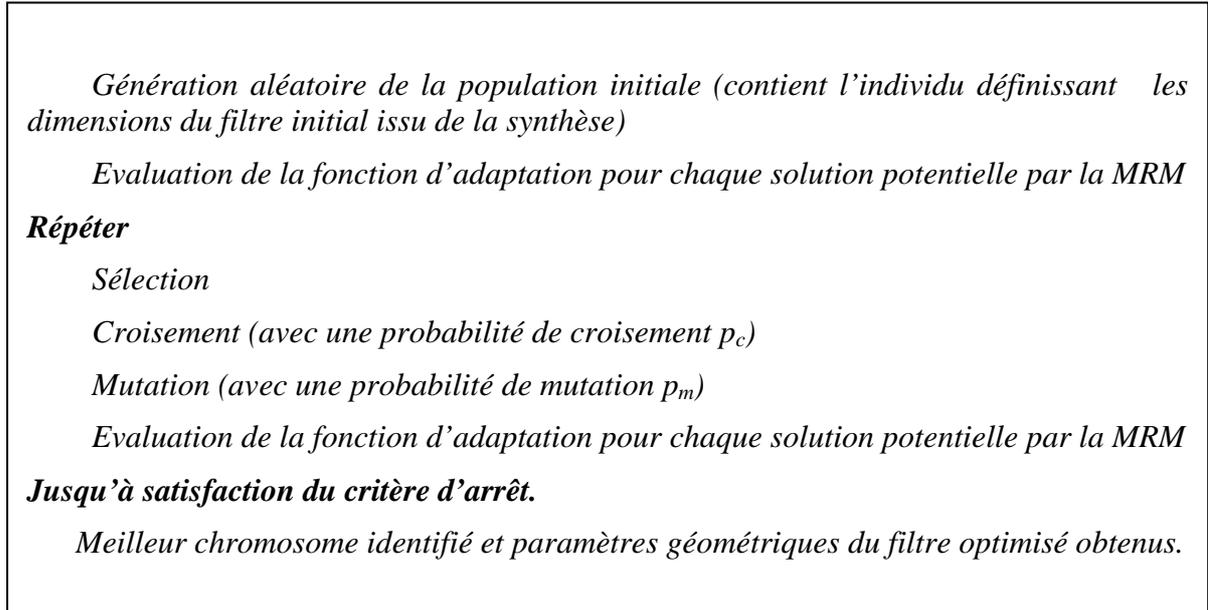
La Fig. II-14 illustre le coefficient de réflexion pour le mode fondamental d'un iris épais en guide rectangulaire avec une ouverture circulaire de rayon R. La technique de la matrice de dispersion généralisée représentée au chapitre I, section I-2-2, est utilisée pour déterminer la matrice S de l'iris étudié. Les dimensions de ce dernier, prises de [23], sont les suivantes :  $a=19.05\text{mm}$ ,  $b=9.525\text{mm}$ ,  $R=4.7\text{mm}$ ,  $t=2\text{mm}$ .



**Fig. II. 14.** Coefficient de réflexion pour un iris circulaire  
en guide d'ondes rectangulaire

#### II-4- Optimisation par l'algorithme génétique

L'AG a montré une grande flexibilité et une facilité dans sa mise en application et dans son hybridation avec la MRM. Il a été intéressant d'explorer son efficacité dans la synthèse de filtre passe-bande à résonateurs rectangulaires couplés par des iris circulaires [26], [27]. Nous rappelons, sur la Fig. II-15, les étapes principales qui caractérisent la procédure d'optimisation par l'AG.



**Fig. II. 15.** Algorithme génétique de base.

La fonction d'adaptation est déduite des paramètres S de la matrice de dispersion du filtre à optimiser.

#### **II-4-1- Contraintes de conception**

Notre but est de définir un filtre avec une meilleure sélectivité et des pertes d'insertion les plus faibles possibles. La possibilité de minimiser la taille du filtre est également considérée. Les variables incluses dans le processus d'optimisation sont les dimensions géométriques (longueurs des résonateurs et diamètres des iris) du filtre est les gènes constituant un chromosome correspondent aux valeurs de ces dimensions. Pour éviter des paramètres géométriques irraisonnables, il est nécessaire de fixer les limites inférieure et supérieure des intervalles de recherche pour les longueurs et les diamètres utilisés dans le processus d'optimisation.

##### **II-4-1-1- Limites sur les dimensions géométriques**

- *Limites sur les longueurs des résonateurs*

Ils sont choisis à  $\pm \Delta_L Long_j$  où  $Long_j = \frac{\theta_j \lambda_g}{\pi 2}$  avec  $\Delta_L \leq 0.01$

et  $\theta_j$  est l'expression donnée dans l'équation (II-44).

$\lambda_g$  est la longueur d'onde du guide pour le mode fondamental  $TE_{10}$  correspondant à la fréquence centrale.

- **Limites sur les diamètres des iris**

Ils sont choisis à  $\pm\Delta_d d_j$  où  $\Delta_d \leq 0.04$

$d_j$  étant le diamètre du  $j^{\text{ème}}$  iris déterminé par la méthode de synthèse et obtenu à partir des équations (II-41) et (II-42).

#### II-4-2- Fonction d'adaptation

Dans le but d'évaluer la réponse fréquentielle du filtre, les paramètres S sont calculés par la MRM et la fonction fitness, qui est une fonction à minimiser, est définie par [26-28]:

$$F = \sum_{i=1}^N w_i f_i \quad (\text{II-61})$$

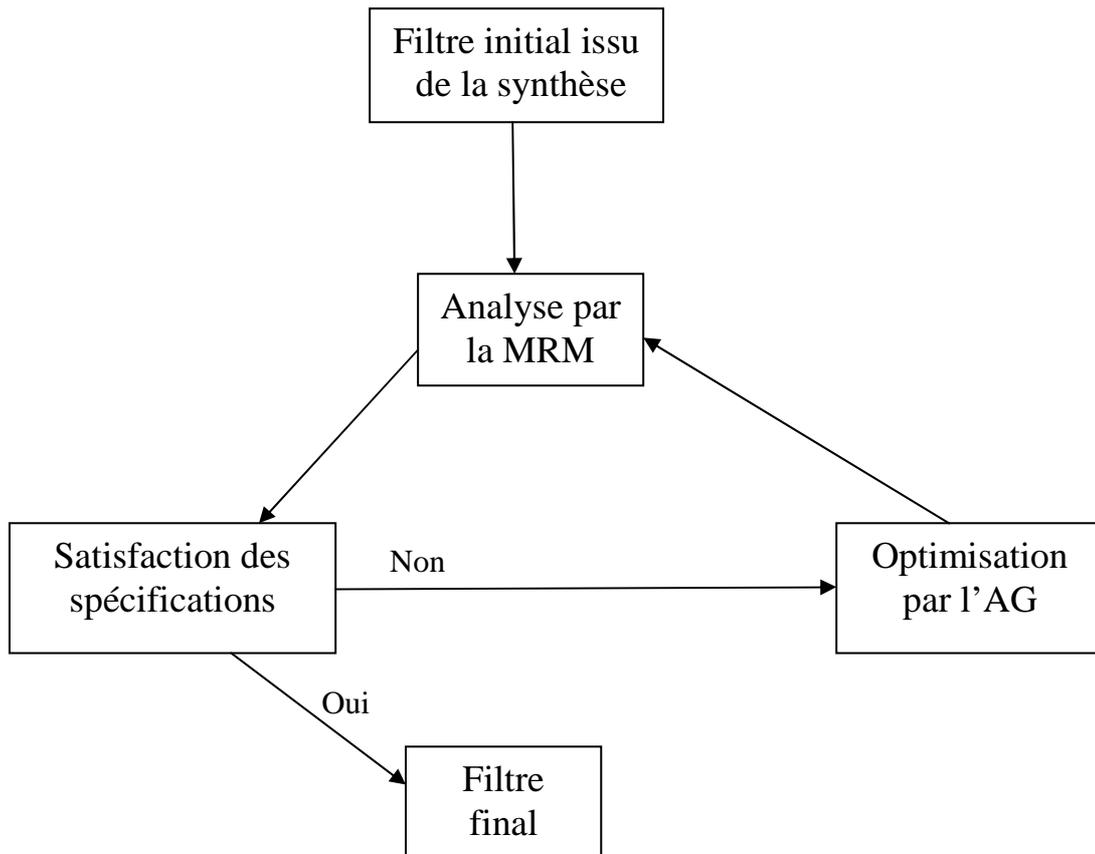
où

$$f_i = \sqrt{|S_{21\text{désiré}} - S_{21\text{calculé}}|} \quad (\text{II-62})$$

du mode fondamental au  $i^{\text{ème}}$  point de fréquence et  $w_i$  est la valeur de pondération correspondante. N représente le nombre de points de fréquence.

#### II-5- Organigramme général

L'organigramme général développé, dans ce chapitre, pour la conception d'un filtre passe bande à cavités rectangulaires couplées par des iris circulaires d'épaisseur t est représenté en Fig. II. 16.

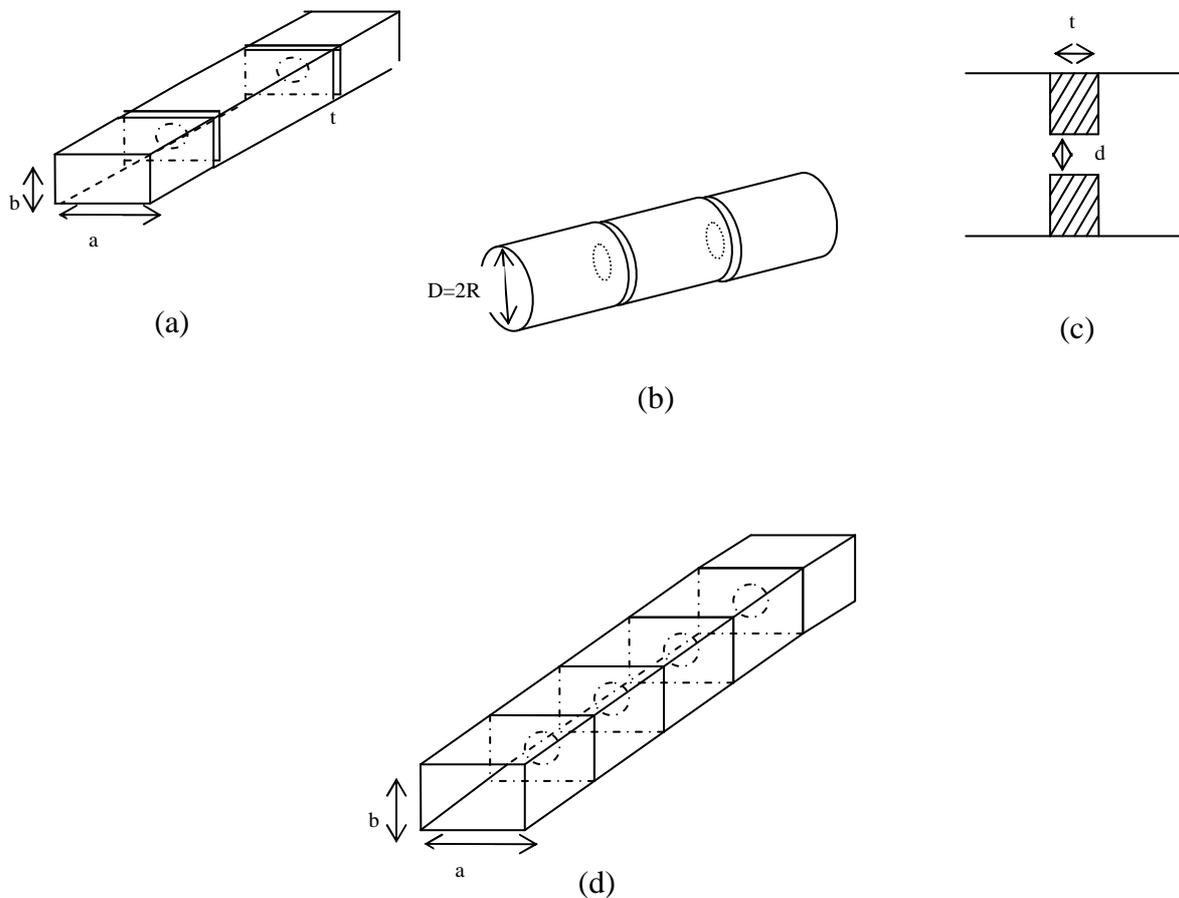


**Fig. II-16.** Organigramme de base de la synthèse par optimisation

Un algorithme d'optimisation complet est présenté en utilisant la méthode de raccordement modal en conjonction avec l'algorithme génétique. Cet algorithme est établi pour la conception de filtres passe-bande à bande étroite à résonateurs en guide rectangulaire ou circulaire couplés par des iris circulaires. Une synthèse pour la conception du filtre initial est établie en utilisant l'approximation de Tchebychev aussi bien qu'une théorie qui prend en considération l'épaisseur des iris, qu'ils soient minces ou épais. Les dimensions du filtre résultant sont utilisées en valeurs initiales dans le processus d'optimisation.

## II-6- Résultats de conception

Les deux types de cellules élémentaires utilisées sont représentés sur la Fig. II-17. Le premier type de cellule est un résonateur rectangulaire, de dimensions en section droite ( $a \times b$ ), couplé par des iris circulaires de diamètre  $d$  et d'épaisseur  $t$ , utilisé dans la conception de filtre à bande étroite. Le second type est un résonateur circulaire de rayon  $R$  couplé également par des iris circulaires.



**Fig. II-17.** (a) Cavité rectangulaire couplée par des iris circulaires

(b) Cavité circulaire couplée par des iris circulaires

(c) Vue longitudinale de l'iris circulaire d'épaisseur  $t$  et de diamètre  $d$

(d) Filtre à bande étroite à trois cavités, en guide rectangulaire,

couplées par des iris circulaires

### II-6-1- Conception de filtre à bande étroite à trois cavités en guide rectangulaire couplées par des iris circulaires épais

La Fig. II-18 représente la caractéristique optimisée d'un filtre à trois résonateurs en guide rectangulaire (le guide hôte est un WR62: 15.8mm x 7.9mm) travaillant en bande Ku. Il s'agit d'un filtre passe bande dont la fréquence centrale est  $f_0=15.04\text{GHz}$ , la largeur de bande relative de 0.0013 et les pertes d'insertion  $L_{ar}$  égales à 0.004. L'épaisseur des iris circulaires est de 0.218mm. L'excitation dans le guide d'entrée est réalisée par le mode fondamental  $TE_{10}$ .

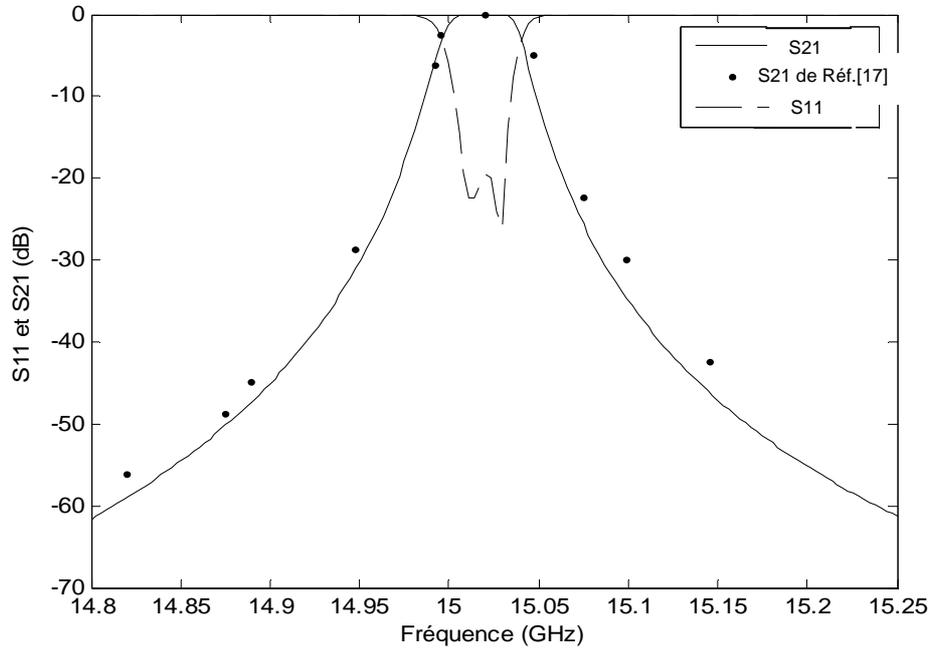
Les dimensions du filtre optimisé sont reportées sur le Tableau II-1. La courbe tracée est la réponse fréquentielle du mode fondamental  $TE_{10}$  en bande passante. Le résultat est comparé avec celui de la référence [17]. Dans cette dernière, les auteurs, qui ont utilisé la MRM associée à la technique de la MSG pour les discontinuités en cascade, ont trouvé parfois avantageux d'introduire, au niveau des discontinuités de base, des discontinuités intermédiaires additionnelles de longueurs extrêmement petites lorsque le saut en dimensions entre les guides réalisant la jonction est assez important (rapport du saut de l'ordre de 4). Cette technique permet de réduire le nombre total de modes requis et de contourner des instabilités numériques.

La caractéristique du filtre optimisé montre des performances en bande passante améliorées (des pertes d'insertion faibles) et une sélectivité améliorée. Les pertes de réjection en bande passante sont inférieures à -19.6 dB.

Une étude sur la convergence des résultats obtenus est également effectuée pour l'optimisation du temps de calcul. Le nombre de modes pris en considération pour la modélisation de la théorie des champs du filtre est de  $m=24$ ,  $n=12$ ,  $m'=8$  et  $n'=6$  dans les sections des résonateurs et  $m=10$ ,  $n=10$ ,  $m'=6$  et  $n'=6$  dans les iris.

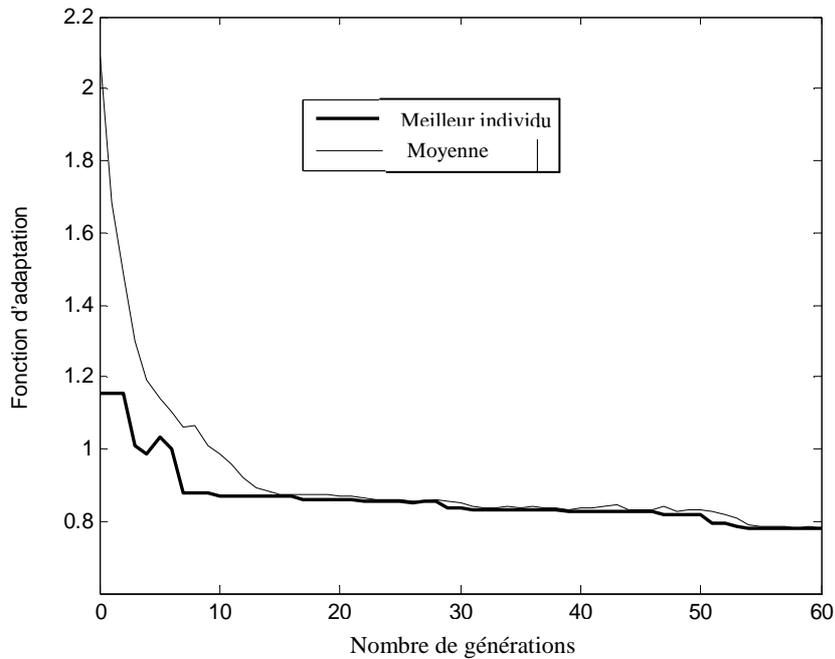
La Fig. II-19 montre l'évolution de la valeur d'adaptation pour l'individu le mieux adapté dans la population (trait épais) et l'évolution de la moyenne des valeurs d'adaptation (trait fin) en fonction du nombre de générations. Notons que tous les individus dans la population tendent à s'identifier avec le meilleur individu. Chaque chromosome contient un nombre de gènes équivalent au nombre de paramètres géométriques à optimiser. Le résultat est obtenu avec au moins 1800 évaluations (30 individus dans la population et 60 générations) de la fonction d'adaptation.

Dans le processus d'évolution des générations, évaluer la valeur d'adaptation correspond à évaluer l'équation (II-61), c'est l'étape consommant le plus de temps.



**Fig. II-18.** Réponse fréquentielle du filtre optimisé

Les dimensions correspondantes sont données en Tableau I-1



**Fig. II-19.** Evolution de la fonction d'adaptation (30 individus/génération) pour le meilleur individu et pour la moyenne des valeurs d'adaptation

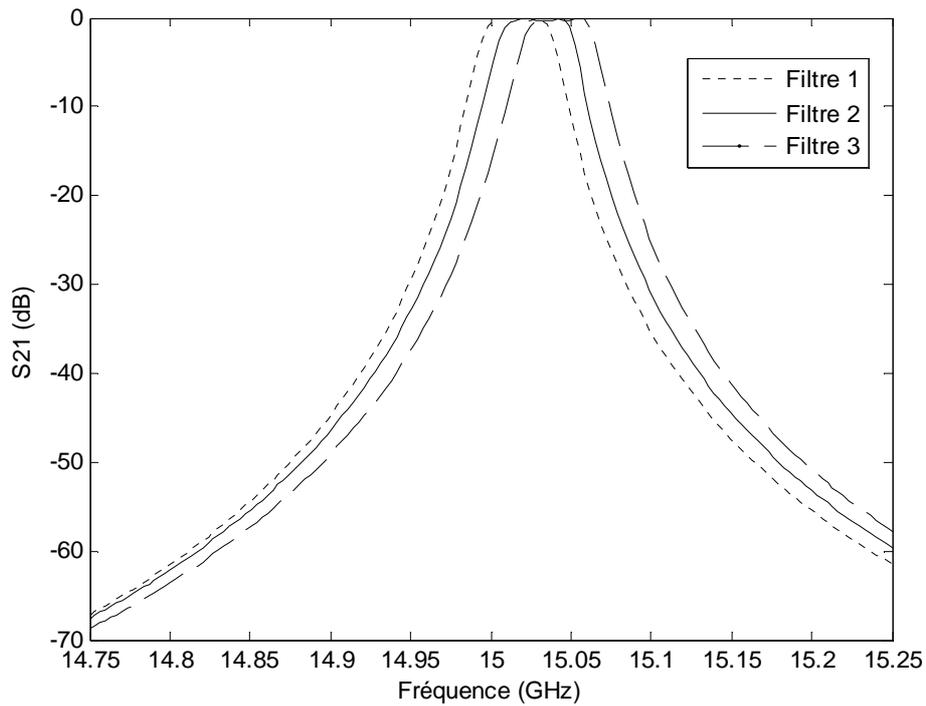
		Filtre optimisé par l'AG	Réf. [17]
Rayons des iris	R <sub>1</sub>	2.5598	2.577
	R <sub>2</sub>	1.1454	1.142
	R <sub>3</sub>	1.1456	1.125
	R <sub>4</sub>	2.5848	2.592
Longueurs des résonateurs	L <sub>1</sub>	12.4916	12.499
	L <sub>2</sub>	12.8334	12.819
	L <sub>3</sub>	12.4807	12.461

**Tableau II-1.** Dimensions (en mm) du filtre à trois résonateurs de la Fig. II-18

Dans un deuxième cas de figures, nous avons tracé, en Fig. II-20, les réponses fréquentielles pour des filtres de même type que précédemment, où les fréquences centrales sont différentes mais voisines. Les dimensions sont reportées sur le Tableau II-2. Les courbes obtenues montrent des pertes d'insertion faibles en bande passante.

Un filtre symétrique à trois résonateurs rectangulaires conçu pour une bande passante autour de 16.52GHz, une largeur de bande relative de 0.001 et des pertes d'insertion  $L_{ar}$  de 0.0032, est traité et optimisé dans le cas de la Fig. II-21. Les iris circulaires (dimensions reportées sur le Tableau II-3) sont insérés dans un guide d'ondes WR62 (15.8mmx7.9mm). L'épaisseur des iris est de 0.2mm. Les modes d'ordre supérieur considérés dans la conception du filtre sont de l'ordre de  $TE_{15\ 15}$ ,  $TM_{15\ 15}$  dans les résonateurs rectangulaires et  $TE_{10\ 10}$ ,  $TM_{10\ 10}$  dans les iris circulaires.

Les pertes d'insertion en bande passante pour le mode fondamental sont tracées et les résultats obtenus sont satisfaisants. Les pertes de réjection en bande passante sont inférieures -20dB.

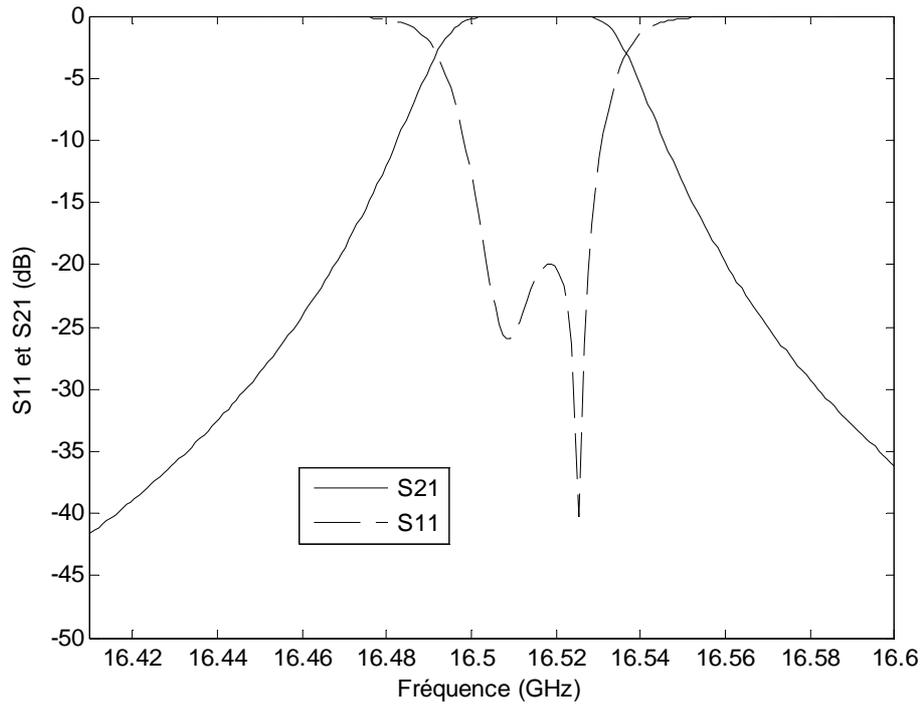


**Fig. II-20.** Réponses fréquentielles des filtres aux fréquences  $f_{01}$ ,  $f_{02}$  et  $f_{03}$

Les dimensions correspondantes sont données en Tableau II-2

		Filtre 1 $f_{01}=15.020\text{GHz}$	Filtre 2 $f_{02}=15.025\text{GHz}$	Filtre 3 $f_{03}=15.045\text{GHz}$
Rayons des iris	$R_1$	2.55102	2.562485	2.5862
	$R_2$	1.15943	1.167028	1.156607
	$R_3$	1.14857	1.15952	1.15671
	$R_4$	2.55338	2.553816	2.568209
Longueurs des résonateurs	$L_1$	12.4943	12.479	12.45035
	$L_2$	12.8329	12.81366	12.7953
	$L_3$	12.5036	12.4829	12.452723

**Tableau II-2.** Dimensions (en mm) des filtres optimisés



**Fig. II-21.** Réponse fréquentielle du filtre optimisé symétrique  
Les dimensions correspondantes sont données en Tableau II-3

		Dimensions optimisées
Rayons des iris	$R_1$	2.333
	$R_2$	1.0105
	$R_3$	1.0105
	$R_4$	2.333
Longueurs des résonateurs	$L_1$	10.7902
	$L_2$	11.0603
	$L_3$	10.7902

**Tableau II-3.** Dimensions (en mm) du filtre symétrique de la Fig. II-21

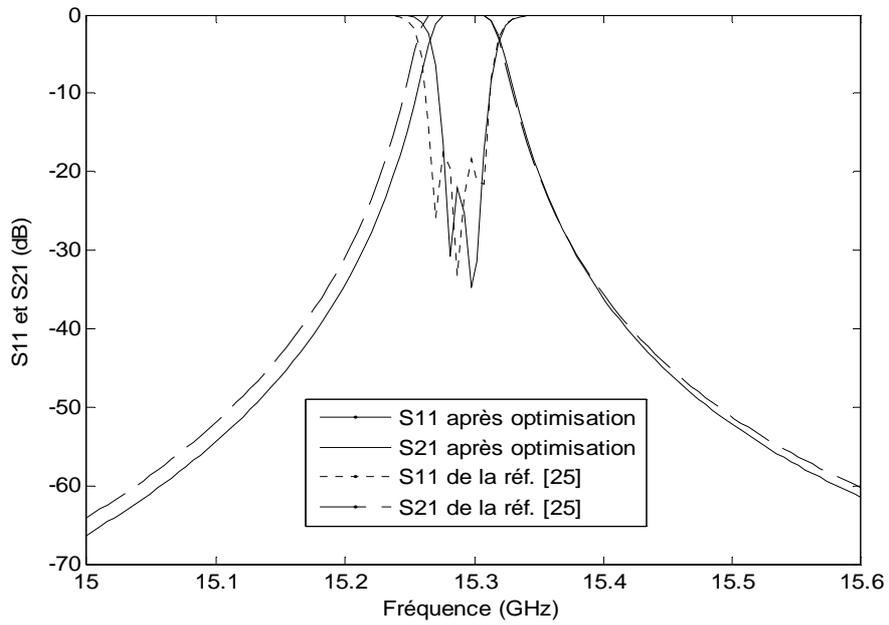
### II-6-2- Conception de filtre à trois cavités en guide circulaire couplées par des iris circulaires

Nous avons également traité le cas d'un filtre à trois résonateurs en guide d'ondes circulaire couplés par des iris circulaires travaillant en bande Ku (le guide hôte est de rayon  $R=6.965\text{mm}$ ). L'épaisseur des iris est de  $0.192\text{mm}$ . Le mode  $TE_{11}$  est le mode incident. Les caractéristiques de synthèse sont telles que la fréquence centrale est à  $15.29\text{GHz}$  et la largeur de bande relative est de  $0.004$ .

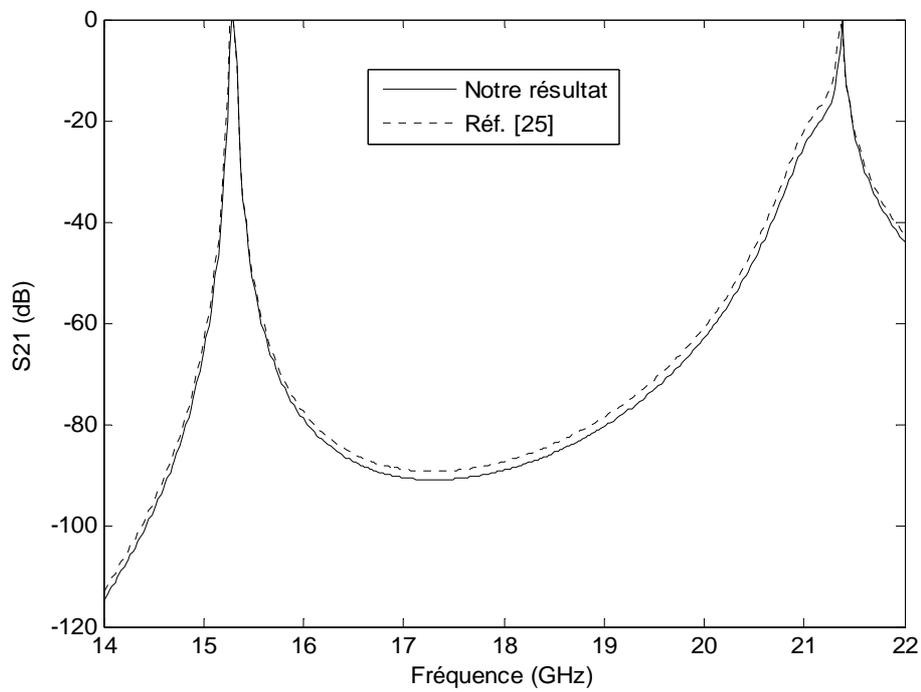
Rappelons que pour une jonction entre deux guides circulaires uni-axiaux, les champs électromagnétiques à son niveau sont décrits seulement par les modes  $TE_{1r}$  et  $TM_{1r}$  [24]. Dans notre cas, la convergence des résultats est obtenue en utilisant  $r=10$  à l'entrée du filtre. Le nombre de modes dans chaque section de guide obéit à la l'équation (I-59).

La réponse fréquentielle pour le mode fondamental est donnée en Fig. II-22. Les dimensions du filtre sont consignées dans le Tableau II-4. Une comparaison est faite avec les résultats de la référence [25]. L'examen des courbes obtenues montre une caractéristique améliorée en bande passante. Les pertes d'insertion sont au-delà de  $-22.1\text{dB}$  en bande passante, une légère amélioration dans la qualité de réjection en bande atténuée est observée sur la Fig. II-22(b) et une légère diminution dans la longueur totale du filtre est obtenue.

La Fig. II-23 représente la variation de la fonction d'adaptation en fonction du nombre de générations pour l'individu le mieux adapté dans la population (trait épais) et la moyenne des valeurs d'adaptation (trait fin). La population compte 14 individus, donc chaque génération nécessite 14 évaluations de la fonction fitness.



(a)



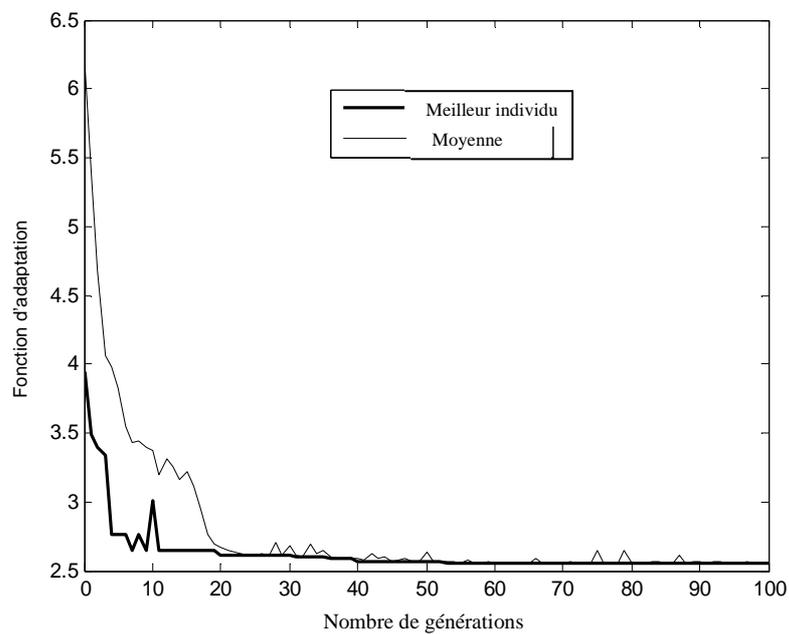
(b)

**Fig. II-22.** Réponse fréquentielle du filtre à trois résonateurs en guide circulaire

Les dimensions correspondantes sont données en Tableau II-4

		Dimensions optimisées par l'AG	Réf. [25 ]
Rayons des iris	R <sub>1</sub>	3.1173	3.1
	R <sub>2</sub>	1.6383	1.695
	R <sub>3</sub>	1.6383	1.695
	R <sub>4</sub>	3.1173	3.1
Longueurs des résonateurs	L <sub>1</sub>	16.5713	16.599
	L <sub>2</sub>	17.2192	17.219
	L <sub>3</sub>	16.5713	16.599

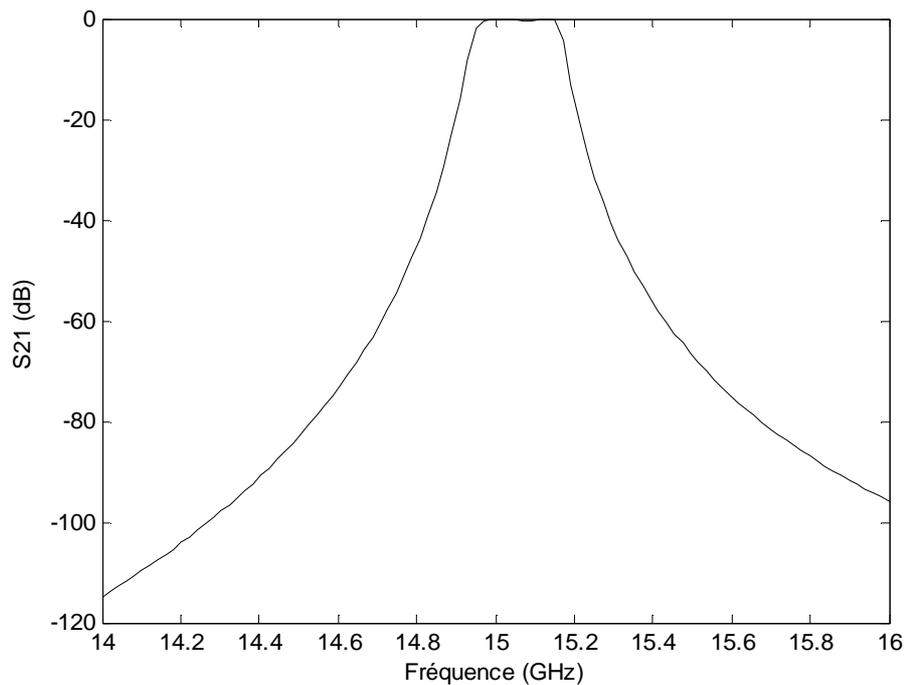
**Tableau II-4.** Dimensions (en mm) du filtre en guide circulaire de la Fig. II-22



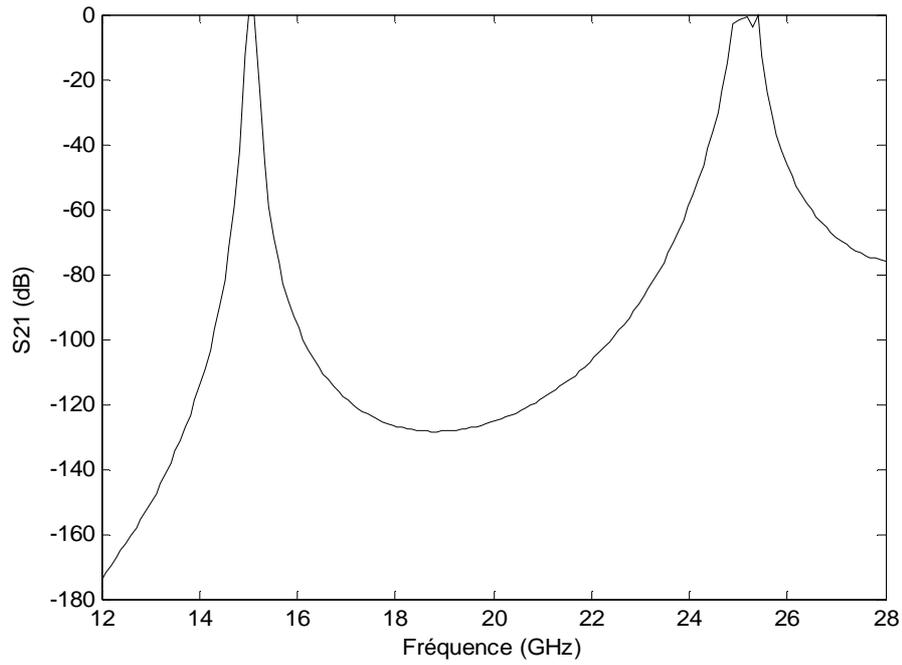
**Fig. II-23.** Evolution de la fonction d'adaptation (14 individus/génération) pour le meilleur individu et pour la moyenne des valeurs d'adaptation

### II-6-3- Conception de filtre à bande étroite à cinq cavités en guide rectangulaire couplées par des iris circulaires épais

Le filtre, que nous étudions dans cette section, est un filtre à cinq résonateurs rectangulaires couplés par des iris circulaires, travaillant en bande Ku. Les iris circulaires (dimensions reportées sur le Tableau II-5) sont insérés dans un guide d'onde WR62 (15.8mmx7.9mm). L'épaisseur des iris est de 0.2mm. Les spécifications de conception sont telles que la bande passante soit autour de la fréquence centrale  $f_0=15\text{GHz}$ , la largeur de bande relative soit de 0.01 et les pertes d'insertion  $L_{ar}$  égales à 0.004. La Fig. II-24 représente la caractéristique optimisée du filtre. La courbe tracée est la réponse fréquentielle du mode fondamental  $TE_{10}$  en bande passante (Fig. II-24 (a)) et en bande atténuée (Fig. II-24 (b)).



(a)



(b)

**Fig. II-24.** Réponse fréquentielle du filtre à cinq résonateurs rectangulaires couplés par des iris circulaires

		Filtre optimisé
Rayons des iris	$R_1$	3.2276
	$R_2$	1.905
	$R_3$	1.664
	$R_4$	1.689
	$R_5$	1.865
	$R_6$	3.276
Longueurs des résonateurs	$L_1$	11.9151
	$L_2$	12.6084
	$L_3$	12.649
	$L_4$	12.594
	$L_5$	11.905

**Tableau II-5.** Dimensions (en mm) du filtre à cinq résonateurs de la Fig. II-24

## **II-7- Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons contribué à l'optimisation de quelques filtres passe-bande à bande étroite à résonateurs rectangulaires ou circulaires couplés par des iris circulaires. L'optimisation par l'algorithme génétique s'est montrée adéquate à la réponse numérique fournie par la méthode de raccordement modal.

La résolution d'un problème en électromagnétisme par optimisation en utilisant l'algorithme génétique nécessite de représenter les solutions potentielles sous forme de chromosomes et de choisir la fonction sélective appropriée. Un bon choix des paramètres de l'AG, qui sont la taille de la population, le taux de croisement et le taux de mutation, accélère la convergence vers la solution optimale. Un choix approprié de l'intervalle de recherche est également un critère d'efficacité dans la recherche de la solution optimale.

La sélection des paramètres géométriques les plus pertinents a permis une amélioration dans les performances. Les filtres optimisés montrent des réponses fréquentielles satisfaisantes. La possibilité de réduire la taille des filtres a été également prise en considération par le processus d'optimisation.

L'interaction entre les modes d'ordre supérieur au niveau des discontinuités est rigoureusement traitée pour la conception des filtres proposés.

## Références du chapitre II

- [1] D. Budimir, "Optimized E-plane bandpass filters with improved stopband performance," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol-MTT. 45, no. 2, pp. 212-220, Feb., 1997.
- [2] J. W. Tao and H. Baudrand, "Multimodal variational analysis of uniaxial waveguide discontinuities," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 39, no. 3, pp. 506-516, March, 1991.
- [3] H. Patzelt and F. Arndt, "Double Plane Steps in Rectangular Waveguides and their Application for Transformers, Irises and Filters ," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-30, no. 5, pp. 771-776, May, 1982
- [4] Gesell G. A. and I. R. Ciric, "Recurrence modal analysis for multiples waveguide discontinuities and its application to circular structures ", *IEEE Trans Microwave Theory Tech.*, vol. 41, 484-490, 1993.
- [5] J. D. Wade and R. H. Macphie , "Scattering at circular-to-rectangular waveguide junctions', *IEEE Trans Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-34, N°11, pp. 1085-1091, November 1986.
- [6] G. L. Matthei, L. Young and E. M. T. Jones, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks and Coupling Structures*. Norwood, MA: Artech House, 1980.
- [7] A. Jennings and R. L. Gray, "Extension of Levy's Large-Aperture Design Formulas to the design of Circular Irises in Coupled-Resonator Waveguide Filters," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-32, N°11, pp. 1489-1493, November 1984.
- [8] D. Budimir, *Generalized filter design by computer optimization* . Norwood, MA: Artech House, 1980.
- [9] R. Badoual, *les micro-ondes II- Composants. Antennes. Fonctions. Mesures*. Masson, 1984.
- [10] H. A. Bethe, "Theory of diffraction by small holes," *Phys. Rev.*, vol. 66, pp. 163-182, Oct. 1944.
- [11] S. B. Cohn, "Microwave coupling by large apertures," *Proc. IRE*, vol. 40, pp. 696-699, June 1952.

- [12] R. Levy, "Analysis and synthesis of waveguide multi-aperture directional couplers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-16, pp. 955-1006, Dec. 1968.
- [13] N. A. McDonalds, "Electric and magnetic coupling through small apertures in shield walls of any thicknesses," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 20, pp. 689-695, Oct. 1972.
- [14] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions*. New York: Dover, 1965.
- [15] R. Levy, "Improved single and multi-aperture waveguide coupling theory, including explanation of mutual interactions," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 28, pp. 331-338, Apr. 1980.
- [16] D. Lilonga-Boyenga, *Contribution à la nouvelle formulation variationnelle: Application aux études des discontinuités et des filtres en guides d'ondes métalliques*. Thèse de doctorat de l'INP-Toulouse, Nov, 2005.
- [17] U. Papziner and F. Arndt, "Field theoretical computer-aided design of rectangular and circular iris coupled rectangular or circular waveguide cavity filters," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, N°3, pp. 462-471, March 1993.
- [18] J. Helszajn, *Synthesis of lumped element, distributed element and planar filters*. McGraw-Hill Book Company, 1990.
- [19] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Addison-Wesley Publishing Company. Inc, 1993.
- [20] P. Couffignal, *Contribution à l'étude de filtres en guides d'ondes métalliques*. Thèse de doctorat de l'INP-Toulouse, Nov, 1992.
- [21] R. E. Collin, *Field theory of guided waves*. New-York: McGraw-Hill, 1960.
- [22] R. E. Collin, *Foundations for microwave engineering*. New-York: McGraw-Hill, 1966.
- [23] M. Philippe Guillot, « Contribution à l'étude des discontinuités en guides métalliques. Application aux transitions et aux filtres » Thèse de Doctorat INPT, soutenue le 22.11.1994, Toulouse, France.

- [24] C. Sabatier, “Etude des discontinuités en guide circulaire à l'aide de l'analyse modale. Application aux cornets, ” *Proc. JINA'88*, 432-436, 1988.
- [25] M. Belmeguenai, M. L. Riabi and M. Kadi, “Accurate modeling of transformers and filters in circular and rectangular waveguides, ” OHD2003, Calais, France, September 3-5 2003, P-9.
- [26] R. Thabet and M. L. Riabi, “ Optimization of narrow band filters in metallic waveguides using the genetic algorithm, ” URSI International Symposium on Signals, Systems and Electronics (ISSSE2007), Montréal, Québec, Canada, July 30 -August 2, 2007.
- [27] R. Thabet and M.L. Riabi, “ Full-wave analysis of filters in metallic waveguides using the mode-matching method and the genetic algorithm, ” 5<sup>th</sup> IEEE International Conference on Computational Cybernetics (ICCC2007), Gammarth, Tunisie, October 19-21, 2007.
- [28] R. Thabet and M. L. Riabi, “ Design of metallic cylindrical waveguide bandpass filters using genetic algorithm optimization, ” Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS2009), Moscow, Russia, August 18-21, 2009, PIERS proceeding, 1549-1554.

## *Chapitre III*

*Structures périodiques en guides d'ondes circulaires*

*et modes de Floquet*

### **III-1- Introduction**

L'étude du comportement de la dispersion modale dans les guides corrugués est d'un grand intérêt pour les chercheurs en raison de leurs applications dans des structures et dispositifs tels que les antennes de télécommunications, les convertisseurs de modes, les filtres, les polarisateurs ou même dans les systèmes de transmission en raison des caractéristiques de faible atténuation que ces guides peuvent procurer. La prédiction précise du comportement fréquentiel des guides corrugués (ou guides périodiquement chargés par des iris d'épaisseurs égales finies) est donc une étape essentielle dans une conception réussie de ces systèmes.

Une variété de techniques numériques a été investie dans cette optique. Les premières solutions étaient basées sur l'approche de l'impédance de frontières (Impedance boundary approach) [1], [2]. Des techniques rigoureuses utilisant une formulation basée sur l'expansion des composantes des champs électromagnétiques en harmoniques d'espace (Space-harmonic formulation) [3] ont été également appliquées. Mais ces techniques sont généralement assez lourdes en termes de temps de calcul quand le nombre de modes considérés est important.

Une formulation rigoureuse et efficace, présentée en [4], basée sur l'utilisation de la méthode de raccordement modale (MRM) en conjonction avec l'utilisation du théorème de Floquet, permet d'induire une formulation plus souple pour la détermination des caractéristiques de dispersion. Des résultats sont présentés en [4] pour des guides corrugués de sections droites circulaires et rectangulaires. Le comportement de dispersion a été étudié en tenant compte de l'épaisseur des iris ainsi que la largeur des fentes.

Une autre variante de formulation modale basée sur la même méthode précédente a été également développée en [6-8] et appliquée pour la résolution des problèmes de propagation

dans les guides circulaires corrugués et dans ceux périodiquement chargés d'iris. L'approche est basée sur la technique des équations intégrales couplées (TEIC) qui a permis de déterminer dans ces structures différents types de modes parmi lesquels des modes complexes [5]. Dans la suite de notre travail, nous adoptons cette dernière formulation pour l'analyse des structures périodiques.

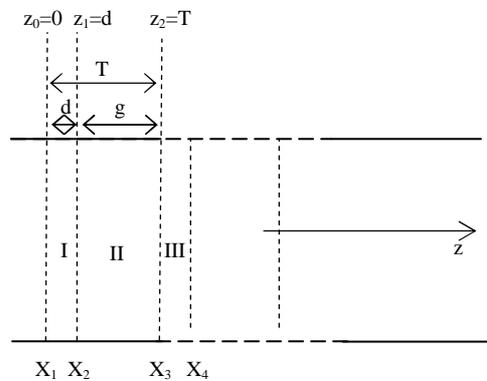
Des travaux concernant l'étude de la propagation dans des structures périodiques en guides d'ondes elliptiques ont été récemment publiés dans la littérature [10]. Une méthode, basée sur la combinaison d'une technique à équations intégrales résolue via la méthode des moments et la technique BI-RME (Boundary Integral-Resonant Mode Expansion) [15], a été également développée.

### III-2- Présentation générale d'une structure périodique en guide d'ondes

Une structure périodique en guide d'ondes est une structure pour laquelle les conditions aux limites varient périodiquement selon la direction axiale. Par utilisation du théorème de Floquet, l'analyse de cette structure se ramène à celle d'une cellule élémentaire (Fig. III-1). Cette cellule, de longueur T (ou période), est composée de deux régions I et II de longueurs d et g respectivement. La liaison entre deux cellules élémentaires adjacentes s'effectue par application de la condition de Floquet qui se met sous la forme suivante [9] :

$$f(z + T) = e^{-\gamma T} f(z), \quad \forall z \quad (III - 1)$$

$f(z)$  est une composante générique du champ électromagnétique et  $\gamma$  est la constante de propagation d'un mode se propageant dans la structure. Ce mode est dit « mode de Floquet ».



**Fig. III-1.** Cellule élémentaire d'une structure périodique de période T

La région III est identique à la région I

Dans ce qui suit, nous nous proposons d'étudier un guide d'ondes cylindrique circulaire périodiquement chargé par des iris d'épaisseurs égales  $d$ , appelé guide corrugué ou guide d'ondes à nervures. Les champs électromagnétiques à l'intérieur de la structure sont hybrides et peuvent être représentés par une combinaison des modes TE et TM (modes de type HE ou EH).

En tenant compte de la condition de Floquet [9], l'utilisation de la variante développée en [6-8], basée sur la réduction de la formulation du problème en termes de valeurs propres d'une matrice canonique classique, nous permettra de tracer les caractéristiques de dispersion de ces modes. La connaissance des vecteurs propres correspondants permettra de déduire la base modale des modes de Floquet.

### III-3- Formulation du problème et résolution de l'équation de propagation

L'obtention des modes de Floquet du guide corrugué est basée sur l'étude des modes TE et TM dans les différentes sections de guides d'ondes simples.

Les champs électrique et magnétique transverses (tangentiels), dans chaque région  $i$ ,  $i=I, II, \dots$  (Fig. III-1), sont représentés en une série de modes normaux incidents et réfléchis :

$$\overrightarrow{E}_t^{(i)} = \sum_{n=1}^{\infty} \left( a_n^i e^{-jk_n^i z} + b_n^i e^{+jk_n^i z} \right) \vec{e}_n^{(i)} \quad (\text{III-2})$$

$$\overrightarrow{H}_t^{(i)} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^i \left( a_n^i e^{-jk_n^i z} - b_n^i e^{+jk_n^i z} \right) \left( \vec{e}_z \times \vec{e}_n^{(i)} \right) \quad (\text{III-3})$$

$\vec{e}_n^{(i)}$  représente le champ électrique transverse.

$k_n^i$  et  $Y_n^i$  sont la constante de propagation et l'impédance d'onde du mode  $n$  en région  $i$ , respectivement.

$n$  représente le mode d'ordre  $n$  se propageant dans une section de guide simple.

$\vec{e}_z$  est le vecteur unitaire dans la direction de propagation.

$a_n^i$  et  $b_n^i$  sont les coefficients de l'expansion modale.

La condition d'orthogonalité des modes  $\vec{e}_n^{(i)}$  est exprimée par :

$$\iint_{S_i} \vec{e}_n^{(i)} \cdot \vec{e}_m^{(i)} ds = \delta_{nm} \quad (\text{III-4})$$

où  $\delta_{nm}$  représente le symbole de Kronecker,  $\delta_{mn} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = n \\ 0 & \text{si } m \neq n \end{cases}$

Les distributions des champs électriques tangentiels au niveau des discontinuités successives sont représentées par des quantités vectorielles inconnues  $X_1, X_2, X_3, X_4, \dots$

L'application des conditions aux limites, au niveau de chaque discontinuité, en conjonction avec la condition de périodicité des modes de Floquet, nous permet d'exprimer les équations suivantes:

$$\vec{E}_{t(z=0)}^I = \vec{X}_1 \quad (\text{III-5})$$

$$\vec{E}_{t(z=d)}^I = \vec{E}_{t(z=d)}^{II} = \vec{X}_2 \quad (\text{III-6})$$

$$\vec{E}_{t(z=T)}^{II} = \vec{E}_{t(z=T)}^{III} = \vec{X}_3 = e^{-\gamma T} \vec{X}_1 \quad (\text{III-7})$$

$$\vec{E}_{t(z=T+d)}^{III} = \vec{X}_4 = e^{-\gamma T} \vec{X}_2 \quad (\text{III-8})$$

Les fonctions inconnues  $X_j$  sont des fonctions à déterminer. Elles substituent les coefficients modaux  $a_n^i$  et  $b_n^i$  afin d'obtenir deux équations intégrales couplées en  $X_1$  et  $X_2$ .

Les expressions des coefficients  $a_n^i$  et  $b_n^i$  sont donc déduites des équations (III-2) et (III-5) à (III-8) lorsque celles-ci sont utilisées dans le développement du produit scalaire  $\widetilde{X}_j^i(n)$ ,

$$\text{avec } \widetilde{X}_j^i(n) = \iint_{S_1} \vec{X}_j \cdot \vec{e}_n^{(i)} ds$$

Nous aurons :

$$b_n^I = j \frac{\widetilde{X}_1^I(n) e^{-jk_n^I d} - \widetilde{X}_2^I(n)}{2 \sin(k_n^I d)} \quad (\text{III-9})$$

$$a_n^I = j \frac{\widetilde{X}_2^I(n) - \widetilde{X}_1^I(n) e^{jk_n^I d}}{2 \sin(k_n^I d)} \quad (\text{III-10})$$

$$b_n^{II} = j \frac{\widetilde{X}_2^{II}(n)e^{-jk_n^{II}g} - \widetilde{X}_1^{II}(n)e^{-\gamma T}}{2\sin(k_n^{II}g)} e^{-jk_n^{II}d} \quad (\text{III-11})$$

$$a_n^{II} = j \frac{\widetilde{X}_1^{II}(n)e^{-\gamma T} - \widetilde{X}_2^{II}(n)e^{jk_n^{II}g}}{2\sin(k_n^{II}g)} e^{jk_n^{II}d} \quad (\text{III-12})$$

$$b_n^{III} = j \frac{\widetilde{X}_1^I(n)e^{-jk_n^I d} - \widetilde{X}_2^I(n)}{2\sin(k_n^I d)} e^{-\gamma T} e^{-jk_n^I T} \quad (\text{III-13})$$

$$a_n^{III} = j \frac{\widetilde{X}_2^I(n) - \widetilde{X}_1^I(n)e^{jk_n^I d}}{2\sin(k_n^I d)} e^{-\gamma S} e^{jk_n^I S} \quad (\text{III-14})$$

$i=I, II, j=1, 2$  et  $S_1$  représente la surface de la section droite de l'ouverture en région I.

En substituant les coefficients  $a_n^i$  et  $b_n^i$  dans l'équation (III-3) et en appliquant la condition de continuité du champ magnétique en  $z=d$  et  $z=T$ , les deux équations intégrales couplées seront exprimées de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{II} \frac{\widetilde{X}_2^{II}(n) \cos(k_n^{II}g) - \widetilde{X}_1^{II}(n)e^{-\gamma T}}{\sin(k_n^{II}g)} \vec{e}_z \times \vec{e}_n^{(II)} \\ = \sum_n Y_n^I \frac{\widetilde{X}_1^I(n) - \widetilde{X}_2^I(n) \cos(k_n^I d)}{\sin(k_n^I d)} \vec{e}_z \times \vec{e}_n^{(I)} \end{aligned} \quad (\text{III} - 15)$$

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{II} \frac{\widetilde{X}_2^{II}(n)e^{\gamma T} - \widetilde{X}_1^{II}(n) \cos(k_n^{II}g)}{\sin(k_n^{II}g)} \vec{e}_z \times \vec{e}_n^{(II)} \\ = \sum_n Y_n^I \frac{\widetilde{X}_1^I(n) \cos(k_n^I d) - \widetilde{X}_2^I(n)}{\sin(k_n^I d)} \vec{e}_z \times \vec{e}_n^{(I)} \end{aligned} \quad (\text{III} - 16)$$

Pour résoudre les équations précédentes, chacune des fonctions  $X_1$  et  $X_2$  est exprimée sous la forme d'une série de fonctions de base.

Pour la résolution numérique, les modes de la région I sont utilisés comme fonctions de base. Dans le développement exprimé dans les références [7] et [8], les auteurs ont utilisé des fonctions de base avec conditions de bord.

$$\vec{X}_1 = \sum_{p=1}^P c_p \vec{Q}_p = \sum_{p=1}^P c_p \vec{e}_p^{(I)} \quad (III - 17)$$

$$\vec{X}_2 = \sum_{p=1}^P s_p \vec{Q}_p = \sum_{p=1}^P s_p \vec{e}_p^{(II)} \quad (III - 18)$$

En substituant les équations (III-17) et (III-18) dans les équations (III-15) et (III-16), un système d'équations couplées est obtenu. La résolution de ce système par application de la technique de Galerkin permet de déterminer les constantes de propagation  $\gamma$  des modes de Floquet de la structure périodique et de déduire les coefficients  $c_q$  et  $s_q$  des développements des champs modaux à  $z=0$  et  $z=d$ , respectivement:

$$\begin{bmatrix} A & B \\ B & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} Ge^{-\gamma T} & 0 \\ 0 & Ge^{\gamma T} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ s \end{bmatrix} = 0 \quad (III - 19)$$

Les termes des matrices A, B et G sont donnés par :

$$A_{ij} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^I \frac{\widetilde{Q}_i^I(n) \widetilde{Q}_j^I(n)}{\sin(k_n^I d)} \quad (III - 20)$$

$$B_{ij} = - \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^I \frac{\widetilde{Q}_i^I(n) \widetilde{Q}_j^I(n)}{\tanh(k_n^I d)} - \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{II} \frac{\widetilde{Q}_i^{II}(n) \widetilde{Q}_j^{II}(n)}{\tanh(k_n^{II} g)} \quad (III - 21)$$

$$G_{ij} = \sum_{n=1}^{\infty} Y_n^{II} \frac{\widetilde{Q}_i^{II}(n) \widetilde{Q}_j^{II}(n)}{\sin(k_n^{II} g)} \quad (III - 22)$$

Les matrices A, B et G sont symétriques et réelles donc, pour les structures sans pertes, l'admittance d'onde est soit proportionnelle ou inversement proportionnelle à  $k_n^i$  ; le rapport de l'admittance d'onde et des fonctions trigonométriques reste réel.

Les quantités  $\widetilde{Q}_i^I(n)$  et  $\widetilde{Q}_i^{II}(n)$  représentent les produits scalaires  $\langle \vec{Q}_i | \vec{e}_n^{(I)} \rangle$  et  $\langle \vec{Q}_i | \vec{e}_n^{(II)} \rangle$  respectivement.

Le système (III-19) est réarrangé sous forme de l'équation ci-dessous fonction uniquement de [c] :

$$[R][c] + [W][c]e^{\gamma T} + [W]^t[c]e^{-\gamma T} = 0 \quad (III - 23)$$

où

$$[R] = AB^{-1}A + GB^{-1}G - B \quad (III - 24)$$

$$[W] = AB^{-1}G \quad (III - 25)$$

$$[W]^t = GB^{-1}A \quad (III - 26)$$

$[W]^t$  est la matrice transposée de  $[W]$ .

On pose  $\lambda = e^{\gamma T}$ , l'équation (III-23) devient :

$$\lambda^2[W][c] + \lambda[R][c] + [W]^t[c] = 0 \quad (III - 27)$$

Si on introduit un vecteur  $[v]$  de même dimension que  $[c]$  tel que :

$$[v] = \lambda[c] \quad (III-28)$$

l'équation en valeurs propres (III-27) devient :

$$\begin{bmatrix} R & W^t \\ -I & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [v] \\ [c] \end{bmatrix} + \lambda \begin{bmatrix} W & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [v] \\ [c] \end{bmatrix} = 0 \quad (III - 29)$$

I est une matrice identité de taille  $P \times P$ . L'équation (III-29) est dans une forme canonique classique de la forme  $[A][x] + \lambda[B][x] = 0$ . Sa résolution nous permettra de déterminer les valeurs propres et par conséquent les constantes de propagation des modes de Floquet.

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

$$\alpha = \text{réel} \left( \frac{\text{Ln}(\lambda)}{T} \right) \quad \text{ou} \quad \frac{\text{Ln}|\lambda|}{T} \quad (III-30)$$

$$\beta = \text{imag} \left( \frac{\text{Ln}(\lambda)}{T} \right) \quad \text{ou} \quad \frac{\angle \lambda}{T}$$

Le diagramme de dispersion est périodique en  $\beta T$  avec une période  $2\pi$ . L'intervalle de travail est donc  $-\pi \leq \beta T \leq +\pi$ .

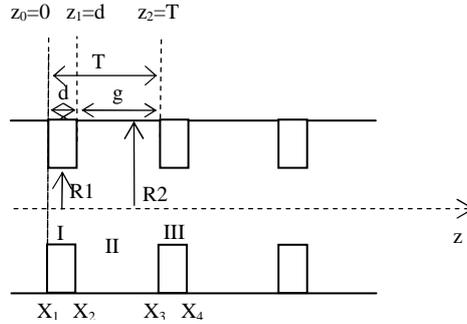
La résolution de l'équation (III-29) permet également d'obtenir les vecteurs propres [c] et par conséquent les coefficients  $c_p$ . Les coefficients  $s_p$  seront déduits à partir du système (III-19) tels que :

$$[s] = -[B]^{-1}([A][c] + [G]e^{-\gamma T}[c]) \quad (III - 31)$$

### III-4- Résultats numériques

#### III-4-1- Analyse de la propagation dans les guides circulaires corrugués périodiques

Soit un guide d'ondes circulaire de rayon  $R_2$  dans lequel sont placés, à des distances égales  $g$ , des iris de rayon  $R_1$  et d'épaisseur  $d$  (Fig. III-2).



**Fig. III-2.** Guide circulaire corrugué périodique

Le champ électrique transverse des modes  $TE_{mn}$  (modes  $h$ ) et  $TM_{mn}$  (modes  $e$ ), dans une région  $i$  ( $i=I, II, III, \dots$ ) d'un guide circulaire, est donné par :

$$\vec{e}_{mn}^{(h,i)} = N_{mn}^{(h)} \left( \frac{m}{r} J_m \left( \frac{u'_{mn}}{R_i} r \right) \begin{Bmatrix} \cos m\theta \\ \sin m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_r - \frac{u'_{mn}}{R_i} J'_m \left( \frac{u'_{mn}}{R_i} r \right) \begin{Bmatrix} \sin m\theta \\ -\cos m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_\theta \right) \quad (III - 32)$$

$$\vec{e}_{mn}^{(e,i)} = N_{mn}^{(e)} \left( \frac{u_{mn}}{R_i} J'_m \left( \frac{u_{mn}}{R_i} r \right) \begin{Bmatrix} \cos m\theta \\ -\sin m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_r - \frac{m}{r} J_m \left( \frac{u_{mn}}{R_i} r \right) \begin{Bmatrix} \sin m\theta \\ \cos m\theta \end{Bmatrix} \vec{e}_\theta \right) \quad (III - 33)$$

où

$u_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  racine de la fonction de Bessel d'ordre  $m$

$u'_{mn}$  :  $n^{\text{ième}}$  racine de la dérivée de la fonction de Bessel d'ordre  $m$

$N_{mn}^{(h)}$  et  $N_{mn}^{(e)}$  : constantes de normalisation pour modes TE et modes TM respectivement, leurs expressions sont données par:

$$N_{mn}^{(h)} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}}}{\sqrt{u_{mn}'^2 - m^2} J_m(u_{mn}')} \quad \text{et} \quad N_{mn}^{(e)} = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_m}{\pi}}}{u_{mn}' J_m'(u_{mn}')} \quad (III - 34)$$

$$\epsilon_m = \begin{cases} 1 & \text{si } m = 0 \\ 2 & \text{si } m \neq 0 \end{cases}$$

### III-4-1-1- Cas des seuls modes $TE_{0n}$ dans un guide circulaire corrugué

Dans cette partie, l'analyse est limitée aux seuls modes  $TE_{0n}$  [7]. Les bases orthonormées des équations (III-32) et (III-33) se résument alors à:

$$\vec{e}_{0n}^{(h,i)} = N_{0n}^{(h)} \frac{u_{0n}'}{R_i} J_0' \left( \frac{u_{0n}'}{R_i} r \right) \vec{e}_\theta \quad (III - 35)$$

si  $u_{0n}'$  est une racine de la fonction  $J_0'$ , elle l'est également pour  $J_1$ , par conséquent l'équation (III-35) peut s'écrire :

$$\vec{e}_{0n}^{(h,i)} = g_n^i J_1 \left( \frac{u_{1n}}{R_i} r \right) \vec{e}_\theta \quad (III - 36)$$

$$\text{avec} \quad g_n^i = -N_{0n}^{(h)} \frac{u_{1n}}{R_i} = -\sqrt{\frac{1}{\pi R_i J_0'(u_{1n})}} = -\sqrt{\frac{1}{\pi R_i J_1'(u_{1n})}} \quad (III-37)$$

Les transformations  $\vec{X}_j^i(n)$ , avec  $i=I, II$  et  $j=1,2$ , sont données par :

$$\vec{X}_j^i(n) = \iint_{S_1} \vec{X}_j(r) \cdot \vec{e}_{0n}^{(h,i)} ds = 2\pi g_n^i \int_0^{R_1} X_j(r) J_1 \left( \frac{u_{1n}}{R_i} r \right) r dr \quad (III - 38)$$

$$\text{avec} \quad X_1(r) = \sum_{p=1}^P c_p e_{0p}^{(h,I)} = \sum_{p=1}^P c_p g_p^I J_1 \left( \frac{u_{1p}}{R_I} r \right) \quad (III-39)$$

$$X_2(r) = \sum_{p=1}^P s_p e_{0p}^{(h,II)} = \sum_{p=1}^P s_p g_p^{II} J_1 \left( \frac{u_{1p}}{R_{II}} r \right) \quad (III - 40)$$

D'une autre manière, les produits scalaires  $\widetilde{Q}_p^I(n)$  et  $\widetilde{Q}_p^{II}(n)$  définis précédemment seront donnés par:

$$\widetilde{Q}_p^I(n) = \left\langle \vec{e}_{0p}^{(h,I)} \middle| \vec{e}_{0n}^{(h,I)} \right\rangle = \delta_{pn} = \begin{cases} 1 & \text{pour } p = n \\ 0 & \text{pour } p \neq n \end{cases} \quad (III - 41)$$

$$\widetilde{Q}_p^{II}(n) = \left\langle \vec{e}_{0p}^{(h,II)} \middle| \vec{e}_{0n}^{(h,II)} \right\rangle = 2\pi g_p^I g_n^{II} \int_0^{R_1} J_1\left(\frac{u_{1p}}{R_1} r\right) J_1\left(\frac{u_{1n}}{R_2} r\right) r dr \quad (III - 42)$$

La constante de propagation et l'impédance d'onde sont données par :

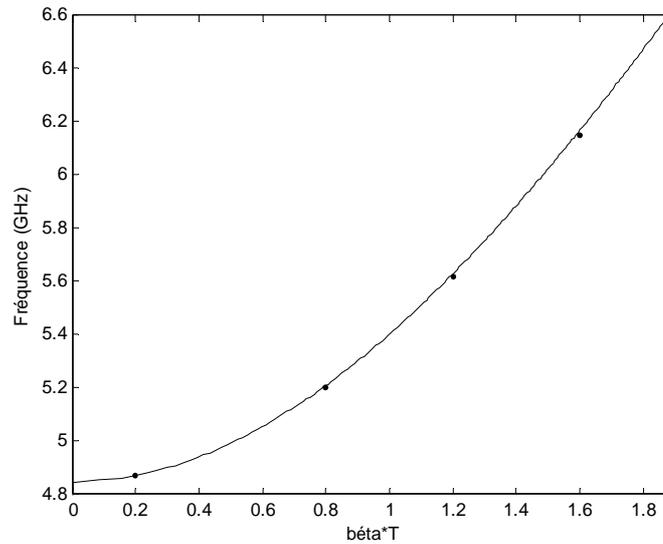
$$k_n^i = \begin{cases} \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{u_{1n}}{R_i}\right)^2}, & \text{pour un mode } TE_{0n} \text{ propagatif} \\ -j \sqrt{\left(\frac{u_{1n}}{R_i}\right)^2 - k_0^2}, & \text{pour un mode } TE_{0n} \text{ évanescent} \end{cases} \quad (III - 43)$$

$$Y_n^i = \frac{k_n^i}{\omega \mu_0} \quad (III - 44)$$

Les modes de Floquet considérés dans cette approche numérique sont de type  $TE_{0p}$  avec p variant de 1 à P. Leurs constantes de propagation  $\gamma$  sont déterminées et tracées pour différentes valeurs des dimensions du guide corrugué.

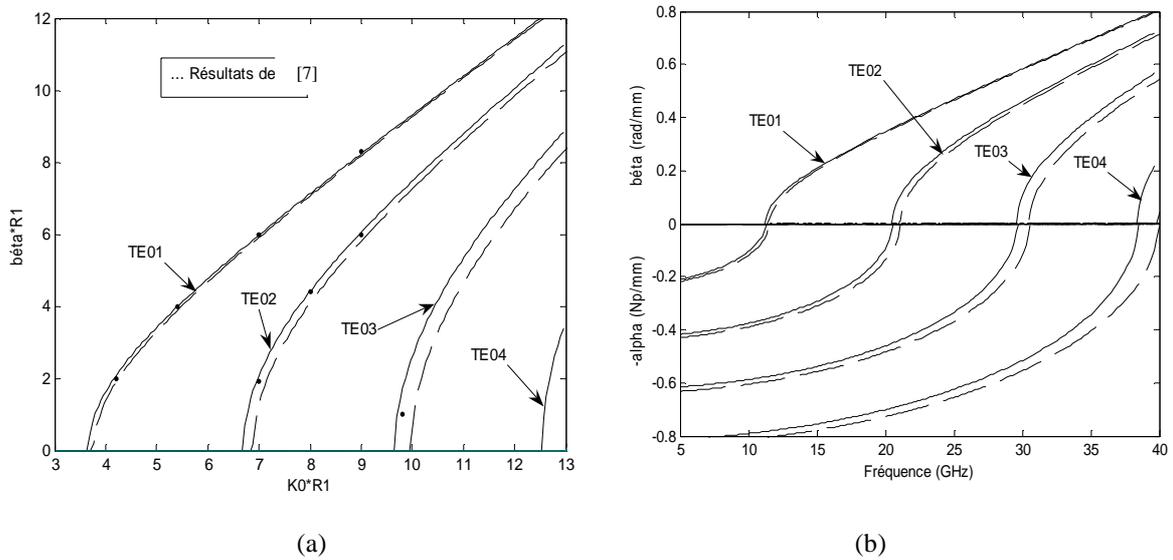
Dans cette section, l'étude est limitée à l'analyse des modes  $TE_{0n}$ . Pour la référence utilisée [7], la convergence des résultats a été obtenue avec 3 fonctions de base et 30 modes dans chaque section de guide.

Dans le cas de la Fig. III-3, nous avons tracé la variation de la constante de propagation pour le mode  $TE_{01}$  propagatif en tenant compte de l'épaisseur de l'iris. Pour cela, huit fonctions de base et vingt modes dans chaque section de guide ont été utilisés pour assurer la convergence des résultats. Les dimensions de la cellule unitaire sont  $R_1=3.556\text{cm}$ ,  $R_2=3.971\text{cm}$ ,  $T=2\text{cm}$ , et  $d=0.2449\text{cm}$ .



**Fig. III-3.** Courbe de dispersion du mode  $TE_{01}$  ( $R_1=3.556\text{cm}$ ,  $R_2=3.971\text{cm}$ ,  $T=2\text{cm}$ ,  $d=0.2449\text{cm}$ ), (...) Résultats de [7]

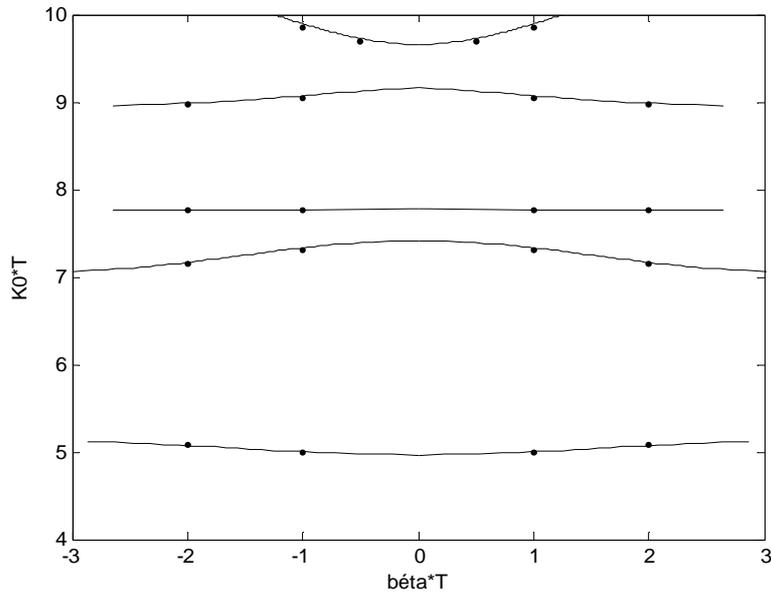
Dans le deuxième exemple, nous déterminons les courbes de dispersion pour les premiers modes  $TE_{0n}$  évanescents et propagatifs quand le rapport  $R_1/R_2=0.8$  et la période  $T=R_2/5$ . L'épaisseur de l'iris est, dans le premier cas, approximativement nulle ( $d= R_2/150$ ) et dans le deuxième cas, égale à  $R_2/15$  (voir Fig. III-4). Les résultats obtenus, pour une épaisseur de l'iris approximativement nulle, sont comparés à ceux de la référence [7] et l'accord est satisfaisant. La convergence des résultats est obtenue en utilisant 8 et 5 fonctions de base, respectivement pour le premier et second cas, et un nombre total de modes égal à 15 dans chaque section du guide.



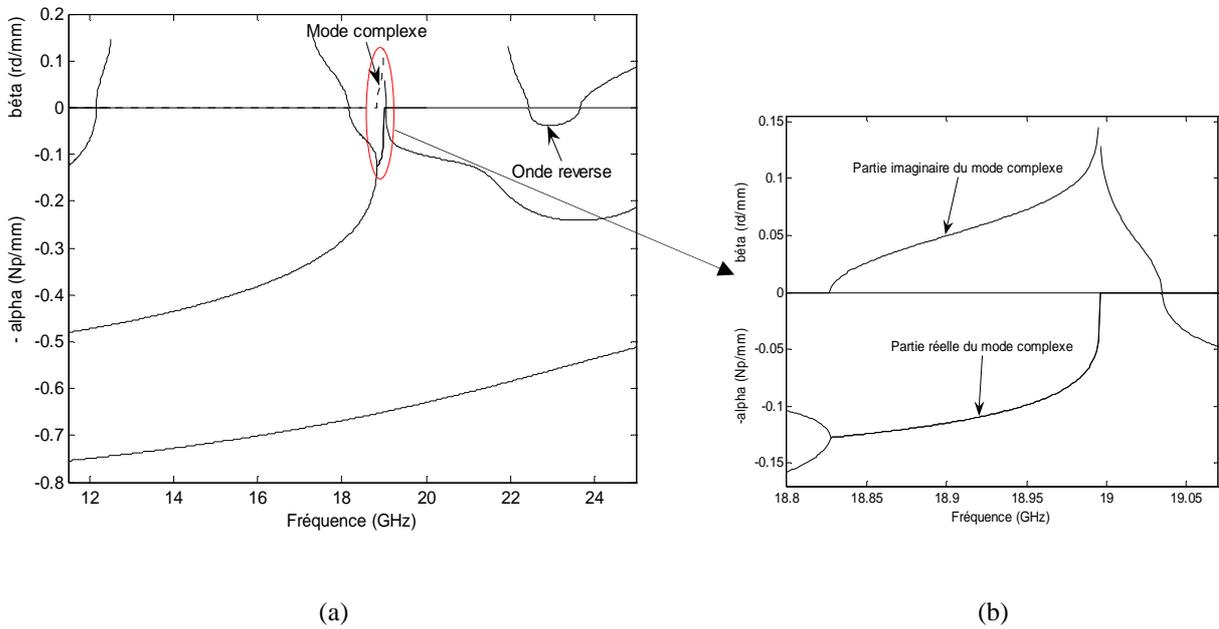
**Fig. III-4.** Diagramme de dispersion pour les quatre premiers modes  $TE_{0n}$  ( $R_2=19.5\text{mm}$ ,  $R_1/R_2=0.8$ ,  $T=R_2/5$  et  $d=R_2/150$  (—) ou  $d=R_2/15$  (- - -))  
 (a) Diagramme  $\beta$ - $K_0$  pour modes propagatifs seuls, (b) Parties réelle  $\alpha$  et imaginaire  $\beta$  de la constante de propagation en fonction de la fréquence

Nous avons également tracé le diagramme  $K_0$ - $\beta$  (Fig. III-5) pour un guide corrugué périodique dont les dimensions de la cellule élémentaire sont  $T=R_2$ ,  $R_1/R_2=0.5$  et  $d=R_2/10$ . Les constantes de propagation  $\gamma = \pm j\beta$  sont représentées sur l'intervalle  $-\pi \leq \beta T \leq +\pi$  et les résultats obtenus sont comparés à ceux de [7]. La convergence est assurée avec l'utilisation de 5 fonctions de base et 15 modes dans chaque section du guide corrugué. Nous remarquons la présence de bandes interdites dans le diagramme de dispersion. Ces bandes correspondent aux intervalles de fréquences où les modes de Floquet  $TE_{0n}$  ne sont pas propagatifs ; il n'y a pas propagation pour  $5.12 \leq K_0 T \leq 7.07$  ,  $7.415 \leq K_0 T \leq 7.758$  ,  $7.781 \leq K_0 T \leq 8.961$  et  $9.16 \leq K_0 T \leq 9.654$ .

Sur la Fig. III-6, l'étude a été plus exhaustive et a été étalée à la représentation du diagramme de dispersion pour l'ensemble des modes qu'ils soient propagatifs, évanescents ou complexes. Les constantes de propagation de tous ces modes sont calculées simultanément à partir des valeurs propres de la matrice canonique présentée antérieurement (équation (III-29)).



**Fig. III-5.** Diagramme  $K_0$ - $\beta$  des modes pour lesquels  $\gamma = \pm j\beta$   
 ( $R_2=19.5\text{mm}$ ,  $R_1/R_2=0.5$ ,  $T=R_2$ ,  $d= R_2/10$ ) (...) Résultats de [7]



**Fig. III-6.** Diagramme de dispersion d'un guide corrugué ( $R_2=19.5\text{mm}$ ,  $R_1/R_2= 0.5$ ,  $T=R_2$ ,  
 $d= R_2/10$ ) : (a) L'ensemble des modes, (b) Modes complexes

- **Remarque sur les modes complexes**

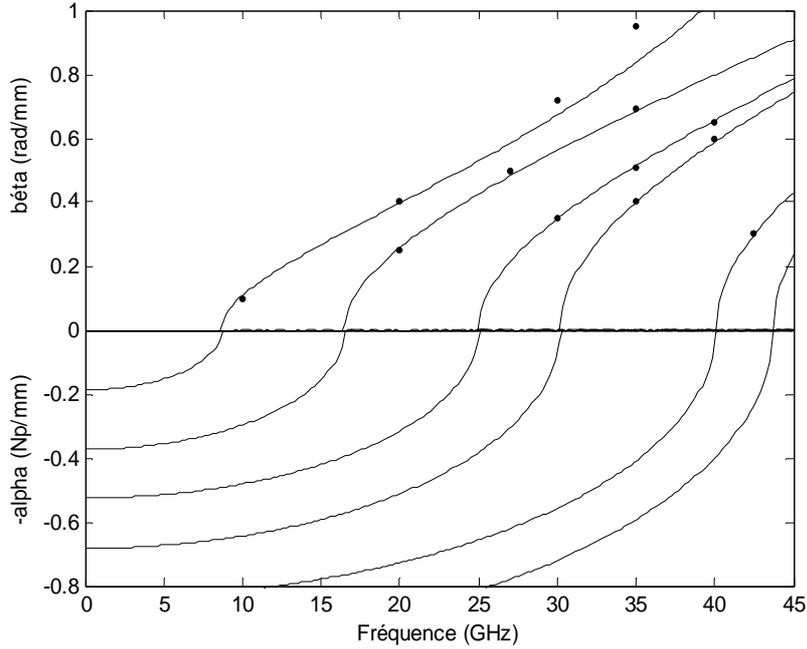
D'après les caractéristiques de dispersion (solutions de l'équation (III-29)), nous pouvons remarquer qu'il existe deux types de modes : les modes classiques et les modes complexes. Les premiers ont des constantes de propagation réelles ou imaginaires pures, alors que les seconds sont des nombres complexes. Ces modes complexes apparaissent obligatoirement par paire: les valeurs de leurs constantes de propagation sont complexes conjuguées et exprimées par  $\gamma$  et  $-\gamma^*$ . Dans le code établi, pour chaque couple de paramètres ( $\alpha, \beta$  : valeurs des parties réelle et imaginaire de  $\gamma$ ) , on dénombre deux paires de solutions: la première paire correspond à des ondes se propageant dans le sens des  $z$  positifs avec  $\gamma_1 = \alpha + j\beta$  et  $\gamma_2 = -\gamma_1^* = -\alpha + j\beta$  et la seconde correspond à des ondes se propageant dans le sens des  $z$  négatifs avec  $\gamma_3 = -\gamma_2 = \alpha - j\beta$  et  $\gamma_4 = -\gamma_3^* = -\gamma_1 = -\alpha - j\beta$ .

Deux ondes complexes (onde directe selon  $z$  positif et onde inverse selon  $z$  négatif) transportent, l'une et l'autre, la même puissance non nulle mais de signes opposés. Par conséquent la puissance totale réelle dans un plan transverse est nulle. La présence permanente d'une onde directe et d'une onde inverse empêche tout transfert d'énergie par ces modes [11].

**III-4-1-2- Guide circulaire corrugué où les modes  $TE_{1n}$  et  $TM_{1n}$  sont analysés**

Les modes de Floquet, se propageant dans un guide circulaire corrugué symétrique par rapport à l'axe de propagation, sont des modes hybrides de types  $HE_{1n}$  ou  $EH_{1n}$ . Dans ce qui suit, nous avons représenté les courbes de dispersion de ces modes pour différentes valeurs géométriques et pour différents rapports  $R_1/R_2$ . Les références utilisées sont [4], [8] et [13]. Notons que pour la référence [8], tous les résultats numériques sont obtenus en utilisant 3 fonctions de base et 64 modes (32 modes TE et 32 modes TM) dans chaque section du guide corrugué.

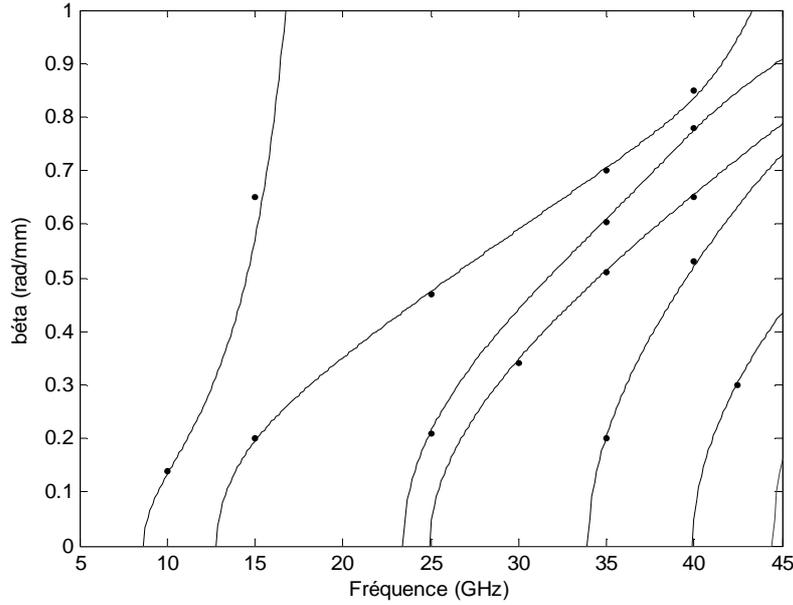
La Fig. III-7 représente les partie réelle ( $\alpha$ ) et imaginaire ( $\beta$ ) de la constante de propagation ( $\gamma$ ) en fonction de la fréquence pour un guide corrugué où le rapport  $R_1/R_2$  est égal à 0.9. La convergence des résultats a été obtenue en utilisant 24 modes (7 modes TE et 17 modes TM) dans la section du guide de rayon  $R_1$ , 27 modes (8 modes TE et 19 modes TM) dans la section de rayon  $R_2$  du guide corrugué et 18 fonctions de base (4 de type TE et 14 de type TM).



**Fig. III-7.** Courbe de dispersion d'un guide circulaire corrugué

( $R_1/R_2=0.9$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0,01\text{mm}$ ) (•••) Résultats de [8]

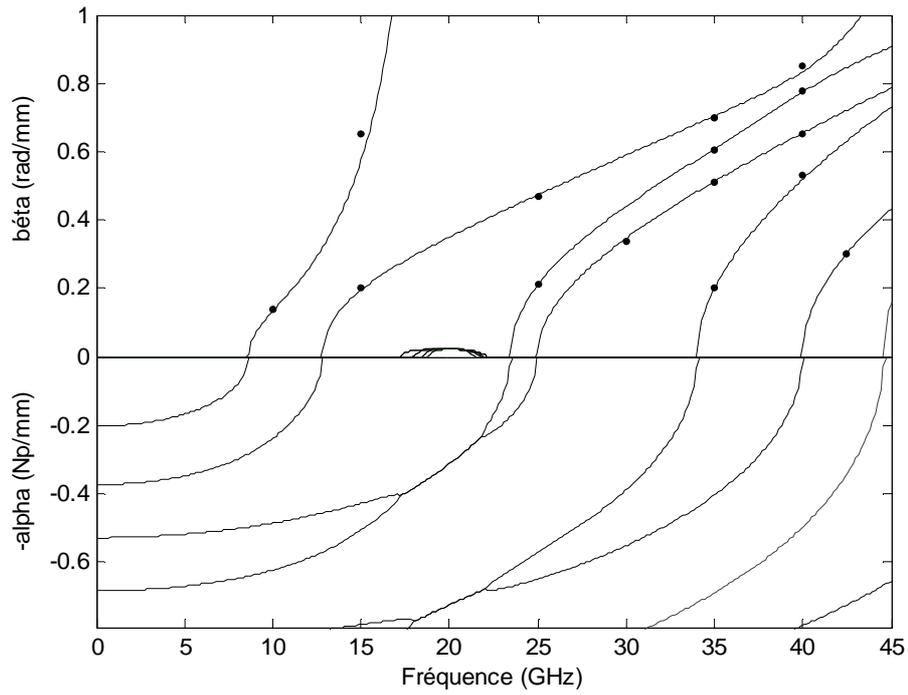
Sur la Fig. III-8, nous avons représenté la partie imaginaire de la constante de propagation en fonction de la fréquence pour les modes propagatifs seuls dans le cas du guide corrugué (pour  $R_1/R_2=0.7$ ). La convergence est assurée en utilisant 22 modes (10 modes TE et 12 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_1$  et 42 modes (19 modes TE et 23 modes TM) dans la section du guide de rayon  $R_2$ .



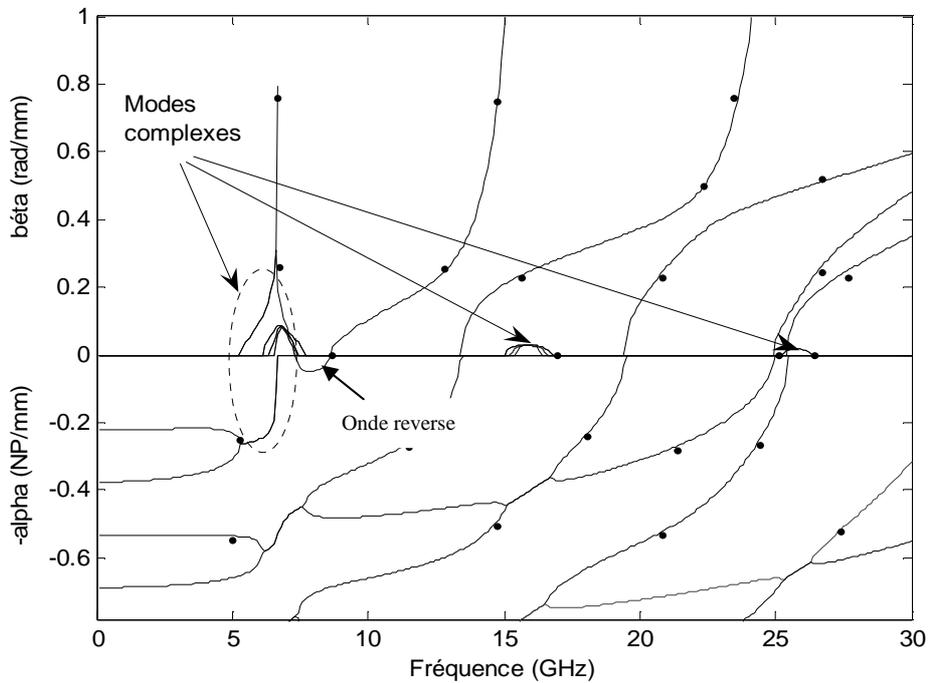
**Fig. III-8:** Partie imaginaire de la constante de propagation pour les premiers modes propagatifs ( $R_1/R_2=0.7$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$ ) (...) Résultats de [8]

La structure de la Fig. III-8 est reprise avec une représentation plus complète du diagramme de dispersion (Fig. III-9). Les modes complexes sont localisés dans les bandes de fréquences où deux modes évanescents disparaissent pour laisser place à deux modes complexes.

Pour le diagramme représenté sur la Fig. III-10, un nouveau rapport  $R_1/R_2$  a été considéré. Les constantes d'atténuation et de phase pour les modes propagatifs, évanescents et complexes sont représentées pour un rapport  $R_1/R_2=0.4$ . Dans ce cas, nous avons utilisé 18 modes (9 modes TE et 9 modes TM) dans la section de rayon  $R_1$  et 56 modes (28 modes TE et 28 modes TM) dans la section de rayon  $R_2$  du guide corrugué.



**Fig. III-9:** Diagramme de dispersion pour un guide circulaire corrugué ( $R_1/R_2=0.7$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$ ) (...) Résultats de [8]



**Fig. III-10.** Parties réelle et imaginaire de la constante de propagation pour un guide circulaire corrugué ( $R_1/R_2=0.4$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$ ) (...) Résultats de [8]

L'examen de la courbe de dispersion (Fig. III-10) dans la bande de fréquence [4GHz-8GHz] nous permet de faire les remarques suivantes :

Les deux premiers modes sont évanescents puis ils se rejoignent. Nous remarquons, que juste avant la jonction, le premier mode présente une pente  $\partial\gamma/\partial f$  négative (c'est un phénomène rare car la valeur d'une constante de propagation augmente toujours avec la fréquence). Après la jonction, les deux modes évanescents sont remplacés par deux modes complexes. Au-delà de la fréquence 6.6 GHz, ces modes complexes disparaissent et reprennent une forme classique : ils sont propagatifs. Le premier mode est alors propagatif lorsque la fréquence augmente par contre le second, lui aussi propagatif, mais évolue en sens inverse de la fréquence ( $\partial\gamma/\partial f$  étant négative). Ainsi, lorsque la fréquence augmente, la constante de propagation de ce second mode diminue et il repasse dans un état évanescent pour une fréquence supérieure à 7.35GHz. Puis, après avoir présenté une asymptote horizontale ( $\partial\gamma/\partial f = 0$ ), le mode redevient propagatif et évolue ensuite de manière classique. Ce phénomène est appelé « *onde reverse* » [12]. Notons qu'il y a continuité entre chaque changement d'état, c'est-à-dire qu'une solution est présente pour toutes les fréquences. Notons également que les autres modes complexes dans cette bande de fréquence sont associés aux modes d'ordre supérieur.

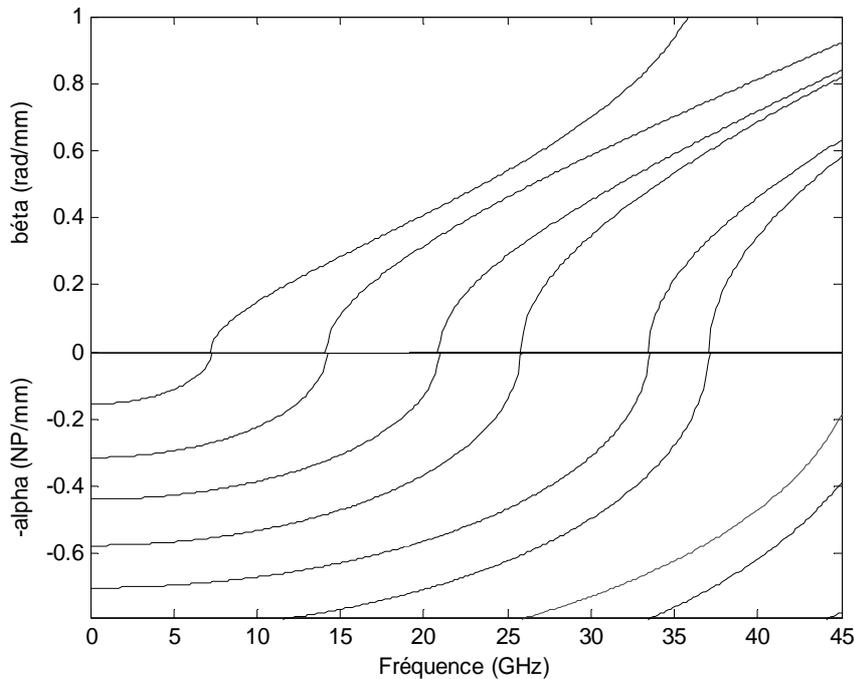
Les courbes représentées sur les figures (Fig. III-7, Fig. III-9 et Fig. III-10) montrent l'influence du rapport  $R_1/R_2$  sur l'apparition des modes complexes.

Pour valider les codes numériques développés, nous les avons également utilisés dans le cas d'un guide corrugué de dimensions  $R_1=11.915\text{mm}$ ,  $g=1.9229\text{mm}$  et  $d=0.6547\text{mm}$  [13]. Les courbes de dispersion sont représentées sur la Fig. III-11 pour le rapport  $R_1/R_2=0.9$  (Cas 1) et sur la Fig. III-12 pour le rapport  $R_1/R_2=0.62$  (Cas 2).

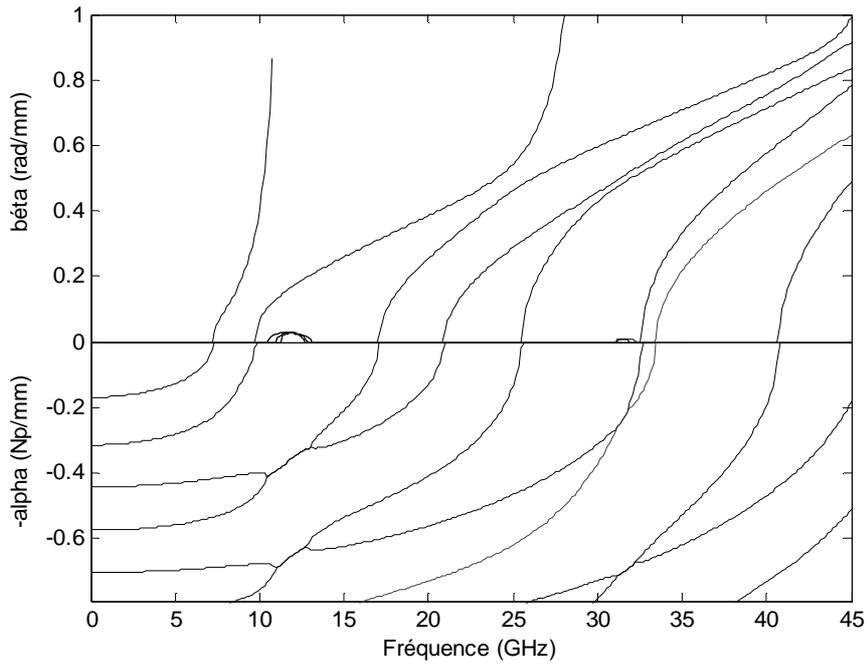
Pour le Cas 1, nous avons utilisé 20 fonctions de base (7 de type TE et 13 de type TM) ainsi que 20 modes (7 modes TE et 13 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_1$  et 33 modes (15 modes TE et 18 modes TM) dans la section de guides de rayon  $R_2$ .

Pour le Cas 2, la convergence des résultats a été obtenue avec 17 modes (7 modes TE et 10 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_1$  et 33 modes (15 modes TE et 18 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_2$ .

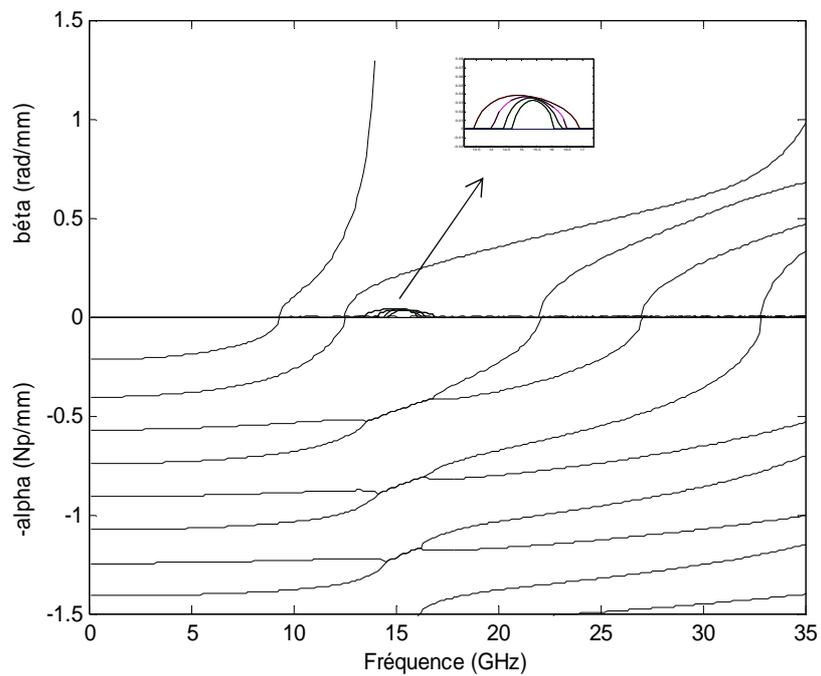
Un autre exemple de guide corrugué, où le rapport  $R_1/R_2$  égal à 0.62, a été également traité. Sur la Fig. III-13, nous avons représenté les parties réelle ( $\alpha$ ) et imaginaire ( $\beta$ ) de la constante de propagation en fonction de la fréquence. La convergence des résultats a été obtenue avec 18 modes (7 modes TE et 11 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_1$  et 30 modes (12 modes TE et 18 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_2$ . Le nombre de fonctions de base utilisées est de 14 fonctions (5 de type TE et 9 de type TM)



**Fig. III-11.** Diagramme de dispersion pour un guide circulaire corrugué ( $R_1/R_2=0.9$ ,  $R_1=11.915\text{mm}$ ,  $g=1.9229\text{mm}$  et  $d=0.6547\text{mm}$ )

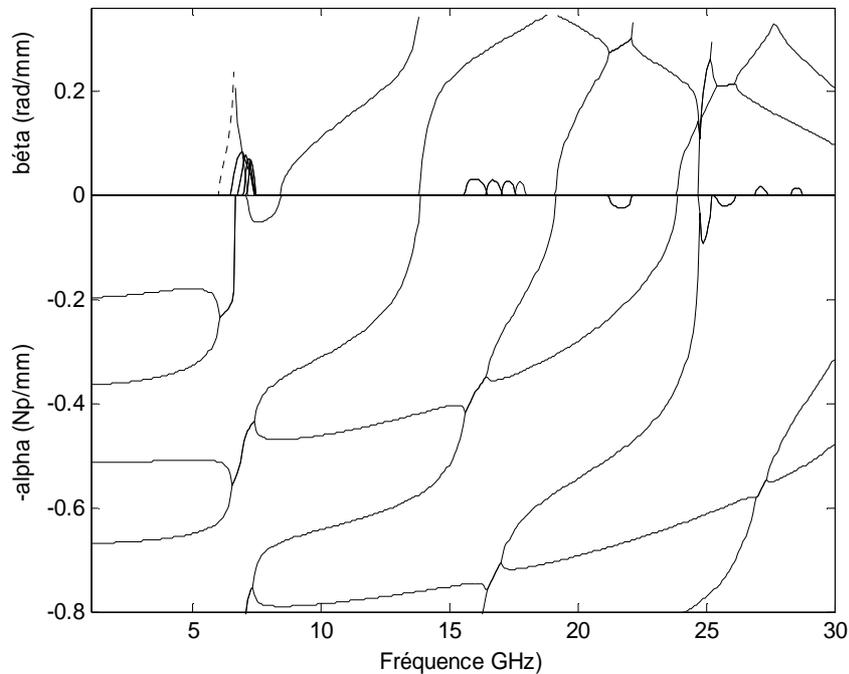


**Fig. III-12.** Diagramme de dispersion pour un guide circulaire corrugué  
( $R_1/R_2=0.62$ ,  $R_1=11.915\text{mm}$ ,  $g=1.9229\text{mm}$  et  $d=0.6547\text{mm}$ )

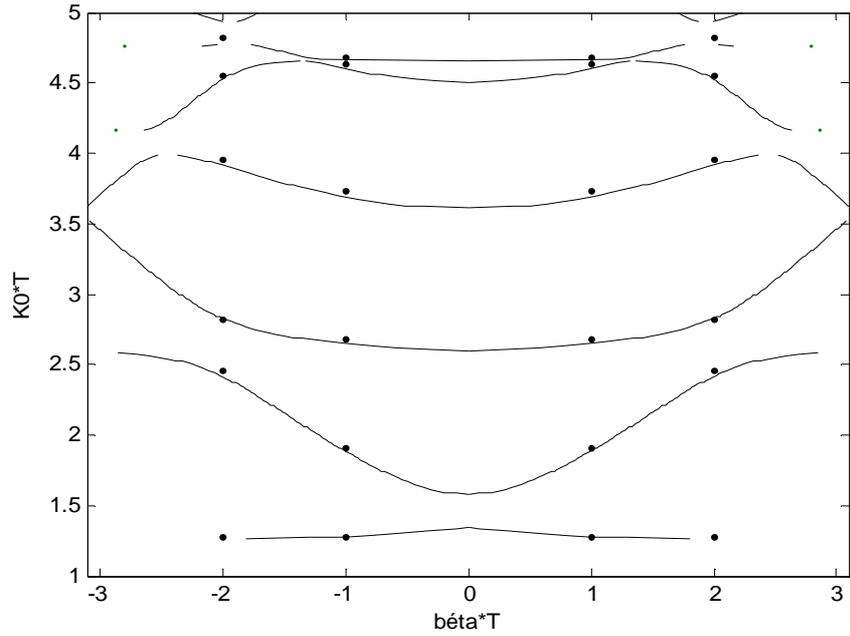


**Fig. III-13.** Courbe de dispersion d'un guide circulaire corrugué  
( $R_1=9,231\text{mm}$ ,  $R_2=14,96\text{mm}$  ( $R_1/R_2=0,62$ ),  $g=1,5\text{mm}$  et  $d=0,5\text{mm}$ )

D'autres cas de figures plus complexes ont été également traités pour vérifier l'efficacité et la rapidité de la méthode présentée. La complexité réside dans la manière de gérer les résultats fournis par le code développé notamment en présence de bandes interdites et lorsque le nombre de modes complexes augmente. Nous avons représenté, sur la Fig. III-14, le diagramme de dispersion complet d'un guide corrugué de dimensions ( $R_1=10\text{mm}$ ,  $R_1/R_2=0.4$ ,  $d=4\text{mm}$  et  $g=5\text{mm}$ ). Les parties réelle et imaginaire de la constante de propagation ( $\gamma$ ) en fonction de la fréquence des modes présents dans ce guide pour une bande de fréquence allant jusqu'à  $30\text{GHz}$  ont été déterminés. La convergence des résultats est atteinte avec 16 modes (8 modes TE et 8 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_1$  et 40 modes (20 modes TE et 20 modes TM) dans la section de guide de rayon  $R_2$ . Le nombre de fonctions de base utilisées est 16 fonctions (8 de type TE et 8 de type TM). Pour la même structure, nous avons tracé, sur la Fig. III-15, le diagramme  $K_0-\beta$ . Nous pouvons remarquer la présence de bandes interdites séparées par des bandes passantes pour  $1.346 \leq K_0T \leq 1.574$ ,  $3.522 \leq K_0T \leq 3.62$ ,  $3.99 \leq K_0T \leq 4.164$  et  $4.81 \leq K_0T \leq 4.937$ . Dans ces intervalles de fréquences, les modes ne sont pas propagatifs. La vitesse de groupe du mode dominant est négative pour  $\beta = 0$  et s'avère être très sensible à la profondeur des fentes (ou corrugations). Ce point a été largement illustré par Clarricoats et ses collaborateurs [14].

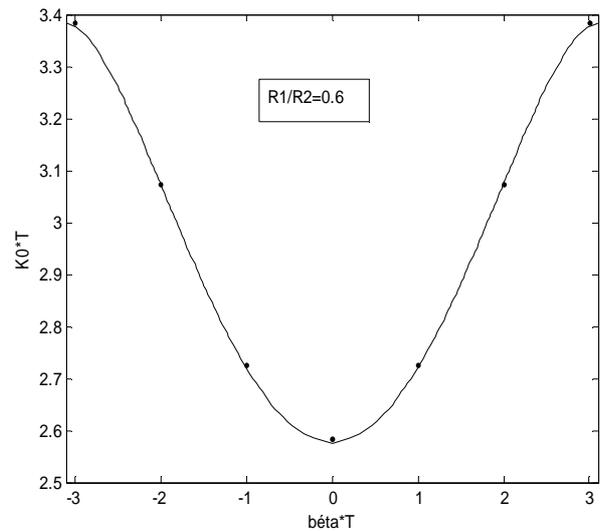
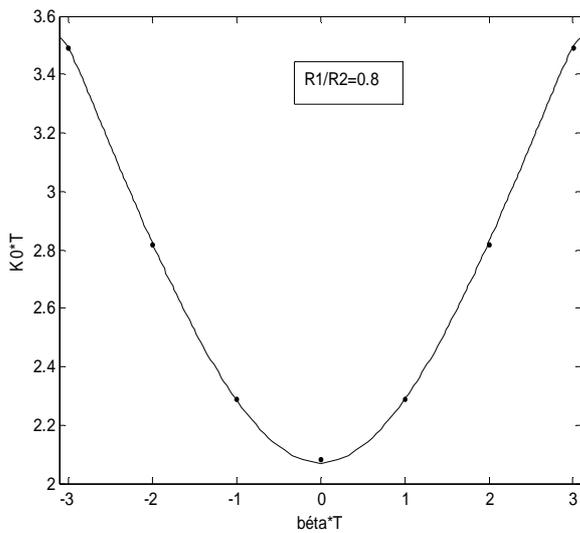


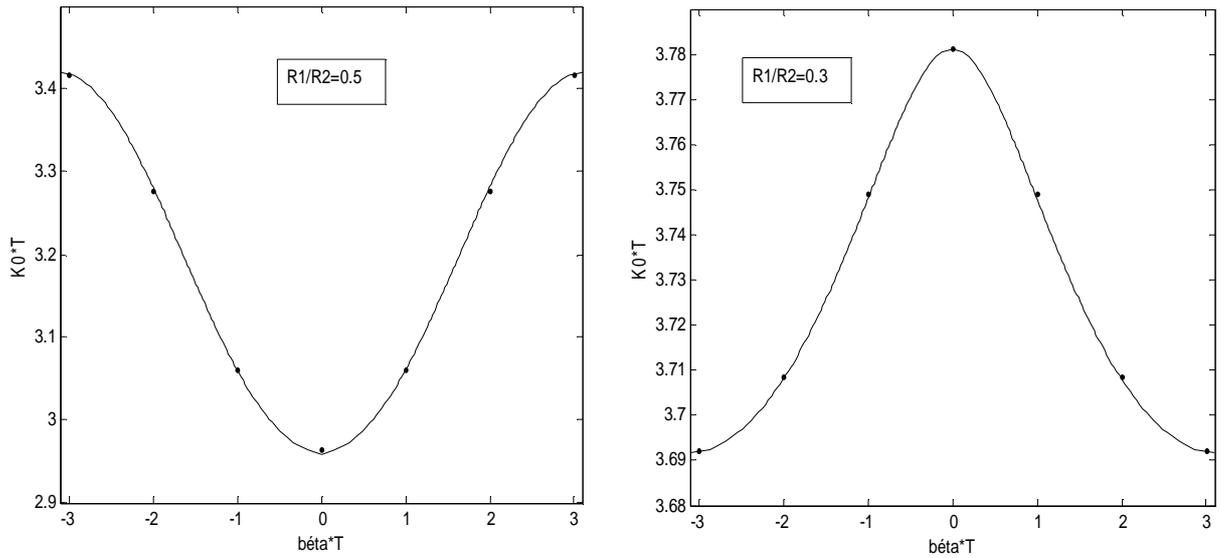
**Fig. III-14.** Courbe de dispersion d'un guide circulaire corrugué ( $R_1/R_2=0.4$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $d= 4\text{mm}$  et  $g=5\text{mm}$ )



**Fig. III-15.** Diagramme  $K_0$ - $\beta$  d'un guide circulaire corrugué  
 ( $R_1/R_2=0.4$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $d=4\text{mm}$  et  $g=5\text{mm}$ ) (..) Résultats de [8]

Sur la Fig. III-16, le diagramme  $K_0$ - $\beta$  (pour le premier mode se propageant dans le cas des ondes incidente ( $\gamma=+j\beta$ ) et réfléchi ( $\gamma=-j\beta$ )) dans l'intervalle  $-\pi \leq \beta T \leq +\pi$  est représenté. L'étude a été faite pour quatre valeurs différentes du rapport  $R_1/R_2$ . Le changement de signe de la vitesse de groupe à  $\beta=0$  en fonction de l'augmentation de la profondeur de corrugations est bien illustré.





**Fig. III-16.** Première branche du diagramme  $K_0$ - $\beta$  d'un guide circulaire corrugué pour différentes valeurs de  $R_1/R_2$  avec  $R_1=10\text{mm}$ ,  $T=R_2$ ,  $d= R_2/5$ . (...) Résultats de [8]

### III-5- Conclusion

Les propriétés de dispersion dans les guides corrugués périodiques ont été étudiées en utilisant une formulation rapide et rigoureuse issue de l'analyse modale et basée sur la technique des équations intégrales couplées. Cette formulation a permis de déterminer les constantes de propagation des modes de Floquet dans des guides d'ondes circulaires corrugués. En plus des modes classiques (propagatifs et évanescents), le tracé des caractéristiques de dispersion de ces ondes a mis en évidence la présence de modes complexes dans certaines plages de fréquences.

La valeur du rapport  $R_1/R_2$  est un facteur important favorisant l'apparition des ces modes complexes. Lorsque ce rapport diminue, les solutions classiques (réelles ou imaginaires pures) peuvent disparaître de certaines plages de fréquences et sont remplacées par des modes complexes.

Le signe de la vitesse de groupe du premier mode propagatif dépend également de la variation de ce rapport.

### Références du chapitre III

- [1] R. Dybdal, L. J. Peters and W. H. Peake, "Rectangular waveguides with impedance walls," IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. MTT- 19, pp. 2-9, Janv. 1971.
- [2] G. L. James and B. M. Thomas, " $TE_{11}$  to  $HE_{11}$  cylindrical waveguide mode converters using ring-loaded slots," IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. MTT- 30, N° 3, pp. 278-285, March. 1982.
- [3] A. D. Olver, K. K. Yang and P. J. B. Clarricoats, "Propagation and radiation behavior of dual-depth corrugated horns," Proc. Inst. Elec. Eng., vol. 131, pt. H, N° 3, pp. 179-185, June 1984.
- [4] J. Esteban and J. M. Rebollar, "Characterization of corrugated waveguides by modal analysis", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 39, No. 6, June 1991.
- [5] D. N. Cooper, "Complex propagation coefficients and the step discontinuity in corrugated cylindrical waveguide," Electron. Lett., vol. 7, Nos. 5/6, pp. 135-136, Mar. 1971.
- [6] S. Amari, J. Bornemann and R. Vahldieck, "Accurate analysis of scattering from multiple waveguide discontinuities using the coupled-integral equations technique", Journal of Electromagnetic Waves and Applications., Vol. 10, pp. 1623-1644, 1996.
- [7] S. Amari, R. Vahldieck and J. Bornemann, "Analysis of propagation in periodically loaded circular waveguides", IEE Proc.-Microw. Antennas Propag., Vol. 146, No. 1, February 1999.
- [8] S. Amari, R. Vahldieck, J. Bornemann and P. Leuchtman, "Spectrum of corrugated and periodically loaded waveguides from classical matrix eigenvalues", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 48, No. 3, March 2000.
- [9] R. E. Collin, *Field Theory of Guided Waves*, New York: McGraw-Hill, 1960.
- [10] S. Marini, A. Coves, V. E. Boria and B. Gimeno, "Full-wave modal analysis of slow-wave periodic structures loaded with elliptical waveguides, " IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 57, N°2, pp. 516-524, February 2010.

- [11] S. B. Rayevskiy, "Some properties of complex waves in a double-layer, circular, shielded waveguide," Radio Eng. Electron. Phys. Vol. 21, N°5, pp. 36-39, 1976.
- [12] B. Sauviac, *contribution à l'étude des résonateurs diélectriques à blindage circulaire et rectangulaire*. Thèse de doctorat de l'INP-Toulouse, Juil. 1993.
- [13] G. L. James, "Analysis and design of  $TE_{11}$  to  $HE_{11}$  corrugated cylindrical waveguide mode converters", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. MTT- 29, No. 10, October 1981.
- [14] P. J. B. Clarricoats and A. D. Olver, *Corrugated Horns for Microwave Antennas*, Stevenage, U. K.: Peregrinus, 1984.
- [15] P. Arcioni , M. Bressan, G. Conciauro and L. Perregrini, "Wideband Modeling of Arbitrary Shaped E-plane Waveguide Components by BI-RME Method ", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. MTT- 44, N°11, pp. 2083-2092, Nov.1996.

## *Chapitre IV*

# *Application des guides corrugués dans des dispositifs hyperfréquences*

## **IV-1- Introduction**

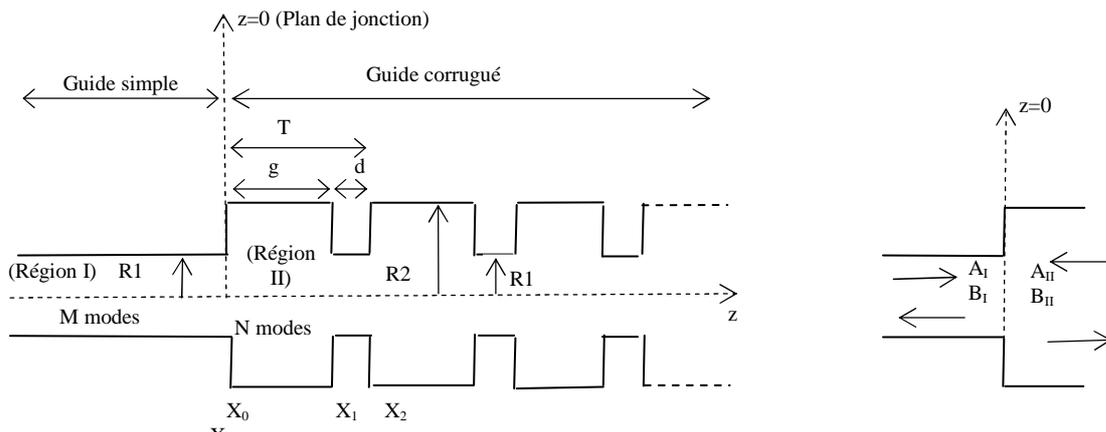
Les guides d'ondes corrugués sont largement utilisés dans les radars et les systèmes de communications satellitaires. Dans le domaine des antennes, le cornet corrugué permet d'optimiser le diagramme de rayonnement en réalisant une bonne symétrie au niveau du lobe principal et de faibles niveaux des lobes secondaires [1]. Généralement, un cornet est attaqué par une onde électromagnétique, en principe le mode fondamental, puis cette onde traverse un ensemble d'éléments (iris, corrugations, changement de dimensions en section droite du guide...) qui génèrent des modes d'ordre supérieur. L'optimisation, en performance de largeur de bande utile, du cornet corrugué dépend largement des caractéristiques fréquentielles du champ électromagnétique à son entrée.

Dans la conception du cornet corrugué utilisant une section de guide corrugué à son entrée, il est nécessaire d'étudier la jonction entre un guide simple et un guide corrugué. Les techniques classiques de calcul de la matrice de dispersion de cette jonction sont dérivées de la méthode de raccordement modal (MRM). Les modes dans le guide corrugué sont obtenus à partir d'un modèle approché où l'effet de corrugation est représenté par une impédance anisotropique [2],[3]. Ces techniques produisent des résultats assez satisfaisants, cependant des erreurs considérables sont observées sur les pertes par réflexion du fait, que dans le modèle approché, seul le mode fondamental se propageant dans le guide corrugué est pris en considération. Cet inconvénient a été résolu par un modèle rigoureux développé par Da Silva [4]. Ce dernier repose sur la représentation des champs modaux dans le guide corrugué par une expansion en fonctions de base de la matrice de transmission d'une cellule élémentaire du guide corrugué périodique.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la caractérisation de la jonction entre un guide circulaire standard où se propagent des modes TE, TM et un guide circulaire corrugué supportant des modes hybrides HE, EH en utilisant la base modale des modes de Floquet développée dans la formulation exposée dans le chapitre précédent. L'étude de cette jonction est une étape essentielle dans la simplification de la procédure de modélisation de structures en guide corrugué.

#### IV-2- Développement modal des champs dans un guide d'ondes circulaire corrugué

Le convertisseur de modes est constitué d'un guide circulaire standard et d'un guide circulaire corrugué périodique sans pertes, comme le montre la Fig. IV-1. La structure est symétrique par rapport à l'axe de propagation. Dans la région I se propagent des modes  $TE_{1m}$  et  $TM_{1m}$  et dans la région II se propagent des modes  $HE_{1n}$  et  $EH_{1n}$ .



**Fig. IV-1.** Jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué périodique

L'étude du convertisseur par les techniques modales nécessite la connaissance de la base modale dans la partie corruguée. La base modale pour un guide simple étant analytique et est régie par les équations (I-58) et (I-59). Nous avons appliqué la formulation développée dans [5], [6] et exposée dans le chapitre III pour la détermination de cette base modale.

Au plan  $z=0$ , les champs modaux électrique et magnétique d'un mode de Floquet d'ordre  $n$  dans le guide corrugué (région II) s'écrivent comme suit:

$$\vec{e}_{cn}^{II} = C_n \sum_{q=1}^{\infty} (a_{nq}^{II} + b_{nq}^{II}) \vec{e}_q^{II} \quad (IV - 1)$$

$$\vec{h}_{cn}^{II} = C_n \sum_{q=1}^{\infty} (a_{nq}^{II} - b_{nq}^{II}) \vec{h}_q^{II} \quad (IV - 2)$$

où  $\vec{e}_q^{II}$  et  $\vec{h}_q^{II}$  sont les champs transverses du  $q^{ième}$  mode TE ou TM de la région II (ou de la section de guide de rayon  $R_2$ ).

Les coefficients  $a_{nq}^{II}$  et  $b_{nq}^{II}$ , du développement des champs modaux d'un mode de Floquet d'ordre n au niveau de la jonction  $z=0$ , sont calculés de manière similaire à ceux donnés par les équations (III-9) à (III-14). La notation est généralisée à un mode de Floquet d'ordre n. Le développement est reproduit en tenant compte du changement de repère.

Les coefficients  $a_{nq}^{II}$  et  $b_{nq}^{II}$  sont donnés par:

$$a_{nq}^{II} = j \frac{\widetilde{X}_1^{II}(n, q) - \widetilde{X}_0^{II}(n, q) e^{jk_q^{II} g}}{2 \sin(k_q^{II} g)} \quad (IV - 3)$$

$$b_{nq}^{II} = j \frac{\widetilde{X}_0^{II}(n, q) e^{-jk_q^{II} g} - \widetilde{X}_1^{II}(n, q)}{2 \sin(k_q^{II} g)} \quad (IV - 4)$$

avec

$$\widetilde{X}_j^{II}(n, q) = \int_{S_1} \vec{X}_j(n) \cdot \vec{e}_q^{II} ds \quad , \quad j=0, 1 \quad (IV-5)$$

et où, en utilisant la condition de Floquet et les expressions de  $\vec{X}_1(n)$  et  $\vec{X}_2(n)$  données dans les équations (III-17) et (III-18), nous aurons:

$$\vec{X}_0(n) = e^{\gamma n T} \cdot \vec{X}_2(n) = e^{\gamma n T} \cdot \sum_{p=1}^P s_{pn} \cdot \vec{e}_p^I \quad (IV - 6)$$

$$\vec{X}_1(n) = \sum_{p=1}^P c_{pn} \cdot \vec{e}_p^I \quad (IV - 7)$$

Le paramètre  $C_n$  est calculé de manière à vérifier la condition de normalisation pour les modes de Floquet [7]:

$$\int_{S_2} \vec{e}_{cn}^{II} \times \vec{h}_{cn}^{II*} \vec{ds} = N_n \quad (IV - 8)$$

$$\text{avec } N_n = \begin{cases} 1 & \text{si le mode est propagatif} \\ j & \text{si le mode est évanescent} \end{cases}$$

(\*) désigne le complexe conjugué.

### IV-3- Matrice de dispersion S de la jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué

Considérons la jonction entre le guide circulaire standard et le guide circulaire corrugué, représentée par la Fig. IV-1. Les champs électriques et magnétiques transverses, de chaque côté de la jonction (à  $z=0$ ), s'écrivent :

$$\vec{E}_I(z = 0_-) = \sum_{m=1}^M (A_m^I + B_m^I) \vec{e}_m^I \quad (IV - 9)$$

$$\vec{H}_I(z = 0_-) = \sum_{m=1}^M (A_m^I - B_m^I) \vec{h}_m^I \quad (IV - 10)$$

$$\text{avec} \quad \vec{h}_m^I = Y_m^I \vec{e}_z \times \vec{e}_m^I \quad (IV-11)$$

$$\text{et tel que : } \int_{S_1} (\vec{e}_m^I \times \vec{h}_n^{I*}) \vec{ds} = y_n^{I*} = N_m \delta_{mn} \quad \text{et} \quad \int_{S_1} \vec{e}_i^I \cdot \vec{e}_j^I ds = \delta_{ij} \quad (IV-12)$$

$$N_m = \begin{cases} 1 & \text{pour modes propagatifs} \\ j & \text{pour modes TE évanescents} \\ -j & \text{pour modes TM évanescents} \end{cases} \quad (IV - 13)$$

$\vec{e}_m^I$ ,  $\vec{h}_m^I$ ,  $Y_m^I$  et  $y_m^I$  sont les champs transverses modaux électrique, magnétique, l'impédance d'onde et l'impédance d'onde normalisée d'un mode TE ou TM d'ordre m se propageant dans la région I.

$$\vec{E}_{II}(z = 0_+) = \sum_{n=1}^N (A_n^{II} + B_n^{II}) \vec{e}_{cn}^{II} \quad (IV - 14)$$

$$\vec{H}_{II}(z = 0_+) = - \sum_{n=1}^N (A_n^{II} - B_n^{II}) \vec{h}_{cn}^{II} \quad (IV - 15)$$

$\vec{e}_{cn}^{II}$ ,  $\vec{h}_{cn}^{II}$  sont les champs transverses modaux d'un mode de Floquet d'ordre n se propageant dans le guide corrugué; ils sont donnés par les équations (IV-1) et (IV-2).

La condition de continuité du champ électromagnétique transverse est telle que :

$$\vec{E}_{II}(z = 0_+) = \begin{cases} \vec{E}_I(z = 0_-) & \text{sur } S_1 \\ 0 & \text{ailleurs} \end{cases} \quad (IV - 16)$$

$$\vec{H}_{II}(z = 0_+) = \vec{H}_I(z = 0_-) \quad \text{sur } S_1 \quad (IV-17)$$

Ceci implique que :

$$\sum_{m=1}^M (A_m^I + B_m^I) \vec{e}_m^I = \sum_{n=1}^N (A_n^{II} + B_n^{II}) \vec{e}_{cn}^{II} \quad (IV - 18)$$

$$\sum_{m=1}^M (A_m^I - B_m^I) \vec{h}_m^I = \sum_{n=1}^N (B_n^{II} - A_n^{II}) \vec{h}_{cn}^{II} \quad (IV - 19)$$

En multipliant vectoriellement les deux membres de l'équation (IV-18) par  $\vec{h}_{cn}^{II}$  et en intégrant sur  $S_2$ , avec l'application de la condition d'orthogonalité des modes normaux, nous obtenons:

$$(a^{II} - b^{II}).Q^t.(A^I + B^I) = (a^{II} - b^{II}).R^t.(a^{II} + b^{II}).C^t.(A^{II} + B^{II}) \quad (IV - 20)$$

où  $A^{I,II}$  et  $B^{I,II}$  sont des vecteurs colonnes,

(t) désigne la matrice transposée,

Q et R sont des matrices telles que:

$$Q = [Q_{mj}] = \left[ \int_{S_1} \vec{e}_m^I \times \vec{h}_j^{II} \overrightarrow{ds} \right], \quad m=1, \dots, M, \text{ et } j=1, \dots, \infty \quad (IV-21)$$

$$R = [R_{ii}] = \left[ \int_{S_2} \vec{e}_i^{II} \times \vec{h}_i^{II} \overrightarrow{ds} \right], \quad i=1, \dots, \infty \quad (IV-22)$$

$$\text{avec } \int_{S_1 \text{ ou } 2} (\vec{e}_m^{I \text{ ou } II} \times \vec{h}_n^{I \text{ ou } II *}) \overrightarrow{ds} = N_m \delta_{mn} \quad (IV-23)$$

En pratique, les indices  $i$  et  $j$  sont tronqués à un certain ordre de manière à assurer la convergence des résultats.

$A^I, B^I$  sont des matrices colonnes de taille  $M$  et  $A^{II}, B^{II}$  sont des matrices colonnes de taille  $N$ .  $C$  est une matrice diagonale de taille  $N \times N$  dont les éléments sont les paramètres  $C_n$ .

De la même manière que précédemment, on multiplie vectoriellement les deux membres de l'équation (IV-19) par  $\vec{e}_j^I$  et on intègre sur  $S_1$ . Nous obtenons :

$$Z(A^I - B^I) = W.(a^{II} - b^{II})^t.C.(B^{II} - A^{II}) \quad (IV - 24)$$

$$\text{avec : } Z = [Z_{jj}] = \left[ \int_{S_1} \vec{e}_j^I \times \vec{h}_j^I \overrightarrow{ds} \right], \quad j=1, \dots, M \quad (IV-25)$$

$$W = [W_{jl}] = \left[ \int_{S_1} \vec{e}_j^I \times \vec{h}_l^{II} \overrightarrow{ds} \right], \quad j=1, \dots, M, \text{ et } l=1, \dots, \infty \quad (IV-26)$$

Les amplitudes des champs modaux  $A^{I,II}$  et  $B^{I,II}$  sont exprimées en fonction des termes de la matrice de dispersion telles que:

$$\begin{bmatrix} B_I \\ B_{II} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_I \\ A_{II} \end{bmatrix} \quad (IV-27)$$

A partir des équations (IV-20) et (IV-24), le système suivant peut être obtenu:

$$\begin{aligned} S_{11} &= (Z + W(a^{II} - b^{II})^t.C.YL^{-1}(a^{II} - b^{II})Q^t)^{-1}(Z \\ &\quad - W(a^{II} - b^{II})^t.C.YL^{-1}(a^{II} - b^{II})Q^t) \\ S_{12} &= 2(Z + W(a^{II} - b^{II})^t.C.YL^{-1}(a^{II} - b^{II})Q^t)^{-1}.W.(a^{II} - b^{II})^t.C \\ S_{21} &= 2(YL + (a^{II} - b^{II}).Q^t.XL)^{-1}.(a^{II} - b^{II}).Q^t \\ S_{22} &= (YL + (a^{II} - b^{II}).Q^t.XL)^{-1}(-YL + (a^{II} - b^{II}).Q^t.XL) \end{aligned} \quad (IV-28)$$

$$\text{Avec } XL = Z^{-1}.W.(a^{II} - b^{II})^t.C$$

$$YL = (a^{II} - b^{II}).R^t.(a^{II} + b^{II})^t.C^t$$

Ce système décrit les paramètres  $S$  de la matrice de dispersion de la jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué périodique.

## IV-4- Résultats numériques et discussions

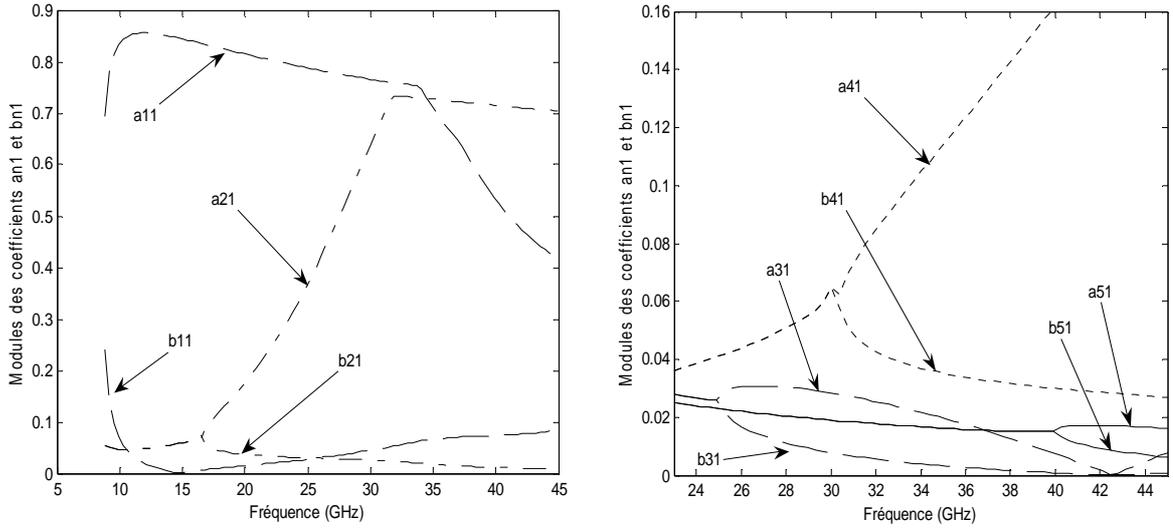
### IV-4-1- Introduction

L'investigation sur les modes de Floquet et la connaissance de leur diagramme de dispersion ainsi que leur base modale a été menée pour une caractérisation simplifiée et rigoureuse de la jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué. La validation de cette caractérisation conduira à la modélisation de la jonction double (guide simple-guide corrugué-guide simple) et la modélisation de quelques convertisseurs de modes.

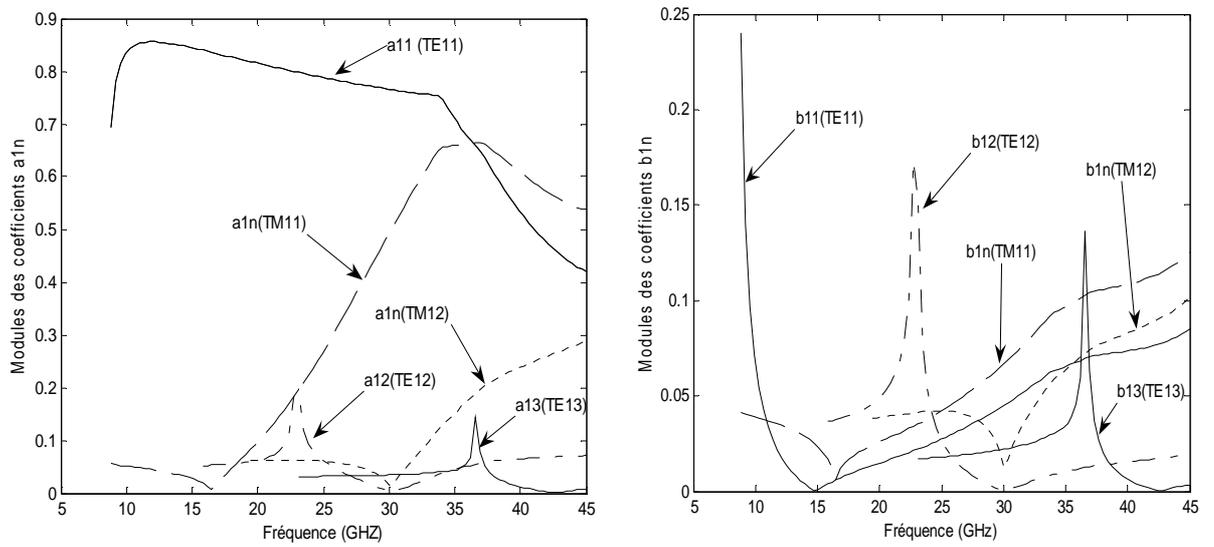
Nous nous sommes limités à l'étude de deux cas de figures. Dans le premier cas (ou Cas I), la structure périodique est telle que le rapport  $R_1/R_2$  est égal à 0.9. Les dimensions ont pour valeurs :  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$ . Dans le second cas (ou Cas II), le rapport est de 0.62 et les dimensions de la structure sont  $R_1=9.231\text{mm}$ ,  $g=1.5\text{mm}$  et  $d=0.5\text{mm}$ .

### IV-4-2- Jonction entre un guide circulaire simple et un guide circulaire corrugué périodique

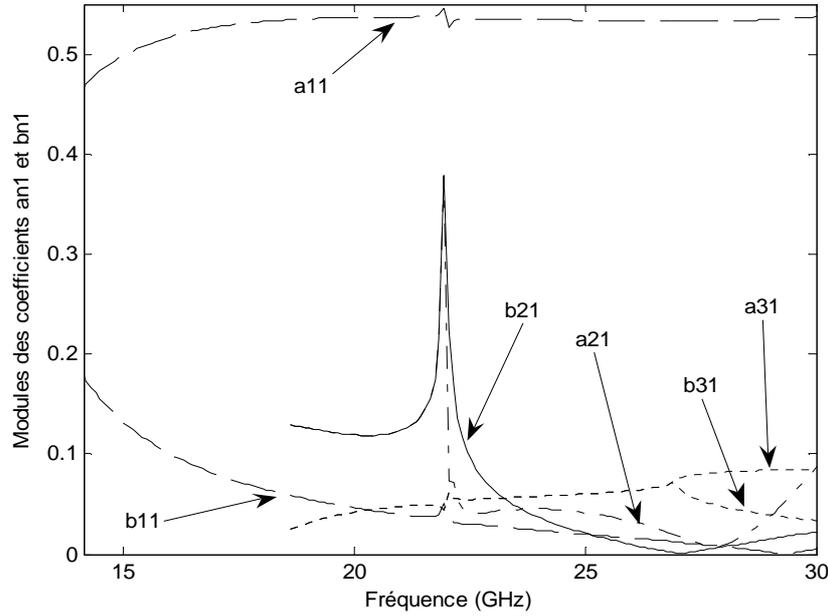
Un mode de Floquet tel qu'il est présenté dans les équations (IV-1) et (IV-2) peut être exprimé par une combinaison pondérée des modes TE et TM. Nous avons entamé cette étude par l'observation du comportement fréquentiel des coefficients  $a_{nq}$ ,  $b_{nq}$  du développement de la base modale des modes de Floquet au niveau de la jonction  $z=0$  (voir Fig. IV-1). Sur les Fig. IV-2 et Fig. IV-4, nous avons tracé les coefficients  $a_{n1}$  et  $b_{n1}$  ( $q=1$ ) qui traduisent le comportement du mode  $TE_{11}$ , en transmission et en réflexion, pour les premiers modes de Floquet pour les Cas I et Cas II, respectivement. L'intervention du mode  $TE_{11}$  à partir de la fréquence de coupure du mode de Floquet qui le contient (voir fréquences de coupure des modes de Floquet en Fig. III-7 et Fig. III-13) est nettement observée. Sur la Fig. IV-3, nous avons également tracé les modules des coefficients  $a_{1n}$  et  $b_{1n}$  pour les premiers modes TE et TM ( $TE_{11}$ ,  $TM_{11}$ ,  $TE_{12}$ ,  $TM_{12}$  et  $TE_{13}$ ) constituant le premier mode de Floquet, dans le Cas I. La contribution de chaque mode est mise en évidence.



**Fig. IV-2.** Coefficients  $a_{n1}$  et  $b_{n1}$  de développement des champs modaux à  $z=0$  pour  $R_1/R_2=0.9$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$  (Cas I)

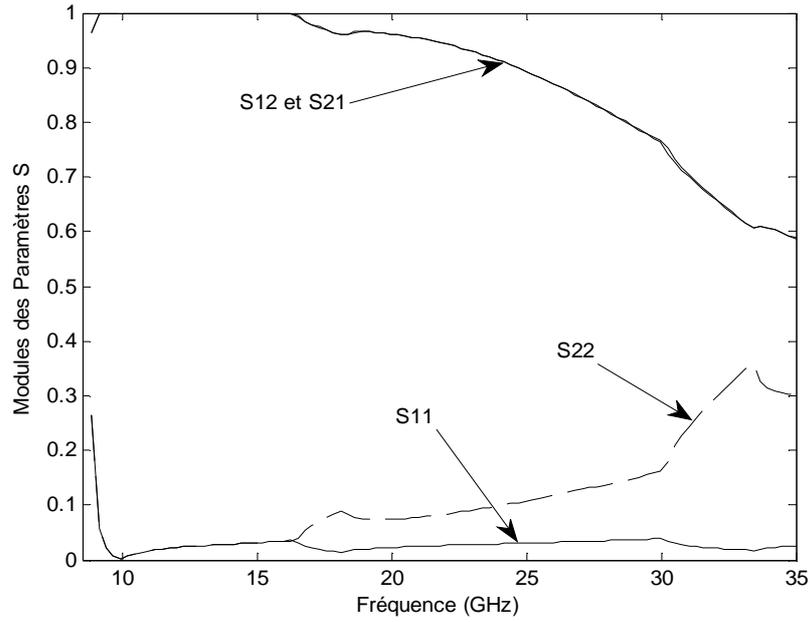


**Fig. IV-3.** Coefficients  $a_{in}$  et  $b_{in}$  de développement des champs modaux pour le premier mode de Floquet, pour le Cas I

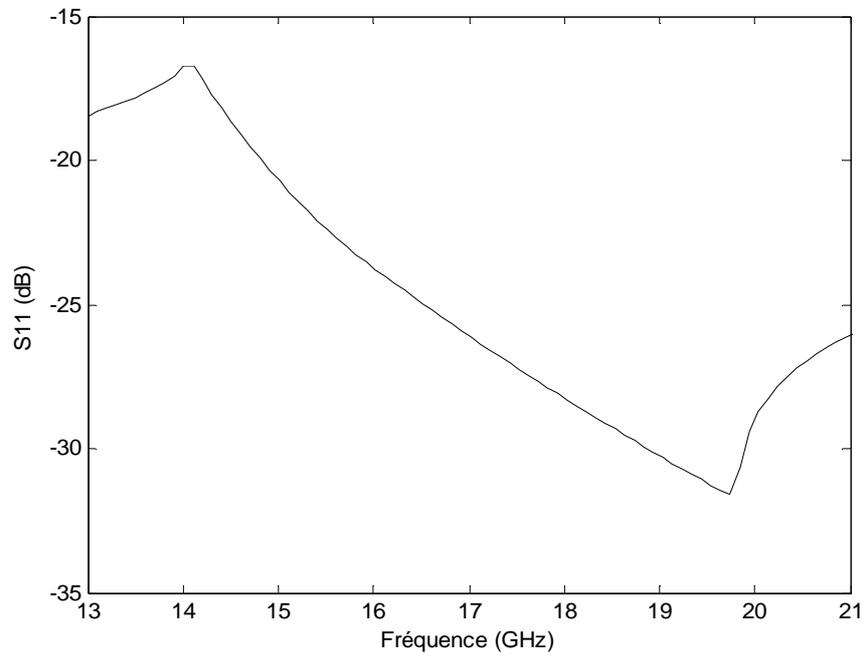


**Fig. IV-4.** Coefficients  $a_{n1}$  et  $b_{n1}$  de développement des champs modaux à  $z=0$ , pour  $R_1=9.231\text{mm}$ ,  $R_2=14.96\text{mm}$  ( $R_1/R_2=0.62$ ),  $g=1.5\text{mm}$  et  $d=0.5\text{mm}$  (Cas II)

La jonction guide simple-guide corrugué a été étudiée en utilisant la méthode hybride MRM-TEIC développée en section II de ce chapitre. Sur la Fig. IV-5, sont représentés les paramètres S des modes propagatifs  $TE_{11}$  et  $HE_{11}$  dans le cas de la structure où  $R_1/R_2$  est égal à 0.9. L'apparition des modes de Floquet propagatifs est observée par des variations discontinues des coefficients de réflexion et transmission. La jonction a été également étudiée pour le cas où  $R_1/R_2=0.62$  (Cas II). Le tracé de la courbe représentant les pertes par réflexion en fonction de la fréquence est exposé en Fig. IV-6.



**Fig. IV-5.** Paramètres S de la jonction guide simple - guide corrugué pour le Cas I



**Fig. IV-6.** Pertes par réflexion de la jonction guide simple - guide corrugué pour  $R_1=9.231\text{mm}$ ,  $R_2=14.96\text{mm}$ ,  $g=1.5\text{mm}$  et  $d=0.5\text{mm}$  (Cas II)

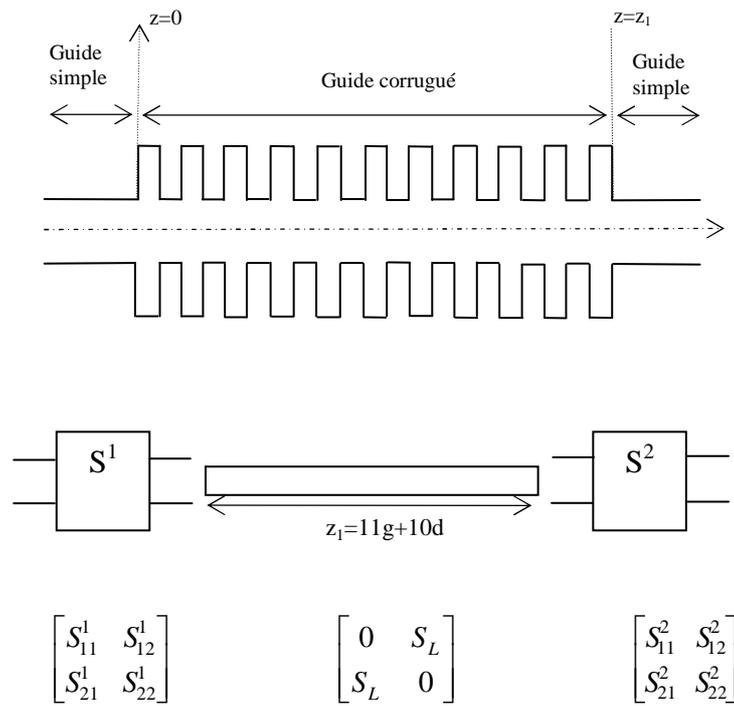
#### IV-4-3- Jonction double : guide simple-guide périodique-guide simple

La jonction double est représentée par un guide corrugué compris entre deux guides circulaires simples de même rayon (voir Fig. IV-7). Grâce à la détermination des modes de Floquet et à l'hybridation de la MRM classique avec la TEIC, la caractérisation de la structure étudiée consistera à faire le chaînage entre les matrices de dispersion  $S$  des discontinuités guide simple d'entrée-guide corrugué (à  $z=0$ ) et guide corrugué-guide simple de sortie (à  $z=z_1$  ; où  $z_1=11g+10d$  dans notre cas). D'où l'intérêt de la base de Floquet dans l'objectif de réduire le coût de Calcul.

Rappelons que, pour la MRM classique, la caractérisation de cette structure se fait par le chaînage des matrices  $S$  des discontinuités individuelles successives qui la composent.

Le comportement fréquentiel du mode fondamental  $TE_{11}$  est étudié. Les résultats numériques sont représentés en Fig. IV-8 à Fig. IV-11 pour le Cas I et en Fig. IV-12 à Fig. IV-15 pour le Cas II. Pour la validation de la méthode hybride utilisée, une comparaison avec les résultats obtenus par la MRM classique est représentée et l'accord est excellent pour le Cas I. En ce qui concerne le Cas II, l'accord est moins satisfaisant dans la plage de fréquences où existent des modes complexes (revoir Fig. III-13 afin d'observer le diagramme de dispersion pour les modes complexes en fonction de la fréquence). Dans ce cas, nous avons observé que les matrices des produits scalaires pour les modes de Floquet n'étaient pas forcément diagonales et n'étaient pas non plus symétriques.

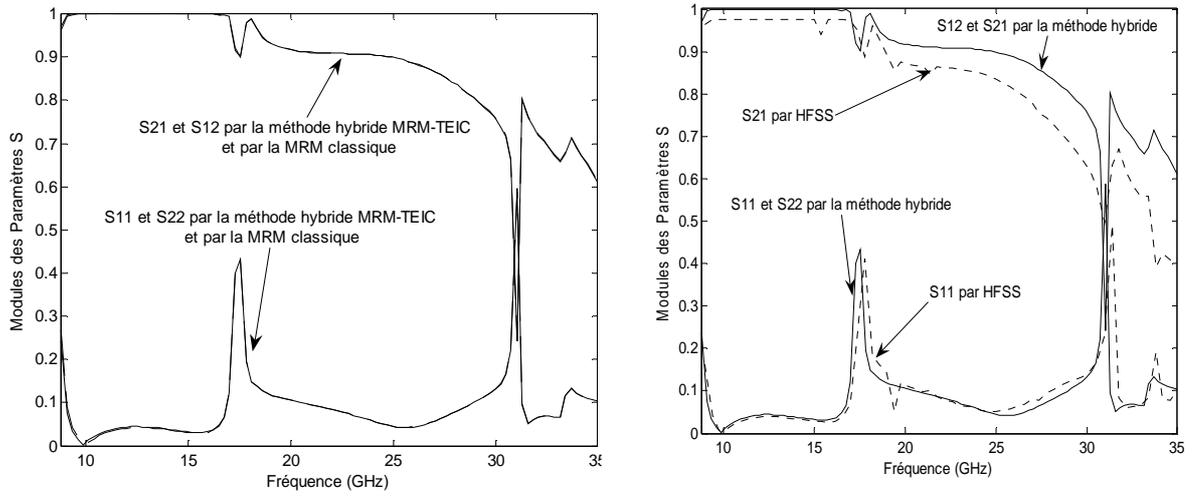
Une comparaison avec les résultats obtenus par le logiciel HFSS est également représentée est l'accord est satisfaisant.



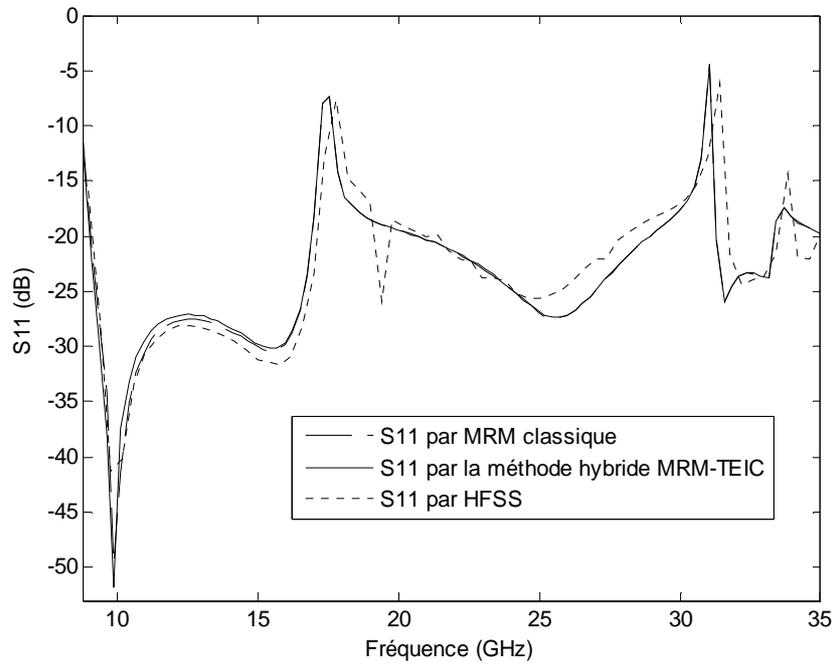
**Fig. IV-7.** Jonctions double à  $z=0$  et  $z=z_1$

$S_L$  matrice diagonale dont les éléments sont  $S_{Lnn} = e^{-\gamma_{cn}z_1}$ ,

$\gamma_{cn}$  est la constante de propagation d'un mode de Floquet d'ordre  $n$



**Fig. IV-8.** Paramètres S de la jonction double  
pour  $R_1/R_2=0.9$ ,  $R_1=10\text{mm}$ ,  $g=1\text{mm}$  et  $d=0.01\text{mm}$  (Cas I)



**Fig. IV-9.** Pertes par réflexion de la jonction double pour le Cas I

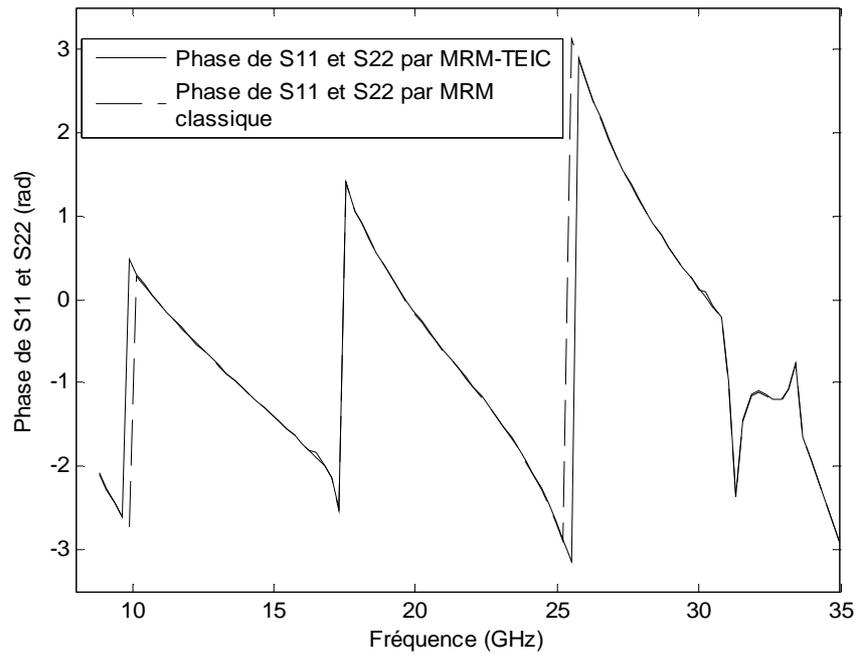


Fig. IV-10. Phases de  $S_{11}$  et  $S_{22}$  de la jonction double pour le Cas I

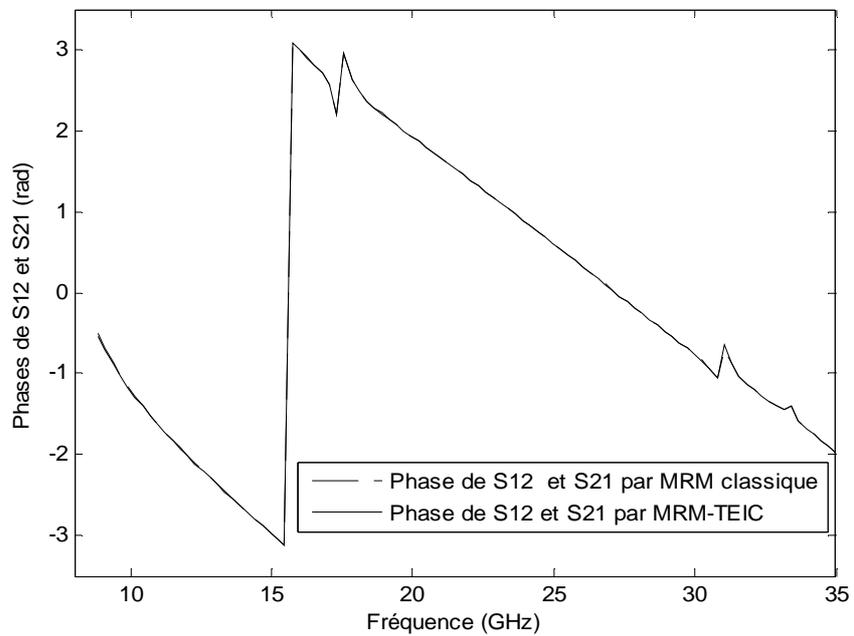
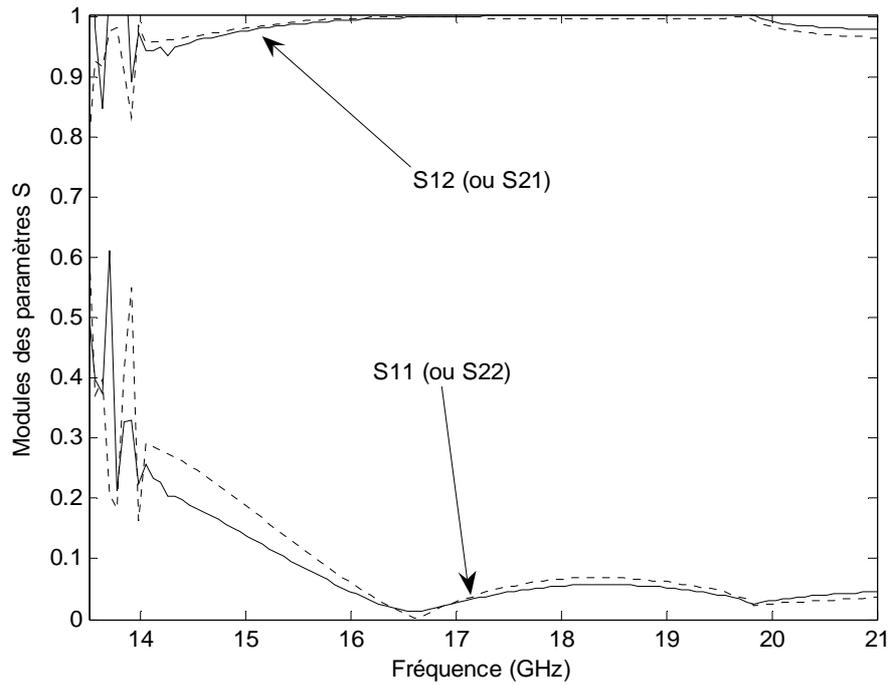
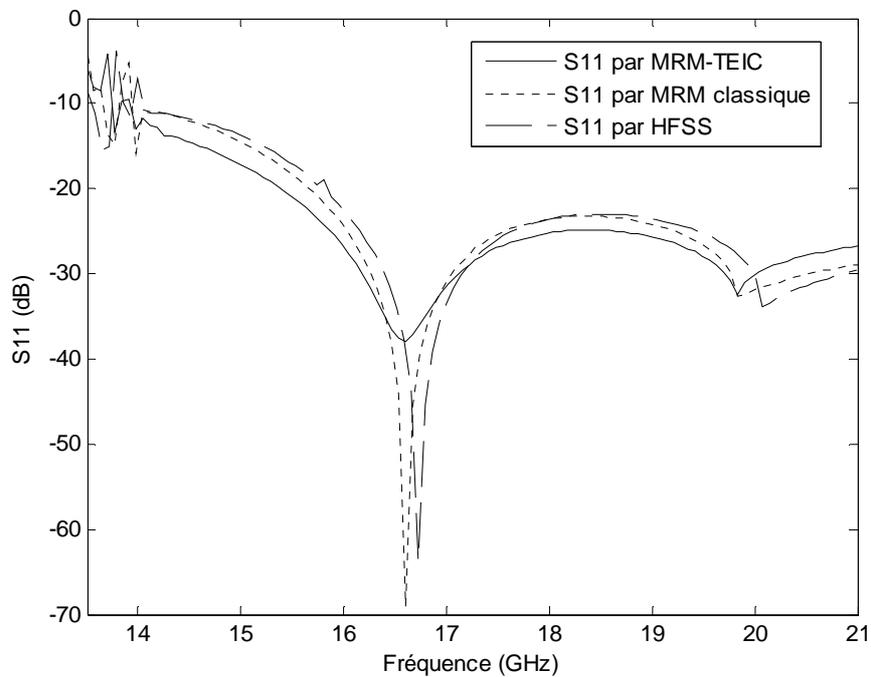


Fig. IV-11. Phases de  $S_{12}$  et  $S_{21}$  de la jonction double (Cas I)



**Fig. IV-12.** Paramètres S de la jonction double dans le Cas II  
 (Trait plein) : Résultats obtenus par la MRM-TEIC  
 (Trait pointillé): Résultats obtenus par la MRM classique



**Fig. IV-13.** Pertes par réflexion de la jonction double pour le Cas II  
 ( $R_1=9.231\text{mm}$ ,  $R_2=14.96\text{mm}$  ( $R_1/R_2=0.62$ ),  $g=1.5\text{mm}$  et  $d=0.5\text{mm}$ )

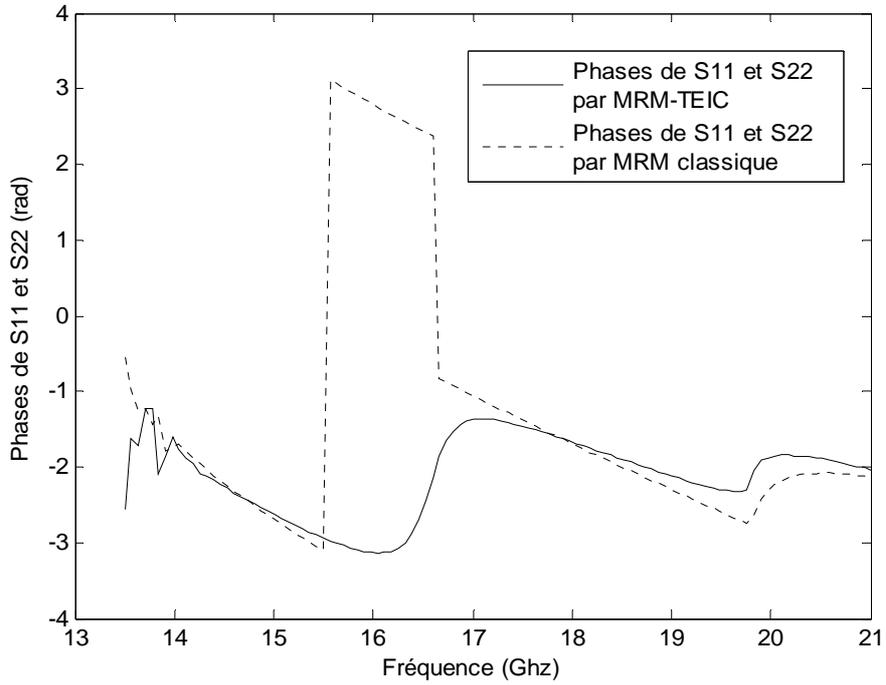


Fig. IV-14. Phases de S<sub>11</sub> et S<sub>22</sub> de la jonction double pour le Cas II

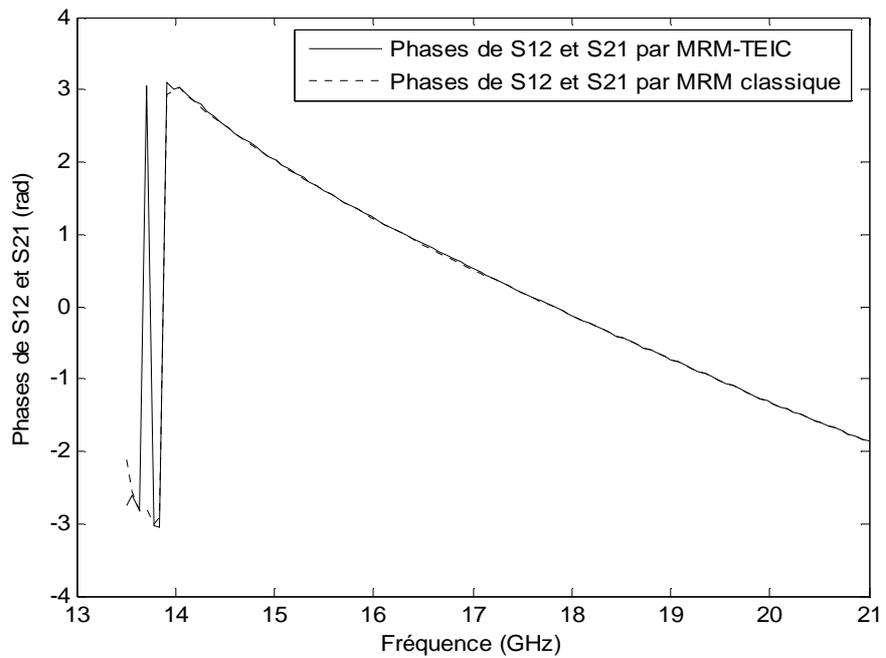


Fig. IV-15. Phases de S<sub>12</sub> et S<sub>21</sub> de la jonction double pour le Cas II

#### IV-4-4- Exemple d'étude de convergence: cas de la jonction double

Afin de déterminer le nombre de modes nécessaires pour caractériser les structures proposées, une étude de convergence a été réalisée, pour chaque cas et pour des fréquences données dans la bande de fréquence utilisable. Les résultats obtenus sont proposés dans les tableaux IV-1 et IV-2 pour la jonction double.

Pour chaque type de modes et pour chaque section de la structure, il convient de considérer la plus grande valeur du nombre de modes entre les différentes fréquences étudiées.

Fréquence (GHz)		12,28	26,55
Nombre de fonctions de bases	de type TE	14	4
	de type TM	14	14
Nombre de modes dans la section de rayon $R_1$ du guide corrugué	TE	14	4
	TM	14	14
Nombre de modes dans la section de rayon $R_2$ du guide corrugué	TE	25	6
	TM	25	25
Nombre de modes dans le guide d'entrée (de sortie)	TE	7	7
	TM	7	20

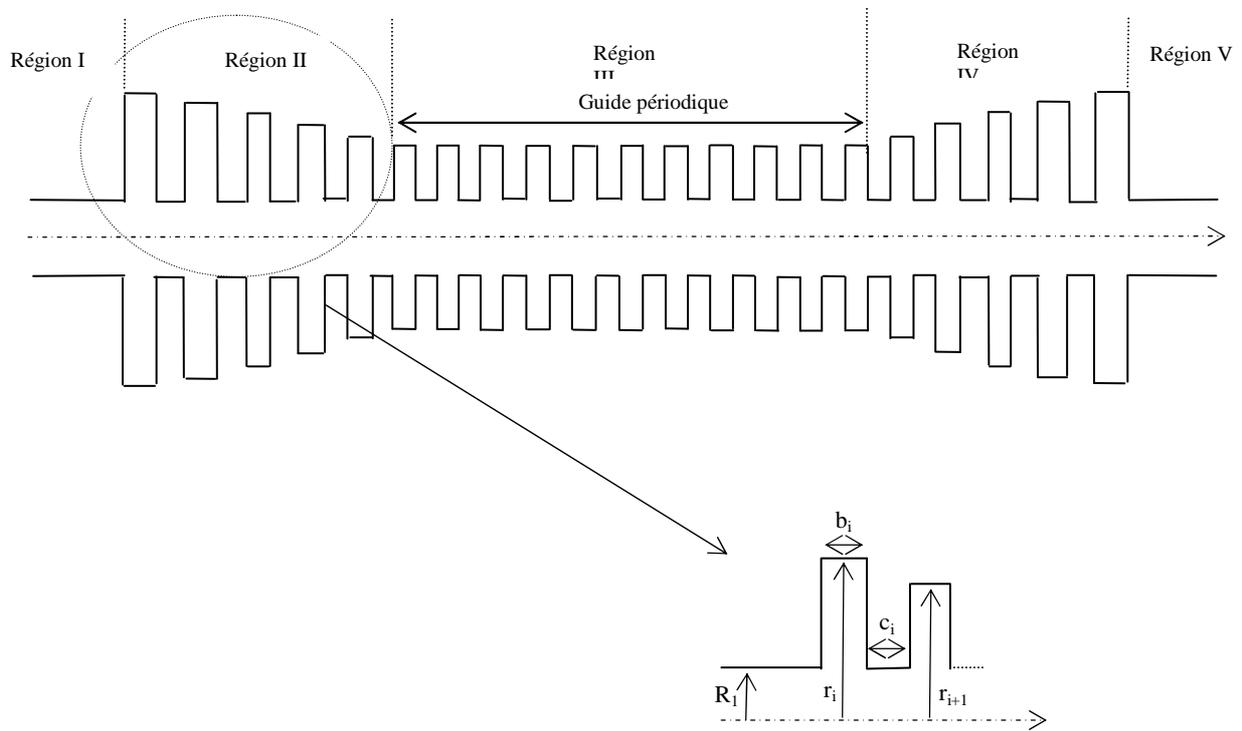
**Tableau IV-1.** Nombre de modes nécessaires dans chaque section de la Fig. IV-7 pour la convergence des résultats (Cas I)

Fréquence (GHz)		14.2	15.5	16.75	18.5	20.5
Nombre de fonctions de bases	de type TE	10	5	7	12	12
	de type TM	14	9	12	12	14
Nombre de modes dans la section de rayon $R_1$ du guide corrugué	TE	10	5	7	12	12
	TM	14	9	12	12	14
Nombre de modes dans la section de rayon $R_2$ du guide corrugué	TE	16	10	14	20	20
	TM	23	15	26	20	20
Nombre de modes dans le guide d'entrée (de sortie)	TE	10	5	12	13	13
	TM	15	10	15	13	13

**Tableau IV-2.** Nombre de modes nécessaires dans chaque section de la Fig. IV-7 pour la convergence des résultats (Cas II)

#### IV-4-5- Application à un système de sections de guides corrugués: convertisseur complet

La structure que nous avons étudiée est celle représentée en Fig. IV-16. Nous exposons deux cas de figures (Cas II-1 et Cas II-2). La section du guide périodique (ou Région III) est celle déjà proposée comme Cas II dans les sections précédentes. Pour les mêmes dimensions de la structure, la variable est le rayon  $R_1$  du petit guide. Pour le Cas II-1, ce rayon est égal à 13.464mm (soit  $R_1/R_2=0.9$ ) et pour le Cas II-2, il est de 9.231mm ( $R_1/R_2=0.62$ ). Les guides d'entrée et de sortie sont de rayon  $R_1$ . Les dimensions, dans la région II et symétriquement dans la région IV, sont reportées sur le Tableau IV-3. A part la dimension  $R_1=13.464$ mm, toutes les autres dimensions sont déduites de la référence [2].



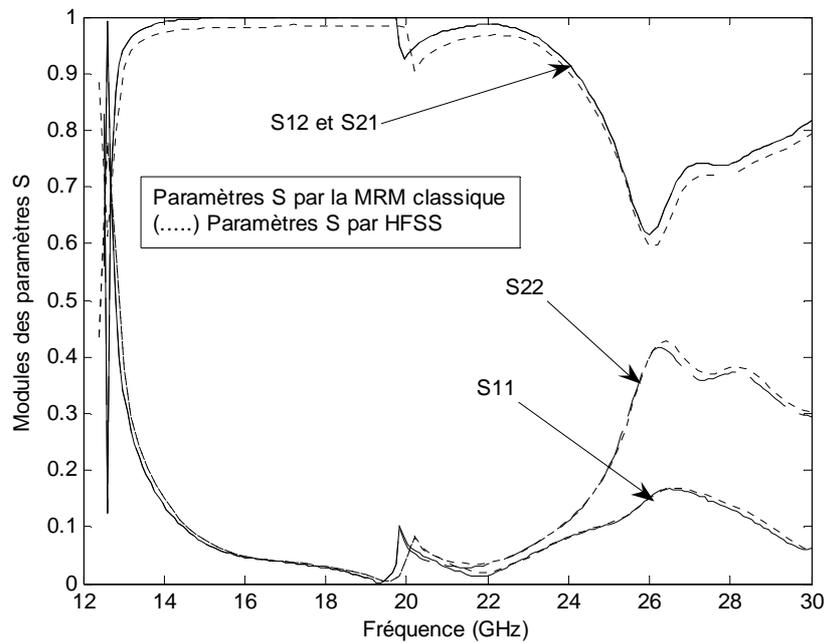
**Fig. IV-16.** Structure corruguée

$i$	$r_i$	$b_i$	$c_i$
1	17,507	1,5	1,019
2	16,998	1,5	0,8276
3	16,488	1,5	0,7003
4	15,979	1,5	0,6048
5	15,47	1,5	0,5

**Tableau IV-3.** Dimensions en mm, région II, Fig. IV-16

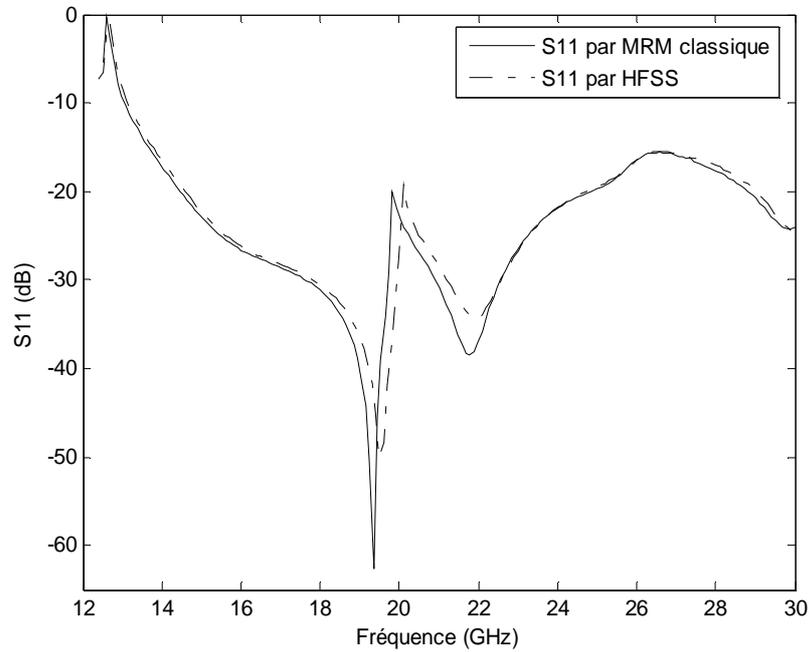
#### IV-4-5-1- Convertisseur de modes à transitions graduelles

La caractérisation du convertisseur de modes où les corrugations sont de diamètres et de largeurs différents (région II) est faite avec la MRM classique associée à la MSG. Nous avons tracé les paramètres S et les pertes par réflexion, pour le Cas II-2. Les courbes sont représentées sur les Fig. IV-17 et Fig. IV-18, respectivement. Les résultats obtenus sont comparés à ceux donnés par le logiciel HFSS.



**Fig. IV-17.** Paramètres S du convertisseur de modes

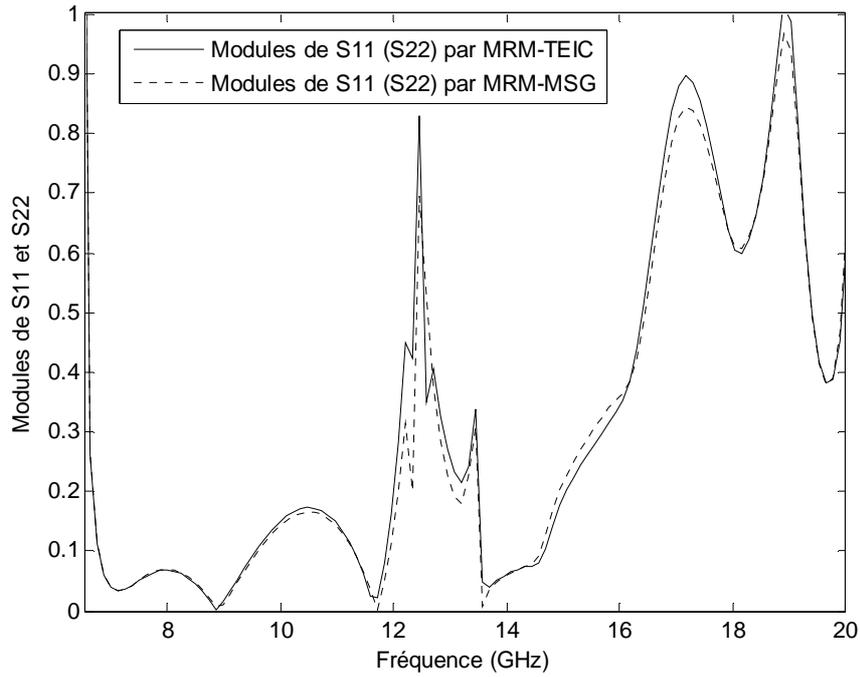
(Dimensions : voir Tableau IV-3, Cas II-2)



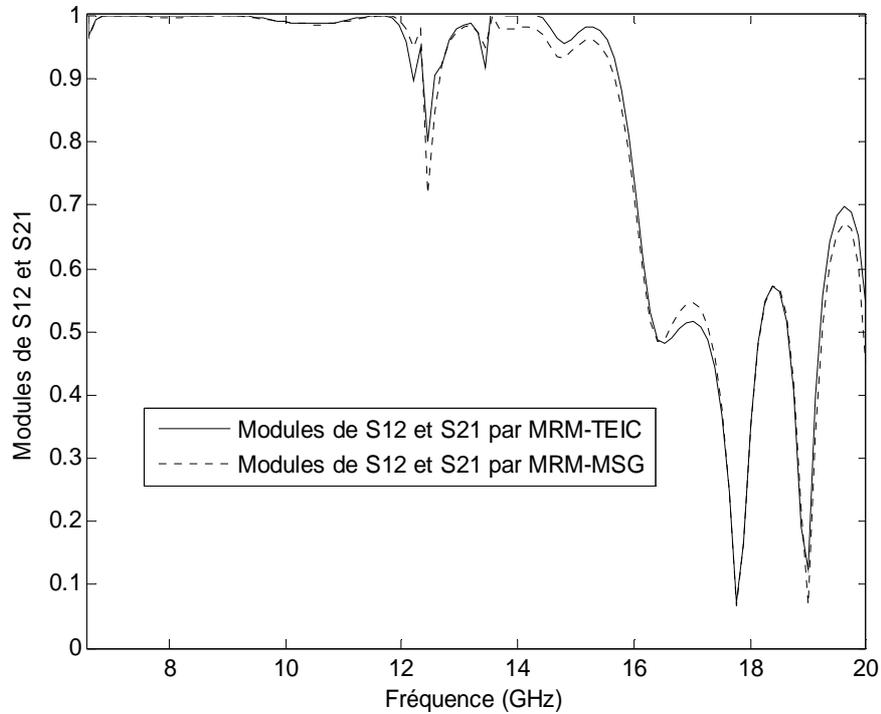
**Fig. IV-18.** Coefficient de réflexion du convertisseur de modes  
(Dimensions : voir Tableau III-3, Cas II-2)

#### IV-4-5-2- Structure Complète

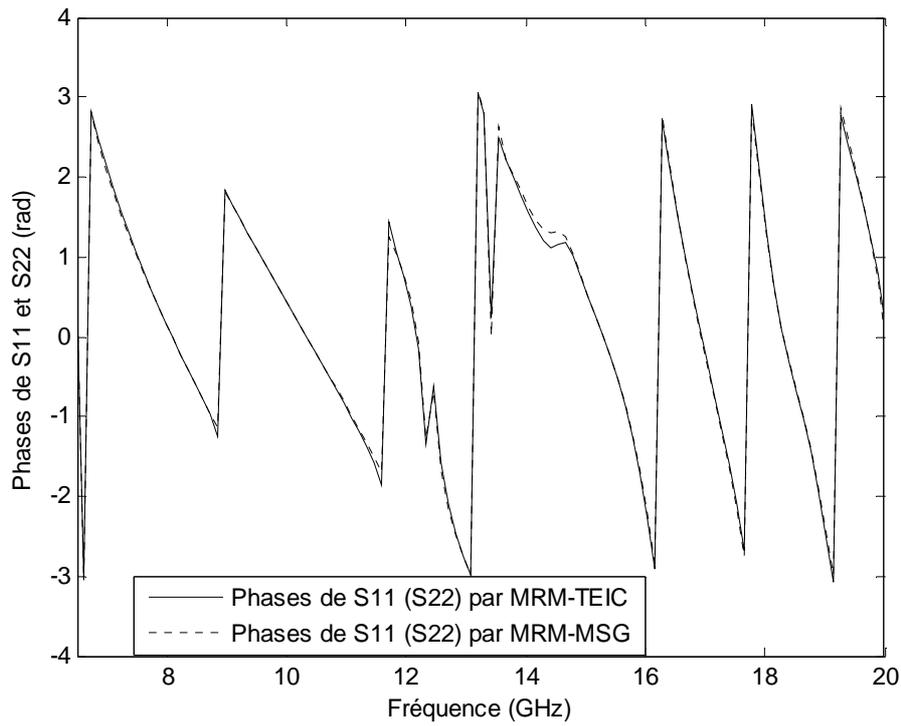
Nous avons déterminé la matrice de dispersion totale de la structure représentée en Fig. IV-16, dans les deux cas proposés, en utilisant la méthode hybride MRM-TEIC ; applicable dans la section de guide périodique. Dans les régions II et IV, nous avons utilisé la MRM classique. Une comparaison est faite avec l'utilisation de la MRM classique pour la caractérisation des discontinuités individuelles successives de toute la structure et avec le logiciel HFSS et, globalement, les résultats obtenus sont satisfaisants.



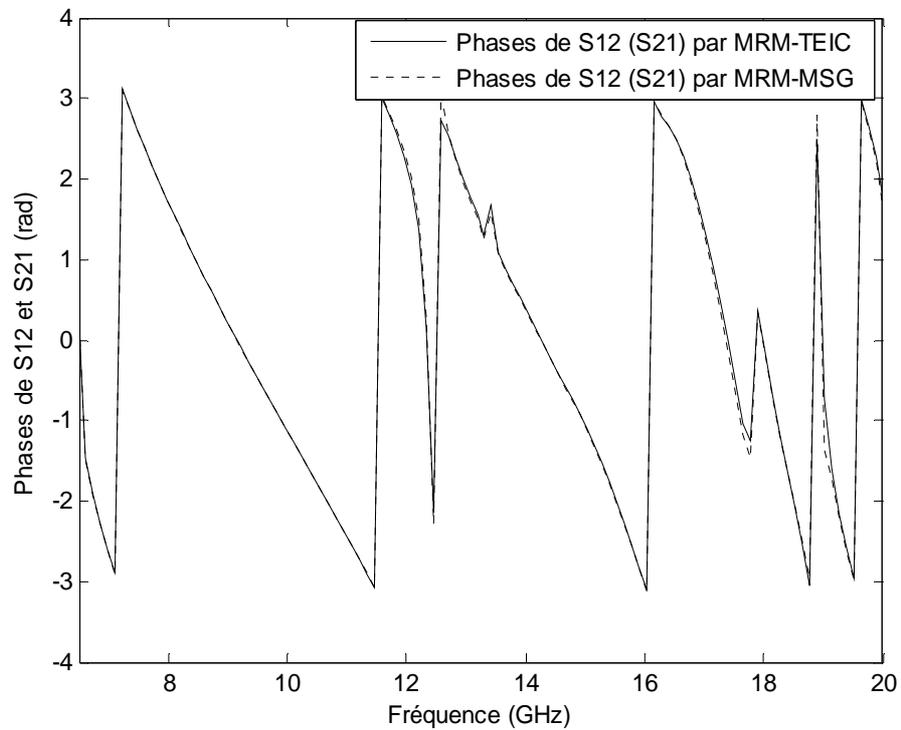
**Fig. IV-19.** Modules de  $S_{11}$  et  $S_{22}$  de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-1)



**Fig. IV-20.** Modules de  $S_{12}$  et  $S_{21}$  de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-1)



**Fig. IV-21.** Phases de  $S_{11}$  et  $S_{22}$  de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-1)



**Fig. IV-22.** Phases de  $S_{12}$  et  $S_{21}$  de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-1)

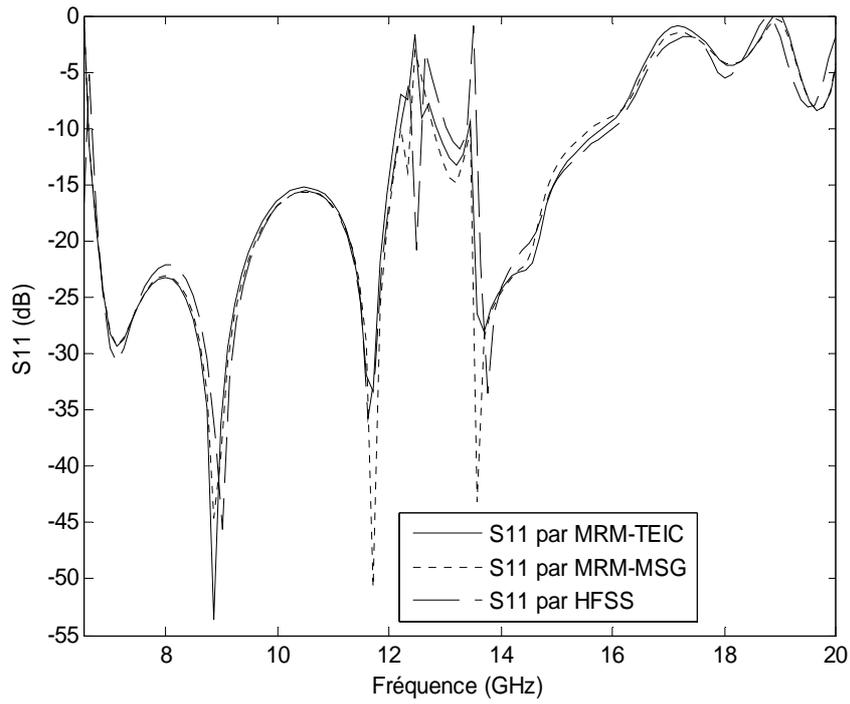


Fig. IV-23. Pertes par réflexion de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-1)

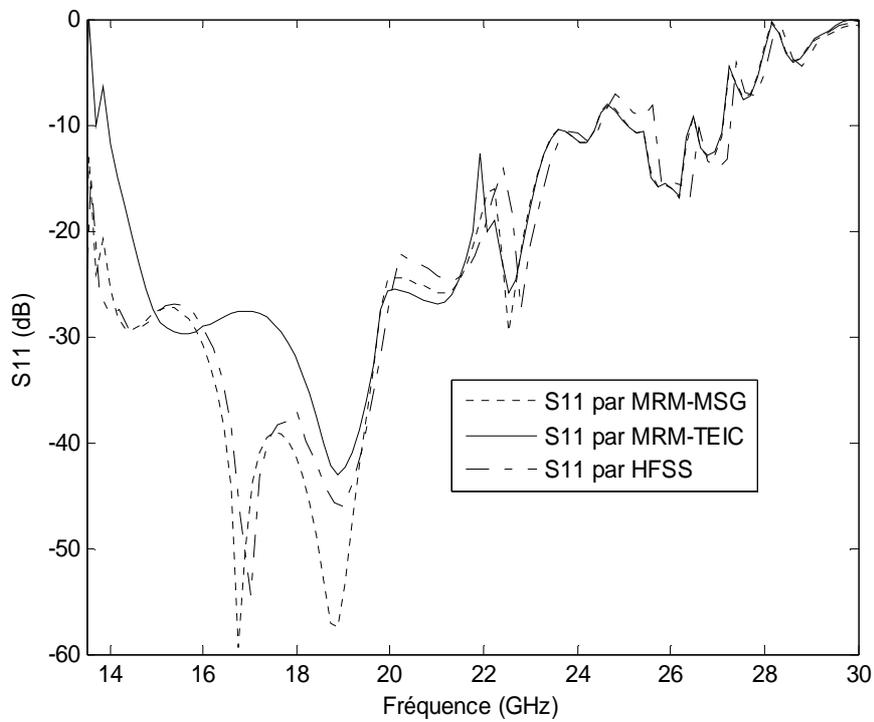


Fig. IV-24. Pertes par réflexion de la structure représentée en Fig. IV-16 (Cas II-2)

La comparaison des résultats de la Fig. IV-24 avec ceux de la Fig. IV-13 nous permet de remarquer que l'introduction du convertisseur de modes à corrugations graduelles a contribué à diminuer les pertes par réflexion dans la bande de fréquences 14 à 20 GHz. Nous remarquons également que, et particulièrement pour le cas (II-2) et éventuellement à cause de la présence des modes complexes, les résultats établis par la MRM-TEIC ne sont pas tout à fait conformes à ceux donnés par la MRM-MSG.

#### **IV-5- Conclusion et perspectives**

Les modes de Floquet dans un guide circulaire corrugué ont été étudiés par le couplage des équations intégrales. Une analyse électromagnétique rigoureuse et simplifiée a été effectuée pour la caractérisation de la jonction guide circulaire simple - guide circulaire corrugué périodique par hybridation de la méthode de raccordement modal avec la technique des équations intégrales couplées.

La réalisation de cette jonction nous évite l'étape de chaînage des matrices S des discontinuités individuelles successives formant la section de guide d'ondes périodique qui conduisent à la détermination de la matrice S généralisée de l'ensemble guide d'entrée-guide corrugué.

La validité de la méthode proposée a été vérifiée par son application sur quelques convertisseurs de modes où les résultats ont été comparés à ceux obtenus par le logiciel HFSS et ou par l'application directe de la méthode de raccordement modal.

En perspectives et après une première étude par les méthodes classiques telles que la méthode de raccordement modal et la méthode de la matrice S généralisée, nous envisagerons d'utiliser la méthode variationnelle multimodale dont l'hybridation avec l'équation intégrale permettra une modélisation unifiée de l'ensemble convertisseur-cornet.

## Références du chapitre IV

- [1] G. L. James, «*TE<sub>11</sub>-to HE<sub>11</sub> mode converters for small angle corrugated horns* », IEEE Trans. on AP, Vol.30, n° 6, Nov. 1982.
- [2] G. L. James, "*Analysis and design of TE<sub>11</sub> to HE<sub>11</sub> corrugated cylindrical waveguide mode converters*", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. MTT- 29, No. 10, October 1981.
- [3] A. J. Sangster and H. G. McDonalds, "An analysis of an abrupt junction from a uniform empty waveguide to a periodically loaded waveguide," Int. J. Electron., vol. 55,no.2 pp.213-227, 1983.
- [4] L. C. Da Silva and M. G. Castello Branco, "Analysis of the junction between smooth and corrugated cylindrical waveguides in mode converters ", IEEE Transactions on Microwave Theory and techniques, Vol. 38, No. 6, June 1990.
- [5] S. Amari, R. Vahldieck, J. Bornemann and P. Leuchtmann, «*Spectrum of corrugated and periodically loaded waveguides from classical matrix eigenvalues*», IEEE Trans. on MTT, Vol. 48, n° 3, March 2000.
- [6] S. Amari, R. Vahldieck and J. Bornemann, «*Analysis of propagation in periodically loaded circular waveguides*», Proc. IEE, Microw. Antennas Propag., Vol. 146, n° 1, February 1999.
- [7] R. E. Collin, «*Field Theory of Guided Waves*», New York: McGraw-Hill, 1960.

## *Conclusion générale*

## *Conclusion générale*

Le travail présenté dans ce manuscrit est composé de deux parties essentielles.

Dans la première partie, nous avons élaboré un algorithme d'analyse et synthèse par optimisation basé sur l'algorithme génétique (AG) pour la conception de filtres à bande étroite en guides d'ondes cylindriques métalliques creux. Dans la deuxième partie, nous avons développé l'étude de la propagation électromagnétique dans le guide d'ondes circulaire à nervures et présenté un algorithme pour la caractérisation rigoureuse de la jonction guide circulaire simple-guide circulaire corrugué.

Le problème de dispersion électromagnétique au niveau des discontinuités uni-axiales utilisées a été traité par la méthode de raccordement modal (MRM) associée à la technique de la matrice  $S$  généralisée, puis par la méthode variationnelle multimodale (MVM) dont l'exploitation a permis d'optimiser le temps de calcul.

Nous avons proposé un outil d'optimisation basé sur les algorithmes génétiques et, en première application, nous avons étudié les transformateurs multi-paliers quarts d'onde en guides d'ondes circulaires métalliques pour lesquels les résultats obtenus sont satisfaisants.

Puis nous avons étendu cette étude à l'optimisation de filtres passe-bande à cavités rectangulaires ou circulaires couplées par des iris circulaires. Le filtre initial intervenant dans le processus d'optimisation est issu d'une synthèse basée sur l'approximation de Tchebychev. La conception d'un filtre à réponse fréquentielle optimale nécessite la sélection des paramètres géométriques les plus pertinents pour améliorer les performances et réaliser

l'adaptation maximale. L'étude a combiné de manière avantageuse l'efficacité de la méthode de raccordement modal avec la flexibilité de l'algorithme génétique.

L'interaction entre les modes d'ordre supérieur au niveau des discontinuités est rigoureusement traitée pour la conception des filtres proposés.

Nous nous sommes également intéressés à l'étude de la propagation de modes dans un guide circulaire corrugué périodique. Ces modes, appelés modes de Floquet, ont été analysés par la technique des équations intégrales couplées (TEIC). L'étude des courbes de dispersion montre l'existence de modes complexes. La constitution de la base modale des modes de Floquet a permis la caractérisation de la jonction guide circulaire simple / guide circulaire corrugué par hybridation de la méthode de raccordement modal avec la technique des équations intégrales couplées.

Diverses applications ont été présentées et les résultats obtenus ont été validés par confrontation aux résultats de simulation par le logiciel HFSS.

# *Annexes*

## Annexe A

### Facteurs de correction utilisés dans la conception d'iris de couplage circulaires :

#### cas des iris épais de grands diamètres.

Dans le cas d'un iris épais de grand diamètre, la polarisabilité magnétique est définie par [7]\* :

$$M = c_0 c_1 c_2 d^3 / 6 \quad (\text{A-1})$$

où  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$  représentent des facteurs de correction et  $d$  représente le diamètre de l'iris.

Le facteur de correction  $c_0$  prend en considération l'effet que, comme la fréquence de résonance de la cavité se rapproche de la fréquence de coupure du mode dominant du guide d'ondes circulaire formant l'iris, le signal couplé augmente rapidement. Il est généralement approximé par l'expression suivante :

$$c_0 = \frac{\tan(\pi f / 2f_0)}{\pi f / 2f_0} \quad (\text{A-2})$$

où  $f_0 = c/\lambda_c$ , avec  $\lambda_c = 1.705d$  et représente la longueur d'onde de coupure du mode fondamental  $TE_{11}$ .

Le facteur de correction  $c_1$ , sur l'épaisseur de l'iris, a été déterminé par McDonalds [13]\* et peut être exprimé par :

$$c_1 = \exp \left[ -\frac{2\pi A t}{\lambda_c} \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_0^2}} \right] \quad (\text{A-3})$$

où  $A t = 1.0064t + 0.0409d$ , pour  $(t/d > 0.1)$ .

Le facteur  $c_2$  de correction sur le champ [15]\* tient compte de la variation du champ incident  $\vec{H}_t$  sur la section droite de l'iris. Il est donné par l'expression :

$$c_2 = 1 - \frac{1}{4} \left( \frac{\pi d}{2a} \right)^2 + \frac{1}{24} \left( \frac{\pi d}{2a} \right)^4, \quad d/a < 0.4 \quad (\text{A-4})$$

\* Les références citées ci-dessus sont ceux du chapitre II.

## *Liste des publications*

➤ **Article publié**

**R. Thabet**, M. L. Riabi and M. Belmeguenai, « Rigorous Design and Efficient Optimization of Quarter-Wave Transformers in Metallic Circular Waveguides using the Mode-Matching Method and Genetic Algorithm », " **Progress in Electromagnetics Research, PIER 68** " N°68, 2007, pp.15-33.

➤ **Communications internationales**

- **R. Thabet**, M. L. Riabi et A. Zermane, « Algorithme génétique adapté à l'optimisation de transformateurs et de filtres en guides d'ondes métalliques creux », **18<sup>ème</sup> Colloque International " Optique Hertzienne et Diélectriques "**: Hammamet, Tunisie, 6-8 septembre 2005.

- M. L. Riabi and **R. Thabet**, « Design and optimization of quarter-wave transformers in metallic circular waveguides using the mode-matching method and the genetic algorithm », **The 6th Jordanian International Electrical & Electronics Engineering Conference 2005 (JIEEEEC)**, Amman, Jordan, November 15-17, 2005.

- **R. Thabet** and M. L. Riabi, « Optimization of narrow band filters in metallic waveguides using the genetic algorithm », **URSI International Symposium on Signals, Systems and Electronics (ISSSE2007)**, Montréal, Québec, Canada, July 30 -August 2, 2007.

- **R. Thabet** and M. L. Riabi, « Full-wave analysis of filters in metallic waveguides using the mode-matching method and the genetic algorithm », **5<sup>th</sup> IEEE International Conference on Computational Cybernetics (ICCC2007)**, Gammarth, Tunisie, October 19-21, 2007.

- **R. Thabet** and M. L. Riabi, « Design of metallic cylindrical waveguide bandpass filters using genetic algorithm optimization », **Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS2009)**, Moscow, Russia, August 18-21, 2009, PIERS proceeding, 1549-1554.

- M. Yahia, **R. Thabet**, J.W Tao et M. L. Riabi, « *Ridged Waveguide Filter Optimization Using an Improved Simplex Method* », 6<sup>th</sup> International Conference : Sciences of Electronic, Technologies of Information and Telecommunications "SETIT 2012", Sousse, Tunisia, March 21-24, 2012.

- **R. Thabet**, J. W Tao et M. L. Riabi , « *Investigation des modes de Floquet en guide circulaire corrugué. Application au convertisseur des modes* », **17<sup>èmes</sup> Journées Nationales Microondes "JNM 2011"**, Brest, France, 18-20 mai 2011.